

N<sup>o</sup> D'ORDRE

450.

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR M. GOUY.

1<sup>re</sup> THÈSE. — RECHERCHES PHOTOMÉTRIQUES SUR LES FLAMMES COLORÉES.

2<sup>e</sup> THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues, le *26 Juillet* 1879, devant la Commission  
d'Examen.

MM. DESAINS, *Président*.

JAMIN,

SAINTE-CLAIRE DEVILLE, } *Examineurs.*

PARIS,  
GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE, DU BUREAU DES LONGITUDES,

SUCESSEUR DE MALLET-BACHELIER,

Quai des Augustins, 55.

1879

# ACADÉMIE DE PARIS.

## FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS.

MM.

<b>DOYEN</b> .....	MILNE EDWARDS, Professeur. Zoologie, Anatomie, Physiologie comparée.
<b>PROFESSEURS HONORAIRES</b> {	DUMAS. PASTEUR.
	CHASLES ..... Géométrie supérieure.
	P. DESAINS..... Physique.
	LIOUVILLE.... Mécanique rationnelle.
	PUISEUX ..... Astronomie.
	HÉBERT..... Géologie.
	DUCHARTRE..... Botanique.
	JAMIN..... Physique.
	SERRET..... Calcul différentiel et intégral.
	H. S <sup>te</sup> -CLAIRE DEVILLE... Chimie.
<b>PROFESSEURS</b> .....	DE LACAZE-DUTHIERS... Zoologie, Anatomie, Physiologie comparée.
	BERT..... Physiologie.
	HERMITE..... Algèbre supérieure.
	BRIOT..... Calcul des probabilités, Physique mathématique.
	BOUQUET..... Mécanique physique et expérimentale.
	TROOST..... Chimie.
	WURTZ..... Chimie organique.
	FRIEDEL..... Minéralogie.
	O. BONNET..... Astronomie.
<b>AGRÉGÉS</b> .....	{ BERTRAND..... } { J. VIEILLE..... } Sciences mathématiques.
	{ PELIGOT..... } Sciences physiques.
<b>SECRETÁIRE</b> .....	PHILIPPON.

---

---

# PREMIÈRE THÈSE.

---

## RECHERCHES PHOTOMÉTRIQUES

SUR

# LES FLAMMES COLORÉES.

---

### INTRODUCTION.

Les premières recherches photométriques un peu complètes sont dues à Bouguer (<sup>1</sup>), et la méthode qu'il a employée est devenue la base des procédés photométriques communément usités aujourd'hui. Pour comparer deux sources de lumière, Bouguer les plaçait derrière un écran translucide, disposé de telle sorte que chaque moitié de l'écran reçût les rayons de l'une des sources sous une incidence presque normale. En faisant varier leur distance à l'écran, il produisait l'égalité d'éclairement, et la loi du carré des distances, qu'il avait vérifiée au début de ses recherches, lui donnait le rapport du pouvoir éclairant des deux sources. Le même appareil, un peu modifié, lui permit d'étudier l'absorption de la lumière et sa réflexion sur le verre, l'eau et quelques autres substances.

Le photomètre de Bouguer a pris, depuis cette époque, diverses formes; les plus connues sont dues à Rumford et

---

(<sup>1</sup>) *Traité de la graduation de la lumière*, 1729, et *Traité des ombres et de la lumière*, 1740.

à Foucault. Ces instruments, auxquels il faut joindre le photomètre de Bunsen, donnent le pouvoir éclairant d'une source, mais non son éclat intrinsèque, et ils sont plus souvent employés aux essais industriels qu'aux recherches scientifiques.

Dans ses nombreux Mémoires sur la Photométrie <sup>(1)</sup>, Arago a donné des méthodes toutes différentes et qui ont été souvent appliquées. Elles reposent sur la loi de Malus, qu'il avait commencé par vérifier. L'application de cette loi conduit à des dispositifs assez différents, suivant le but que l'on se propose; nous allons en examiner quelques-uns.

Soient deux surfaces lumineuses  $a$  et  $a'$  dont on veut comparer les éclats intrinsèques  $i$  et  $i'$ . Plaçons devant l'œil un nicol et un prisme biréfringent, dont les sections principales feront un angle  $\alpha$ . Nous verrons, en général, deux images de  $a$ , dont l'éclat sera pour l'une  $i \cos^2 \alpha$  et pour l'autre  $i \sin^2 \alpha$ ; nous verrons de même deux images de  $a'$ , qui auront pour éclat  $i' \cos^2 \alpha$  et  $i' \sin^2 \alpha$ . En faisant varier l'angle  $\alpha$ , nous pourrions toujours amener deux de ces images à avoir le même éclat, par exemple la seconde et la troisième, et nous aurons  $\frac{i'}{i} = \tan^2 \alpha$ .

Cette disposition fort simple a été employée par Arago dans diverses recherches de Photométrie astronomique, et notamment dans des mesures de l'éclat de la lumière cendrée de la Lune, comparé à l'éclat de la partie brillante. MM. de la Provostaye et Desains ont fait usage d'un appareil analogue dans leurs recherches sur les pouvoirs émissifs des métaux et de quelques autres corps pour la lumière <sup>(2)</sup>. M. Jamin a aussi appliqué ce principe dans ses recherches sur la réflexion métallique <sup>(3)</sup> et dans des expériences faites

<sup>(1)</sup> Tome X des Oeuvres complètes.

<sup>(2)</sup> *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXVIII.

<sup>(3)</sup> *Annales de Chimie et de Physique*, 3<sup>e</sup> série, t. XIX.

avec Masson sur l'absorption des rayons homogènes (1).

On peut aussi placer deux nicols entre l'œil et l'objet lumineux, et comparer l'éclat de l'image vue à travers les nicols à l'éclat d'une lumière fixe qui sert d'unité. Cette méthode conduit nécessairement à des appareils un peu plus compliqués, mais elle a cet avantage qu'il n'y a dans le champ de la vision que les deux images qu'il faut comparer. M. Edm. Becquerel, dans ses recherches sur l'irradiation des corps incandescents et sur la phosphorescence (2), a employé un appareil fondé sur ce principe. Le photomètre de M. F. Bernard (3) appartient aussi à cette catégorie.

Dans d'autres appareils, au lieu d'apprécier l'égalité d'éclat des deux images, on les oblige à se superposer et l'on constate l'absence de polarisation dans l'image résultante. Arago a décrit un photomètre de cette espèce; il employait comme polariscope un quartz perpendiculaire à l'axe et un nicol. M. Wild (4) a construit aussi un photomètre de ce genre, dans lequel il emploie un polariscope de Savart, et qui lui a servi à étudier la transparence de l'air.

Enfin on a quelquefois employé une méthode toute différente des précédentes, et qui est fondée sur ce fait d'expérience, qu'il faut, pour que l'œil apprécie une différence d'éclat entre deux objets voisins, que cette différence soit supérieure à une fraction  $\frac{1}{n}$  de leur éclat, fraction à peu près constante. D'après les expériences de Masson,  $n$  serait sensiblement indépendant de l'éclat, de la couleur, et ne dépendrait que de l'observateur. Si donc on éclaire d'abord un écran par une lumière fixe, et puis une portion

(1) JAMIN, *Traité de Physique*, 2<sup>e</sup> édition, t. III, p. 443.

(2) *Annales du Conservatoire des Arts et Métiers*, t. IV.

(3) *Annales de Chimie et de Physique*, 3<sup>e</sup> série, t. XXXV.

(4) *Poggendorff's Annalen*, t. CXVIII.

de cet écran au moyen d'une lumière supplémentaire, juste suffisante pour que la différence d'éclat soit appréciable, le pouvoir éclairant de la nouvelle lumière sera  $\frac{1}{n}$  de celui de l'ancienne. Arago s'est servi de cette méthode pour la comparaison de l'éclat des diverses étoiles, dont il affaiblissait l'image jusqu'à ce qu'elle s'éteignît sur le fond du ciel. Masson a fait usage d'un appareil fondé sur ce principe dans ses recherches sur le pouvoir éclairant des étincelles électriques (1).

Tous ces appareils sont surtout applicables à la lumière blanche, mais ils peuvent aussi être employés avec des absorbants convenablement choisis pour ne laisser passer que des rayons à peu près homogènes. Toutefois, pour l'analyse complète d'un rayonnement donné, ce moyen serait sans doute impraticable, et l'on s'est préoccupé de chercher des appareils propres à mesurer l'éclat de chacun des rayons d'une source de lumière. Le premier de ces photomètres paraît avoir été construit par M. Govi (2); l'une des deux sources à comparer envoyait ses rayons à la partie supérieure d'une fente verticale, l'autre source à la partie inférieure. Cette lumière, analysée au moyen de lentilles et de prismes, donnait sur un écran deux spectres l'un au-dessus de l'autre; on pouvait comparer leur éclat dans une couleur déterminée et l'amener à l'égalité.

Le photomètre de Vierordt (3) n'est pas sans analogie avec le précédent; il consiste en un spectroscopie dont la fente est formée de deux parties distinctes, l'une au-dessus de l'autre, dont la largeur est mesurée par des vis micrométriques. Chacune de ces fentes reçoit les rayons de l'une des sources; les deux spectres sont vus ensemble dans le champ de l'instrument, et on les amène à l'égalité, pour

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 3<sup>e</sup> série, t. XIV.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. IV.

(3) *Poggendorff's Annalen*, t. CXL.

une couleur donnée, en faisant varier la largeur des fentes. Pour faire varier l'éclat des spectres, M. Glan a adopté un autre dispositif, qui consiste à polariser la lumière sortant du collimateur et à l'analyser avec un prisme biréfringent.

M. Trannin <sup>(1)</sup> a décrit un photomètre dans lequel les deux spectres que l'on veut comparer sont sillonnés des bandes de Fizeau et Foucault; ces bandes sont complémentaires dans les deux spectres, et, comme ils ont une partie commune, les franges disparaissent dans cette partie commune si les deux spectres ont le même éclat.

Tous ces appareils ne sont applicables qu'aux spectres continus.

MM. Champion, Pellet et Grenier, sur les conseils de M. Janssen <sup>(2)</sup>, ont construit un photomètre destiné à des essais de dosage du sodium par l'analyse spectrale. Les deux spectres à comparer sont produits tous deux par des flammes chargées de sodium, et les deux raies, transformées en larges bandes, se trouvent l'une à côté de l'autre, ce qui facilite l'appréciation de l'égalité d'éclat. Mais l'usage de cet appareil est limité aux raies isolées, comme la raie du sodium ou la raie du lithium.

A part cet essai de dosage du sodium, je ne connais aucune mesure photométrique faite sur des spectres discontinus, tels qu'en donnent les flammes colorées. Ce sont ces mesures qui font l'objet du présent Mémoire; il sera principalement question de la transparence des flammes colorées et des relations numériques qui existent entre leurs propriétés optiques d'une part, et de l'autre leur épaisseur et la densité de la vapeur métallique qu'elles contiennent. Relativement à leur transparence, il me suffira de rappeler l'expérience du renversement des raies de Foucault, et les Mémoires classiques de M. Kirchhoff;

---

<sup>(1)</sup> *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXI.

<sup>(2)</sup> *Ibid.*, t. LXXVI.

mais il y a un point de théorie qui doit nous arrêter un moment.

On sait que le spectre des vapeurs métalliques incandescentes se compose souvent de raies *nettes* ou *étroites* qui, au spectroscopie, paraissent produites par un seul rayon de longueur d'onde déterminée, ou *rayon simple*. Il paraît assez généralement admis que ces raies se comportent en effet comme un rayon simple et que le principe de l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants pour un rayon simple permet de calculer leur éclat en fonction de l'épaisseur de la couche de vapeur qui rayonne, cette couche étant supposée homogène. Comme ce point fort important n'a pas été traité en détail par M. Kirchhoff ni par aucun autre physicien à ma connaissance, il est nécessaire de l'examiner tout d'abord.

Considérons une couche homogène de vapeur incandescente, limitée par deux plans normaux à l'axe du collimateur du spectroscopie. La distance de ces deux plans est l'épaisseur de la couche, qui est supposée indéfinie dans les autres sens; il suffit d'ailleurs, dans la pratique, que ses bords ne puissent être vus d'aucun point de l'objectif du collimateur. Dans tout ce Mémoire, nous supposons ces conditions remplies; l'éclat du spectre est alors indépendant de la distance de la couche de vapeur à la fente du collimateur; nous admettrons aussi que l'objectif du collimateur est vu de la fente sous un petit angle, ce qui est réalisé dans la pratique.

Soit un élément infiniment petit  $\omega$  dans le plan focal de la lunette du spectroscopie. Sur cet élément se superposent toutes les images de la fente données par les rayons dont les longueurs d'onde sont comprises entre deux nombres  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ ;  $\lambda_1$  sera, par exemple, la longueur d'onde du rayon qui donnerait une image de la fente dont le bord droit passerait par  $\omega$ , et pour  $\lambda_2$  ce serait le bord gauche de l'image.



Supposons placée devant la fente du collimateur une surface indéfinie A, douée d'un pouvoir absorbant égal à l'unité et portée à la température de la couche de vapeur que nous considérons. L'élément  $\omega$  recevra une infinité de rayons entre les deux rayons extrêmes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ ; comme  $\lambda_2 - \lambda_1$  est fort petit, tous ces rayons auront même nuance, et, d'après ce que nous savons sur les spectres continus, ils auront aussi même éclat. La quantité totale de lumière reçue par  $\omega$  sera donc  $\omega c(\lambda_2 - \lambda_1)$ ,  $c$  étant un coefficient qui dépend du choix de l'unité photométrique.

Remplaçons la surface A par notre couche de vapeur. Soit  $p$  le pouvoir émissif de la couche pour la longueur d'onde  $\lambda$ , c'est-à-dire le rapport de l'intensité du rayon de longueur d'onde  $\lambda$  émis par la couche à l'intensité du même rayon émis par A. On sait qu'on a toujours  $p \leq 1$ ; il faut donc, pour que l'élément  $\omega$  reçoive une quantité finie de lumière, que  $p$  ait une valeur sensible pour une infinité de valeurs de  $\lambda$  comprises entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , ou, en d'autres termes, que  $p$  soit une *fonction continue* de  $\lambda$ . Nous aurons donc, en appelant Q cette quantité de lumière,

$$Q = \omega c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} p d\lambda.$$

Il arrive souvent que  $p$  n'a que des valeurs très petites pour les longueurs d'onde qui ne sont pas comprises entre deux nombres très-voisins,  $\lambda'$  et  $\lambda''$ . Examinons ce qui arrive alors.

Nous pouvons écrire

$$Q = \omega c \left( \int_{\lambda_1}^{\lambda'} p d\lambda + \int_{\lambda''}^{\lambda'} p d\lambda + \int_{\lambda''}^{\lambda_2} p d\lambda \right)$$

si nous avons

$$\lambda_1 < \lambda' < \lambda'' < \lambda_2,$$

et  $Q$  est alors sensiblement égal à

$$\omega c \int_{\lambda'}^{\lambda''} p d\lambda.$$

L'éclat de l'image de la fente est donc indépendant de  $\lambda_1$  et de  $\lambda_2$ , c'est-à-dire de la position du point considéré. En approchant du bord droit de l'image, on finira par avoir  $\lambda_1 > \lambda'$ , et l'éclat commencera à diminuer, pour se réduire, quand  $\lambda_1 = \lambda''$ , à la quantité que nous avons négligée; il en sera de même pour l'autre bord. Si  $\lambda'' - \lambda'$  est très-petit, l'éclat est donc sensiblement constant jusqu'au bord de l'image; on a alors une raie *nette*. C'est cet éclat de l'image, qui est égal, à un facteur constant près, à

$$\int_{\lambda'}^{\lambda''} p d\lambda,$$

que j'appellerai toujours l'*éclat de la raie*.

Prenons pour unité l'épaisseur de la couche que nous avons considérée jusqu'ici. Si cette couche prend l'épaisseur  $E$  en gardant la même densité et la même température, le pouvoir émissif d'un rayon simple, qui était  $p$  pour l'épaisseur  $1$ , devient  $1 - (1 - p)^E$ . L'éclat de la raie devient donc

$$\int_{\lambda'}^{\lambda''} [1 - (1 - p)^E] d\lambda,$$

en négligeant deux termes, comme précédemment. Mais on voit que la variation de cette intégrale avec  $E$  dépend entièrement de la fonction qui lie  $p$  à  $\lambda$  entre  $\lambda'$  et  $\lambda''$ . Tout ce que nous pourrions en dire, c'est qu'elle tend vers une limite au plus égale à  $\lambda'' - \lambda'$  quand  $E$  croît indéfiniment; mais il n'y a rien à en conclure, car les termes que nous avons négligés peuvent prendre alors une valeur finie. L'expérience, en effet, ne montre pas que  $p$  est nul en dehors des limites  $\lambda'$  et  $\lambda''$ , mais seulement qu'il est très

petit; le plus souvent même,  $p$  a une valeur sensible dans tout le spectre et forme alors les fonds ou spectres continus sur lesquels se projettent les raies (1).

On ne peut donc se faire une idée *a priori* de la fonction qui lie l'éclat de la raie à  $E$ , qu'en faisant une hypothèse sur la forme de la fonction  $p$ . Si l'on admet, par exemple, que  $p$  a une valeur constante  $p_0$  entre  $\lambda'$  et  $\lambda''$  et s'annule en dehors de ces limites, l'éclat de la raie devient

$$(\lambda'' - \lambda') [1 - (1 - p_0)^E],$$

et il varie alors comme le pouvoir émissif d'un rayon simple. Il s'accroît donc d'autant plus vite que  $p_0$  est plus petit et tend vers une limite  $\lambda'' - \lambda'$  quand  $E$  croît indéfiniment.

M. Kirchhoff paraît avoir fait choix de cette hypothèse (2), qui est évidemment la plus simple qu'on puisse

(1) Si  $p$  n'est rigoureusement nul pour aucune valeur de  $\lambda$  comprise entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , la quantité de lumière reçue par l'élément  $\omega$  tend, quand  $E$  croît indéfiniment vers la limite  $\omega c(\lambda_2 - \lambda_1)$ , c'est-à-dire que l'éclat du spectre finit par devenir égal à l'éclat du spectre donné par la surface  $A$ . On voit que les spectres continus des vapeurs métalliques, bien que faibles dans les circonstances ordinaires, sont essentiels à considérer dans le rayonnement des couches épaisses de vapeur.

(2) Voici quelques fragments de ses Mémoires, dont j'emprunte la traduction aux *Annales de Chimie et de Physique*, et qui me paraissent établir clairement la manière de voir de l'éminent physicien :

« La plupart des raies brillantes paraissent notablement plus larges qu'elles ne le seraient si leur lumière était homogène dans le véritable sens du mot. » (3<sup>e</sup> série, t. LXVIII, p. 15.)

« Lorsqu'on augmente l'épaisseur de la couche de vapeur dont on étudie le spectre, l'intensité de chacune des raies brillantes du spectre s'accroît, mais d'une manière variable pour chacune d'elles. Conformément à une proposition théorique qui sera développée dans le paragraphe suivant, l'intensité des raies les plus brillantes s'accroît moins rapidement que celle des raies qui le sont moins. L'impression que produit sur notre œil une raie brillante dépend non-seulement de son éclat, mais aussi de sa largeur. Par suite, il peut arriver qu'une raie, qui pour une faible épaisseur de la couche de vapeur rayonnante est moins perceptible à l'œil qu'une autre, parce qu'elle est moins brillante, bien que plus large que cette

faire. Mais ses conséquences sont en contradiction avec les mesures photométriques qu'on trouvera dans ce Mémoire, et, de plus, de nombreuses observations spectroscopiques faites depuis cette époque ont montré que, toutes les fois que les raies dites *étroites* prennent une largeur sensible, soit par l'accroissement de l'éclat de la source de lumière, soit par l'emploi d'un spectroscope puissant, elles se présentent avec un aspect diffus et nébuleux qui a été souvent signalé et qui est en contradiction avec l'hypothèse précédente.

La discussion qui précède m'a paru nécessaire pour montrer que le principe de l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants pour un rayon simple n'est pas directement engagé dans la question de la transparence des flammes colorées pour les raies ou les bandes qu'elles émettent, question que nous allons étudier expérimentalement.

Ces recherches ont été faites à la Sorbonne, au laboratoire de M. Desains, dont les conseils et l'appui bienveillant m'ont été précieux, et que je suis heureux de remercier. Je dois aussi des remerciements à M. Mouton, directeur adjoint du laboratoire.

#### MÉTHODE PHOTOMÉTRIQUE.

J'ai fait usage successivement de deux photomètres. Le premier a été décrit sommairement dans les *Comptes*

---

dernière, atteigne, lorsqu'on augmente l'épaisseur de la couche de vapeur, un éclat supérieur à celui de la première raie. » (3<sup>e</sup> série, t. LXVIII, p. 17.)

« Qu'on se figure une flamme de sodium dont l'épaisseur peut être regardée comme infinie relativement à l'absorption des rayons qui correspondent aux lignes D, et qu'on admette que les rayons d'une source de lumière située derrière traversent cette flamme et viennent se décomposer en un spectre; la clarté des lignes D ne dépend plus alors que de la température de cette flamme. Qu'on place devant une flamme de sodium ayant la même température, le spectre ne change pas; mais que la flamme ajoutée ait une température plus basse, les lignes D paraîtront nécessairement plus obscures. » (3<sup>e</sup> série, t. LXII, p. 185.)

*rendus*<sup>(1)</sup>; j'indiquerai seulement le principe de cet appareil. Si l'on projette sur la fente d'un spectroscopie, supposée verticale, l'image d'un compensateur de Babinet disposé de manière à donner des franges horizontales, et qu'on le fasse traverser par deux faisceaux lumineux polarisés à angle droit et dans des plans convenables, on produira un spectre rayé de franges horizontales. Chacun des faisceaux donnera un système de franges, et, les franges obscures de l'un se superposant aux franges brillantes de l'autre, on pourra toujours, en faisant varier l'intensité d'un des faisceaux dans un rapport connu, faire disparaître les franges en une portion du spectre<sup>(2)</sup>. Voici la disposition de l'appareil. Sur l'axe du collimateur d'un spectroscopie sont placées les pièces suivantes : une lentille achromatique ; un nicol dont la section principale est horizontale ; un compensateur de Babinet d'une forme particulière, dans lequel les axes des prismes de quartz sont à 45 degrés des franges, qui sont horizontales ; puis un prisme de spath achromatisé dont la section principale est horizontale, un nicol mobile au centre d'un cercle gradué et une lentille.

Entre ce dernier nicol et le prisme de spath le tube porte une branche latérale à angle droit, qui renferme un prisme à réflexion totale et une lentille. Une flamme étant placée devant cette branche latérale, la lumière qui n'est pas arrêtée par les diaphragmes traverse le prisme de spath à l'état de rayon extraordinaire ; le contraire a lieu pour une flamme placée devant le nicol mobile. Les deux flammes donnent ainsi des franges complémentaires, qui passent

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIII.

(2) Ce qui distingue cet appareil du photomètre à franges de M. Trannin, c'est que, dans ce dernier photomètre, les franges sont produites par la soustraction des rayons dont les longueurs d'onde ont certaines valeurs périodiques, et l'appareil ne peut convenir qu'aux spectres continus. Dans mon photomètre, au contraire, les franges brillantes et obscures sont communes à tous les rayons, et rien n'empêche d'en faire usage pour une lumière homogène.

dans le spectre; au moyen du nicol mobile, on affaiblit l'éclat de l'une d'elles de façon à faire disparaître les franges sur l'image d'une raie déterminée.

J'ai renoncé à cet appareil, qui avait l'inconvénient d'exiger une assez grande intensité lumineuse, tandis qu'il est indispensable, dans ces recherches, de pouvoir mesurer des radiations très faibles. C'est pour réaliser cette condition que l'appareil que je vais décrire a été construit; tous les résultats donnés dans ce Mémoire ont été obtenus ou vérifiés avec lui.

