Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 96 (1970)
Heft: 19

Artikel: Propriété des lasers
Autor: Ravussin, Pierre
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-70870

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 12.07.2025

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

Propriété des lasers

par PIERRE RAVUSSIN, ingénieur physicien EPFL-SIA, directeur d'Alcyon S.A., Renens

Ire PARTIE ASPECTS THÉORIQUES

1. Définition

Laser est le sigle de l'expression anglaise *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiations* (amplification de la lumière par émission stimulée de radiations).

Au point de vue physique, un laser est un milieu amplificateur de la lumière placée entre les deux miroirs d'un interféromètre de Perot-Fabry.

2. Historique

C'est en 1916 déjà qu'Albert Einstein, dans un court et unique article, paru dans le numéro des *Mitteilung der physikalischen Gesellschaft*, à Zurich, a établi avec précision les caractères distinctifs de l'émission stimulée et de l'émission spontanée. Cet article, intitulé « Zur Quanten-Theorie des Strahlens », a été réimprimé dans le *Physikalische Zeitschrift* n° 18 en 1917. Or c'est l'émission stimulée qui détermine le pouvoir amplificateur de la lumière. L'interféromètre de Perot-Fabry est plus ancien encore : il date de 1897.

Il est intéressant de noter qu'il aurait déjà été possible, au point de vue technologique, de construire un laser à gaz He-Ne au début du siècle. Mais on ne soupçonnait pas alors les propriétés quantiques de la matière. Les travaux fondamentaux qui ont amené la découverte ultérieure des lasers sont ceux de Schawlow et du Prix Nobel Townes aux Etats-Unis, des Russes N. G. Basov et A. M. Prohkorov, Prix Nobel 1964, les deux équipes ayant travaillé dans le domaine parallèle des Masers (M pour Microwaves). Le Français A. Kastler (Prix Nobel 1966) a poussé ses recherches dans le domaine du pompage optique. En fait, ce sont Schawlow et Towns qui ont prédit, par un article paru en 1958 dans la *Physical Review* (112, 1940), la possibilité d'obtenir une amplification aux fréquences optiques. T. H. Maiman, en 1960, a réalisé le premier laser. C'était un laser à rubis. Depuis les lasers ont connu un développement considérable et, en neuf ans, on a découvert à ce jour plusieurs milliers de milieux pouvant « laser » c'est-à-dire amplifier la lumière.

3. Aspect théorique du laser

1. *La lumière cohérente*

Le laser est caractérisé par l'émission de lumière cohérente et monochromatique. Expliquons ces termes.

La lumière, telle que l'œil la perçoit, est la plupart du temps produite par des électrons qui perdent de l'énergie. La lumière est une onde électromagnétique (EM) au même titre que les ondes radio ou de télévision, mais d'une longueur d'onde beaucoup plus courte.

En effet, si les ondes radio sont de l'ordre du mètre, la lumière visible a une longueur d'onde qui va de 0,35 μ à 0,7 μ environ.

Un émetteur radio a une certaine *puissance*. Pendant un temps donné, il émet une certaine *énergie*. Contrairement à un émetteur radio, l'énergie EM, émise par un électron d'un atome est quantifiée.

	E	énergie	[joules] [VAs]
	h	constante de Planck	$6{,}624 \cdot 10^{-34}$ VAs^2
$E = h\nu$	ν	fréquence	[s^{-1}]
	λ	longueur d'onde	[m]
$\lambda\nu = c$	c	vitesse de la lumière	[ms^{-1}]

Ce quantum de lumière émise par un atome s'appelle un photon.