La forme générale du photomètre est celle d'un spectroscopie à deux prismes; les lunettes sont fixées à la manière ordinaire sur des bras portés par le pied de l'appareil. Le plateau porte un des prismes A (*fig. 1*, p. 19); le second prisme B, identique au premier, est porté par un secteur mobile autour du centre O, et qui est fixé d'autre part à un arc de cercle solidaire du bras qui porte la lunette L. On règle l'appareil de telle sorte que la face d'entrée du prisme A fasse avec l'axe du collimateur C le même angle que la face de sortie du prisme B avec l'axe de la lunette L, et qu'en même temps ces deux axes passent par les milieux de ces deux faces. Ces conditions, une fois remplies, subsistent évidemment quelque position qu'on donne au bras qui porte la lunette L, puisqu'il entraîne avec lui le prisme B. Il en résulte : 1° que, pour toutes les couleurs du spectre, le système des deux prismes A et B agit comme un seul prisme maintenu au minimum de déviation (<sup>1</sup>); 2° que, l'axe du faisceau passant toujours par les milieux de la face d'entrée et de la face de sortie, ce faisceau n'est pas amoindri pour les couleurs extrêmes, comme cela arrive d'ordinaire avec deux prismes.

---

(<sup>1</sup>) On trouvera aux *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, une démonstration de ce théorème due à M. Thollon, qui a appliqué le même principe dans la construction d'un spectroscopie.

Devant l'objectif du collimateur C est placé un miroir plan M, dont le bord horizontal rencontre l'axe du collimateur et qui recouvre la moitié supérieure de son objectif. Sur ce miroir se réfléchissent les rayons sortis d'un second collimateur C', dont l'axe rencontre le bord inférieur du miroir au même point que l'axe de C. La position du miroir est telle, qu'un rayon qui suivrait l'axe de C' se réfléchirait sur le miroir suivant le prolongement de l'axe de C. Il en résulte que, si l'on place devant les fentes de C et de C' deux sources identiques de lumière homogène, on a dans le plan focal de la lunette L les images de ces deux fentes en coïncidence exacte.

Supposons maintenant que l'on mette l'œil dans ce plan focal et sur cette image. L'œil étant convenablement accommodé<sup>(1)</sup>, on verra, à travers l'objectif de L et les prismes, la moitié inférieure de l'objectif de C et, réfléchi sur le miroir, la moitié supérieure de l'objectif de C'. Ces deux demi-cercles lumineux, que nous désignerons par *c* et *c'* (*fig. 2*), sont en général d'éclat différent. Si nous faisons varier dans un rapport connu l'éclat de l'un d'entre eux, nous pourrions les rendre également brillants, et nous aurons établi une relation entre l'éclat des deux sources de lumière placées devant nos deux collimateurs.

Pour cela, le collimateur C' est muni de deux nicols placés de part et d'autre de la fente F'<sup>(2)</sup>. Celui qui est placé entre la fente et l'objectif est immobile; l'autre est porté par un cercle divisé et tourne autour de l'axe du collimateur.

Pour que l'œil ne reçoive pas d'autres rayons que ceux

(<sup>1</sup>) L'image virtuelle de ces deux objectifs est à une distance de quelques mètres avec les dimensions adoptées. Un œil normal voit donc distinctement cette image; un œil myope aurait besoin d'un verre concave.

(<sup>2</sup>) Cette fente a toujours une largeur supérieure à  $\frac{1}{4}$  de millimètre; ses bords sont aigus et noircis, en sorte que l'extinction est complète quand les nicols sont croisés, et le passage des rayons à travers la fente ne saurait nuire, dans ces conditions, au phénomène de polarisation.

qu'on veut mesurer, on place dans le plan focal de la lunette  $L$  une fente qui remplace l'oculaire (*fig. 3*). Les lèvres de la fente n'ont qu'une hauteur de  $0^m,006$ , et, au-dessous et au-dessus d'elles, se trouvent des ouvertures à travers lesquelles on observe le spectre, à l'œil nu ou à la loupe; on amène la fente sur la raie que l'on veut mesurer. Cela fait, on place un diaphragme percé d'une ouverture carrée de  $0^m,004$  de côté (marquée en pointillé sur la figure) qui ne laisse passer que les rayons qui ont traversé la fente; on place l'œil tout contre l'ouverture.

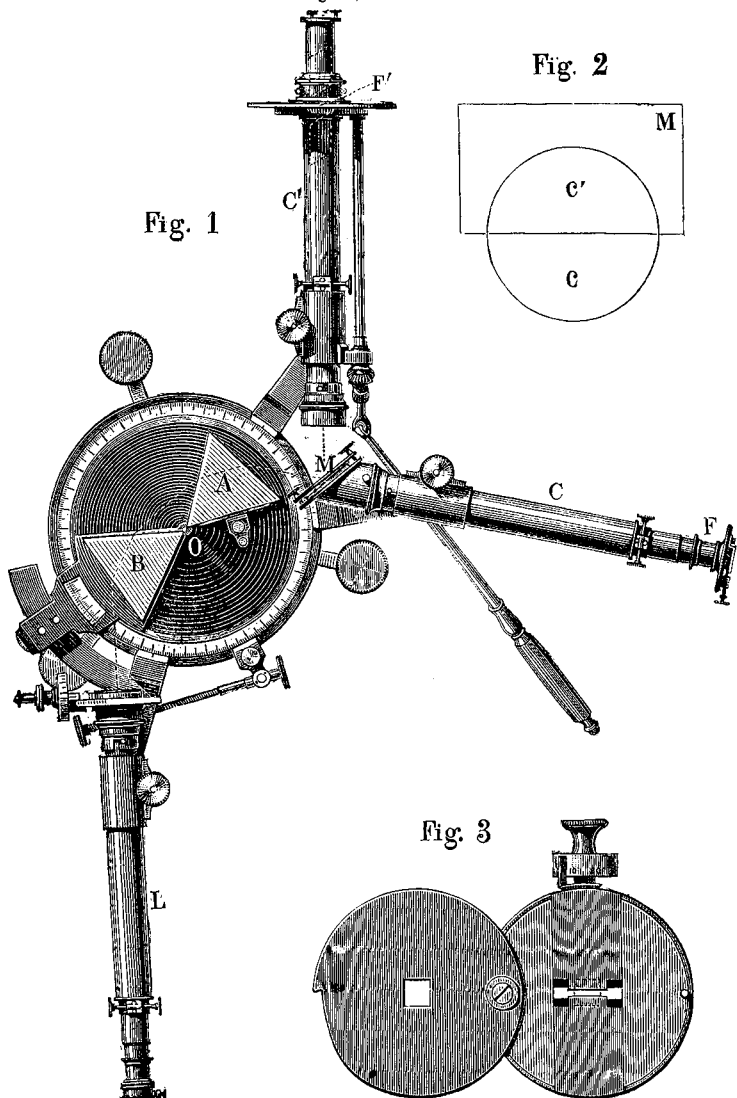
La flamme colorée que l'on étudie est toujours placée devant le collimateur  $C$ . En effet, les rayons sortis de ce collimateur n'ont à traverser que les deux prismes et l'objectif de la lunette  $L$ ; ils sont donc peu affaiblis, tandis qu'il n'en est pas de même de ceux qui passent par  $C'$ . On pourrait placer devant la fente de  $C'$  une autre flamme colorée, comme nous l'avons supposé plus haut; mais cela n'est nullement nécessaire, puisqu'il suffit; pour remplir notre but, que les deux demi-cercles  $c$  et  $c'$  possèdent la même nuance. On place devant  $C'$  une lampe à gaz, système Bengel, munie d'un régulateur Giroux d'un débit de  $150^{\text{lit}}$  à l'heure environ.

Le tube qui porte le nicol mobile est fermé par une lentille d'un foyer de  $0^m,05$ ; la lampe doit être placée à une distance telle que cette lentille projette l'image de la flamme sur l'objectif de  $C'$ . L'œil, pendant les expériences, voit la moitié de cet objectif; il voit donc l'image grossie d'une portion de la flamme qui est un demi-cercle de  $0^m,005$  de diamètre; il est facile de trouver au milieu de la flamme une portion de cette étendue qui ait un éclat uniforme. Pour que l'éclat de  $c'$  varie suivant la loi de Malus, il faut évidemment que cette petite portion de la flamme qui est utilisée soit toujours la même, quelle que soit la position du nicol mobile. Cela n'aurait pas lieu si la lentille était exactement centrée, à cause de la déviation



imprimée aux rayons par le nicol. Pour obvier à cet in-

Fig. 1, 2 et 3.



convénient, qui pouvait être grave, la lentille est montée

à coulisse sur une bonnette et peut être excentrée de manière à détruire l'effet du nicol. On fait ce réglage en mettant à la place de la flamme un point lumineux que l'œil doit voir immobile pendant la rotation.

Pendant les mesures, l'observateur fait tourner le nicol, tout en ayant l'œil à la lunette L, au moyen d'une poignée et d'un joint de Cardan. Le cercle gradué tourne devant un vernier fixe, éclairé par un petit miroir qui réfléchit sur lui les rayons de la lampe; la graduation étant du côté de l'observateur, les lectures se font sans dérangement. On règle l'ouverture de la fente F', sans rien démonter, au moyen d'une clef à longue tige.

Voici de quelle manière se font les réglages.

Le miroir M est porté par trois vis de réglage munies de ressorts; on le règle de façon que les deux spectres donnés par C et par C' se superposent dans le plan focal de L. On leur donne d'abord la même hauteur au moyen de deux des vis, qui se trouvent sur la même verticale; puis, au moyen de la troisième, on les fait coïncider couleur pour couleur. Ensuite, en inclinant plus ou moins la lunette L, on amène ces spectres à déborder également en haut et en bas de la fente oculaire, qui est rendue verticale. On place devant les fentes des deux collimateurs une flamme de soude, et on rend l'image de chacune d'elles verticale. Puis on place la lampe Bengel, en ayant soin d'utiliser le milieu de la flamme, à la hauteur où l'éclat est maximum; on place la flamme colorée, on règle la largeur des fentes, on amène la fente oculaire sur la raie que l'on veut mesurer. L'œil, placé à cette fente, distingue encore le plus souvent une différence de teinte entre les deux demi-cercles lumineux; on la fait disparaître au moyen de la troisième vis du miroir.

Avec les raies étroites, il convient de donner à la fente du collimateur une largeur plus grande qu'à la fente oculaire et de laisser la raie déborder, comme le montre la

*fig. 3.* De cette façon, tous les éléments de surface pris sur la fente oculaire sont identiques et jouent le même rôle, et, par suite, l'égalité d'éclat de  $c$  et de  $c'$ , une fois obtenue, se maintiendra si l'œil vient à se déplacer ou si le diamètre de la pupille varie.

Avec les bandes, il est souvent plus commode de rendre plus fine la fente du collimateur et d'ouvrir la fente oculaire assez largement pour embrasser l'ensemble de la bande. Si cette bande a un éclat uniforme, tout se passe comme dans le cas précédent; mais, si elle présente de grandes inégalités d'éclat, il faut, ou bien employer une dispersion assez petite pour qu'on puisse donner à la fente oculaire une largeur de  $0^m,001$  au plus, ou bien réduire à  $0^m,002$  la hauteur de la fente oculaire, et, si sa largeur ne dépasse pas ce nombre, on peut admettre que le faisceau sera toujours reçu en entier dans l'œil.

Ces précautions sont nécessaires, car, l'ouverture de la pupille variant avec l'éclat de l'image, il faut, ou bien que la quantité de lumière reçue dans l'œil soit invariable, et c'est ce qui arrive avec le dernier dispositif, ou bien que cette quantité varie dans le même rapport pour les deux spectres que l'on compare, et c'est ce qu'on obtient par la première méthode, ou bien en rendant la fente oculaire assez étroite (1).

L'appareil une fois réglé, il suffit, pour passer d'une couleur à une autre, de faire mouvoir le bras qui porte la lunette L; il est muni à cet effet d'une vis de rappel. Le plateau est divisé en demi-degrés, et un vernier qui donne les minutes permet de connaître la longueur d'onde des rayons qu'on mesure. Dans le même but, l'objectif de la lunette L est muni d'une vis micrométrique qui

---

(1) Quand la fente oculaire est très-fine, la diffraction rend confus les bords de l'image; mais le bord horizontal du miroir reste toujours parfaitement net, et c'est l'essentiel, puisque c'est la ligne qui sépare les deux demi-cercles dont on compare l'éclat.

le fait mouvoir suivant une ligne horizontale, normale à l'axe de la lunette; on déplace ainsi le spectre d'une petite quantité exactement mesurée; pendant cette opération, le bras de la lunette est fixé au plateau par une pince.

J'ai employé, suivant les cas, des prismes de flint blanc de 60 degrés, ou des prismes de sulfure de carbone du même angle, ou enfin des prismes composés valant chacun un prisme à sulfure de carbone, dont j'ai pu disposer grâce à l'obligeance de M. Thollon. Les prismes à sulfure de carbone, qui ne peuvent guère être remplacés quand on a besoin d'une grande dispersion et d'une transparence parfaite, présentent l'inconvénient de changer rapidement d'indice, en s'échauffant sous l'influence des lampes qui entourent l'appareil et de l'opérateur lui-même; il est indispensable de ramener très-souvent la raie que l'on mesure sur la fente oculaire, au moyen de la vis de rappel. Le plus souvent, je me suis servi des prismes de flint, et quelquefois d'un seul.

Le miroir M est en verre argenté à la seconde surface ou en verre noir. Ce dernier est souvent préférable, et la faiblesse de son pouvoir réflecteur permet de ne pas rendre trop fine la fente F', ce qui vaut mieux.

Les objectifs de C et de L ont  $0^m,38$  de foyer, celui de C',  $0^m,25$ . Leur ouverture libre est de  $0^m,038$  <sup>(1)</sup>, mais la lunette L est diaphragmée de manière à réduire le faisceau à  $0^m,032$ ; on a quelquefois avantage à le réduire encore. Il est indispensable que les lunettes soient noircies avec le plus grand soin pour éviter les reflets, ce qui n'est pas toujours sans difficulté.

On trouvera plus loin des résultats qui donneront une idée du degré de précision des expériences, mais il est difficile d'y démêler la part qui doit être attribuée à la

---

(1) Les deux lentilles de ces objectifs doivent être collées, pour éviter la production d'anneaux de Newton, qui gêneraient dans l'appréciation de l'égalité d'éclat.

mesure photométrique elle-même. Il convient de ne pas donner à l'angle des sections principales des nicols des valeurs plus petites que  $25^\circ$  ou plus grandes que  $75^\circ$ ; on ne peut donc pas mesurer directement des rapports plus petits que  $\frac{1}{12}$ , mais on peut dépasser beaucoup cette limite en sacrifiant un peu d'exactitude. Le vernier donne les deux minutes, mais il suffit en général de lire directement le dixième de degré <sup>(1)</sup>.

Dans toutes les expériences, on cherche le rapport de deux mesures; il est donc indispensable qu'elles soient faites toutes deux de la même manière. J'avais pris l'habitude de faire mouvoir le nicol, de part et d'autre de sa position exacte, par trois ou quatre oscillations d'amplitude décroissante; d'autres opérateurs préféreront peut-être d'autres méthodes. Dans tous les cas, il est nécessaire de faire les mesures rapidement, sans quoi l'œil se fatigue et n'apprécie plus aussi bien l'égalité d'éclat <sup>(2)</sup>.

#### PRODUCTION DES FLAMMES COLORÉES.

Pour ces recherches, il était indispensable d'avoir des flammes d'éclat constant, et qui fussent, de plus, sensiblement homogènes jusqu'à une certaine hauteur. La méthode usuelle et la méthode de Mistcherlich ne pouvaient remplir ces conditions; mais j'ai pu employer utilement des flammes produites en mettant en suspension dans le mélange combustible la poussière produite par la pulvérisation d'une solution saline.

---

(<sup>1</sup>) Il est à peine nécessaire de dire que, avant de commencer les mesures, on s'assure que, le vernier étant au zéro du cercle gradué, les sections principales des nicols sont parallèles. On le vérifie en faisant des mesures des deux côtés du zéro alternativement. L'éclat du demi-cercle  $c'$  varie donc comme  $\cos^2 \alpha$ ,  $\alpha$  étant l'angle lu sur le cercle.

(<sup>2</sup>) Le photomètre dont il vient d'être question a été construit par M. Lutz, le premier que j'ai employé par M. Laurent, et les lampes qui seront décrites plus loin par M. Wissnegg; je leur suis obligé pour le soin qu'ils y ont apporté.

De l'air comprimé arrive dans un pulvérisateur (*Pl. I, fig. 1*) analogue à ceux qui sont employés pour divers usages. Il est formé d'un tube en verre effilé à un bout et muni d'une tubulure latérale par laquelle arrive l'air. Dans son axe est un tube de verre, effilé aussi, et dont l'autre bout A sort du gros tube, auquel il est fixé par un mastic résineux. Le pulvérisateur entre dans la tubulure B d'un récipient de verre, d'une capacité de 750 centimètres cubes, disposé comme l'indique la *Pl. I, fig. 2*. La pince C étant fermée, la solution occupe le fond du récipient; elle est aspirée et réduite en poussière par le pulvérisateur. La plus grande partie est projetée contre les parois du récipient, retombe au fond et repasse par le pulvérisateur; mais la poussière très-fine est entraînée par l'air, passe avec lui dans le ballon D, et de là dans les tuyaux (<sup>1</sup>).

La construction du pulvérisateur ne présente pas de difficulté. L'orifice du tube intérieur peut varier de 0<sup>m</sup>,0002 à 0<sup>m</sup>,0008. Un orifice fin donne une pulvérisation plus abondante; mais, quand on ne tient pas à cet avantage, il

(<sup>1</sup>) Pour changer la solution, on enlève le ballon D, on ouvre la pince C, et, quand le récipient est vide, on y verse de l'eau et l'on fait marcher le pulvérisateur; on répète l'opération à plusieurs reprises. C'est pour la rendre plus facile qu'on a disposé ainsi l'appareil. On voit en effet que, lorsque le récipient est exactement nettoyé, il importe peu que le ballon D ou les tuyaux ne le soient pas. La petite quantité de matière qui s'arrête dans les tuyaux et dans les autres parties de l'appareil y est maintenue constamment humide et adhère aux parois, si bien qu'il est tout à fait inutile de les nettoyer souvent, et l'on n'en a pas moins des spectres absolument purs si la solution est pure et le récipient bien propre.

Il est bon de se faire une idée de la quantité de poussière que l'air tient en suspension. En mettant dans le récipient 10 centimètres cubes d'une solution à 10 pour 100, au bout d'une heure de marche il reste encore la plus grande partie du sel. Pendant ce temps le pulvérisateur a débité de 1 à 2 mètres cubes d'air, soit 1300 à 2600 grammes; le poids du sel entraîné à l'état de poussière est donc bien inférieur à la millième partie du poids de l'air où elle est en suspension, et les flammes sont néanmoins très-brillantes.

vaut mieux donner à l'orifice un diamètre intérieur de  $0^m,0006$  à  $0^m,0008$ , pour qu'il soit moins exposé à s'obstruer. Si cet accident arrive, on y remédie avec un fil de métal. Le tube intérieur doit être en verre mince; il ne doit être effilé qu'à son extrémité, afin de ne pas entrer en vibration, ce qui est très-nuisible. Il doit être coupé nettement, ainsi que le bout du tube extérieur, ne pas le dépasser et être bien centré; on y arrive facilement pendant que le mastic se refroidit.

Il est inutile de filtrer la solution; mais il ne faut pas qu'elle soit tout à fait saturée, car la détente de l'air produit un refroidissement qui la fait cristalliser dans le pulvérisateur. L'énergie de la pulvérisation croît rapidement avec la pression de l'air, qui varie de  $0^m,20$  à  $0^m,70$  de mercure. L'air est fourni par une pompe à volant, à simple effet, munie d'un réservoir de  $50^{\text{lit}}$ . Un manomètre à air libre indique la pression; il est facile de limiter ses variations à  $0^m,01$  de part et d'autre de la moyenne.

L'air chargé de poussière saline doit, pour former la flamme, se mélanger intimement avec le gaz d'éclairage. L'éclat de la flamme varie rapidement avec la proportion du mélange (p. 85); il est donc nécessaire qu'elle soit bien constante. Mais la pression du gaz et même celle de l'air varient constamment, et ces variations ne peuvent pas être complètement annulées par les régulateurs usités d'ordinaire, qui donnent une approximation insuffisante ici. Cette difficulté m'aurait sans doute complètement arrêté, si je n'avais abordé le problème par une autre voie.

La qualité du mélange demeurant constante, les dimensions de la flamme, et par suite son éclat, augmentent avec la dépense, mais dans une proportion très-faible. On aura donc des résultats satisfaisants si, en tolérant une petite variation de dépense, de  $\frac{1}{10}$  par exemple, on rend la qualité du mélange bien constante. Or la dépense de l'air est ici peu variable, et la première condition est remplie

d'elle-même; la seconde l'est aussi, au moyen du régulateur que je vais décrire.

Deux récipients bitubulés A et B (*Pl. I, fig. 3*), de 2<sup>lit</sup> de capacité, sont disposés l'un au-dessus de l'autre; ils sont réunis par un tube à trois branches C, dont la branche rectiligne a 0<sup>m</sup>,015 de diamètre intérieur. L'air arrive en D et sort en E, le gaz en G et H. Le débit étant réglé, il sort en H du gaz pur, en E de l'air pur, et en I un mélange d'air et de gaz. Comme le débit de I est petit et que les récipients communiquent par un large tube, la pression en A et en B ne peut différer que d'une quantité fort petite; soit P cette pression commune.

Supposons maintenant que l'afflux du gaz vienne à augmenter. La pression commune à A et à B augmentera et deviendra P'; I débitera plus de gaz et moins d'air; le débit de H sera augmenté dans un certain rapport  $f(P, P')$ ; de même celui de E, et dans le même rapport. Par suite, la qualité du mélange formé en réunissant le débit de H à celui de E sera constante et toutes les variations seront reportées sur I. L'appareil fonctionnera tant que I ne débitera pas du gaz pur ou de l'air pur; on détermine le débit de I d'après cette condition, et l'on peut le faire très-petit, si l'on veut régler de temps à autre l'arrivée du gaz. Le tuyau I aboutit à un bec placé en évidence, où l'on enflamme le mélange; tant que la flamme brûle et tant qu'elle n'est pas entièrement blanche, l'appareil fonctionne.

Cet appareil a très-bien marché pendant toute la durée des expériences. La flamme donnée par I est sans cesse en mouvement et saute à chaque coup de piston, tandis que les flammes qu'on observe sont absolument immobiles. Ce régulateur, non plus qu'aucun autre, ne peut corriger les variations de qualité du gaz d'éclairage; mais de pareilles variations ne se produisent que lentement et m'ont paru d'ailleurs peu sensibles. Il faut noter aussi que la



proportion du mélange change un peu quand on passe d'une solution très-étendue à une solution concentrée d'un sel déliquescents ; ici c'est la densité de l'air qui varie avec son état hygrométrique, et avec elle le débit relatif de E et de H.

Le gaz et l'air sortis du régulateur se mêlent en M, dans un gros tuyau de caoutchouc long de 2<sup>m</sup>, et le mélange, alors homogène, arrive dans les lampes, qui seront décrites plus loin.

#### FORME ET DIMENSIONS DES FLAMMES.

On vient de voir que nous nous servons, comme véhicule des vapeurs colorées que nous avons à étudier, des flammes produites par un mélange homogène de gaz et d'air. La constitution de ces flammes est connue dans ses traits essentiels au point de vue chimique, mais leur forme et leurs dimensions ont été peu étudiées, et j'ai dû essayer de combler cette lacune pour ne pas faire servir aux expériences des objets trop mal connus.