Comment un électron peut-il émettre un photon ? Les électrons d'un atome au repos sont situés sur des « orbites » stables autour du noyau, d'une manière analogue aux satellites d'une planète. En fait, ces orbites ne sont pas aussi bien définies que celles des satellites autour d'une planète. On dit que l'électron a une certaine probabilité de se trouver à un certain endroit, et que la probabilité est maximum à l'endroit que l'on appelle classiquement l'orbite. Pour une raison ou pour une autre, par exemple absorption d'un photon ou collision avec une autre particule, l'électron peut quitter son orbite et aller se loger sur une orbite supérieure. Pour cela il a dû absorber une certaine énergie. L'orbite supérieure est en général instable. Au bout d'un certain temps l'électron va retomber en perdant son excédent d'énergie ΔE en général sous forme d'un photon de fréquence ν déterminée par $\Delta E = h\nu$. Le processus d'émission lumineuse le plus connu est celui d'un corps chauffé (corps noir).

En effet, tout corps à la température T émet sur toutes les longueurs d'onde de l'énergie électromagnétique dont la puissance par unité de surface est donnée par la loi de Stefan-Boltzmann

$$p = \sigma T^4$$

σ constante de Stefan Boltzmann $= 5.672 \cdot 10^{-8}$ [VAm^{-2} (°K)$^{-4}$]
T température absolue [° Kelvin]

A haute température les atomes sont violemment agités. C'est un phénomène de collisions qui provoque l'émission des photons.

Il est compréhensible que dans un phénomène aussi peu ordonné que celui-ci, les électrons vont émettre leurs photons en des époques non déterminées, sur toutes sortes de longueurs d'onde et dans toutes les directions. On dit qu'une telle lumière faite de l'ensemble de ces photons est *incohérente*. Une lumière *cohérente* est faite d'un train d'ondes électromagnétiques continu, à fréquence fixe, se propageant dans une direction déterminée. Une onde radio est par définition cohérente et le bruit de fond provient souvent des ondes incohérentes émises thermiquement par des électrons dans le récepteur lui-même. Une onde lumineuse à fréquence fixe est dite monochromatique (une seule couleur).

2. *L'émission laser, le système à deux niveaux*

Considérons deux orbites possibles d'un atome. L'ensemble des orbites du même genre d'un groupe d'atomes est appelé niveau. Soit N_i la densité de population du niveau i, c'est-à-dire la densité partielle des électrons du niveau i prise sur l'ensemble des électrons des différents niveaux considérés. Le niveau le plus bas 1 sera appelé niveau de base ou niveau d'inversion, tandis que le niveau supérieur 2 est appelé niveau piège.

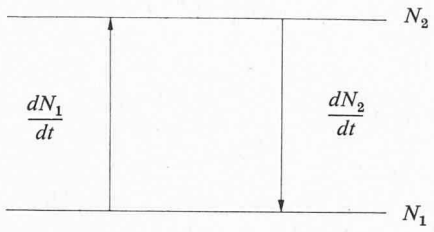

Fig. 1.

A l'équilibre thermique, la loi de Boltzmann donne la répartition statistique des électrons sur les niveaux 1 et 2 d'énergie E_1 et E_2.

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-h\nu/kT}$$

avec $E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu$
k constante de Boltzmann
$= 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ joules °K^{-1}

Mais ceci ne représente qu'un équilibre statistique. En fait, il y a continuellement des électrons qui passent d'un niveau à un autre. Pour que l'équilibre soit conservé, il faut que le nombre des électrons qui quittent un niveau soit constamment égal au nombre de ceux qui y arrivent.

Dans ce cas, à l'équilibre on doit avoir :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt}$$

Pour qu'un électron passe de l'état 1 à l'état 2, il faut qu'il absorbe un photon. Si on considère l'oscillateur formé par un électron passant de l'état 1 à l'état 2, il faut que le photon soit en phase avec l'oscillateur.

Soit u_{12} la densité d'énergie électromagnétique autour de la fréquence ν_{12} présente.

La variation dN_1/dt sera proportionnelle à u_{12} et à N_1

$$\frac{dN_1}{dt} = (w_{12}\, u_{12}\, N_1) \text{ et } w_{12}\, u_{12} = W_{12}$$

Ceci exprime le passage des électrons du niveau de base 1 au niveau piège 2 sous l'influence des photons de densité d'énergie u_{12}. C'est le *pompage optique*.