Résumons d'abord les connaissances acquises sur ce sujet. Lorsqu'on enflamme un mélange détonant qui s'écoule par un large orifice, la flamme ne peut subsister que si la vitesse d'écoulement dépasse une certaine valeur, caractéristique du mélange employé, et qu'on nomme *vitesse d'inflammation*. Si cette condition est remplie, la combustion s'effectue à la surface d'un cône qui s'appuie sur le contour de l'orifice. Au-dessous de cette surface, la combustion n'a pas commencé ; au-dessus, elle est complète, ou du moins aussi complète qu'elle peut l'être à la température atteinte par les gaz. Si ceux-ci ne perdaient pas de chaleur par rayonnement, aucune combinaison ne s'effectuerait en dehors de la surface du noyau et la flamme proprement dite serait uniquement formée de gaz incandescents en équilibre chimique. Cette condition est presque

réalisée pour les flammes de température peu élevée, dont nous ferons usage; mais, en général, la température s'abaisse et la combinaison devient de plus en plus complète, ce qui compense en partie les pertes de chaleur <sup>(1)</sup>.

La forme de la flamme tout entière dépendant de celle du noyau, comme on le verra plus loin, nous allons d'abord parler de celui-ci.

Si l'écoulement du mélange se trouvait subitement arrêté, l'inflammation se propagerait à partir de chaque point de la surface du noyau et normalement à cette surface avec une vitesse  $V$ . Puisque, dans l'état de régime, la surface du noyau demeure immobile, il y a, en chaque point de cette surface, égalité entre cette vitesse  $V$  et la composante normale à la surface de la vitesse  $\nu$  du filet gazeux qui y arrive sous un angle  $\alpha$  (*Pl. I, fig. 6*) :

$$(1) \quad \nu \sin \alpha = V.$$

Cette équation définit la surface du noyau, connaissant en grandeur et en direction la vitesse des gaz, et de plus  $V$ . Si l'on admet que  $V$  a la même valeur pour tous les points de la surface du noyau, on voit immédiatement que cette surface doit avoir, dans tous les cas, des arêtes vives ou des sommets aigus. Certains mélanges réalisent bien cette condition; ce sont ceux qui ont une grande vitesse d'inflammation, comme le mélange théorique d'hydrogène et d'air. Les mélanges d'air et de gaz d'éclairage donnent des sommets arrondis, d'autant plus que la proportion du gaz augmente et que la vitesse d'inflammation diminue. Pour ces mélanges,  $V$  n'est donc pas constant, mais d'autant plus grand que la courbure de la surface du noyau est elle-même plus grande.

L'expérience suivante montre que ce phénomène a une

(1) Cet exposé est emprunté, en substance, aux *Leçons sur la dissociation* de M. H. Sainte-Claire Deville.

relation intime avec les variations de température qu'éprouve le mélange avant de s'enflammer à la surface du noyau. Du chlorure de cuivre, étant mis en suspension dans le mélange, se volatilise avant d'atteindre la surface du noyau, rayonne un instant, puis, la température croissant, se dissocie bientôt. Il produit donc dans l'intérieur du noyau une seconde surface bleue, équidistante de la première et souvent plus brillante que celle-ci. Cette surface est le lieu des points où la température atteint une certaine valeur définie; or on observe que sa distance à la surface du noyau varie de zéro à  $0^m,0015$ , augmentant en même temps que la proportion de gaz d'éclairage et en même temps que le diamètre de la calotte sphérique qui forme le sommet du noyau.

Ainsi le mélange commence à s'échauffer en approchant de la surface du noyau, à une distance d'autant plus grande que la vitesse d'inflammation est plus petite. On comprend dès lors que la quantité de chaleur reçue par chaque particule augmente avec la concavité de cette surface et que la vitesse de propagation de l'inflammation varie dans le même sens.

Ces variations ont d'autant moins d'influence sur l'ensemble des phénomènes que le diamètre de l'orifice est plus grand. Nous admettrons donc, dans ce qui va suivre, que  $V$  est constant et que le mélange demeure froid jusqu'à la surface du noyau; mais les résultats seront d'autant moins approchés que le diamètre de l'orifice sera plus petit.

Si les filets gazeux sortent normalement au plan de l'orifice et avec des vitesses égales, l'équation (1) donne pour la surface du noyau un cône ayant pour base l'orifice: c'est la forme la plus ordinaire de cette surface. Si on l'assujettit à passer par des points ou des lignes autres que le contour de l'orifice, on a des figures plus compliquées; on produit facilement la forme de la *fig. 4* en pla-

cant sur l'orifice un fil de métal; le noyau est alors le solide formé par l'intersection du cône précédent et d'un angle dièdre dont l'arête est sur le fil. Quand  $\nu$  est voisin de  $V$ , le noyau présente souvent la forme de la *fig. 5*, dans laquelle quelques-uns des fils de la toile métallique jouent le même rôle que celui du cas précédent. Dans tous les cas, l'équation (1) représente bien la forme générale du noyau.

Nous allons en faire une application immédiate. Considérons un filet de section  $\sigma$  (*Pl. I, fig. 6*); soit  $\omega$  l'élément qu'il découpe sur la surface du noyau. Nous avons, en gardant les notations précédentes,

$$\sigma = \omega \sin \alpha;$$

en éliminant  $\sin \alpha$  entre cette équation et (1), il vient

$$\omega = \frac{\sigma \nu}{V} \quad \text{et} \quad \Sigma \omega = \frac{\Sigma \sigma \nu}{V}$$

pour toute la surface du noyau; ainsi cette surface est égale à la dépense divisée par la vitesse d'inflammation.

Cette relation, étant indépendante de la vitesse et de la direction des filets gazeux, qui sont toujours mal connues, m'a paru se prêter à des expériences de vérification, dont voici le principe. Un mélange détonant s'écoule par un orifice; on projette sur un écran l'image de la flamme et l'on dessine le contour du noyau; on en déduit la surface cherchée, immédiatement si le noyau est un solide de révolution et par un calcul encore assez simple dans les autres cas. On change alors l'orifice, sans rien changer à la dépense ni à la nature du mélange, et l'on recommence la même mesure, qui donne le même nombre que la première si la relation énoncée plus haut est exacte.

Voici le Tableau des expériences :

NATURE DU MÉLANGE.	PREMIER ÉTAT.	SURFACE.	DEUXIÈME ÉTAT.	SURFACE.
Excès de gaz notable.	Orifice de 0 <sup>m</sup> ,019 de diamètre.	eq 16,96	Orifice de 0 <sup>m</sup> ,030 de diamètre.	eq 16,73
»	»	15,25	»	15,19
»	»	22,20	»	22,60
»	»	33,85	»	30,81
»	Orifice de 0 <sup>m</sup> ,030.	13,80	} Même orifice, un fil de métal posé au milieu ( <i>Pl. I, fig. 4</i> ).	13,18
»	Orifice de 0 <sup>m</sup> ,019.	9,24		»
»	Orifice de 0 <sup>m</sup> ,030.	17,24	} Même orifice, disque de 0 <sup>m</sup> ,012 posé au milieu.	18,20
Sans excès de gaz ni d'air.	Orifice de 0 <sup>m</sup> ,006.	3,42		Orifice de 0 <sup>m</sup> ,009.
»	»	1,89	»	1,92
»	»	0,93	»	0,86

L'accord est suffisant, et notre relation se trouve vérifiée (1).

L'expérience montre que la forme de la flamme tout entière dépend de celle du noyau; nous allons maintenant examiner cette question.

Quand une particule gazeuse traverse la surface du noyau, on peut admettre, par raison de symétrie, que les forces qui agissent sur elle n'ont pas de composante parallèle à cette surface. Considérons un filet gazeux; soient  $v$  et  $\alpha$ ,  $v'$  et  $\alpha'$  sa vitesse et l'angle qu'il fait avec la surface du noyau de part et d'autre de cette surface (*Pl. I, fig. 6*). D'après ce qu'on vient de voir, on a

$$v \cos \alpha = v' \cos \alpha'.$$

Soient  $\sigma$  et  $\sigma'$  les sections normales du filet,  $p$  et  $p'$  le poids de l'unité de volume du mélange gazeux dans ses deux états successifs; on a

$$\sigma v p = \sigma' v' p'.$$

D'autre part,

$$\frac{\sigma}{\sin \alpha} = \frac{\sigma'}{\sin \alpha'}.$$

De ces trois équations on tire

$$\text{tang } \alpha' = \text{tang } \alpha \frac{p}{p'}.$$

Pour le mélange théorique d'air et de gaz d'éclairage, on peut prendre  $\frac{p}{p'} = 7$ . D'autre part,  $\alpha$  est donné si l'on

(1) On peut employer cette relation pour déterminer  $V$ ; la seule difficulté est de mesurer exactement la dépense. Des expériences approximatives m'ont donné 1<sup>m</sup> par seconde environ pour le mélange qui a la vitesse d'inflammation maximum, et 0<sup>m</sup>,06 pour un mélange chargé d'un assez grand excès de gaz pour que la flamme ait une pointe un peu blanche.

connaît la hauteur du cône et si l'écoulement du gaz se fait parallèlement à son axe; voici quelques valeurs de  $\alpha'$  :

Hauteur du cône, divisée par le rayon de sa base.	$\alpha'$ .	$\alpha' - \alpha$ .
0.....	90°	0°
$\frac{1}{2}$ .....	85. 55'	22. 29'
1.....	81. 52	36. 52
2.....	74. 3	47. 30
4.....	60. 15	46. 13
8. ....	41. 11	34. 4
$\infty$ .....	0	0

La dernière colonne donne  $\alpha' - \alpha$ , c'est-à-dire l'angle que fait la direction du filet à la sortie de la surface du cône avec l'axe de ce cône; on voit que cet angle passe par un maximum.

On peut suivre dans la flamme la direction des filets en mettant en suspension dans le mélange des particules solides très-fines et assez rares pour qu'on puisse les observer isolément<sup>(1)</sup>. On voit chaque particule s'illuminer en traversant la surface du noyau et dessiner sa trajectoire dans la flamme (*Pl. I, fig. 6, A*). J'ai constaté, sans faire de mesures, que la marche du phénomène est bien celle qu'indique le Tableau précédent. L'expérience présente une grande régularité, et je crois qu'on pourrait par ce moyen déterminer  $\frac{p}{p'}$ .

On peut aussi se rendre compte de la forme des filets d'après le contour extérieur de la flamme. Avec un orifice circulaire, qui est seul employé dans ces expériences, les filets s'infléchissent assez rapidement, et, dans le plan ho-

---

(1) Il suffit pour cela de frapper de légers coups sur le tube de la lampe.

horizontal qui passe par le sommet du cône, ils sont sensiblement verticaux. La flamme présente alors sa section maximum, qui croît avec le débit, mais moins vite que lui.

Il nous reste peu de chose à dire sur la manière dont les flammes doivent être disposées pour les mesures photométriques. Pour se placer dans les conditions où ont été faites les expériences, il faut employer un orifice de  $0^m,02$  à  $0^m,03$  de diamètre, et une vitesse d'écoulement de  $0^m,80$  par seconde environ, avec un petit excès de gaz, de telle sorte que la flamme présente la forme de la *Pl. I, fig. 5*, ou celle de la *fig. 6*, qui conviennent également, pourvu que le cône n'ait qu'une faible hauteur. A ce moment, la vitesse d'inflammation est plus petite que la vitesse d'inflammation maximum, mais plus grande que la moitié de ce nombre; l'excès de gaz est fort petit, et la flamme bien plus chaude que celle de la lampe Bunsen.

Il est très-utile de bien connaître les changements de nuance du cône intérieur, qui permettent de se rendre compte d'un coup d'œil de la nature de la flamme. Ces changements ont été souvent décrits d'une manière inexacte, ce qui m'oblige à en donner le détail. Lorsque la flamme a sa température maximum, sa vitesse d'inflammation maximum, et se trouve à ce point neutre où elle n'est ni réductrice ni oxydante pour un fil de cuivre, la surface du noyau est d'un bleu vif, très-brillante et presque sans épaisseur. La flamme devenant oxydante, la couleur devient franchement violette, et les bandes du carbone disparaissent et sont remplacées par un spectre continu; la bande violette disparaît la dernière. La flamme devenant réductrice, la nuance tourne au vert, puis redevient bleu violacé avec un plus grand excès de gaz. C'est l'état ordinaire de la flamme de la lampe Bunsen; la



couche brillante est alors épaissie et diffuse, et son éclat est très-affaibli <sup>(1)</sup>.

On tire aussi des indications utiles de l'examen du sommet du cône, qui est d'autant plus arrondi que l'excès du gaz est plus grand.

On utilise une portion de la flamme qui commence à quelques millimètres au-dessus du sommet du noyau, et qui a une hauteur de 0<sup>m</sup>,01 au plus; dans cette région, la flamme a un éclat presque uniforme. A ce point de vue, une flamme très-légèrement réductrice doit être préférée à une flamme exactement neutre, dont l'éclat décroît plus rapidement.

Dans tous les cas, on doit éviter de laisser la combustion commencer sur la toile métallique qui couvre l'orifice, car la flamme se refroidit alors beaucoup, et il en résulte des erreurs considérables.

#### SUR LE SPECTRE CONTINU DES FLAMMES CHARGÉES DE SODIUM.

Avant d'aller plus loin, nous devons nous occuper de ce spectre, dont il sera souvent question dans le cours de ce Mémoire. On sait que les flammes chargées d'une quantité notable de sodium donnent, en même temps que la raie D, un fond ou spectre continu plus ou moins vif. Ce spectre a été observé d'abord par M. Fizeau dans la combustion du sodium métallique <sup>(2)</sup>, et, depuis cette époque, tous les spectroscopistes ont eu sans doute l'occasion de l'examiner. Pour en avoir une idée plus nette, j'ai mesuré l'éclat de ses diverses parties.

Les expériences étaient ainsi disposées. Devant la fente

---

(1) Quand le mélange tient en suspension de la poussière saline, la couleur de la surface du noyau se modifie, et elle donne de nouvelles raies que ne donne pas le reste de la flamme; on trouvera la description de ce phénomène à la fin de ce Mémoire (p. 98).

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LIV.

du collimateur C est placée la flamme chargée de sodium ; devant la lentille du collimateur C' on place, comme à l'ordinaire, la lampe à gaz. On mesure l'éclat de la flamme colorée dans toute l'étendue du spectre, la longueur d'onde étant donnée par la graduation du plateau. On mesure donc l'éclat du spectre continu de la flamme colorée, en le comparant au spectre donné par la lampe à gaz pour la même longueur d'onde. Ce dernier spectre est affaibli dans un certain rapport, qui dépend de la largeur des fentes et du pouvoir réflecteur du miroir M, et qui est très-sensiblement le même pour les divers rayons (<sup>1</sup>), mais qui reste indéterminé; par suite, les mesures n'ont pas de valeur absolue.

Voici la série la plus complète :

$\lambda$ .	Éclat.	$\lambda$ .	Éclat.
678.....	0,013	584.....	0,723
669.....	0,023	578.....	0,277
660.....	0,019	574.....	0,160
645.....	0,026	573.....	0,155
636.....	0,041	568.....	0,100
630.....	0,046	562.....	0,079
625.....	0,082	561.....	0,074
622.....	0,068	555.....	0,059
617.....	0,092	551.....	0,046
615.....	0,100	545.....	0,040
610.....	0,167	535.....	0,029
608.....	0,160	530.....	0,028
603.....	0,254	528.....	0,027
595.....	0,700	516.....	0,018
		500.....	0,020
		480.....	0,033
		465.....	0,050
		450.....	0,092

(<sup>1</sup>) Le miroir était en verre noir.

La courbe qui représente cette fonction présente un maximum des plus marqués à la raie D (*Pl. I, fig. 7*); elle est presque symétrique par rapport à cette raie. Cette particularité remarquable n'est pas bien apparente dans les observations spectroscopiques ordinaires, à cause du grand éclat de la raie D. Ici, on ne peut pas l'attribuer à la diffusion de la lumière de cette raie sur la surface des prismes ou des lentilles, car nous verrons que l'éclat de ce fond, même très-près de la raie, varie suivant une tout autre loi que l'éclat de la raie, et parfois même en sens contraire (p. 80).

Du côté du rouge, la courbe s'abaisse régulièrement, mais ne paraît pas asymptote à l'axe des  $\lambda$ . Du côté du bleu, elle s'abaisse aussi, passe par un minimum, et se relève rapidement dans le bleu et le violet; dans le violet extrême, le spectre de la flamme de soude est bien plus étendu que celui de la lampe à gaz <sup>(1)</sup>. Nous verrons plus loin qu'il y a là deux spectres continus superposés, qui se développent suivant des lois différentes.

L'un d'eux, celui qui entoure la raie D, forme visiblement une continuation ou une dépendance de cette raie; pour cette raison, on ne peut l'attribuer qu'à la substance même qui produit la raie D, c'est-à-dire à la vapeur de sodium libre; l'autre, qui paraît former à lui seul la partie la plus réfrangible du fond, paraît devoir être attribué à un composé oxydé du sodium.

D'autres séries, faites avec une plus grande dispersion, ont été poussées plus près de la raie D, et ont montré que l'éclat s'accroît très-rapidement au voisinage de la raie. Voici l'une d'elles; l'unité n'est pas la même qu'à la série précédente.

---

<sup>1)</sup> Il faut sans doute l'attribuer à la grande inégalité de température qui existe entre les deux flammes plutôt qu'à l'existence d'un *pouvoir émissif* très-grand dans le bleu et le violet; cependant ce pouvoir émissif augmente réellement dans la partie la plus réfrangible du spectre.

$\lambda$ .	Éclat.	$\lambda$ .	Éclat.
605.....	0,089	575.....	0,055
602.....	0,108	578.....	0,081
600.....	0,146	580.....	0,120
597.....	0,194	582.....	0,163
594.....	0,369	584.....	0,225
592.....	0,762	586.....	0,516

#### DE LA TRANSPARENCE DES FLAMMES COLORÉES.

Nous allons maintenant nous occuper de mesurer l'absorption de la lumière à travers les flammes colorées. Nous examinerons d'abord la transparence de ces flammes pour les rayons d'une source à spectre continu, comme une lampe à gaz; puis nous étudierons leur transparence pour leurs propres radiations.

#### *Transparence des flammes pour les rayons d'une lampe à gaz.*

Les expériences étaient ainsi disposées (*Pl. I, fig. 9*). Dans l'axe du collimateur, et tout près de la fente F, est placée la flamme colorée A; elle est disposée de manière à s'écarter latéralement (<sup>1</sup>) en A', et à reprendre ensuite exactement sa position primitive (on s'est servi pour cela de la lampe décrite page 41, dont on enlève le bec fixe). Un peu plus loin, à 0<sup>m</sup>,1 de la fente, on place une lampe à gaz B, système Bengel, munie d'un régulateur Giroux. On règle la position de la lampe et la hauteur de la flamme colorée de façon à rendre le champ uniformément brillant.

(<sup>1</sup>) Dans cette expérience et dans toutes les suivantes, il faut, quand on écarte la flamme, mettre un écran entre elle et la fente du collimateur. Sans cela, les rayons réfléchis sur les lèvres de la fente entrent dans le collimateur et causent parfois des erreurs très-sensibles.

On mesure alors : 1° l'éclat de la lampe, la flamme colorée étant écartée; 2° l'éclat de la flamme seule, un écran noir étant placé derrière elle; 3° l'éclat de la flamme et de la lampe réunies, dans la position de la figure. Dans cette position, les rayons de la lampe traversent la flamme colorée suivant son diamètre, égal à  $0^m,03$ ; on répète les mesures une dizaine de fois, et l'on prend la moyenne.

J'ai employé des flammes chargées de divers sels et assez vives, de même aussi des flammes incolores et des flammes chargées de particules métalliques solides, fort petites, mais visibles (chrome, etc.) (1). Pour les substances qui donnent des raies ou des bandes, on s'est placé dans leur intervalle, sauf avec le baryum. Souvent l'éclat de la flamme colorée, étant négligeable, n'a pas été mesuré.

Le Tableau suivant donne les résultats :

---

(1) Pour ces flammes, le résultat était prévu; en effet, leur éclat ne dépasse pas  $\frac{1}{25}$  de l'éclat d'une lampe à gaz; en partant de cette donnée, on voit facilement que la quantité de lumière arrêtée par ces particules ne peut être que très petite.

QUALITÉ des rayons mesurés.	NATURE DU SEL.	ÉCLAT.				DIFFÉ RENCE.
		Flamme colorée.	Bongel.	Somme.	Les deux réunies.	
Vert.....	Chlorure de potassium.	0,004	0,568	0,572	0,566	-0,006
Vert jaune...	Phosphate de potasse.	0,003	0,429	0,432	0,430	-0,002
Rouge moyen..	"	0,001	0,410	0,411	0,405	-0,006
Vert moyen...	Chlorure de sodium.	"	0,424	0,424	0,423	-0,001
Rouge moyen..	"	"	0,413	0,413	0,414	+0,001
Jaune vert....	"	"	0,449	0,449	0,450	+0,001
Rouge orange..	"	"	0,440	0,440	0,441	+0,001
Vert.....	Azotate de soude.	"	0,282	0,282	0,286	+0,004
Jaune.....	"	"	0,439	0,439	0,444	+0,005
Rouge moyen..	Chlorure de lithium.	"	0,465	0,465	0,463	-0,002
Jaune vert....	"	"	0,412	0,412	0,413	+0,001
Vert bleu.....	"	"	0,295	0,295	0,295	0,000
Vert jaune....	Azotate de chaux.	"	0,601	0,601	0,604	+0,003
".....	"	"	0,601	0,601	0,585	-0,016
Rouge.....	"	"	0,609	0,609	0,619	+0,010
Bande δ.....	Acétate de baryte.	0,030	0,745	0,775	0,781	+0,006
".....	"	0,027	0,762	0,789	0,799	+0,010
Jaune vert....	Azotate de strontiane.	0,005	0,432	0,437	0,432	-0,005
Orangé.....	"	0,006	0,403	0,409	0,410	+0,001
Vert bleu.....	"	"	0,382	0,382	0,385	+0,003
Vert.....	Chlorure de zinc.	"	0,432	0,432	0,437	+0,005
Jaune vert....	Azotate de magnésie.	"	0,433	0,433	0,431	-0,002
".....	"	"	0,437	0,437	0,437	0,000
".....	Acide chromique.	0,020	0,435	0,455	0,457	+0,002
Vert bleu.....	"	0,022	0,408	0,430	0,425	-0,005
Rouge moyen..	Aucun sel.	"	0,421	0,421	0,421	0,000
Jaune vert....	"	"	0,467	0,467	0,472	+0,005
Jaune.....	"	"	0,512	0,512	0,511	-0,001

Les différences sont tout à fait de l'ordre des erreurs d'expérience; l'absorption est donc insensible et certainement inférieure à  $\frac{1}{50}$ .

Ce résultat est d'accord avec le principe de Kirchhoff. En effet, un corps noir porté à la température de la flamme colorée aurait un éclat bien plus grand que celui de la lampe à gaz, et, comme l'éclat des flammes colorées ne dé-

passé pas  $\frac{1}{2}$  de l'éclat de la lampe à gaz pour les rayons qu'on a mesurés, leur *pouvoir émissif* ne peut être que très petit; de même, par suite, leur pouvoir absorbant, qui lui est égal.

*Transparence des flammes colorées pour leurs propres radiations.*

La transparence d'une flamme colorée pour les rayons d'une autre flamme, de même espèce et de même température, dépend à la fois de son propre éclat et de celui de la flamme qui rayonne. Il ne sera question, dans ce Chapitre, que du cas particulier où les deux flammes sont identiques; nous verrons plus loin comment on peut en déduire la solution générale du problème.

Soient deux flammes identiques,  $i$  l'éclat de chacune d'elles pour une portion déterminée du spectre, une raie par exemple,  $a$  l'absorption qu'éprouvent les rayons de la seconde en traversant la première, pour la raie qui nous occupe. L'éclat de la raie, les deux flammes étant placées l'une derrière l'autre, sera

$$i' = i + i(1 - a),$$

d'où

$$\frac{i'}{i} = 2 - a = k.$$

C'est ce rapport  $k$  que nous mesurerons. C'est donc le rapport suivant lequel s'accroît l'éclat de la raie quand l'épaisseur de la couche homogène de vapeur est doublée, tout le reste demeurant constant. Pour cette mesure, deux méthodes ont été employées.

*Première méthode.* — Le mélange combustible arrive à un tube à trois branches et se distribue dans deux tuyaux de caoutchouc, qui l'amènent aux deux lampes. Celles-ci sont pareilles; chacune d'elles est formée d'un tube vertical

de  $0^m,03$  de diamètre; le mélange arrive par une tubulure latérale, placée au bas du tube. Celui-ci, formé de deux parties rentrant à coulisse, a une longueur voisine de  $0^m,35$ ; à sa partie supérieure, il est coiffé d'une toile de fil de fer <sup>(1)</sup>, soigneusement ajustée dans le plan de l'orifice et liée ensuite par un fil métallique. L'orifice du tube a donc  $0^m,03$ ; mais je me suis servi souvent d'orifices de  $0^m,02$  seulement, qui étaient ajustés au sommet du tube, comme le montre la *fig. 10* de la *Pl. I*.

L'une des lampes A (*fig. 9*) peut tourner autour de l'axe de la seconde et reprendre exactement sa première position, en s'appuyant contre une goupille fixée à la planche de fonte qui sert de base à l'appareil.

L'expérience est ainsi disposée.

La lampe A étant fixée dans sa position d'arrêt, son axe et celui de la lampe B sont dans le plan vertical, qui passe par l'axe du collimateur. Le raccord par où arrive le mélange est fixé sur la table à expérience; le tuyau qui le joint à la lampe fixe B passe dans une pince. La lampe A peut quitter sa position pour venir en A', sans que le débit de B en soit le moins du monde altéré. Pour cela, il faut que le tuyau qui joint A au raccord soit à fortes parois et d'un gros diamètre intérieur. Les deux orifices de A et de B doivent être un peu au-dessous de l'axe du collimateur, de telle sorte que la portion de la flamme qui est utilisée commence à  $0^m,004$  ou  $0^m,005$  au-dessus du sommet du noyau.

On mesure : 1° l'éclat de A seule, un écran noir étant placé derrière cette flamme; 2° l'éclat de A et de B réunies, dans la position de la figure; 3° l'éclat de B seule, en écartant latéralement A. L'éclat de A doit être égal à celui

(1) La toile ne doit pas avoir des mailles trop fines; elle doit être en fil de fer, car ce métal n'abandonne rien à la flamme, ou du moins rien de visible, tandis qu'une toile de laiton donne toujours le spectre du cuivre.



de B. S'il y a une différence et si les deux lampes sont bien placées, elle ne peut tenir qu'à une inégalité entre les deux flammes, et l'on y remédie au moyen de la pince qui fait varier le débit de B <sup>(1)</sup>.

Cette condition sensiblement réalisée, on prend la moyenne de la première et de la troisième des mesures que l'on vient d'énumérer, et l'on divise par ce nombre la seconde, ce qui donne  $k$ ; on répète l'opération trois ou quatre fois, et l'on prend la moyenne des résultats.

Il est nécessaire, pour que ce résultat réponde bien à la définition de  $k$ , que les deux flammes aient une épaisseur sensiblement uniforme dans toute l'étendue du faisceau GFH, qui est reçu dans l'appareil. Pour la flamme A, cette condition est toujours remplie; pour la flamme la plus éloignée B, le faisceau a une largeur de 0<sup>m</sup>,008 environ et la flamme un diamètre minimum de 0<sup>m</sup>,025, ce qui est suffisant pour l'approximation obtenue.

Cette méthode est tout à fait directe et ne présente pas d'autre inconvénient que le débit assez considérable qui est nécessaire pour entretenir deux flammes. Pour pousser les expériences aussi loin que possible, il est nécessaire d'avoir de l'air comprimé à près de 1<sup>atm</sup> effective, et il est difficile d'avoir un grand débit avec cette pression; j'ai donc employé aussi la méthode suivante, qui ne demande qu'une flamme.

*Deuxième méthode (Pl. I, fig. 11).* — On emploie une seule flamme A, placée près de la fente du collimateur. Derrière elle, sur l'axe du collimateur, se trouve un miroir sphérique concave M, de verre argenté à la seconde surface.

La hauteur de la flamme est réglée comme précédemment. Le réglage du miroir se fait de la manière suivante.

La fente oculaire étant enlevée, on place une lampe à

(1) Toutes ces expériences se font dans une chambre obscure; pour plus de précaution, un écran noir est placé derrière B.

gaz devant l'ouverture. Les rayons qui traversent les prismes sortent par la fente du collimateur, qui doit être élargie, atteignent le miroir, se réfléchissent et forment quelque part une image de la fente  $F$  du collimateur; le centre de cette image est amené sur l'axe du faisceau qui sort du collimateur, en  $F'$  par exemple. La fente oculaire étant replacée, on la règle de façon que le spectre déborde également en haut et en bas; de cette façon, on est sûr que la même portion de la flamme est utilisée directement, et après réflexion sur le miroir. Cela est d'autant plus important que l'éclat de la flamme diminue toujours un peu à mesure qu'on s'élève.

Soit  $i$  l'éclat de la flamme seule, un écran étant placé entre elle et le miroir;  $i'$  l'éclat de la flamme et du miroir réunis. De ces deux mesures, on déduit la valeur de  $k$  de la manière suivante: le pouvoir réflecteur du miroir étant  $R$ , l'éclat de la flamme et du miroir réunis serait  $i(1 + R)$ , si la flamme était entièrement transparente.  $R$  étant une fonction continue de la longueur d'onde, on peut admettre qu'il est constant pour les rayons qui constituent la bande, ou la raie, ou le groupe de raies que l'on étudie. Par suite, la réflexion ne change pas la qualité du rayonnement de la flamme, et celui-ci, en la traversant, doit éprouver la même absorption que s'il était émis par une seconde flamme identique. Soit  $a$  cette absorption, on a par définition  $k = 2 - a$ .

D'autre part, nous avons ici

$$i' = i + Ri - Ria,$$

d'où

$$k = \frac{i'}{Ri} - \frac{1 - R}{R}.$$

Nous verrons plus loin comment on détermine  $R$ . La nécessité de connaître ce coefficient fait que la méthode n'a d'avantages que dans certains cas particuliers.

## SPECTRES CONTINUS ET BANDES.

La première méthode seule a été employée. Voici une série faite sur la bande  $\alpha$  du calcium <sup>(1)</sup> qui donnera une idée de la concordance des mesures :

$k = 1,96$	2,05	1,98
2,00	1,96	1,91
1,98	1,95	»
1,96	2,08	»
2,02	1,95	»

Soit, en moyenne, 1,98. On voit qu'on ne peut guère compter sur une approximation de plus de  $\frac{1}{50}$  sur le résultat moyen.

Le Tableau suivant donne les résultats moyens des mesures faites sur les diverses bandes et sur des spectres continus fournis, les uns par des flammes chargées de petites particules métalliques solides, les autres par des flammes chargées d'une grande quantité de sodium; les autres mesures étaient faites aussi avec des flammes assez chargées.

(<sup>1</sup>) Les lettres attribuées aux bandes sont empruntées aux *Spectres lumineux* de M. Lecoq de Boisbaudran. Voici d'ailleurs la correspondance de cette notation et des longueurs d'onde :

Calcium.	Strontium.	Baryum.
$\epsilon \dots 650-638$	$\zeta \dots 686-678$	$\zeta \dots 629$ bord droit de la bande.
$\alpha \dots 618-616$	$\gamma \dots 674-664$	$\gamma \dots 603$ »
$\delta \dots 607-597$	$\delta \dots 650-643$	$\eta \dots 565$ »
$\beta \dots 557-551$	$\alpha \dots 611-601$	$\delta \dots 549$ »
		$\epsilon \dots 509$ »
		$\kappa \dots 487$ milieu de la bande.

Avec les bandes du calcium et du strontium, on embrasse avec la fente oculaire l'ensemble de la bande; pour les bandes du baryum, la fente oculaire est rendue assez étroite, et l'on se place près du bord droit de la bande (au milieu, pour la bande  $\kappa$ ).

Calcium, bande $\alpha$ . . . . .	$k = 1,98$
» $\beta$ . . . . .	2,01
» $\delta$ . . . . .	1,97
» $\varepsilon$ . . . . .	1,99
Strontium, bande $\alpha$ . . . . .	2,00
» $\delta$ . . . . .	1,96
» $\zeta$ . . . . .	2,02
» $\gamma$ . . . . .	1,99
Baryum, bande $\delta$ . . . . .	1,99
» $\gamma$ . . . . .	1,96
» $\eta$ . . . . .	2,03
» $\kappa$ . . . . .	1,98
Cuivre, milieu de la bande verte. . . .	2,04
Carbone, noyau intérieur, bande verte.	2,02
Acide chromique, fond, dans le bleu.	2,02
Nickel, » rouge. . . . .	1,97
» » vert. . . . .	1,99
Cobalt, » vert. . . . .	2,03
Platine, » vert. . . . .	1,98
Sodium, fond, au voisinage de la raie, côté du vert. . . . .	1,98
Sodium, fond, au voisinage de la raie, côté du rouge. . . . .	1,97
Sodium, fond, dans le vert bleu. . . . .	1,96
» bleu. . . . .	2,02
» violet. . . . .	2,04

Au degré d'approximation sur lequel on pouvait compter, tous ces nombres sont égaux à 2, et la transparence est ici complète. Ce résultat, pour les flammes chargées de particules solides (cobalt, nickel, etc.), était prévu (p. 39, note) et sert de vérification.

Les flammes chargées de sodium présentent aussi une transparence complète pour les rayons qui forment leur spectre continu ; nous aurons souvent à appliquer ce résultat.

## RAIES ÉTROITES.

Les raies étroites, contrairement aux bandes, donnent lieu le plus souvent à une absorption considérable et qui varie avec l'éclat de la flamme, tout le reste demeurant constant, si bien qu'il est nécessaire de faire une série de mesures avec des flammes de plus en plus chargées. Toutes les mesures doivent être rapportées à la même unité photométrique, et, comme l'éclat des flammes employées varie dans des limites étendues (de 1 à 2000 pour le sodium), il est nécessaire de faire varier l'unité dans un rapport connu. Pour cela, j'ai employé des verres absorbants, dits *de teinte neutre*, qui se placent contre la fente du collimateur C. On mesure avec l'appareil lui-même la transparence du verre pour la raie que l'on étudie; s'il en laisse passer la fraction  $\frac{1}{g}$ , les mesures faites avec lui doivent être multipliées par  $g$  pour être ramenées à la même unité que les mesures faites sans verre. J'ai fait usage pour le sodium de deux de ces verres : pour le premier, on avait  $g = 4,2$ , et  $31,8$  pour le second; avec les deux verres réunis,  $g = 4,2 \times 31,8 = 133,6$  <sup>(1)</sup>.

Le verre noir ne modifie pas la valeur de  $k$  quand on emploie la première méthode; mais, avec la flamme et le miroir, une petite correction est nécessaire, car les rayons réfléchis sur le verre reviennent au miroir et rentrent dans le collimateur, augmentant la valeur de  $k$  d'une quantité qui est sensiblement égale à  $0,02$ , comme on s'en assurera en partant de cette donnée, que, pour les flammes qui nécessitent l'emploi du verre noir, on a sensiblement  $k = 1,4$  <sup>(2)</sup>.

(1) On remarquera que, en opérant ainsi, les mesures se font dans les mêmes conditions physiologiques pour toute l'étendue de la série.

(2) Cet effet se produirait aussi sans verre, si toutes les pièces de la fente n'étaient pas noircies.

*Sodium (raie D).* — Sauf dans trois séries, dont nous parlerons plus loin, on a toujours mesuré l'ensemble des deux raies du groupe D. La fente du collimateur avait une largeur voisine de  $\frac{3}{4}$  de millimètre, en sorte que les deux raies étaient superposées, et la fente oculaire, un peu plus étroite, était placée sur la partie commune aux deux raies.

Le Tableau suivant, déduit de l'ensemble des mesures, donne les valeurs de  $k$ , en fonction de l'éclat  $i$  de la raie donnée par une seule flamme :

$i$ .	$k$ .	$i$ .	$k$ .	$i$ .	$k$ .
0...	2,00	11...	1,42	60...	1,44
0,5.	1,95	12...	1,40	70...	1,43
1...	1,90	13...	1,39	80...	1,41
2...	1,81	14...	1,39	90...	1,39
3...	1,72	15...	1,38	100...	1,39
4...	1,64	20...	1,38	120...	1,38
5...	1,58	25...	1,40	140...	1,38
6...	1,54	30...	1,41	160...	1,37
7...	1,50	35...	1,43	180...	1,37
8...	1,47	40...	1,44	200...	1,36
9...	1,45	45...	1,45	»	»
10...	1,43	50...	1,45	»	»

Ce Tableau nous montre :

1° Que, pour des flammes d'éclat très-petit, on a  $k = 2$ , et par suite une transparence complète;

2° Que  $2 - k$  est sensiblement proportionnel à l'éclat de la flamme, tant que celui-ci est assez petit;

3° Que, l'éclat augmentant,  $k$  diminue de moins en moins vite, passe par un minimum, augmente lentement, passe par un maximum peu différent du minimum et décroît très-lentement jusqu'à la limite des expériences (1)

(1) Les flammes d'éclat inférieur à 1 ne présentent pas une teinte jaune bien franche, mais sont plutôt rougeâtres, comme une flamme qui ne contient aucune vapeur métallique. A la limite des expériences, les

(Pl. I, fig. 8). On remarquera que, contrairement à une opinion trop répandue, l'éclat de la raie augmente toujours avec l'épaisseur de la couche de vapeur.

Ces lois sont générales et se retrouvent avec toutes les autres raies étroites qui ont été soumises à l'expérience, comme on le verra plus loin.

Nous allons maintenant donner quelques détails sur la marche des expériences. Plusieurs séries distinctes ont été faites avec des sels différents et des méthodes un peu différentes ; en voici le Tableau :

SEL EMPLOYÉ.	MINIMUM de $k$ .	MAXIMUM.	LIMITE des expériences	OBSERVATIONS.
Chlorure...	1,37	1,44	"	Deux flammes, 1 <sup>re</sup> méthode.
" ...	1,38	"	"	"
Azotate...	1,37	1,45	1,37	Une flamme, avec miroir.
Hyposulfite.	1,40	1,48	1,35	"
"	1,39	1,47	1,36	"
Azotate....	1,37	1,45	1,36	"

Pour employer la méthode du miroir, il est nécessaire de connaître son pouvoir réflecteur  $R$ . Voici comment on détermine ce nombre. Les séries faites par la première méthode montrent que, l'éclat diminuant,  $2 - k$  est sensiblement proportionnel à l'éclat ; en d'autres termes, la courbe représentative de la fonction  $k$  est sensiblement rectiligne à son origine et passe par le point  $k = 2$  pour  $i = 0$ . En employant la méthode du miroir, on prendra

flammes sont très-brillantes et possèdent, à égalité de surface, un pouvoir éclairant tout à fait comparable à celui d'une lampe Bengel ; elles donnent des raies très-diffuses et très-élargies ; je pense que, en opérant par la méthode usuelle, on ne peut guère dépasser la moitié de leur éclat. Ces observations donneront une idée, malheureusement trop vague, de l'unité photométrique.

pour  $R$  une valeur approchée, 0,9 par exemple, et l'on calculera  $k$  par la formule  $\frac{i'}{i \cdot 0,9} - \frac{1 - 0,9}{0,9} = k$  : en calculant un nombre suffisant de valeurs, et les représentant par une courbe continue, on trouvera que pour  $i = 0$  la courbe ne donne pas 2, mais  $2 + n$ . La limite du rapport  $\frac{i'}{i}$ , quand  $i$  tend vers zéro, est  $1 + R$ , en appelant  $R$  le véritable pouvoir réflecteur; on a donc

$$\frac{1 + R}{0,9} - \frac{1 - 0,9}{0,9} = 2 + n,$$

d'où

$$R = 0,9(1 + n).$$

Le même procédé sera employé pour les autres raies; le pouvoir réflecteur trouvé ainsi est compris entre 0,85 et 0,90 <sup>(1)</sup>.

Toutes ces expériences présentent une cause d'erreur dont il est difficile d'évaluer l'influence *a priori*. La diffusion de l'air ambiant produit une enveloppe froide, d'une épaisseur de 0<sup>m</sup>,001 ou 0<sup>m</sup>,002, qui entoure la flamme colorée. Cette enveloppe, quoique oxydante, contient de la vapeur de sodium <sup>(2)</sup> qui absorbe une partie des rayons émis par la flamme; cette absorption se manifeste, quand la flamme très-vive donne des raies élargies, par la formation d'une fine ligne noire au milieu de ces raies <sup>(3)</sup>. Il en résulte que la valeur de  $k$ , mesurée par les méthodes précédentes, s'applique, non pas à une couche homogène de vapeur incandescente, mais à un système complexe, et il est difficile de prévoir quelle erreur peut en résulter.

<sup>(1)</sup> Je ne donne ici aucune série de mesures; on en trouvera une plus loin, qui donnera une idée suffisante du degré de concordance des expériences.

<sup>(2)</sup> Voir p. 84 et suivantes.

<sup>(3)</sup> Observée d'abord par M. Kirchhoff, et bien souvent depuis.



Pour déterminer le sens et l'ordre de grandeur de cette erreur, j'ai mesuré la valeur de  $k$  au moyen d'une flamme dépourvue de cette enveloppe froide. La flamme colorée D (*Pl. I, fig. 12*), produite comme à l'ordinaire, est enveloppée d'une flamme incolore de même température. Celle-ci est produite par un mélange de gaz et d'air qui arrive en A et sort par un orifice annulaire CC qui entoure l'orifice principal B. A la hauteur où l'on vise la flamme, la vapeur métallique n'est pas encore diffusée dans la flamme extérieure, et, quand l'appareil est bien réglé, le renversement partiel dont on vient de parler disparaît complètement; on peut alors penser que toute la vapeur métallique est à la même température. On fait une série de mesures avec cette flamme et avec la flamme ordinaire en alternant, et avec des flammes assez chargées, pour que l'effet de l'absorption soit plus marqué. Voici quelques résultats; la première colonne donne la valeur de  $k$  trouvée avec la flamme enveloppée, la deuxième la valeur de  $k$ , pour le même éclat, déduite des expériences faites à la manière ordinaire :

1,41	1,42
1,35	1,38
1,35	1,36
1,34	1,38
1,36	1,37
1,34	1,36
1,39	1,36
1,35	1,36
1,36	1,37

La flamme enveloppée a donné presque toujours des nombres un peu plus petits que l'autre; il en résulterait que les valeurs de  $k$  données plus haut seraient un peu trop grandes; mais la différence n'est pas assez marquée pour qu'il y ait lieu actuellement d'en tenir compte.

Cette cause d'erreur n'est donc pas considérable avec le

sodium. Pour les autres métaux, tels que le lithium, la couche extérieure, étant oxydante, contient peu de vapeur métallique libre <sup>(1)</sup>, et je n'ai pas cru devoir m'en occuper.

Les dernières séries ont été faites sur chacune des deux raies séparément avec les deux prismes composés. Dans le plan focal de la lunette, la distance entre les milieux des deux raies était de 0<sup>m</sup>,0002 environ. La fente oculaire avait une largeur égale et la fente du collimateur était un peu plus fine, si bien que les deux raies étaient nettement séparées; on les amenait successivement au milieu de la fente oculaire, au moyen de la vis micrométrique qui fait mouvoir l'objectif de la lunette. Comme, en opérant ainsi, les moindres défauts des prismes donnent un éclaircissement inégal du champ, on utilisait seulement la partie centrale, qui était satisfaisante.

Les expériences étaient faites par la première méthode; on mesurait la valeur de  $k$  pour chacune des deux raies successivement. En voici le Tableau pour une des séries; l'unité d'éclat est arbitraire, mais elle est très-sensiblement la même pour les deux raies, comme cela résulte du mode opératoire, et elle est demeurée constante, comme toujours, dans toute la série <sup>(2)</sup>:

$D_1$ .		$D_2$ .	
$i$ .	$k$ .	$i$ .	$k$ .
0,20....	2,04	0,38....	1,88
0,57....	1,86	1,1.....	1,82
1,44....	1,66	2,6.....	1,58
1,91....	1,69	3,2.....	1,53
3,40....	1,52	5,2.....	1,43
4,86....	1,41	6,4.....	1,34
4,98....	1,38	7,6.....	1,39

<sup>(1)</sup> Voir p. 84 et suivantes.

<sup>(2)</sup> La raie  $D_1$  est ici la raie la moins réfrangible du groupe et la plus faible aussi. La notation d'Angström est différente.

$D_1$ .		$D_2$ .	
$i$ .	$k$ .	$i$ .	$k$ .
5,60.....	1,41	10,0.....	1,44
7,9.....	1,41	14,0.....	1,41
10,0.....	1,36	14,8.....	1,41
10,3.....	1,47	15,0.....	1,35
10,9.....	1,42	19,4.....	1,34
11,1.....	1,36	22,0.....	1,38
14,8.....	1,36	24,9.....	1,32
17,6.....	1,35		
19,2.....	1,41		
25,5.....	1,30		
34,8.....	1,42		

Les deux autres séries ont donné des résultats tout à fait analogues à ceux-là. Si l'on essaye de représenter graphiquement ces deux fonctions, on constate que, au degré d'approximation des expériences : 1° les deux fonctions sont représentées par la même courbe ; 2° cette courbe diffère peu de celle qui représente la même fonction pour l'ensemble des deux raies (<sup>1</sup>).

Ainsi, les deux raies du sodium donnent sensiblement la même valeur de  $k$  lorsqu'elles ont le même éclat. Mais, dans une même flamme, ces deux raies ont un éclat différent, comme nous le verrons plus loin, et, par suite, elles donnent pour  $k$  des valeurs en général différentes. Ainsi,

(<sup>1</sup>) Ce dernier énoncé ne peut pas être tout à fait exact. Soient, en effet,  $i_1$  et  $i_2$  l'éclat de  $D_1$  et de  $D_2$  avec une seule flamme,  $i'_1$  et  $i'_2$  leur éclat avec deux flammes,  $k_0$ ,  $k_1$  et  $k_2$  la valeur de  $k$  pour l'ensemble des deux raies, pour  $D_1$  et pour  $D_2$ ; on a, par définition,

$$k_0 = \frac{i'_1 + i'_2}{i_1 + i_2} = \frac{k_1 i_1 + k_2 i_2}{i_1 + i_2}.$$

Comme, en général,  $k_1$  et  $k_2$  sont différents dans la même flamme,  $k_0$  sera intermédiaire entre ces deux nombres. Par suite, la fonction  $k_0$ , comparée aux fonctions  $k_1$  ou  $k_2$ , aura un maximum et un minimum un peu atténués; mais cet effet est insensible avec notre approximation. On trouvera plus loin, p. 67, les éléments nécessaires pour faire le calcul complet.

dans une expérience,  $D_1$  donne 1,69 et  $D_2$  1,53. Cette différence n'est guère sensible dès que l'éclat est un peu grand, puisque  $k$  se réduit alors à peu près à une constante égale pour les deux raies.

*Rubidium.* — Avec le rubidium comme avec les autres métaux dont il me reste à parler, les expériences ont été faites comme pour le sodium, et nous n'aurons pas à y revenir. Seulement, comme les mesures sont plus difficiles aux extrémités du spectre, il convient, au lieu de prendre la moyenne de trois ou quatre expériences faites avec la même flamme, d'en faire un plus grand nombre, par exemple dix ou quinze.

Les deux raies violettes du rubidium ont été étudiées séparément. Voici l'unique série faite sur la plus réfrangible ( $\lambda = 420,2$ ), qui est aussi la plus forte. On a opéré comme dans la série faite sur  $D_1$  et  $D_2$  (<sup>1</sup>) :

$i.$	$k.$
1,25	1,79
1,40	1,73
1,43	1,71
2,20	1,64
2,30	1,58
3,30	1,50
3,4	1,53
4,0	1,47
4,7	1,45
6,3	1,41
6,7	1,43
7,0	1,45

Ici le minimum paraît à peu près atteint; il est voisin de 1,42.