Considérons maintenant les électrons de la couche 2. Ceux-ci sont dans un état excité instable. Ils peuvent retomber sur le niveau 1, soit spontanément, soit par interaction avec un photon en opposition de phase (émission induite).

Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{dN_2}{dt} = (A_{21} + w_{21}\, u_{12})\, N_2 \text{ avec } w_{21}\, u_{12} = W_{21}$$

Wij est la probabilité de transition $i-j$ dû à la présence d'un champ électromagnétique de fréquence ν_{ij}.

Aij est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée. A l'équilibre, on a donc :

$$-w_{12}\, u_{12}\, N_1 = (A_{21} + w_{21}\, u_{12})\, N_2$$

La relation d'Einstein établit que

$$W_{21} = W_{12}$$

ce qui donne

$$A_{21}\, N_2 + w_{12}\, u_{12}\, N_2 = w_{12}\, u_{12}\, N_1$$

émission spontanée — émission induite — absorption

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{w_{12}\, u_{12}}{A_{21} + w_{12}\, u_{12}} = e^{-h\nu/kT}$$

Ici T représente une température interne.

Si par un moyen extérieur on obtient $N_2 > N_1$ alors T prend une valeur négative. (Température absolue négative.)

$N_2 > N_1$ correspond à l'*inversion des populations* des niveaux 2 et 1 : il y a plus d'électrons sur le niveau 2 que sur le niveau 1.

Ce n'est pas un état d'équilibre, car :

$$\frac{N_2}{N_1} = 1 \text{ au plus pour } u_{12} = \infty$$

Donc le niveau 2 va se dépeupler pour retourner à l'état d'équilibre. On aura $\frac{dN_2}{dt} = (A_{21} + w_{12}\, u_{12})\, N_2$ avec l'émission d'énergie électromagnétique induite d'une puissance donnée par $p = \frac{dN_2}{dt} \cdot h\nu_{12}$

La densité d'énergie électromagnétique u_{12} va donc augmenter, ce qui provoque une nouvelle augmentation de l'émission induite, donc de l'énergie électromagnétique, etc., etc.

On a une *émission* induite *stimulée*.

C'est un phénomène d'avalanches qui va s'amplifier jusqu'à ce que

$$\frac{N_2}{N_1} < 1$$

L'émission induite stimulée ou émission laser n'est possible que si on a réalisé l'inversion de population entre deux niveaux.

Si on se place à un point de vue non statistique, le phénomène peut s'expliquer de la manière suivante (fig. 2) :

Un photon 1) émis par exemple spontanément d'un atome, va induire l'émission d'un photon d'un deuxième atome 2) en phase avec le premier. Cette énergie EM est alors capable à son tour d'induire l'émission de deux autres photons 3) et 4), etc. On a donc une réaction en chaîne avec multiplications de photons. La vitesse de multiplication peut être très grande, ce qui explique les puissances gigantesques de certains types de lasers (plus de 10^{10} watts).

Cette réaction peut être instable s'il y a réabsorption de la lumière par les atomes, ce qui explique l'émission laser en forme d'une multitude de pics des lasers à rubis.