En même temps, et avec la même unité, on a fait des

---

(<sup>1</sup>) Mais en employant, au lieu de la première méthode, la flamme et le miroir; de plus, les fentes étaient beaucoup plus larges, les raies étant moins voisines.

mesures sur la raie la moins réfrangible ( $\lambda = 421,6$ ), qui est très voisine de celle-ci :

<i>i.</i>	<i>k.</i>
1,0	1,81
1,5	1,70
2,2	1,68
2,7	1,55

Ces dernières mesures sont représentées par la même courbe que les précédentes. Nous retrouvons ici ce fait, déjà observé avec le sodium, que les deux raies du groupe donnent la même valeur de *k* quand elles ont le même éclat, bien que dans une même flamme elles aient un éclat très différent et donnent par suite pour *k* des nombres très différents. Ces différences sont ici bien plus marquées qu'avec le sodium<sup>(1)</sup>.

*Potassium.* — La double raie du potassium, dans le rouge extrême, se prête assez mal aux expériences, à cause de sa couleur. Il est fort utile, pour éviter les reflets des parties plus brillantes du spectre, de mettre devant l'œil un verre bleu cobalt, qui est entièrement transparent pour cette raie. Même avec cette précaution, il ne m'a pas été possible de déterminer le commencement de la fonction *k*.

Voici la série la plus complète, faite avec du chlorure, une flamme et le miroir.

<i>i.</i>	<i>k.</i>	<i>i.</i>	<i>k.</i>
16....	1,63	50....	1,46
17....	1,64	70....	1,49
18....	1,64	85....	1,48
26....	1,58	131....	1,48
30....	1,53	143....	1,52
38....	1,50	177....	1,49
41....	1,47	220....	1,52

Pour vérifier la valeur attribuée au pouvoir réflecteur du miroir, on a fait quelques mesures avec la première mé-

(1) Voir p. 70.

thode, l'éclat étant environ 60; on a trouvé 1,48, 1,43, 1,45, 1,48, 1,49, soit en moyenne 1,47, ce qui concorde avec le Tableau précédent.

Ainsi, la fonction  $k$  présente ici la même forme générale que pour le sodium; mais il ne paraît y avoir ni minimum ni maximum bien marqués, et la fonction se réduit, à partir d'un certain éclat, à une constante égale à 1,48 environ.

*Lithium.* — La fonction  $k$  est presque identique pour le sodium et le lithium; seulement le maximum et le minimum sont un peu moindres, et de plus il n'a pas été possible de produire des flammes d'un éclat plus grand que celui qui correspond au maximum de  $k$ .

Voici la meilleure série, obtenue avec de l'acétate, une flamme et le miroir :

$i$ .	$k$ .	$i$ .	$k$ .
2,0....	1,96	88....	1,32
7,5....	1,81	90....	1,31
15....	1,68	107....	1,36
25....	1,51	115....	1,37
34....	1,47	130....	1,38
57....	1,33	155....	1,39
63....	1,33		

La courbe qui représente le mieux ces mesures a pour minimum 1,30 et pour maximum 1,39; les expériences s'arrêtent là. Trois autres séries ont donné pour le minimum 1,32, 1,32 et 1,34, soit en moyenne 1,32.

*Strontium (raie bleue).* — On a opéré comme pour les raies précédentes. Voici une série faite avec de l'acétate, une flamme et le miroir :

$i$ .	$k$ .
1,1.....	1,85
2,4.....	1,71
4,3.....	1,55
6,0.....	1,44
8,0.....	1,39
12,0.....	1,34

Ici le minimum n'est pas tout à fait atteint, mais il peut encore être déduit de la forme de la courbe. Cette série donnerait 1,33 environ. Voici les autres séries :

Azotate, une flamme avec miroir, minimum . . . .	1,35
»                    »                    »                    » . . . .	1,32
Chlorure                »                    »                    » . . . .	1,34

Deux autres séries, faites par la première méthode, ne donnent que le début de la fonction; voici l'une d'elles :

<i>i.</i>	<i>k.</i>
1,0 . . . . .	1,99
2,5 . . . . .	1,93
4,2 . . . . .	1,90
7,8 . . . . .	1,82
22,5 . . . . .	1,58
28,6 . . . . .	1,54
34,5 . . . . .	1,52

*Calcium (raie violette).* — Voici une série faite avec du chlorure, une flamme et le miroir :

<i>i.</i>	<i>k.</i>
0,95 . . . . .	1,72
1,7 . . . . .	1,54
2,5 . . . . .	1,47
3,1 . . . . .	1,43
3,5 . . . . .	1,41
4,7 . . . . .	1,35

Ici le minimum est loin d'être atteint; il paraît devoir être voisin de 1,28; une autre série donnerait un nombre un peu plus petit.

Il me reste à parler de deux raies qui ne donnent que le début de la fonction *k* avec les flammes employées.

*Raie verte du baryum.* — Avec les flammes les plus vives que j'aie pu produire, j'ai trouvé  $k = 1,93$  environ;

d'ailleurs, ces flammes ne donnent à la raie verte du baryum qu'un éclat comparable à celui que possèdent, pour cette valeur de  $k$ , les raies dont nous venons de nous occuper.

*Raie verte du thallium.* — Je n'ai employé que des flammes d'éclat assez faible et des solutions étendues, et j'ai trouvé des nombres voisins de 2; même observation que pour la raie précédente (1).

En résumé, nous avons toujours trouvé  $k = 2$  et la transparence complète quand l'éclat de la raie est très petit; puis, l'éclat augmentant,  $k$  diminue d'abord proportionnellement, puis de moins en moins vite, passe par un minimum compris entre 1,47 et 1,28, puis par un maximum peu prononcé, et devient presque constant. Ces résultats établissent entre les diverses raies métalliques une parenté remarquable; les plus grandes différences qui existent entre elles sont relatives à l'étendue de la fonction  $k$  que peuvent donner les flammes employées.

#### DENSITÉ DE LA VAPEUR MÉTALLIQUE.

Dans le Chapitre précédent, nous avons vu que l'éclat d'une raie, d'une bande ou d'un spectre continu augmente toujours avec l'épaisseur de la couche de vapeur qui rayonne. D'autre part on sait que, cette épaisseur demeurant constante ainsi que la température, l'éclat du spectre augmente avec la densité de la vapeur; nous allons maintenant nous occuper de cette question.

On peut concevoir *a priori* que le rayonnement d'une masse infiniment petite de vapeur dépende de sa densité, ou, en d'autres termes, que le rayonnement des atomes dépende

---

(1) Dans des expériences anciennes, que je n'ai pas reprises, j'avais trouvé des nombres de l'ordre de grandeur de 1,4 avec des flammes assez vives.



de leur distance moyenne; mais il ne suffit pas, pour s'en assurer, de remarquer dans le spectre des changements produits par l'accroissement de densité. Pour constater la réalité de ce phénomène, une seule méthode paraît applicable : admettre que l'effet dont il s'agit est nul, calculer dans cette hypothèse des relations numériques, et les soumettre au contrôle de l'expérience; l'effet de la densité, s'il est réel, devra ressortir de cette comparaison sous forme d'erreur systématique. Nous allons donc, dans tout le cours de ce Chapitre, raisonner dans notre hypothèse du rayonnement élémentaire indépendant de la densité.

Considérons une couche homogène de vapeur, d'épaisseur  $E$ ; soit  $p$  le pouvoir émissif de la couche pour un rayon de longueur d'onde déterminée. Si  $E$  prend un accroissement infiniment petit  $dE$ , l'accroissement correspondant  $dp$  peut se calculer ainsi. Le pouvoir émissif de la couche d'épaisseur  $dE$  qui s'ajoute à la couche primitive est, dans notre hypothèse,  $mDdE$ ,  $D$  étant la densité de la vapeur, et  $m$  un coefficient constant (à une même température). Les rayons partis de cette couche traversent la couche primitive, dont le pouvoir absorbant est  $p$ ; il vient donc

$$dp = mD(1 - p)dE,$$

dont l'intégrale est  $p = 1 - Ce^{-mDE}$ .

Comme pour  $E = 0$  on a  $p = 0$ , la constante  $C$  est égale à l'unité, et il vient  $p = 1 - e^{-mDE}$ . Ainsi, pour chaque rayon simple, le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant ne dépendent que du produit  $DE$ , qui représente la quantité de vapeur contenue dans un cylindre droit ayant pour base l'unité et pour hauteur l'épaisseur de la couche. Nous désignerons ce produit par la lettre  $q$ . Ainsi, dans notre hypothèse, les propriétés optiques d'une couche homogène de vapeur ne dépendent que de  $q$ .

Réciproquement, deux couches de vapeur de même tem-

pérature qui donnent le même éclat à une raie donnent pour  $q$  le même nombre et sont identiques au point de vue optique. Ces deux couches doivent donc donner pour  $k$  la même valeur ; par suite,  $k$  n'est fonction que de l'éclat de la raie et doit avoir la même valeur pour deux flammes d'épaisseurs différentes, mais de même éclat et de même température.

Ce résultat était de nature à pouvoir être contrôlé par l'expérience. Les deux couches de vapeur sur lesquelles il fallait opérer devaient avoir des épaisseurs différentes, mais des températures identiques. Pour réaliser ces conditions, j'ai opéré de la manière suivante. Devant la fente du collimateur (*Pl. I, fig. 13*) sont placées les deux flammes égales, comme pour opérer par la première méthode. Derrière elles on place le miroir M, et on le règle comme il est dit à la page 44.

La première flamme A étant tenue écartée, on mesure l'éclat  $i_1$  de la seconde flamme B et, avec cette flamme B et le miroir, on mesure la valeur de  $k$ , comme il est dit à la page 44.

On ramène la première flamme A. On mesure l'éclat  $i_2$  des deux flammes réunies ; puis on mesure  $k$  avec les deux flammes ensemble et le miroir, en opérant comme si les deux flammes n'en faisaient qu'une seule.

En admettant que l'épaisseur de chacune des deux flammes soit  $0^m,025$ , on voit que cette dernière mesure de  $k$  donne le rapport suivant lequel s'accroît l'éclat de la raie quand l'épaisseur de la couche varie de  $0^m,05$  à  $0^m,10$  ; la première mesure de  $k$  donne ce même rapport, l'épaisseur de la couche variant de  $0^m,025$  à  $0^m,05$ .

Ces deux mesures sont en général très-différentes, comme on devait s'y attendre. Si l'on fait un nombre suffisant de mesures, et qu'on les représente graphiquement toutes ensemble en prenant pour abscisse l'éclat  $i_1$  ou  $i_2$  et pour ordonnée  $k$ , on constate que les deux séries faites

avec des épaisseurs différentes sont représentées par la même courbe.

Voici le Tableau des expériences ; à côté de la valeur trouvée de  $k$ , on a mis la valeur calculée ou plutôt lue sur la courbe dont on vient de parler :

## SODIUM (RAIE D).

*Épaisseurs* : 0<sup>m</sup>,025 et 0<sup>m</sup>,05.

Éclat $i_1$ (avec l'épaisseur 0 <sup>m</sup> ,025).	$k$		Différence.
	calculé.	trouvé.	
0,8 . . . . .	1,82	1,88	+ 0,06
0,85 . . . . .	1,81	1,84	+ 0,03
0,9 . . . . .	1,80	1,78	- 0,02
1,3 . . . . .	1,72	1,76	+ 0,04
1,8 . . . . .	1,64	1,62	- 0,02
1,9 . . . . .	1,63	1,59	- 0,04
3,6 . . . . .	1,47	1,47	0,00
3,8 . . . . .	1,46	1,47	+ 0,01
3,9 . . . . .	1,46	1,49	+ 0,03
5,2 . . . . .	1,40	1,38	- 0,02
5,5 . . . . .	1,39	1,40	+ 0,01
8,8 . . . . .	1,40	1,43	+ 0,03
10,5 . . . . .	1,44	1,44	0,00

*Épaisseurs* : 0<sup>m</sup>,05 et 0<sup>m</sup>,10.

Éclat $i_2$ (avec l'épaisseur 0 <sup>m</sup> ,05).	$k$		Différence.
	calculé.	trouvé.	
0,9 . . . . .	1,80	1,79	- 0,01
1,3 . . . . .	1,72	1,75	+ 0,03
1,5 . . . . .	1,68	1,66	- 0,02
1,6 . . . . .	1,67	1,68	+ 0,01
1,9 . . . . .	1,63	1,66	+ 0,03
2,3 . . . . .	1,58	1,61	+ 0,03
2,6 . . . . .	1,55	1,55	0,00
2,8 . . . . .	1,53	1,54	+ 0,01

Éclat $i_2$ (avec l'épaisseur $0^m,025$ ).	$k$		Différence.
	calculé.	trouvé.	
4,0 . . . . .	1,45	1,45	0,00
4,5 . . . . .	1,43	1,44	+ 0,01
4,9 . . . . .	1,41	1,43	+ 0,02
5,3 . . . . .	1,40	1,43	+ 0,03
7,7 . . . . .	1,39	1,40	+ 0,01
7,8 . . . . .	1,39	1,37	- 0,02
8,4 . . . . .	1,40	1,41	+ 0,01
9,6 . . . . .	1,42	1,40	- 0,02
10,1 . . . . .	1,44	1,46	+ 0,02

## STRONTIUM (RAIE BLEUE).

*Épaisseurs* :  $0^m,025$  et  $0^m,05$ .

Éclat $i_1$ (avec l'épaisseur $0^m,025$ ).	$k$		Différence.
	calculé.	trouvé.	
0,95 . . . . .	1,80	1,80	0,00
1,2 . . . . .	1,76	1,80	+ 0,04
2,1 . . . . .	1,63	1,60	- 0,03
2,8 . . . . .	1,55	1,55	0,00
2,9 . . . . .	1,54	1,50	- 0,04
3,3 . . . . .	1,51	1,48	- 0,03
4,1 . . . . .	1,45	1,48	+ 0,03

*Épaisseurs* :  $0^m,05$  et  $0^m,10$ .

Éclat $i_2$ (avec l'épaisseur $0^m,025$ ).	$k$		Différence.
	calculé.	trouvé.	
1,2 . . . . .	1,76	1,79	+ 0,03
1,3 . . . . .	1,75	1,70	- 0,05
1,9 . . . . .	1,65	1,69	+ 0,04
2,4 . . . . .	1,59	1,62	+ 0,03
3,4 . . . . .	1,49	1,49	0,00
4,1 . . . . .	1,45	1,44	- 0,01
5,0 . . . . .	1,41	1,41	0,00

## LITHIUM (RAIE ROUGE).

Épaisseurs : 0<sup>m</sup>,025 et 0<sup>m</sup>,05.

Éclat $i_1$ (avec l'épaisseur 0 <sup>m</sup> ,025).	$k$		Différence.
	calculé.	trouvé.	
0,20 . . . . .	1,95	1,95	0,00
0,75 . . . . .	1,80	1,85	+ 0,05
0,80 . . . . .	1,80	1,83	+ 0,03
1,0 . . . . .	1,74	1,75	+ 0,01
1,3 . . . . .	1,67	1,70	+ 0,03
3,2 . . . . .	1,42	1,40	- 0,02
3,6 . . . . .	1,40	1,39	- 0,01
4,4 . . . . .	1,37	1,36	- 0,01
4,7 . . . . .	1,36	1,36	0,00
6,0 . . . . .	1,34	1,35	+ 0,01
8,7 . . . . .	1,35	1,32	- 0,03

Épaisseurs : 0<sup>m</sup>,05 et 0<sup>m</sup>,10.

Éclat $i_2$ (avec l'épaisseur 0 <sup>m</sup> ,05).	$k$		Différence.
	calculé.	trouvé.	
0,4 . . . . .	1,89	1,89	0,00
0,6 . . . . .	1,85	1,86	+ 0,01
1,3 . . . . .	1,67	1,65	- 0,02
2,9 . . . . .	1,44	1,40	- 0,04
4,4 . . . . .	1,37	1,38	- 0,01
5,6 . . . . .	1,35	1,35	0,00
5,9 . . . . .	1,34	1,39	+ 0,05
7,7 . . . . .	1,34	1,33	- 0,01

Les différences sont de l'ordre des erreurs d'observation, et, de plus, elles paraissent tout à fait irrégulières. Nous voyons donc que, comme nous l'indiquait notre hypothèse,  $k$  ne dépend que de l'éclat de la raie (<sup>1</sup>).

(<sup>1</sup>) Ces résultats permettent d'établir, indépendamment de ce qui va suivre, qu'une raie étroite n'est pas formée d'un seul rayon. Soit, en effet,

Nous allons faire d'autres applications de cette hypothèse. Nous en avons déduit cette conséquence que l'éclat  $i$  de la raie ne dépend que de la quantité  $q$ ; nous allons nous occuper de calculer cette fonction pour la raie D.

Pour la flamme qui donne  $k = 1,9$ , nous avons pris  $i = 1$  (Tableau de la page 48) (*Pl. I*, courbe *fig. 8*), et nous prendrons aussi  $q = 1$  pour cette même flamme. Pour  $q = 2$ , l'éclat de la raie se trouve, dans notre hypothèse, multiplié par  $k$ , par suite  $i = 1,9$ . Pour cette valeur de  $i$ , nous avons  $k = 1,812$ ; par suite, pour  $q = 4$ , nous aurons

$$i = 1,9 \times 1,812 = 3,44.$$

Pour cette valeur de  $i$ ,  $k = 1,68$ ; nous aurons donc, pour  $q = 8$ ,

$$i = 3,44 \times 1,68 = 5,78,$$

et ainsi de suite jusqu'à la limite des expériences.

Ces valeurs de la fonction se séparent rapidement et ne sont pas assez nombreuses pour qu'on puisse interpoler, sauf toutefois au début. Nous avons vu que pour des flammes très-peu chargées la transparence est complète; par suite, pour de très-petites valeurs de  $q$ , la fonction  $i$  lui est proportionnelle. Elle peut donc se mettre sous cette forme :

$$i = aq + bq^2 + cq^3 + \dots$$

une couche homogène de vapeur; pour l'épaisseur 1 l'intensité d'un rayon étant  $i_1$ , pour l'épaisseur 2 l'intensité  $i_2$  de ce rayon sera  $i_1 + i_1(1-a)$ , et pour l'épaisseur 4 l'intensité  $i_4$  sera  $i_1 [1 + (1-a) + (1-a)^2 + (1-a)^3]$ .

Posons

$$k' = \frac{i_2}{i_1} = 2 - a$$

et

$$k'' = \frac{i_4}{i_2} = \frac{1 + (1-a) + (1-a)^2 + (1-a)^3}{2 - a} = 2 - 2a + a^2.$$

On voit que,  $a$  étant plus petit que 1,  $k''$  est plus petit que  $k'$ . Au contraire, nous avons vu que pour une raie la valeur de  $k$  augmente, dans certains cas, lorsque l'épaisseur de la flamme est doublée, et, en tous cas, la relation entre  $k''$  et  $k'$  n'est pas vérifiée.

Pour déterminer ces coefficients, nous avons les trois équations

$$\begin{aligned} 1 &= a + b + c, \\ 1,9 &= a \cdot 2 + b \cdot 4 + c \cdot 8, \\ 3,44 &= a \cdot 4 + b \cdot 16 + c \cdot 64, \end{aligned}$$

d'où

$$\begin{aligned} a &= 1,054, \\ b &= -0,056, \\ c &= 0,002. \end{aligned}$$

Au moyen de la formule précédente, nous calculerons la valeur de  $i$  pour  $q = 0,75$ , par exemple, et, au moyen de ce point de départ, nous calculerons une série de valeurs de la fonction pour  $q = 1,5; 3; 6; 12; \dots$ , comme nous l'avons fait déjà. On calcule ainsi un aussi grand nombre de valeurs qu'il est nécessaire, et on les réunit par une courbe d'interpolation. Voici quelques nombres lus sur cette courbe <sup>(1)</sup> :

$q$ .	$i$ .	$q$ .	$i$ .	$q$ .	$i$ .
1...	1,00	40...	14,40	6000...	165,00
2...	1,90	50...	15,80	7000...	177,00
3...	2,67	100 ..	21,70	8000...	188,50
4...	3,44	250...	34,10	9000...	199,00
5...	4,09	500...	48,50	10000...	208,00
6...	4,66	750...	59,50	11000...	217,00
8...	5,73	1000...	69,50	12000...	226,00
10...	6,66	2000...	98,40	13000...	234,00
12...	7,43	3000...	119,40	14000...	242,00
16...	8,82	4000...	137,50	15000...	250,00
20...	10,00	5000...	152,00	16000...	258,00
30...	12,50				

(<sup>1</sup>) A partir de  $q = 30$  environ,  $k$  oscille autour de  $\sqrt{2}$  sans s'en écarter beaucoup. Or, si  $k$  était toujours égal à ce nombre, on aurait  $i = \sqrt{q}$ ; c'est donc la valeur approchée de  $i$  à partir de  $q = 30$  jusqu'à la limite du Tableau.

Ces résultats sont l'expression directe de notre hypothèse; nous allons les soumettre à l'expérience.

1° *Comparaison de la raie D et du spectre continu.*

— Nous avons vu que le spectre continu du sodium, près de la raie D, doit être attribué comme cette raie à la vapeur de sodium libre; nous avons vu aussi que la flamme est entièrement transparente pour les rayons qui constituent ce fond; il en résulte, dans notre hypothèse, que l'éclat du fond est exactement proportionnel à  $q$ .

Soit une flamme qui donne à la raie D l'éclat  $i_1$ , correspondant à la valeur  $q_1$  de  $q$ . Soit  $i'_1$  l'éclat du fond en un point déterminé près de la raie. Changeons la solution, en sorte que la flamme soit plus chargée;  $i_1$ ,  $i'_1$  et  $q_1$  deviennent  $i_2$ ,  $i'_2$  et  $q_2$ .

Nous avons  $\frac{q_1}{q_2} = \frac{i'_1}{i'_2}$ . Ce rapport étant connu ainsi que  $q_1$ , nous calculerons  $q_2$ , nous en déduirons  $i_2$  au moyen du Tableau précédent, et nous le comparerons à la valeur trouvée par l'expérience (<sup>1</sup>).

La principale difficulté des mesures, c'est le voisinage de la raie dont l'éclat est très-grand par rapport à celui du fond. Il faut que les surfaces des prismes et des lentilles soient bien polies et parfaitement propres, et que les lèvres de la fente soient enfumées avec soin. On se plaçait à une distance de 0<sup>m</sup>,0015 à 0<sup>m</sup>,002 de la raie, vers les longueurs d'onde 570-580 et 600-610;  $i_2$  a toujours été compris entre 90 et 150.

Voici le Tableau des expériences.

(<sup>1</sup>) Il faut évidemment que l'unité d'éclat pour la raie soit la même qui a servi au calcul du Tableau. Pour la retrouver, le meilleur moyen consiste à faire quelques mesures de  $k$  dans la région où ce rapport varie rapidement avec l'éclat.



$\frac{i_2}{i_1}$	$\frac{i_2}{i_1}$		Différence.
	calculé.	trouvé.	
1,51 . . . . .	1,21	1,23	+ 0,02
2,14 . . . . .	1,43	1,51	+ 0,08
2,30 . . . . .	1,49	1,59	+ 0,10
2,50 . . . . .	1,55	1,58	+ 0,03
2,68 . . . . .	1,60	1,56	- 0,04
2,74 . . . . .	1,62	1,64	+ 0,02
2,78 . . . . .	1,64	1,63	- 0,01
3,32 . . . . .	1,80	1,69	- 0,11
3,64 . . . . .	1,88	1,90	+ 0,02
3,68 . . . . .	1,90	1,96	+ 0,06
4,00 . . . . .	1,95	1,86	- 0,09
5,00 . . . . .	2,21	2,30	+ 0,09
5,40 . . . . .	2,31	2,40	+ 0,09
5,70 . . . . .	2,33	2,48	+ 0,15
6,17 . . . . .	2,45	2,50	+ 0,05
8,20 . . . . .	2,87	3,07	+ 0,20
11,00 . . . . .	3,37	3,09	- 0,18

L'accord n'est pas très-satisfaisant et les erreurs positives paraissent l'emporter; mais on ne pouvait guère attendre mieux d'une expérience aussi complexe, et l'ensemble des mesures est conforme au calcul.

2° *Comparaison des deux raies D<sub>1</sub> et D<sub>2</sub>.* — Ces deux raies vont nous donner une vérification analogue à la précédente. Occupons-nous d'abord de D<sub>1</sub>. Soit  $i_1$  son éclat; posons  $i_1 = f(q)$ . Nous pouvons calculer cette fonction au moyen de la fonction  $k$ , comme nous l'avons fait pour l'ensemble des deux raies et à l'aide des expériences de la page 52. Supposons ce calcul fait, en prenant  $q = 1$  pour la flamme qui donne  $k = 1,9$  avec la raie D<sub>1</sub>.

Soit  $i_2$  l'éclat de D<sub>2</sub>; posons  $i_2 = \varphi(q)$ . Calculons de même  $\varphi(q)$  au moyen de la fonction  $k$ , en prenant encore  $q = 1$  pour la flamme qui donne, avec D<sub>2</sub>,  $k = 1,9$ . La

fonction  $k$  est la même pour ces deux raies; par suite, les deux fonctions  $\varphi$  et  $f$  ne peuvent différer qu'en ceci, que l'unité avec laquelle est mesuré  $q$  peut n'être pas la même pour ces deux fonctions. Nous aurons donc, en adoptant l'unité définie la première, et appelant  $\frac{1}{n}$  le rapport de la seconde unité à celle-ci,

$$\begin{aligned}i_1 &= f(q), \\i_2 &= f(nq).\end{aligned}$$

Connaissant  $i_1$  pour une flamme déterminée, on pourrait en déduire  $\frac{i_2}{i_1}$ , si  $n$  était donné. On peut donc vérifier la formule en déduisant cette constante d'une des mesures et s'en servant pour calculer les résultats des autres.

On voit que  $n$  n'est autre chose que le rapport  $\frac{i_2}{i_1}$  de l'éclat des deux raies dans les flammes d'éclat très petit. En effet, la fonction  $f(q)$  se réduisant à la proportionnalité, on a

$$i_1 = mq \quad \text{et} \quad i_2 = mnq,$$

d'où

$$\frac{i_2}{i_1} = n.$$

Les expériences ont été faites immédiatement après les séries de mesures de la page 52; par suite, l'unité était bien déterminée. On amenait sur la fente oculaire les deux raies successivement, en croisant les expériences. Voici deux séries distinctes :

*Première série.*

$i_1$ .	$\frac{i_2}{i_1}$	
	calculé.	trouvé.
0.....	1,90	»
0,39.....	1,86	1,94
1,14.....	1,85	1,90

$i_1$ .	$\frac{i_2}{i_1}$	
	calculé.	trouvé.
2,88.....	1,78	1,80
3,80.....	1,73	1,68
6,80.....	1,45	1,44
9,80.....	1,37	1,43
15,20.....	1,33	1,27
15,80..	1,34	1,28
18,20.....	1,34	1,25
20,60.....	1,40	1,37
21,80.....	1,39	1,36
22,40.....	1,40	1,33
23,40.....	1,39	1,42
29,60.....	1,38	1,31
35,20.....	1,35	1,26
38,40.....	1,34	1,30

*Deuxième série.*

$i_1$ .	$\frac{i_2}{i_1}$	
	calculé.	trouvé.
0.....	2,00	»
0,053.....	1,94	1,93
0,099.....	1,88	1,91
0,127.....	1,84	1,96
0,167.....	1,79	1,86
0,198.....	1,75	1,78
0,186.....	1,76	1,66
0,219.....	1,73	1,76
0,389.....	1,56	1,54
0,460.....	1,52	1,65
0,530.....	1,48	1,46
0,690.....	1,42	1,40
0,840.....	1,39	1,36
1,210.....	1,36	1,37
1,280.....	1,36	1,48

L'ensemble des expériences confirme le calcul, quoique leur concordance laisse à désirer.

Les deux raies violettes du rubidium nous donnent une vérification analogue. En appelant  $i_1$  l'éclat de la moins réfrangible et  $i_2$  l'éclat de l'autre, on a, en opérant comme pour les raies  $D_1$  et  $D_2$  et au moyen des expériences de la page 54,

$i_1$ .	$\frac{i_2}{i_1}$	
	calculé.	trouvé.
0.....	2,90	»
1,10.....	2,32	2,20
2,19.....	2,08	2,11
3,16.....	1,91	1,89

Ici, le rapport de l'éclat des deux raies du groupe, dans les flammes très peu chargées, est 2,9; pour le sodium, nous avons trouvé 2 et 1,9; ces nombres sont presque égaux à 3 et à 2, et la simplicité de ces rapports mérite d'être remarquée.

En résumé, nous avons toujours trouvé un accord suffisant entre le calcul et l'observation. Nous pouvons donc dire que, à l'approximation des mesures, l'effet que nous cherchions à mettre en évidence est insensible, et que le rayonnement élémentaire de la vapeur est indépendant de sa densité. Il convient toutefois de remarquer que cette densité, même dans les flammes les plus chargées, est toujours fort petite; la question demeure donc réservée pour les vapeurs de grande densité.

#### REMARQUES SUR LES RÉSULTATS QUI PRÉCÈDENT.

1<sup>o</sup> Nous avons vu que les propriétés optiques d'une couche homogène ne dépendent que du produit  $q$ . Soit derrière cette couche une autre couche homogène de même température que la première, mais d'épaisseur et de densité

différentes, pour laquelle ce produit aura une valeur  $q'$ ; on voit immédiatement que ce système est équivalent à une seule couche, pour laquelle le produit considéré serait  $q + q'$ . Ce raisonnement, par une généralisation évidente, conduit à cet énoncé :

*Les propriétés optiques d'une couche de vapeur incandescente, de température uniforme, ne dépendent que du produit  $q$  de l'épaisseur de la couche par la densité moyenne de la vapeur.*

2° Au moyen de la fonction  $i = f(q)$ , nous sommes en mesure de traiter le problème général de la transparence d'une flamme pour le rayonnement d'une autre flamme de même température. Soient  $i_1$ ,  $i_2$  l'éclat de la raie donnée par les deux flammes séparées,  $q_1$  et  $q_2$  les valeurs correspondantes de  $q$ ; l'éclat  $I$  de la raie donnée par les deux flammes réunies sera  $I = f(q_1 + q_2)$ ; par suite, la fraction du rayonnement de la seconde flamme qui est transmise à travers la première a pour expression  $\frac{I - i_1}{i_2} = \frac{f(q_1 + q_2) - f(q_1)}{f(q_2)}$ . Le

Tableau suivant donne, pour la raie D, la valeur de cette expression avec des flammes de faible éclat. Le Tableau est à double entrée : sur l'horizontale supérieure sont les valeurs de l'éclat  $i_2$  de la flamme qui rayonne; sur la verticale de gauche sont les valeurs de l'éclat  $i_1$  de la flamme qui est traversée par les rayons; au point de rencontre de l'horizontale et de la verticale menées par une valeur de  $i_1$  et une valeur de  $i_2$ , se trouve le rapport  $\frac{I - i_1}{i_2}$ . Le Tableau a été calculé pour le sodium au moyen de la Table de la page 48; mais il serait peu différent pour les autres raies étroites, du moins tant que  $i_2$  est petit. L'unité d'éclat est, comme toujours, l'éclat de la raie pour la flamme qui donne  $k = 1,9$ .

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30
0.....	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1.....	0,96	0,90	0,90	0,90	0,90	0,91	0,91	0,92	0,92	0,93	0,93	0,94	0,94	0,95	0,95	0,96	0,96	0,97	0,97	0,97	0,97	0,97
2.....	0,80	0,80	0,80	0,81	0,81	0,82	0,83	0,84	0,85	0,86	0,87	0,88	0,88	0,89	0,91	0,92	0,92	0,93	0,93	0,93	0,93	0,94
3.....	0,71	0,71	0,71	0,72	0,73	0,74	0,75	0,76	0,77	0,78	0,79	0,80	0,82	0,84	0,86	0,87	0,88	0,88	0,89	0,89	0,90	0,90
4.....	0,62	0,62	0,63	0,63	0,64	0,65	0,67	0,68	0,70	0,72	0,73	0,75	0,76	0,78	0,81	0,83	0,84	0,86	0,87	0,87	0,87	0,87
5.....	0,54	0,54	0,55	0,56	0,57	0,58	0,60	0,62	0,63	0,65	0,67	0,68	0,70	0,73	0,76	0,78	0,80	0,82	0,83	0,84	0,84	0,85
6.....	0,48	0,48	0,49	0,49	0,50	0,52	0,53	0,55	0,57	0,59	0,61	0,63	0,65	0,68	0,72	0,74	0,77	0,78	0,80	0,81	0,82	0,82
7.....	0,41	0,41	0,42	0,43	0,45	0,46	0,47	0,49	0,51	0,53	0,55	0,57	0,59	0,63	0,67	0,70	0,72	0,75	0,76	0,77	0,78	0,79
8.....	0,35	0,36	0,37	0,38	0,39	0,41	0,42	0,44	0,46	0,48	0,50	0,52	0,55	0,58	0,62	0,65	0,68	0,71	0,73	0,74	0,76	0,76
9.....	0,30	0,30	0,32	0,34	0,35	0,37	0,38	0,40	0,42	0,44	0,46	0,48	0,50	0,54	0,58	0,61	0,64	0,67	0,69	0,72	0,73	0,74
10.....	"	"	"	"	0,31	0,33	0,35	0,37	0,38	0,40	0,42	0,44	0,46	0,50	0,54	0,57	0,61	0,64	0,67	0,68	0,69	0,71
12.....	"	"	"	"	"	"	"	0,30	0,32	0,34	0,36	0,37	0,39	0,43	0,47	0,52	0,55	0,58	0,61	0,63	0,65	0,67
14.....	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	0,31	0,33	0,35	0,38	0,42	0,46	0,49	0,53	0,56	0,58	0,61	0,63
16.....	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	0,30	0,33	0,37	0,41	0,44	0,48	0,52	0,54	0,57	0,58
18.....	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	0,30	0,34	0,37	0,41	0,44	0,47	0,51	0,53	0,55

On remarquera que  $\frac{I - i_1}{i_2}$  est sensiblement indépendant de  $i_2$  tant que cet éclat est petit. Pour les valeurs de  $i_1$  et de  $i_2$  plus grandes que celles de ce Tableau, on a approximativement <sup>(1)</sup>

$$i_1 = \sqrt{q_1}, \quad i_2 = \sqrt{q_2} \quad \text{et} \quad I = \sqrt{q_1 + q_2};$$

on a donc cette relation approximative,

$$\frac{I - i_1}{i_2} = \sqrt{1 + \frac{q_1}{q_2}} - \sqrt{\frac{q_1}{q_2}} = \sqrt{1 + \frac{i_1^2}{i_2^2}} - \frac{i_1}{i_2},$$

les radicaux étant pris positivement.

3° Si nous faisons avec les autres raies le même calcul qui nous a donné la fonction  $i = f(q)$  pour la raie D, en prenant toujours  $q = 1$  et  $i = 1$  pour la flamme qui donne  $k = 1,9$ , nous trouverons des fonctions tout à fait analogues à celle que nous connaissons déjà, et qui sont inscrites dans le Tableau suivant; seulement, comme on le voit, les expériences s'arrêtent bien plus tôt que pour le sodium, bien que des solutions aussi concentrées aient été employées <sup>(2)</sup> :

<sup>(1)</sup> P. 65, note.

<sup>(2)</sup> On remarquera que pour la raie D les valeurs de  $i$  inscrites à ce Tableau ne concordent pas exactement avec celles du Tableau de la page 65. Ce dernier a été déduit d'une courbe d'interpolation, tandis que celui qui est ici a été calculé directement; de là ces légères différences.

P.	g.	SODIUM (raie D).		LITHIUM (raie rouge).		STRONTIUM (raie bleue).		CALCIUM (raie violette).		RUBIDIUM (raie 420,2).	
		i.	h.	i.	h.	i.	h.	i.	h.	i.	h.
0,1	1	1,0	0,05	1,0	0,05	1,0	0,05	1,0	0,05	1,0	0,05
0,19	2	1,9	0,094	1,9	0,10	1,9	0,095	1,9	0,095	1,9	0,095
0,344	4	3,43	0,169	3,42	0,165	3,44	0,15	3,44	0,15	3,44	0,15
0,57	8	5,73	0,230	5,70	0,24	5,85	0,21	5,85	0,21	5,82	0,23
0,815	16	8,82	0,274	8,65	0,295	9,24	0,26	9,24	0,26	8,96	0,27
0,966	32	12,83	0,302	12,21	0,335	13,67	0,29	13,67	0,30	13,08	0,29
0,999	64	17,9	0,31	16,24	0,34	19,61	"	19,14	"	18,6	"
0,999	128	24,7	0,30	21,40	0,33	"	"	"	"	"	"
0,999	256	34,4	0,29	28,72	0,31	"	"	"	"	"	"
0,999	512	49,1	0,28	39,9	"	"	"	"	"	"	"
0,999	1024	71,3	0,29	"	"	"	"	"	"	"	"
0,999	2048	101,8	0,30	"	"	"	"	"	"	"	"
0,999	4096	172,9	0,31	"	"	"	"	"	"	"	"
0,999	8192	194,5	0,32	"	"	"	"	"	"	"	"
0,999	16384	264,6	"	"	"	"	"	"	"	"	"



4° La fonction  $k$  a une signification théorique simple qu'il est utile de connaître. Soit  $p$  le pouvoir émissif de la flamme pour le rayon de longueur d'onde  $\lambda$ ; l'éclat de la raie donnée par une flamme sera, à un facteur constant près,  $\int p d\lambda$ . Les limites de l'intégrale sont prises de part et d'autre de la raie; elles dépendent de la largeur donnée aux fentes, et il est inutile de les déterminer, puisque l'éclat du fond est fort petit par rapport à celui de la raie. Avec deux flammes égales réunies, le pouvoir émissif deviendra  $p + p(1 - p)$ , comme le montre le principe de l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants; l'éclat de la raie sera donc  $2\int p d\lambda - \int p^2 d\lambda$ ; on aura donc

$$1 - \frac{k}{2} = \frac{\int p^2 d\lambda}{2\int p d\lambda}.$$

Le second membre est l'ordonnée  $h$  du centre de gravité de l'aire comprise entre l'axe des  $\lambda$  et la courbe représentative de la fonction  $p$ . On peut suivre, dans le Tableau qui précède, la variation de  $h$ .

L'ordonnée maximum  $P$  de la courbe des pouvoirs émissifs est au moins égale à  $2h$ ; par suite, pour  $q = 1$ , elle est au moins égale à  $0,1$ ; pour  $q = 2$ , elle sera  $0,1 \times 2 - (0,1)^2 = 0,19$ , et ainsi de suite. C'est ainsi qu'ont été calculées les valeurs inscrites au Tableau précédent; il ne faut pas oublier que ce sont des limites inférieures.

On voit que, dans les limites des expériences,  $P$  atteint l'unité pour toutes les raies de ce Tableau, auxquelles il faut joindre la raie rouge du potassium. Pour toutes ces raies, les flammes employées en dernier lieu sont opaques pour une certaine longueur d'onde et capables de produire un *renversement complet*.

A partir de  $q = 64$ ,  $P$  a donc atteint son maximum. A partir de ce point jusqu'à la limite des expériences pour le sodium,  $q$  devient 250 fois plus grand, et l'éclat de la raie 14 fois plus grand. Cet accroissement d'éclat ne peut

se faire que par l'élargissement de chacune des raies du groupe D. C'est une conséquence nécessaire de tout ce qui précède que la largeur et la diffusion des raies dépendent, non pas de la pression ou de la densité de la vapeur, mais seulement de la quantité de vapeur  $q$  (1). Il est facile de comprendre comment se fait cet élargissement. Le milieu de la raie, formé de rayons très-intenses, n'augmente plus d'éclat; l'éclat du fond qui entoure la raie s'accroît proportionnellement à  $q$ ; entre ces deux extrêmes on doit trouver tous les degrés intermédiaires, si la raie se raccorde avec le fond. L'augmentation d'éclat de la raie se fait donc pour ainsi dire latéralement, et sa largeur augmente. Cet élargissement ne peut être limité que par l'absence du fond; or nous avons vu que, pour le sodium, ce fond occupe au moins l'intervalle des longueurs d'onde 530 et 650, c'est-à-dire la moitié du spectre.

J'ai voulu examiner comment se fait cet élargissement. Pour faire l'expérience d'une manière correcte, il faut employer la flamme enveloppée (*Pl. I, fig. 14*) et une solution concentrée d'un sel de soude; on a ainsi des raies élargies sans renversement. Derrière la flamme on met un écran dont le bord supérieur est au-dessous de l'axe du collimateur; sur cet axe est le miroir; le foyer conjugué du milieu de la fente F se trouve sur le bord de l'écran, en F'. Il en résulte que la moitié supérieure de la fente reçoit la lumière de la flamme seule; la moitié inférieure reçoit de plus la lumière réfléchiée par le miroir à travers la flamme, et la séparation des deux spectres est une ligne nette. On observe avec les prismes composés et un grossissement de 20 fois. Le phénomène est très-net; il y a accroissement d'éclat, non pas au milieu de chacune des deux raies, mais

---

(1) Dans les expériences analogues à celles-ci. J'ai dit plus haut que je regardais ces résultats comme acquis seulement pour les vapeurs métalliques de densité très-petite, comme c'est toujours le cas dans les flammes colorées.

sur leur côté et dans le fond qui les entoure, et l'effet résultant est un accroissement de largeur et de diffusion pour ces raies.

On peut rendre l'élargissement bien plus marqué en employant la lampe à vingt becs <sup>(1)</sup> avec le miroir. En plaçant dans la flamme un écran mobile, on fait varier son épaisseur de 0<sup>m</sup>, 01 à 0<sup>m</sup>, 25. Dans le premier cas, les raies sont à peine élargies; dans le second, elles deviennent si larges, que leur intervalle a presque complètement disparu. Mais il y a ici un renversement considérable, qui s'accroît aussi avec l'épaisseur et qui complique le phénomène.

5° Ces résultats suggèrent une autre remarque. Dans une flamme très peu chargée, l'absorption est très-petite pour tous les rayons, et, par suite, une pareille flamme rayonne, sauf l'intensité, comme le ferait un seul des atomes de la vapeur métallique. Considérons au contraire la dernière flamme du Tableau précédent pour le sodium. Si toute la lumière rayonnée par les atomes de la vapeur pouvait sortir de la flamme, le pouvoir émissif du rayon le plus intense, pour lequel nous avons calculé P, serait 1638,4 au moins; en réalité, ce pouvoir émissif ne peut pas dépasser l'unité. Pour l'ensemble de la raie D, l'éclat serait  $1,054 \times q$  <sup>(2)</sup>, soit 17269; il n'est que de 264,6, soit les 0,015 de ce nombre. Au contraire, pour le fond, toute la lumière émise sort de la flamme et l'éclat est proportionnel à  $q$ . Ainsi, dans une pareille flamme, une très grande partie de la lumière émise par la vapeur est absorbée avant de sortir de la flamme, et cette absorption, étant élective, modifie profondément le rayonnement. On ne peut donc pas, de l'examen d'une flamme, conclure à la qualité du rayonnement élémentaire de la vapeur métallique qu'elle contient sans une discussion approfondie.

(1) Décrite à la page 99 (*Pl. I, fig. 15*).

(2) Nous avons vu (p. 65) que, pour des flammes d'éclat très-petit, on a

$$i = 1,054q - 0,056q^2 + 0,002q^3 + \dots$$

## DES AUTRES CAUSES DONT DÉPEND L'ÉCLAT DES FLAMMES COLORÉES.

NOUS AVONS vu comment l'éclat de ces flammes varie avec l'épaisseur de la couche de vapeur et la densité de cette vapeur. Il nous reste, pour nous faire une idée un peu complète de la constitution de nos flammes, à examiner l'influence que peuvent avoir sur leur éclat les variations de température et de composition de la flamme elle-même, la quantité de sel qu'entraîne le mélange gazeux et la nature de ce sel. Ces phénomènes sont souvent complexes, et leur étude détaillée ne pouvait trouver place ici; mais il m'a paru utile d'en faire une revue générale, qui était presque nécessaire pour la bonne exécution des expériences qui précèdent, et qui par elle-même n'a pas été dépourvue d'intérêt.

*Température de la flamme.*— On sait, depuis les travaux de Mitscherlich, que certains chlorures, bromures, etc., donnent dans la flamme de la lampe Bunsen des raies spéciales, dues sans doute au sel volatilisé sans décomposition. J'ai été surpris, au début de mes expériences, de voir que mes flammes ne montrent pas en général ces raies. Ainsi, en employant du chlorure de calcium ou du chlorure de cuivre, on n'a pas trace de la double raie 619-620 du premier ou des belles bandes bleues du second; de même pour le chlorure d'or, le chlorure de cobalt, etc. Avec le chlorure de strontium la bande 635 est encore visible, et le chlorure de baryum donne son spectre ordinaire. Ces différences m'ont paru tenir à ce que, en opérant par la méthode usuelle ou par la méthode de Mitscherlich, on refroidit fortement les portions de la flamme qui se chargent de vapeurs métalliques, ce qui permet aux composés de se volatiliser sans décomposition. En effet, si dans une de nos flammes chargées de chlorure de cuivre on place un corps froid, comme une baguette de verre, on le voit s'entourer d'une gaine bleue qui donne le spectre du chlo-

rure; ce spectre apparaît aussi, absolument pur et sans mélange du spectre de l'oxyde, à la pointe de la flamme, lorsqu'elle est chargée d'un très-grand excès d'air. J'ai fait aussi quelques expériences avec des flammes dans lesquelles le gaz était remplacé par de la vapeur d'alcool; elles étaient produites simplement en mettant dans le pulvérisateur une solution alcoolique d'un sel convenable. Ces flammes, beaucoup moins chaudes que les autres, donnaient les bandes du chlorure de cuivre, la double raie du chlorure de calcium et les bandes du chlorure de strontium (1).

Nous allons maintenant envisager cette question de la température à un point de vue plus général. Pour comparer deux flammes produites par le même mélange, mais de températures inégales, j'ai employé le mode opératoire suivant.

L'appareil est disposé comme dans la *fig. 9*, et comme si l'on voulait mesurer la valeur de  $k$  avec deux flammes égales. Seulement, le débit de B est rendu trois ou quatre fois plus grand que celui de A, si bien que dans cette lampe la vitesse d'écoulement du mélange est plus petite que la vitesse d'inflammation. La combustion commence alors sur la toile métallique, qui rougit faiblement, et la flamme se trouve refroidie d'autant plus que le débit est plus petit.

Dans les expériences dont je vais donner le Tableau, on a mesuré l'éclat de la flamme A seule, un écran étant placé entre les deux flammes; l'éclat de B seule, A étant écartée, et l'éclat de A et de B réunies, dans la position de la figure. Les expériences ont été faites avec le sodium; on a mesuré l'éclat de la raie et celui de deux portions du fond,  $\lambda'$  et  $\lambda''$ , dont les longueurs d'onde sont 615 et 570.

---

(1) Il est remarquable que ces spectres de corps composés se retrouvent presque tous avec une grande intensité dans le spectre de l'étincelle d'induction éclatant sur une solution du sel (*Spectres lumineux*, passim). On pourrait en conclure que certaines portions de l'étincelle sont plus froides que nos flammes.