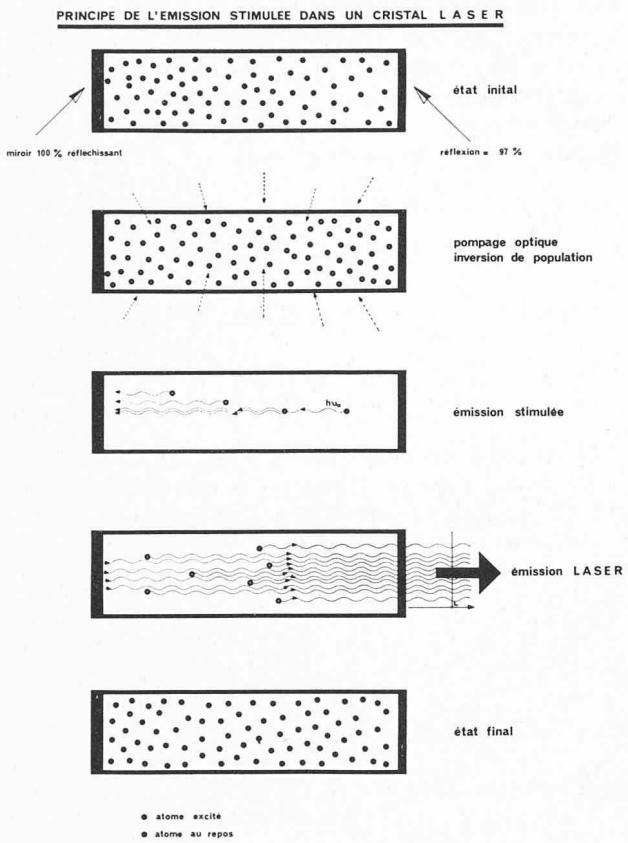

Fig. 2.

3. *Exemple : le laser à rubis*

Le laser à rubis est composé d'une cavité de Perot-Fabry contenant un milieu amplificateur de la lumière dans l'état excité (rubis rose). L'excitation se fait au moyen d'une lampe flash à remplissage de Xenon (fig. 3).

1. *Le rubis*

Le rubis est un cristal de corindon dopé par du chrome qui remplace quelques atomes d'aluminium. Le rubis laser contient 0,05 % de Cr_2O_3 en poids. Pour une si faible concentration, la molécule de Cr_2O_3 est entièrement dissociée. Il n'y a donc pas d'interaction entre les ions Cr^{3+}.

Al_2O_3 cristallise dans le système rhomboédrique suivant la disposition suivante :

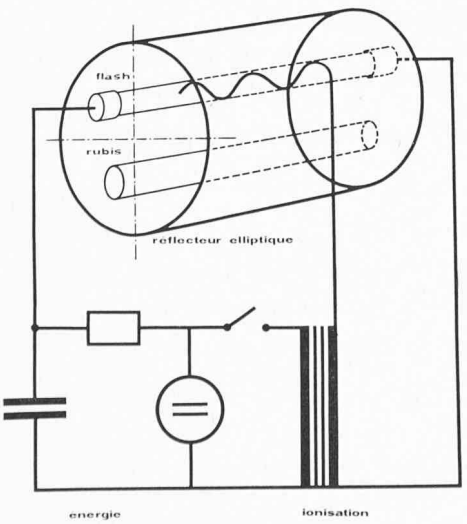

Fig. 3.

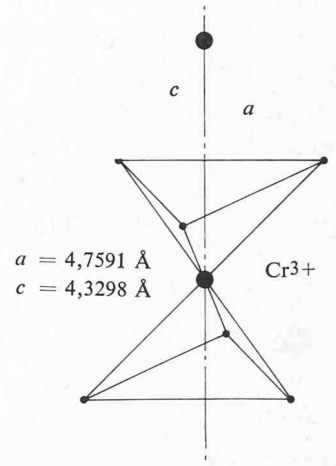

Fig. 4.

Le volume d'une maille élémentaire est de

$$V = \frac{\sqrt{3}}{4} a^2 c = 42{,}465 \text{ Å}^3$$

la densité du cristal est donc de

$$\rho = \frac{M}{V} \cdot \frac{1}{N} = 3{,}9864$$

M = masse molaire = 101,9612 grammes/moles à 20°C (mélange isotopique naturel)

N = nombre d'Avogadro $6{,}0232 \cdot 10^{33}$ molécules/moles.

Cependant, les ions Cr^{3+} qui se substituent aux ions Al^{3+} sont plus gros et plus lourds que les ions Al^{3+} (la maille élémentaire de $Cr_2\ O_3$ a un volume de 48,12 Å³ au lieu de 42,47 Å³). Leur présence provoque un accroissement de la densité et une distorsion locale de la maille cristalline.