N <sup>OS</sup> D'ORDRE.	NATURE DES FLAMMES.	$\lambda'$ .	RAIE D.	$\lambda''$ .	TRANSMISSION.	
					Trouvé.	Calculé.
I.....	Flamme chaude, épaisseur approchée 0 <sup>m</sup> ,025.....	1,00	1,00	1,00	0,44	0,42
	Flamme refroidie, » 0 <sup>m</sup> ,03.....	0,23	0,23	0,20		
	Les deux flammes réunies.....	1,21	0,67	1,16		
II.....	Flamme chaude, épaisseur approchée 0 <sup>m</sup> ,025.....	1,00	1,00	1,00	0,42	0,42
	Flamme refroidie, » 0,3.....	0,20	0,20	0,19		
	Les deux flammes réunies.....		0,62			
III.....	Flamme chaude, épaisseur approchée 0 <sup>m</sup> ,025.....	1,00	1,00	1,00	0,42	0,41
	Flamme refroidie, » 0 <sup>m</sup> ,2.....	0,43	0,42	0,42		
	Les deux flammes réunies.....		0,84			
IV.....	Flamme chaude, épaisseur approchée 0 <sup>m</sup> ,03.....	1,00	1,00	1,00	0,46	0,45
	Flamme refroidie, » 0 <sup>m</sup> ,02.....	0,26	0,32	0,26		
	Les deux flammes réunies. ».....		0,78			
V.....	Flamme chaude, épaisseur approchée 0 <sup>m</sup> ,03.....	1,00	1,00	1,00	0,49	0,43
	Flamme refroidie, » 0 <sup>m</sup> ,03.....	0,059	0,061	0,048		
	Les deux flammes réunies.....		0,55			

Nous devons supposer que la perte d'éclat que subit la flamme en se refroidissant tient à deux causes simultanées : 1° à la variation de la quantité de vapeur  $q$  ; 2° à la diminution du rayonnement, produite par l'abaissement de température. On peut admettre, au moins pour une première approximation, que le pouvoir absorbant et le pouvoir émissif d'une couche de vapeur ne dépendent pas de sa température. Dans cette hypothèse, si  $q$  avait la même valeur pour la flamme chaude et la flamme refroidie, l'éclat d'une quelconque des portions du spectre diminuerait, en passant de la première à la seconde flamme, dans le même rapport que le ferait l'éclat d'un corps noir porté successivement à la température des deux flammes. Soient  $R$ ,  $R'$  et  $R''$  ce rapport pour la raie et les deux portions du fond  $\lambda'$  et  $\lambda''$ . Comme ce rapport est une fonction continue de la longueur d'onde, et que  $\lambda'$  et  $\lambda''$  sont à peu près symétriques par rapport à la raie, on peut prendre

$$R = \frac{R' + R''}{2}.$$

Nous avons vu, d'autre part, que, pour des flammes de même température et chargées comme celles-ci d'une quantité notable de sodium, l'éclat de la raie est à peu près proportionnel à  $\sqrt{q}$ , tandis que l'éclat du fond est proportionnel à  $q$ . Nous aurons donc, en appelant  $q_1$  et  $q_2$  la valeur de  $q$  pour la flamme chaude et la flamme refroidie ;  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $i'_1$ ,  $i'_2$ ,  $i''_1$ ,  $i''_2$  l'éclat de la raie de  $\lambda'$  et de  $\lambda''$  pour ces deux flammes, ces trois équations

$$\frac{i_2}{i_1} = \sqrt{\frac{q_2}{q_1}} \frac{R' + R''}{2},$$

$$\frac{i'_2}{i'_1} = \frac{q_2}{q_1} R',$$

$$\frac{i''_2}{i''_1} = \frac{q_2}{q_1} R''.$$

On en tire immédiatement  $\frac{q_2}{q_1}$ , R' et R''. On peut vérifier ce résultat de la manière suivante. La fraction de l'éclat de la flamme chaude qui est transmise à travers la flamme refroidie est, pour la raie D, en appelant I l'éclat de la raie avec les deux flammes réunies,  $\frac{I - i_2}{i_1}$ . Dans notre hypothèse, cette transmission est la même que si les deux flammes avaient la même température; elle est donc égale (p. 73) à

$$\sqrt{1 + \frac{q_2}{q_1}} - \sqrt{\frac{q_2}{q_1}}$$

et peut se calculer facilement. Les deux dernières colonnes du Tableau précédent donnent la valeur calculée et la valeur observée; elles se rapprochent assez pour qu'on soit autorisé à faire usage des formules précédentes.

Voici les résultats du calcul pour les cinq expériences du Tableau précédent :

Nos d'ordre.	$\frac{q_2}{q_1}$	R'.	R''.
I.....	0,94	0,24	0,21
II.....	0,95	0,21	0,20
III.....	1,01	0,43	0,42
IV.....	0,81	0,32	0,32
V.....	0,88	0,067	0,055

On voit que la quantité de vapeur varie peu et que la flamme diminue d'éclat à peu près comme le ferait un corps noir à sa température.

La partie la plus réfrangible du fond du sodium se comporte tout différemment et s'affaiblit beaucoup moins vite, comme le montre cette expérience :

	$\lambda = 653$	615	570	540	520	487	440
Flamme chaude, éclat.	I	I	I	I	I	I	I
Flamme refroidie. . .	0,33	0,30	0,31	0,38	0,52	0,60	0,60



Le sens de cette différence est tel, qu'elle ne peut s'expliquer qu'en admettant que ce spectre continu est complexe, formé par la superposition de deux spectres continus, dont l'un s'affaiblit rapidement dès qu'on s'éloigne de la raie D, et dont l'autre serait dû à la vapeur de quelque composé, dont la proportion augmenterait dans la flamme à mesure qu'elle se refroidit.

Les bandes du baryum présentent un phénomène analogue, sur lequel nous reviendrons :

	Raie verte.	$\delta$ .	$\xi$ .	$\gamma$ .	$\alpha$ .	$\epsilon$ .
Flamme chaude. .	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Flamme refroidie.	0,36	( <sup>1</sup> ) 0,52	0,51	0,51	0,29	0,30

Si l'on compare de cette façon des métaux différents, on trouve des différences analogues, dues sans doute en majeure partie aux réactions que détermine l'abaissement de température. Voici quelques résultats obtenus ainsi; on donne seulement le rapport de l'éclat de la flamme refroidie à celui de la flamme chaude :

Sodium (raie D) et lithium : 0,41 et 0,36.

Autre expérience : 0,32 et 0,28.

(<sup>1</sup>) Corrigé : 0,28. Voici la raison d'être de cette correction. La raie verte se projette sur la bande  $\delta$ , si bien que l'éclat mesuré est la somme de deux termes, dont l'un est l'éclat de la raie et l'autre l'éclat de la portion de la bande à laquelle elle est superposée. Comme cette bande est fort régulière, on peut admettre que ce dernier terme est la moyenne des mesures faites en plaçant la fente oculaire sur la bande  $\delta$ , de part et d'autre de la raie, et tangentiellement à celle-ci. Voici une expérience :

Éclat de la raie. . . . .	0,479
Éclat de la bande, à droite. . . . .	0,250
» à gauche. . . . .	0,161

Si la raie n'existait pas, l'éclat de la bande au point occupé par la raie serait  $\frac{0,250 + 0,161}{2} = 0,205$ . Par suite, l'éclat de la raie seule serait  $0,479 - 0,205 = 0,274$ .

En faisant la même expérience pour une seconde flamme, on en déduira le véritable rapport suivant lequel a varié l'éclat de la raie, ou du moins une valeur bien plus approchée que le résultat brut.

Strontium (bande  $\alpha$ ) et raie bleue (flamme vive) : 0,25 et 0,29.

Même expérience, flamme peu chargée : 0,31 et 0,31.

Strontium (bande  $\alpha$ ) et calcium (bande  $\beta$ ) : 0,29 et 0,20.

Strontium (bande  $\alpha$ ) et calcium (bande  $\alpha$ ) : 0,33 et 0,21.

Calcium (bande  $\alpha$ , bande  $\beta$  et raie violette) : 0,26, 0,24 et 0,22.

Si l'on répète ces expériences avec des flammes chargées de particules métalliques solides, le rapport est le plus souvent inverse, à cause sans doute de la volatilisation (ou de la fusion) du métal. Par exemple, avec le chlorure de platine, on a eu les nombres suivants :

	Rouge moyen.	Bleu moyen.
Flamme chaude.....	1,0	1,0
Flamme refroidie.....	3,2	1,2

*Composition du mélange combustible.* — Lorsque, sans changer le débit de l'air ni l'état du pulvérisateur, on fait varier le débit du gaz d'éclairage, l'éclat de la flamme subit des variations considérables, que nous allons étudier.

Pour mesurer facilement le débit du gaz, j'ai employé le dispositif suivant. Le régulateur est supprimé; le gaz arrive donc par un gros tube, au milieu duquel est placé un diaphragme percé d'un trou; la différence de pression de part et d'autre du diaphragme est mesurée par un manomètre à eau, et le débit du gaz est proportionnel à la racine carrée de cette différence.

Voici une expérience faite avec un mélange de sel de lithine et de soude :

Nature de la flamme.	Quantité de gaz.	Raie du sodium.	Raie du lithium.
Réductrice. ....	1	1	1
» .....	0,97	1,16	0,92
» .....	0,95	1,23	0,95
» .....	0,91	1,47	1,00
Neutre.....	0,87	1,51	0,96
Oxydante ... ..	0,84	1,15	0,72
» .....	0,77	0,41	0,06

Ce Tableau montre la marche du phénomène. L'éclat de la raie du sodium augmente jusqu'à ce que la flamme présente sa température maximum, sa vitesse d'inflammation maximum, et cesse d'être réductrice sans être encore oxydante (pour un fil de cuivre); l'éclat diminue ensuite graduellement. Avec le lithium, l'éclat est d'abord peu variable, passe par son maximum un peu avant le sodium, c'est-à-dire pour des flammes encore réductrices, et diminue très-vite dès que la flamme devient oxydante.

Des expériences analogues ont été faites avec divers métaux en opérant comme on vient de le voir, mais avec le régulateur et sans mesurer le débit du gaz, que l'on faisait simplement varier dans le même sens.

Voici le Tableau des expériences :

	Sodium (raie).	Lithium (raie rouge).	
Flamme bien réductrice . . . . .	1,00	1,00	
» moins réductrice . . . . .	1,35	1,19	
» neutre . . . . .	1,42	0,75	
» un peu oxydante . . . . .	1,34	0,69	
» plus oxydante . . . . .	0,41	0,21	

	Sodium (raie).	Calcium.	
		bande $\alpha$ .	bande $\beta$ .
Flamme bien réductrice . . . . .	1,00	1,00	1,00
» moins réductrice . . . . .	1,21	1,26	1,23
» neutre . . . . .	1,14	0,43	0,48
» oxydante . . . . .	0,86	0,23	0,23

	Calcium (bande $\beta$ ).	Strontium (bande $\alpha$ ).
Flamme bien réductrice . . . . .	1,00	1,00
» moins réductrice . . . . .	1,69	1,34
» neutre . . . . .	0,68	0,54
» très oxydante . . . . .	0,011	0,018

	Calcium (bande $\epsilon$ )	Lithium (raie rouge).
Flamme bien réductrice . . . . .	1,00	1,00
» moins réductrice . . . . .	1,57	1,03
» un peu oxydante . . . . .	0,26	0,18
» très oxydante . . . . .	0,008	0,026

	Potassium (raie rouge).	Strontium (bande $\zeta$ ).
Flamme bien réductrice . . . . .	1,00	1,00
» presque neutre . . . . .	0,99	1,10
» un peu oxydante . . . . .	0,78	0,42
» plus oxydante . . . . .	0,56	0,07

Dans ces expériences, comme dans celles qui précèdent et qui suivent, on a employé, pour le calcium, le strontium et le baryum, l'azotate ou l'acétate, afin d'éviter les raies du chlorure et des composés analogues.

Certains spectres présentent un phénomène semblable à celui que nous venons d'étudier et se comportent comme s'ils étaient dus à plusieurs substances différentes. Je citerai d'abord celui du baryum. Ce spectre se compose, comme on sait, d'une raie verte et d'un système de bandes. On constate facilement que l'éclat de ces bandes ne varie pas proportionnellement quand la composition de la flamme varie. Exemple :

	Raie verte.		Bande $\delta$ .	Bande $\alpha$ .
	Brut.	Corrigé.		
Flamme bien réductrice . . .	1,00	1,00	1,00	1,00
» presque neutre . . .	2,11	2,11	2,13	2,17
» oxydante . . . . .	1,68	1,32	2,67	1,19
» plus oxydante . . .	0,26	0,08	0,69	0,19

Il y a donc dans ce spectre des éléments de diverses natures. J'ai reconnu que  $\lambda$ ,  $\zeta$  et  $\gamma$  se comportent comme  $\delta$ , tandis que  $\epsilon$  varie avec  $\alpha$ .

J'ai pensé qu'en exagérant beaucoup l'excès d'air le

phénomène deviendrait plus apparent. Pour cela, j'ai employé la lampe à vingt becs (*Pl. I, fig. 15*). La lampe allumée, on diminue le débit du gaz jusqu'à ce que la flamme s'éteigne d'elle-même; alors, en plaçant sur la lampe une sorte de gouttière en toile de fil de fer, on peut encore faire brûler le mélange, chargé d'un énorme excès d'air. On projette sur la fente du spectroscopie l'image de la flamme, en réglant l'appareil de manière à avoir beaucoup de lumière. On voit alors que le spectre a entièrement changé d'aspect; la raie verte a tout à fait disparu, ainsi que la bande  $\kappa$  et les bandes confuses qui l'entourent. Le spectre se compose uniquement d'un système de bandes, coupées nettement à droite, dégradées vers la gauche<sup>(1)</sup>, qui s'étendent du rouge extrême au violet.

Ainsi, le spectre du baryum est formé par la superposition de trois spectres indépendants, composés des éléments suivants :

*Premier spectre.* — La raie verte.

*Deuxième spectre.* — Le système de bandes dont nous venons de parler.

*Troisième spectre.* — D'autres bandes qui, contrairement aux premières, sont à peu près symétriques par rapport à leur milieu. Les principales sont la bande  $\kappa$ , et une bande qui se projette sur la bande  $\iota$ <sup>(2)</sup>, avec des bandes peu distinctes formant une sorte de spectre continu qui occupe le bleu et qui, dans les conditions ordinaires, ne permet pas de bien voir dans cette couleur les bandes dégradées appartenant au deuxième spectre.

(1) Suivant la convention ordinaire, le violet est à droite de l'observateur.

(2) La bande  $\iota$  est une bande dégradée, appartenant au deuxième spectre persistant avec la flamme oxydante; mais elle est couverte par une bande du troisième spectre, qui en occupe à peu près le milieu, si bien que l'ensemble suit plutôt les variations du troisième spectre que celles du deuxième.

Nous venons de voir que, avec des flammes oxydantes, le deuxième spectre résiste plus que les deux autres; de même il s'affaiblit beaucoup moins vite quand la flamme se refroidit, comme on l'a vu précédemment <sup>(1)</sup>.

Le calcium présente un phénomène du même genre, mais bien moins apparent :

	$\epsilon$ .	$\alpha$ .	$\delta$ .	$\beta$ .	Raie violette.
Flamme bien réductrice.	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
» neutre.....	1,73	1,68	1,82	1,72	1,95
» oxydante.....	0,91	0,81	0,94	0,86	0,71
» très oxydante..	0,059	0,047	0,062	0,051	»

En opérant comme pour le baryum, avec la lampe à vingt becs, on peut continuer les mesures photométriques avec des flammes plus oxydantes, et l'on trouve, avec les mêmes unités,

$$\alpha = 0,054 \quad \text{et} \quad \delta = 0,084.$$

Ainsi, comme le baryum, le calcium offre deux spectres de bandes; on remarque même que les bandes  $\epsilon$  et  $\delta$ , qui jouent le rôle des bandes du deuxième spectre du baryum, sont dégradées comme celles-ci, mais vers la gauche, tandis que les bandes  $\alpha$  et  $\beta$  sont comparables à la bande  $\alpha$  du baryum. Ici le phénomène n'est plus sensible qu'aux mesures

<sup>(1)</sup> M. Lecoq de Boisbaudran fait observer que, en opérant par la méthode usuelle, « lorsque le spectre s'affaiblit par déperdition graduelle de la baryte, on remarque la disparition presque complète, ou, pour le moins, la très-forte diminution d'éclat des bandes rouges et jaunes, alors même que les bandes vertes et bleues conservent assez de vigueur ». Je pense que ce phénomène est dû à ce que, l'essai demeurant dans la flamme, le fil de platine s'échauffe à mesure que le sel se volatilise, et, par suite, la flamme se réchauffe peu à peu, ce qui accroît l'éclat du troisième spectre plus que celui du deuxième et doit produire, du moins pour les principales bandes, un phénomène analogue à celui qui est décrit dans le passage cité (*Spectres lumineux*, p. 60).

photométriques, et les bandes  $\alpha$  et  $\beta$  l'emportent toujours de beaucoup en éclat (<sup>1</sup>).

Je n'ai pas retrouvé ces différences avec les bandes du strontium. Voici la comparaison de la raie bleue et de la bande  $\alpha$  :

	Raie bleue.	Bande $\alpha$ .
Flamme réductrice . . . . .	1,00	1,00
» neutre . . . . .	1,25	1,31
» oxydante . . . . .	0,75	0,61
» plus oxydante . . . . .	0,30	0,13

Les expériences faites avec le sodium présentent un intérêt particulier, parce qu'on possède ici les éléments nécessaires à une discussion plus complète. Voici une série faite sur la raie et sur le spectre continu pour les longueurs d'onde  $\lambda' = 615$  et  $\lambda'' = 570$  :

	Raie D.	$\lambda'$ .	$\lambda''$ .	R'.	R''.	$q$ .
Flamme réductrice . . . . .	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
» un peu oxydante . . . . .	1,18	0,87	0,97	1,44	1,60	0,61
» plus oxydante . . . . .	0,48	0,34	0,31	0,74	0,68	0,46
» très oxydante . . . . .	0,091	0,043	0,032	0,25	0,19	0,17

Nous pouvons ici refaire le calcul de la page 81 et déterminer de même R', c'est-à-dire le rapport suivant lequel varierait l'éclat d'un corps noir pour la longueur d'onde  $\lambda'$  si ce corps avait constamment la température de la flamme, de même R'' pour  $\lambda''$ , et enfin  $q$  ou la quantité de vapeur de sodium libre. On remarquera qu'ici ces deux éléments concourent à diminuer l'éclat de la flamme, quand elle prend un grand excès d'air, mais que néanmoins il reste toujours une quantité considérable de sodium libre. On voit aussi que, comme on pouvait s'y attendre, on a

---

(<sup>1</sup>) Le spectre de l'oxyde de cuivre présente des différences analogues, assez peu marquées; je me propose d'étudier à ce point de vue les nombreux spectres des composés du cuivre.

$R''$  plus grand ou plus petit que  $R'$ , suivant qu'ils sont l'un et l'autre plus grands ou plus petits que l'unité.

La portion la plus réfrangible du fond du sodium décroît moins vite que celle qui vient de nous occuper quand la flamme devient oxydante :

	Raie D.	$\lambda'' = 570.$	$\lambda''' = 485.$
Flamme réductrice.....	1,00	1,00	1,00
» oxydante.....	0,39	0,27	0,59
» très oxydante..	0,047	0,019	0,067

Nous sommes ramenés à conclure, comme au Chapitre précédent, que cette portion du fond doit être attribuée à une autre substance qu'à la vapeur de sodium libre.

En résumé, il reste encore dans nos flammes du métal libre avec un grand excès d'air, et de même certains spectres, dus probablement à des composés oxydés, existent avec un excès de gaz. Au reste, depuis la découverte de la dissociation, les chimistes sont devenus familiers avec cet ordre de phénomènes.

Si l'on range ces spectres dans l'ordre décroissant de leur résistance à un excès d'air, on forme le Tableau suivant :

Oxyde de cuivre.....	Bandes vertes.
Sodium.....	Partie la plus réfrangible du fond.
Sodium et potassium.	Raies.
Baryum.....	Bandes dégradées (deuxième spectre).
Lithium.....	Raie rouge.
Calcium.....	Bandes dégradées ( $\epsilon$ et $\delta$ ).
Calcium et strontium..	Bandes principales.
Calcium et strontium..	Raies du bleu et du violet.
Baryum.....	Raie verte et bandes du troisième spectre.

*De la quantité de sel introduite dans la flamme.* — On admettra sans peine que des solutions extrêmement étendues doivent être pulvérisées et entraînées par le mé-



lange gazeux en même quantité que l'eau pure, mais il est nécessaire de s'assurer qu'il en est de même avec les solutions que nous employons. Pour cela, j'ai fait l'expérience suivante.

A une solution d'azotate de strontiane on ajoute un cristal d'azotate de chaux, et l'on pulvérise alternativement la solution primitive et la solution chargée d'azotate de chaux, en mesurant l'éclat d'une bande du strontium :

Solution primitive, éclat.....	0,113
Solution chargée de chaux, éclat....	0,112

On en conclut que la quantité de strontium entraînée dans la flamme est la même pour ces deux solutions et que l'addition du sel de chaux n'a rien changé à la pulvérisation. L'expérience réussit de même avec d'autres sels, et l'on peut, tant que la richesse de la solution n'excède pas  $\frac{1}{10}$ , admettre que la solution se comporte comme l'eau pure. Il est nécessaire souvent d'employer des solutions très-chargées pour constater une différence; ainsi deux solutions d'azotate de strontiane ont été préparées, ayant toutes deux la même richesse, mais l'une contenant la moitié de son volume de glycérine, et elles ont été employées alternativement. Voici les résultats :

	Bande $\alpha$ .	Bande $\beta$ .
Solution aqueuse.....	1,00	1,00
Solution glycérique.....	0,77	0,76

La différence n'est pas grande, eu égard à la viscosité de la solution glycérique, qui mettait quatre fois plus de temps que la première à s'écouler par un même orifice (<sup>1</sup>).

---

(<sup>1</sup>) Ces expériences, comme celles du paragraphe suivant, ont été faites avec un pulvérisateur dont le tube intérieur avait un orifice de 0<sup>m</sup>,0008 environ. Avec un tube large, la pulvérisation est pour ainsi dire indépendante du volume de la solution qui passe par le pulvérisateur, ce qui fait comprendre le résultat précédent; il n'en serait plus de même avec un tube très-fin.

Ainsi, avec des solutions étendues, la quantité de sel entraînée dans la flamme est proportionnelle à la richesse de la solution, et il en serait de même de la quantité de vapeur colorée que renferme la flamme si les réactions chimiques demeuraient semblables à elles-mêmes. S'il en était ainsi, on pourrait calculer l'accroissement d'éclat de la flamme quand la richesse de la solution est accrue dans un rapport connu. Ainsi, quand cette richesse est doublée, l'éclat de la flamme serait multiplié par un nombre qui n'est autre que le rapport  $k$  qui nous a déjà occupés.

On constate au contraire que le rapport  $n$  suivant lequel s'accroît l'éclat de la flamme quand la richesse de la solution est doublée est toujours plus petit que  $k$ . En voici plusieurs exemples :

Baryum.			
	Raie verte.	Bande $\delta$ .	Bande $\alpha$ .
$n$ . . . . .	1,64	1,63	1,67

Calcium.			
		Bande $\alpha$ .	Bande $\beta$ .
Chlorure de calcium . . . . .		1,63	1,62
Iodure           " . . . . .		1,68	1,65
Azotate           " . . . . .		1,46	1,46
"       " . . . . .		1,59	1,59
"       " . . . . .		1,75	1,70

Strontium.			
		Bande $\alpha$ .	Bande $\beta$ .
Azotate de strontiane . . . . .		1,87	1,85
"       " . . . . .		1,54	1,58
"       " . . . . .		1,56	1,55

Pour toutes ces bandes, on devrait avoir  $n = k = 2$ . Il y a donc un déficit considérable sur l'éclat de la flamme.

Voici quelques mesures faites sur les raies du lithium et du sodium, avec la valeur de  $k$  mesurée directement :

	$n$ .	$k$ .
Lithium . . . . .	1,34	1,42
» . . . . .	1,35	1,46
» . . . . .	1,36	1,50
Sodium . . . . .	1,34	1,43

Ici les différences sont moindres, mais le fait subsiste. Les dosages étaient faits avec soin, et l'on ne négligeait pas, en passant d'une solution à l'autre, de nettoyer le ballon et le pulvérisateur avec la solution même qui allait être employée. Je ne pense donc pas que ce résultat soit dû à des erreurs d'expérience. Il faut en conclure que, contrairement à notre hypothèse, la quantité de vapeur colorée ne croît pas aussi vite que la quantité de sel entraînée par le mélange combustible.