Globalement, l'ensemble de ces distorsions se comporte comme un gonflement du réseau cristallin suivant la loi ci-dessous.

$$a = 4{,}7591\ (1 + 0{,}0527\ C_m)\ \text{Å}$$

$$c = 4{,}3298\ (1 + 0{,}0452\ C_m)\ \text{Å} \quad \text{à } 20°\text{C}$$

avec C_m = concentration molaire en Cr^{3+}.

Quant à la densité, elle vaut :

$$\rho = 3{,}9864\ (1 + 0{,}341\ C_m) \quad \text{à } 20°\text{C}.$$

Donnons encore quelques constantes physiques (à température ambiante) :

	// axe optique	⊥ axe optique
Compressibilité κ	$2{,}3 \cdot 10^{11}\ N/m^2$	
Module d'Young E	$4{,}3 \cdot 10^{11}\ N/m^2$	
Module de glissement G	$1{,}9 \cdot 10^{11}\ N/m^2$	
Température de fusion T_f	2050°C	
Chaleur spécifique σ	$7{,}6 \cdot 10^2$ joules/kg/°C	
Dilatation thermique θ	$6{,}2 \cdot 10^{-6}$°C^{-1}	$5{,}4 \cdot 10^{-6}$ °C^{-1}
Conductivité thermique λ	34,9 W/°C/m	32,3 W/°C/m
Constante diélectrique ε'	9,35	11,53
Résistivité ρ	$> 10^{13}\ \Omega\ m$	

Indice de réfraction $n_{//} = 1{,}74453 + 101{,}0/(\lambda - 1598)$
$n_{\perp} = 0{,}0081\ n_{//}$

Correction pour le rubis $n_r = n + 0{,}0047 \cdot \%\ Cr_2O_3$ (poids)

Coefficient de température $\sim +10^{-5}$/°C

2. *Les niveaux quantiques du chrome dans le rubis*

Examinons d'abord la structure atomique de l'atome de chrome. Le chrome $_{24}$Cr a une structure électronique

$$Cr : (A)_3 d^5,\ _4 s^1$$

C'est une structure exceptionnelle car Cr possède un électron sur la couche $N(_4s^1)$ alors que la couche M n'est pas remplie $_3d^5$, (5 électrons au lieu de 10). Ainsi, l'ion Cr^{+++} ($_3d^3$) est un ion de transition, car il a perdu à la fois 1 électron de la couche N et 2 électrons de la couche K.

L'ion Cr^{+++} dans le rubis est soumis à des contraintes.

En effet, la concentration de 0,05 % en poids de Cr_2O_3 correspond à environ 1 molécule de Cr_2O_3 pour 2000 molécules d'Al_2O_3. Calculons la distance séparant 2 ions Cr^{3+}.

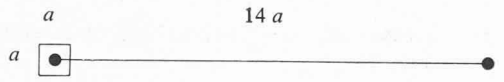

Fig. 5.

En admettant en première approximation une maille élémentaire de forme cubique et en prenant pour unité l'arête élémentaire,

$\sqrt[3]{3000} \cong 14$ représente la distance séparant 2 ions Cr^{3+}

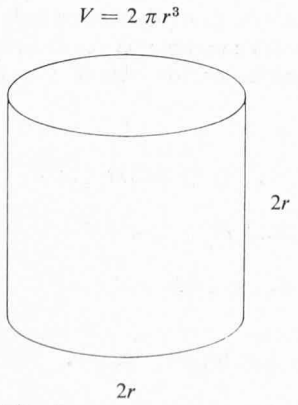

Fig. 6.

On peut donc considérer le rubis comme un empilement de microcristaux en équilibre entre eux contenant en moyenne 3000 molécules d'Al_2O_3. Calculons maintenant les contraintes appliquées sur la maille élémentaire du Cr_2O_3.