Si l'on fait usage d'une solution contenant des sels de plusieurs métaux, étendue de quantités d'eau variables, on trouve, comme on pouvait s'y attendre d'après ce qui précède, que l'éclat des bandes ou des raies ne varie pas dans le même rapport :

	Strontium (bande $\alpha$ ).	Calcium (bande $\beta$ ).
Solution des deux azotates . . . . .	1,00	1,00
Même solution, étendue . . . . .	0,26	0,34
Même solution, très étendue . . . . .	0,082	0,13
	Sodium (raie D).	Lithium (raie rouge).
Solution contenant beaucoup de lithine et peu de soude (chlorures) . . . . .	1,00	1,00
Même solution, étendue . . . . .	0,54	0,76
Même solution, plus étendue . . . . .	0,30	0,53
Solution contenant beaucoup de soude et peu de lithine (chlorures) . . . . .	1,00	1,00
Même solution, étendue . . . . .	0,47	0,34
Même solution, très étendue . . . . .	0,12	0,083

Avec ces deux derniers métaux, la raie la plus faible s'affaiblit le plus vite. Il en serait ainsi en général si la flamme contenait toujours des quantités proportionnelles de vapeur de sodium et de lithium libres, et l'expérience montre que, si cette proportionnalité n'existe pas, les différences ne sont pas assez grandes pour modifier profondément le phénomène.

Nous avons vu précédemment que l'éclat du fond, près de la raie D, décroît, lorsque la flamme devient moins chargée, à peu près comme le carré de l'éclat de cette raie; c'est là un phénomène purement physique, dû à l'absorption des rayons de la raie. L'éclat du fond, dans la partie la plus réfrangible, décroît moins vite que l'éclat du fond près de la raie :

	Raie.	$\lambda = 570.$	$\lambda = 480.$
Solution de NaCl. . . . .	1,00	1,00	1,00
Même solution, étendue..	0,38	0,14	0,30

Nous avons déjà signalé des différences analogues entre les deux portions de ce spectre continu.

*De la nature du sel.* — D'après ce qu'on vient de voir, on introduira dans la flamme des quantités égales d'un métal en pulvérisant des solutions étendues de divers sels qui contiennent la même quantité de métal pour un même volume. Les expériences étaient faites de la même manière que celles dont on vient de parler. On traitait par des acides purs, en très petit excès, deux poids égaux de carbonate, ou, pour le sodium, deux volumes égaux d'une solution de carbonate, et l'on étendait à un volume connu. La richesse des solutions était au plus de  $\frac{1}{100}$ ; on comparait ainsi chaque sel successivement à l'azotate.

Voici le Tableau des expériences :

	MÉTAL.			
	Sodium (raie D).	Lithium (raie rouge.)	Calcium (bande $\alpha$ ).	Strontium (bande $\alpha$ ).
Azotate.....	1,000	1,000	1,000	1,000
Acétate.....	"	"	1,77	1,34
Sulfate.....	1,001	1,003	"	"
Chlorure.....	1,010	0,992	1,52	1,21
Bromure.....	0,991	1,008	1,65	1,30
Iodure.....	0,990	1,009	1,47	1,28
Phosphate.....	1,013	0,996	très-faible.	très-faible.
Carbonate.....	0,998	"	"	"
Tartrate.....	1,014	0,992	"	"

Avec le sodium et le lithium, tous les sels donnent le même éclat au spectre. Au contraire, les sels de strontium et surtout ceux de calcium présentent des différences considérables. D'abord les phosphates acides ne donnent qu'un spectre très faible, qui disparaît complètement si la solution contient un excès notable d'acide phosphorique<sup>(1)</sup>; si elle contient en même temps des sels de soude ou de lithine, les spectres de ces métaux persistent sans affaiblissement sensible. De plus, les azotates donnent un spectre beaucoup moins brillant que les autres sels<sup>(2)</sup>; la différence existe pour la raie bleue et la raie violette aussi bien que pour les bandes. On ne peut pas l'attribuer à une inégalité dans la pulvérisation, comme le montre l'expérience suivante.

(1) Ces phosphates se comportent de la même façon avec l'étincelle d'induction et donnent un spectre continu assez vif et des raies faibles; l'étincelle est blanche.

(2) Chaque sel isolément était comparé à l'azotate, dans des conditions expérimentales qui pouvaient n'être pas les mêmes dans les expériences successives, faites parfois à des jours différents; ainsi il ne faudrait pas croire que l'acétate et l'iodure de calcium, par exemple, comparés avec une même flamme, donnent des intensités différentes; cette question n'a pas été examinée.

Dans l'acide azotique pur, en quantité juste suffisante, on dissout 0<sup>gr</sup>, 50 de carbonate de soude et le même poids de carbonate de chaux; on répète l'opération avec de l'acide chlorhydrique pur, on étend à 125 centimètres cubes, et l'on pulvérise les deux solutions en croisant les expériences :

	Azotate	Chlorure.
Calcium, bande $\alpha$ . . . .	1,00	1,52
» bande $\beta$ . . . .	1,00	1,47
Sodium, raie D . . . . .	1,00	0,994

Cependant, en augmentant la proportion d'acide azotique libre jusqu'à 10 pour 100 du volume total, on constate que la solution acidulée donne une perte d'éclat avec tous les métaux, quoique la différence soit toujours plus marquée avec le calcium. Ici il est possible que le fonctionnement du pulvérisateur soit modifié par l'acide azotique, et le phénomène m'a paru trop complexe pour en poursuivre l'étude avec les moyens dont je disposais.

#### RÉSUMÉ.

En résumé, après la description de la méthode photométrique, du mode de production des flammes colorées et un examen sommaire de la forme de ces flammes, nous avons étudié leur transparence, d'abord pour les rayons qu'elles n'émettent qu'en faible proportion, puis pour leurs propres radiations.

Dans le premier cas, nous avons trouvé une transparence complète; dans le second cas, nous nous sommes bornés d'abord à l'étude du cas particulier où une flamme rayonne à travers une autre flamme identique, et nous avons mesuré ainsi le rapport  $k$  suivant lequel s'accroît l'éclat de la portion du spectre que l'on considère, quand on double l'épaisseur de la couche homogène de vapeur incandescente. Nous avons trouvé  $k$  sensiblement égal à 2

pour les spectres continus et les bandes. Pour les raies étroites,  $k$  est une fonction de l'éclat de la raie donnée par une des flammes, fonction qui se retrouve avec les mêmes caractères pour les diverses raies étroites et qui a été déterminée pour quelques-unes de ces raies.

Nous nous sommes ensuite occupés de la densité de la vapeur métallique. Comme, à épaisseur constante, le premier effet de l'accroissement de densité est d'accroître le nombre des atomes de vapeur qui rayonnent, nous avons calculé l'effet de cet accroissement, en supposant que le rayonnement de chaque atome est indépendant de la densité. Il s'est trouvé que ce calcul a représenté les mesures avec une approximation suffisante, et nous en avons conclu que, pour les vapeurs très-diluées dont il s'agissait, notre hypothèse était conforme à la réalité. Il en est résulté que le rayonnement d'une couche de vapeur ne dépend, à une même température, que du produit de l'épaisseur de la couche par la densité moyenne de la vapeur; nous avons calculé cette fonction au moyen des expériences précédentes.

Nous avons appliqué ces résultats à l'examen de la transparence d'une flamme quelconque pour le rayonnement d'une flamme de même température; puis nous avons établi quelques propriétés que présente, au voisinage de son maximum, la fonction qui lie le rayonnement de la vapeur à la longueur d'onde, et nous avons trouvé que l'élargissement des raies est une conséquence nécessaire de cette discussion.

Enfin, nous avons fait une revue générale des autres causes dont dépend l'éclat des flammes colorées, et qui sont la température et la composition de la flamme, la quantité de sel métallique qu'entraîne le mélange gazeux et la qualité de ce sel.

## NOTE.

SPECTRE DU CÔNE INTÉRIEUR, DANS LES FLAMMES CHARGÉES  
DE VAPEURS MÉTALLIQUES.

Si l'on projette au moyen d'une lentille l'image de la flamme sur la fente du collimateur, de telle sorte que le sommet du noyau intérieur arrive au milieu de la fente, on voit dans le champ du spectroscopie deux spectres superposés dont la limite est nettement tranchée; le spectre inférieur est donné par le noyau, le spectre supérieur par la flamme proprement dite, et les raies qui lui sont propres empiètent sur le spectre inférieur, en raison de la forme même de la flamme. Si elle ne tient en suspension aucun sel métallique, le spectre du noyau montre seulement les bandes bien connues des flammes hydrocarbonées; mais, si l'on charge le mélange de poussière saline, le spectre du noyau montre des raies particulières que le reste de la flamme ne donne pas; il renforce quelques-unes de celles que donne la flamme; d'autres enfin ne sont pas sensiblement renforcées. Par exemple, avec un sel de lithine, voici ce qu'on observe: la raie rouge 671 présente le même éclat dans les deux spectres; la raie 610 est faible dans le spectre de la flamme et se renforce vivement dans le spectre du noyau; enfin la raie 460 n'est visible que dans le spectre du noyau, où elle est assez vive.

De même, avec un sel de magnésie, les trois raies du groupe *b* sont visibles dans le spectre du noyau. La moins réfrangible est très-brillante, beaucoup plus que la bande verte du carbone; la seconde est encore brillante, la plus réfrangible est très-faible. Comme ce groupe est très-voisin de la bande verte du carbone, on constate facilement que les raies du magnésium se terminent exactement à la même hauteur que cette bande, ce qui montre qu'elles sont émises par la mince couche bleue qui donne le spectre du carbone.



Le spectre de la flamme montre une trace du groupe *b* et la bande 500,6 de la magnésie faible.

Avec ces deux métaux, on peut dire que le spectre du noyau se rapproche de celui que donne une étincelle électrique faible éclatant sur une solution du même sel. Tel est encore le caractère du phénomène avec les autres métaux. Pour avoir une plus grande intensité lumineuse, j'ai employé une lampe spéciale. Le tube où arrive le mélange (*Pl. I, fig. 15*) se termine par un gros tube horizontal, fermé à ses extrémités par des bouchons, et dont la génératrice supérieure est percée de vingt trous, de 0,003 de diamètre et distants de 0<sup>m</sup>,002. On produit ainsi vingt petites flammes, dont chacune a son cône intérieur. La flamme est placée dans l'axe du collimateur, et l'on projette l'image des cônes sur la fente. On a ainsi un grand éclat, et l'on peut examiner séparément les raies données par les cônes et par la flamme, quoique la séparation des deux spectres ne soit plus une ligne nette.

Voici les résultats obtenus avec divers métaux :

*Sodium.* — Le spectre du noyau donne 569, 498 et 515, les deux premières assez vives. Le spectre de la flamme en montre des traces sensibles.

*Strontium.* — Le spectre du noyau montre trois raies bleues faibles, 496, 487 et 481, invisibles dans le spectre de la flamme.

*Calcium.* — Le spectre du noyau montre des raies faibles dans le bleu violet : 445,7, 443,5, 442,5, et le groupe 431,5 428,2. Aucune trace dans le spectre de la flamme.

*Fer.* — Le noyau donne le spectre du fer, assez brillant et bien développé; j'y ai compté plus de vingt raies, qu'il est inutile d'énumérer. Le spectre de la flamme donne des bandes et des traces des raies les plus brillantes.

*Manganèse.* — Le spectre du noyau montre le groupe 482,4, 478,4 et 475,5, assez marqué; invisible dans le spectre de la flamme.

*Cobalt.* — Le spectre du noyau montre une quinzaine de raies du cobalt; le spectre de la flamme n'en montre aucune trace.

*Bismuth.* — Le spectre du noyau montre 555,2 et 472,4 fortes. Le spectre de la flamme montre ces mêmes raies faibles.

*Étain.* — Le spectre du noyau montre 452,6 vive; aucune trace dans le spectre de la flamme.

*Zinc.* — Le spectre du noyau donne 481,2, 472,1 et 468,1 assez brillantes; traces à peine visibles dans le spectre supérieur.

*Cadmium.* — Le noyau donne la raie 479,9 assez marquée; traces sensibles dans le spectre de la flamme.

*Plomb.* — Le noyau donne la raie 405,6 très-brillante; traces dans le spectre de la flamme.

*Argent.* — Le noyau donne les raies 546,4 et 520,8 assez fortes; invisibles dans le spectre de la flamme.

*Platine.* — Avec le chlorure, le noyau donne un très-beau spectre de bandes. Dans ce spectre, dont j'ai donné ailleurs une description sommaire <sup>(1)</sup>, on compte une centaine de raies ou de petites bandes, avec une dispersion de trois prismes. On peut l'attribuer au protochlorure de platine, qui se reforme à une température élevée, d'après MM. Troost et Hautefeuille <sup>(2)</sup>. La flamme proprement dite montre des traces sensibles de la plupart de ces bandes, mais avec des intensités relatives fort différentes.

*Osmium.* — Avec l'acide osmique, le noyau donne la raie 442 assez faible; le spectre de la flamme n'en montre pas de traces.

L'aluminium, le nickel, le mercure, l'or, le palladium et l'iridium ont été essayés sans résultat.

Tout ce qui précède s'applique à des flammes sans excès de gaz ni d'air. Si la qualité du mélange varie, les raies métalliques du noyau diminuent d'éclat; mais en même temps la couche qui les émet cesse d'être mince et brillante et devient diffuse avec un grand excès de gaz, et, pour certains métaux, cette couche prend la couleur de la flamme, sur laquelle elle se dessine en clair: je citerai le calcium, le strontium et les métaux fixes (nickel, etc.), qui donnent une flamme blanche remplie de particules solides.

J'ai fait quelques mesures d'intensité avec un mélange

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*; 1877.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIV.

de chlorure de baryum et d'un peu de sodium. On opère avec une flamme ordinaire, en projetant son image sur la fente. On mesure d'abord l'éclat de la flamme au-dessus du noyau; puis, haussant la lampe, on projette l'image du noyau sur la fente, et l'on mesure l'éclat des bandes et des raies. Voici l'expérience :

	Sodium (raie D).	Baryum (raie verte).		$\gamma$ .	$\delta$ .	$\alpha$ .
		Brut.	Corrigé.			
Dans la flamme elle-même.	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Dans le noyau intérieur.	1,32	3,75	4,30	2,65	2,29	1,49

On remarquera que la bande  $\alpha$ , que nous avons toujours vue varier avec la raie verte, s'en sépare ici de la manière la plus nette.

Avec le baryum d'ailleurs, le rayonnement du noyau n'est pas limité à la surface bleue, mais il est dû plutôt à une couche mal définie, d'une épaisseur de  $0^m,001$  à  $0^m,002$ , qui est au-dessus de cette surface.

Il résulte de toutes ces observations que la surface du noyau intérieur possède une température bien plus élevée que la flamme elle-même. Ce résultat est, en quelque sorte, d'accord avec la théorie (<sup>1</sup>); mais, quant au mécanisme du phénomène, il m'a paru présenter de sérieuses difficultés, et cette question exige de nouvelles recherches.

(<sup>1</sup>) Voir le Mémoire *Sur la température des flammes et la dissociation* de M. Vicaire (*Annales de Chimie et de Physique*, 1870).

*Vu et approuvé :*

Paris, le 6 juin 1879.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,  
MILNE EDWARDS.

*Vu et permis d'imprimer :*

Le 7 juin 1879.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,  
A. GRÉARD.

---

---

# SECONDE THÈSE.

---

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

---

Analyse spectrale.

*Vu et approuvé :*

Le 6 juin 1879.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,  
MILNE EDWARDS.

*Vu et permis d'imprimer :*

Le 7 juin 1879.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,  
A. GRÉARD.

*ERRATUM.*

Page 65, note, après  $i = \sqrt{q}$ , ajouter : à un facteur constant près.

Recherches photométriques sur les flammes colorées, par M. Gouy.

Fig. 1.

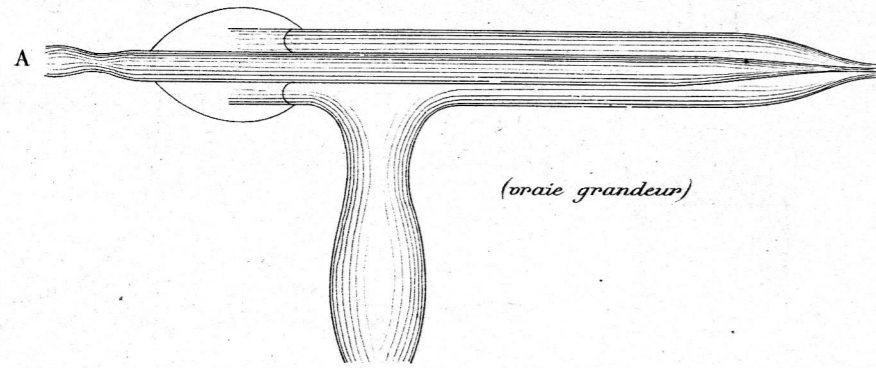


Fig. 4.

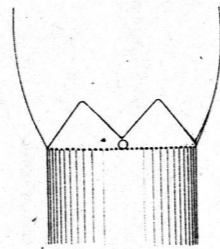


Fig. 5.

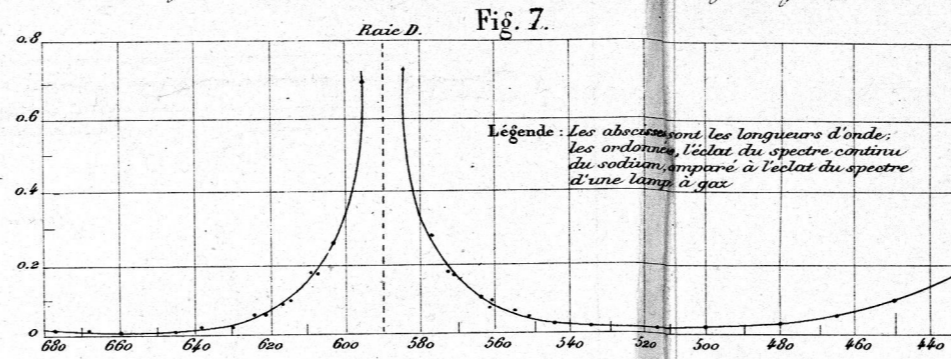
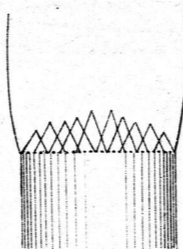


Fig. 11.

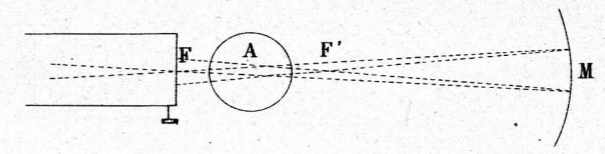


Fig. 12.

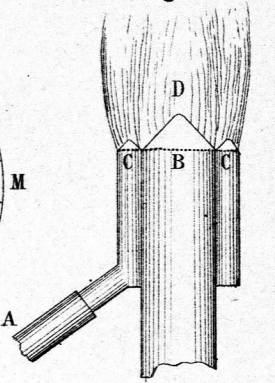


Fig. 2.

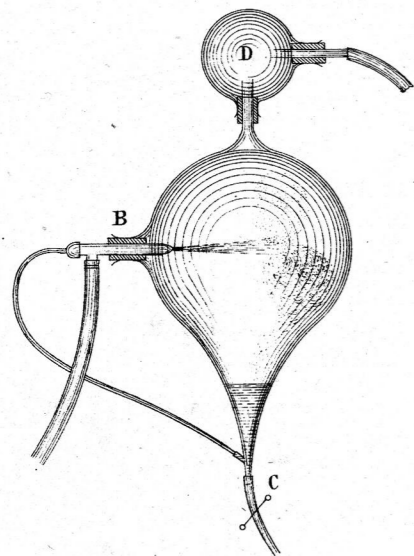


Fig. 3.

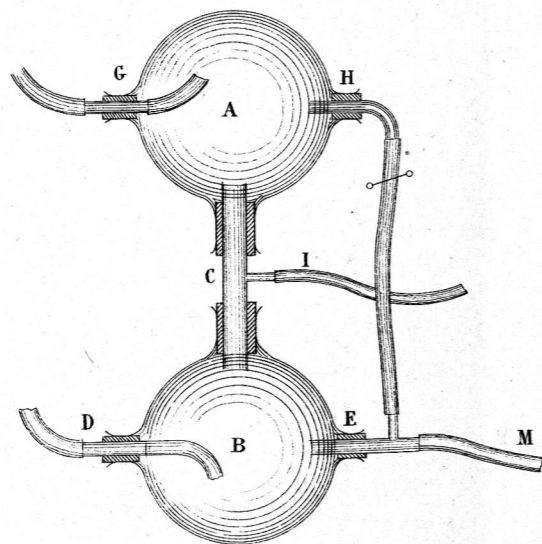


Fig. 6.

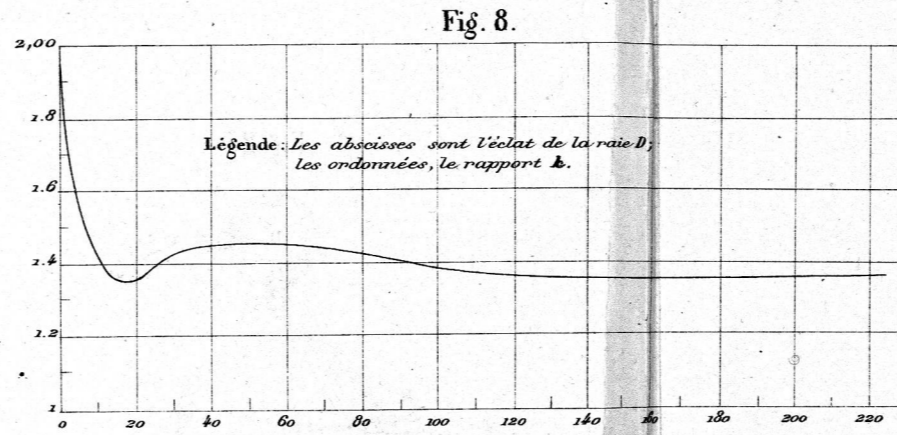
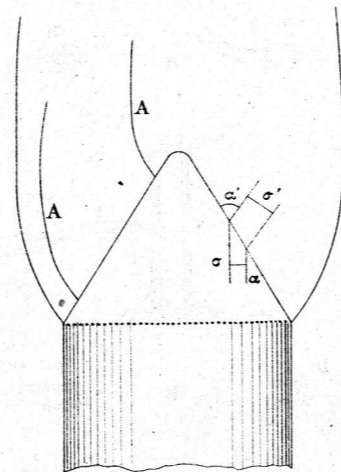


Fig. 13.

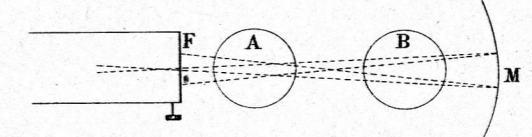


Fig. 15.

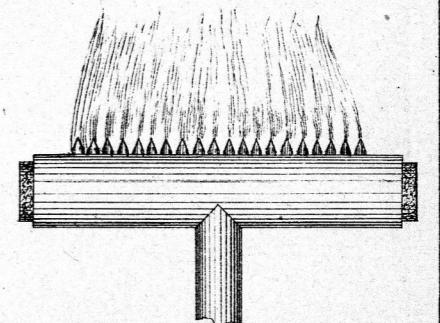


Fig. 9.

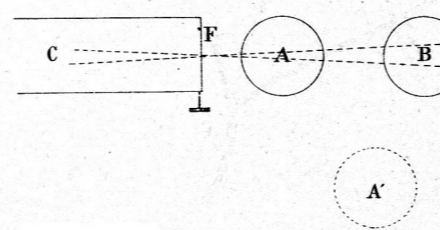


Fig. 10.

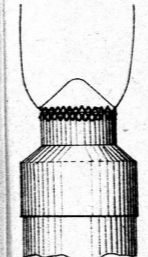


Fig. 14.