Nous admettons, pour simplifier ces calculs, une maille élémentaire de la forme suivante :

pour Cr_2O_3 $V = 48{,}12$ Å^3 $r = 1{,}97$ Å

pour Al_2O_3 $V = 42{,}46$ Å^3 $r = 1{,}89$ Å

Les formes de répulsion atomique croissent selon la loi

$$Fr = n \frac{B}{r^{n+1}} \qquad (3)$$

Le volume de la maille élémentaire de Cr_2O_3 dans Al_2O_3 ne va pratiquement pas changer. Ces contraintes sont faibles par rapport aux contraintes atomiques.

Calculons les contraintes exercées sur la base du cylindre pour provoquer une dilatation égale à la maille élémentaire de Cr_2O_3

$$\sigma = \frac{\Delta l}{l} E \quad \text{avec} \quad \Delta l = r\,Cr_2O_3 - r\,Al_2O_3 = 8 \cdot 10^{-2}\text{Å}, \quad l = rAl_2O_3 = 1{,}89\ \text{Å}$$

$$\sigma = 1{,}8 \cdot 10^{10}\ N/m^2$$

et la force exercée vaut :

$$F = S \cdot \sigma \text{ avec}$$
$$S = \pi\, r^2_{Al_2O_3} = 1{,}1 \cdot 10^{-19}\ m^2$$
$$\text{d'où } F = 2 \cdot 10^{-9}\ N$$

Cette force n'est pas isotrope du fait de la forme de la maille élémentaire. Calculons encore la force de répulsion atomique.

L'équation d'équilibre interatomique s'écrit

$$-F = F_a - F_r$$

mais si

$$F \ll F_r \qquad F_a = F_r$$

avec F_a = force d'attraction coulombienne

$$F_a = A \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

A facteur de Madelung.

Il se calcule en faisant intervenir les interactions des trois charges du ion Cr^{3+} avec les ions voisins.

Donc $A > 3$.

Par analogie avec d'autres cristaux : $A = 5$

donnons encore :

n = 10 pour les ions du type Argon (Cr^{+++})

e = charge de l'électron = $1{,}602 \cdot 10^{-19}\ As$

r = 2,26 Å pour l'atome de chrome

$\varepsilon_0 = 8{,}859 \cdot 10^{-12}\ As/Vm$

d'où

$$F_a = 2{,}25 \cdot 10^{-8}\ N > F \qquad F_a \cong 10\ F$$

De ces calculs, on en tire que les forces de contraintes ne sont pas négligeables vis-à-vis des forces atomiques.

Déterminons encore la valeur du champ électrostatique E provoquant la force F.

Un modèle équivalent de l'atome de chrome dans le cristal est donné par la figure suivante :

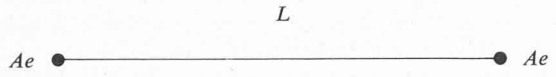

Fig. 7.

où $F = q\,E$

avec la charge $q = Ae$

donc $E = F/Ae$

$$E = 2{,}5 \cdot 10^9\ V/m$$

Un champ électrostatique d'une telle intensité va produire une multiplication des niveaux quantiques par l'effet Stark autrement dit un élargissement des raies d'absorption du rubis. Ce phénomène est encore compliqué d'un effet Zeeman dû au paramagnétisme de l'ion Cr^{3+} (ion de transition). De plus, il a été établi que les forces F ne sont pas isotropes ; il va s'ensuivre un dédoublement des niveaux simples (les nombres quantiques sont doublés).

On le voit, les niveaux du ion Cr^{+++} dans le corindon sont très compliqués. Il est très difficile de les prévoir théoriquement. Les niveaux du rubis qui concernent l'effet Laser sont représentés par la figure 8.

(A suivre)

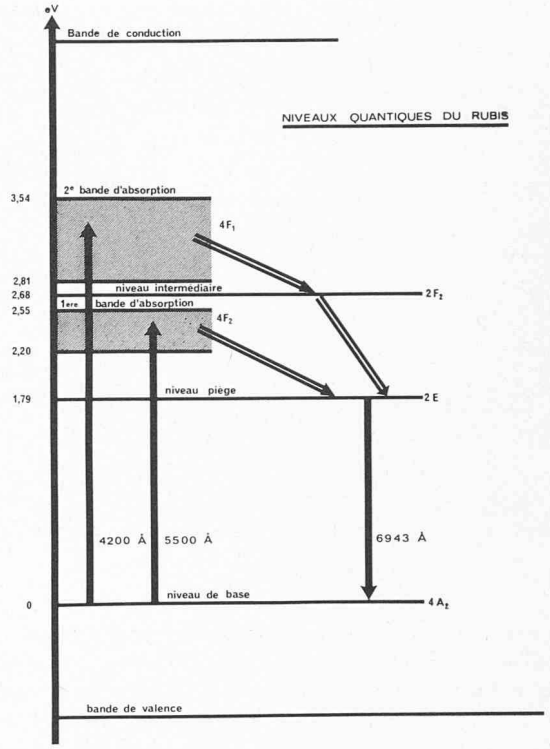

Fig. 8.

Gradmètre

par M. BURNET, ingénieur diplômé EPUL [1]

Introduction

Lorsque dans une machine d'une certaine importance un palier « grippe », les conséquences sont en général une mise hors service prolongée et des frais de réparation importants.

Le grippage est accompagné d'une élévation plus ou moins brusque de température. Mais lorsqu'une machine fonctionne en régime normal, le palier a déjà une température nettement plus élevée que celle de l'ambiance ; quand il grippe, au début du phénomène, l'élévation supplémentaire n'est pas grande en valeur absolue et il est impossible de régler la limite de température à une valeur très près de celle du régime, puisque cette dernière peut varier avec la température de l'ambiance, celle de l'agent de refroidissement, le régime de charge, etc. En revanche, tous ces paramètres ne provoqueront qu'une variation de température très lente alors que la variation due à un grippage risque d'être beaucoup plus rapide. D'où l'idée de détecter une tendance au grippage par la mesure d'un gradient de température, gradient en fonction du temps, plutôt que par la température elle-même.

Par ailleurs, tout en mesurant le gradient, il faut réduire autant que possible la constante de temps du dispositif pour provoquer une alarme et, cas échéant, l'arrêt de la machine avant que des dégâts se soient produits.

Mais, au contraire de l'opération d'intégration où les tensions parasites se compensent en moyenne, celle de la dérivation doit être faite avec les plus grandes précautions : l'emploi d'un filtre passe-bas introduit des constantes de temps supplémentaires et il y a lieu d'adopter un compromis.

Pour répondre au mieux à toutes ces contributions, la Chaire d'Electrométrie a développé un appareil qu'elle a nommé « Gradmètre » et qui a les caractéristiques décrites ci-dessous.

Description de l'appareil

Comme détecteur de température, l'appareil fait usage de résistances à coefficient de température négatif (NTC). Il est évident que, plus on s'éloigne de la surface de frottement, moins vite on est renseigné sur les phénomènes qui s'y passent. Pour s'en approcher le plus possible, les sondes utilisées sont contenues dans de petits boulons M4 et peuvent être montées de façon que la surface de mesure soit à fleur de la surface de frottement ou dans un trou borgne très voisin de celle-ci.

Ainsi dans le montage réalisé au laboratoire, la température était mesurée à 1 mm de l'arbre. La résistance à coefficient de température négatif est alimentée par un circuit tel qu'on recueille une variation de tension linéaire en fonction de l'échauffement. Il est indispensable qu'une même variation de température produise une même variation de tension autour de n'importe quelle valeur absolue comprise dans les limites envisagées. Le circuit de mesure n'a pas de point commun avec l'enveloppe de la sonde qui peut être à un potentiel différent. Les écarts de tension produits de cette manière sont d'environ 1 V quand on

[1] Travail effectué à la Chaire d'Electrométrie de l'EPFL, prof. Hamburger.