

Bulletin de l'Union des Physiciens

Association de professeurs de Physique et de Chimie

Un laser à azote simplifié : Laser T. E. A.* à air.

Le laser à colorant associé

par D. Adès,

7, rue du Poirier-Fourrier, 95100 Argenteuil.

On présente ici une version ultrasimplifiée d'un laser à azote. Cette simplification extrême est associée à un coût très faible, à une haute performance et à une mise en œuvre particulièrement facile. Ayant une vocation essentiellement pédagogique, un tel appareil est appréciable par le fait qu'il est entièrement démontable, n'utilise pas de système de vide, peut fonctionner « sans azote », et possède une puissance suffisante même à l'air pour amener à la superradiance (1) un colorant comme la fluorescéine ou la rhodamine 6G en solution et donc y produire un effet laser. Son alimentation en haute tension peut être aussi réduite à sa plus simple expression : un petit oscillateur électronique fonctionnant sur accumulateur ou même une simple machine électrostatique de Wimshurst, conduisant dans ce dernier cas à l'obtention d'un laser à air et à « manivelle »...

INTRODUCTION.

Le laser à azote est un appareil de conception extrêmement simple, permettant d'obtenir de façon généralement assez peu onéreuse l'émission d'un ensemble de raies très serrées, situées dans le proche ultraviolet vers $337,1 \pm 0,1$ nm.

(*) Transversely Excited Atmospheric.

(1) Etat d'un système dont l'inversion de population est à l'origine d'un gain d'amplification optique suffisant pour obtenir une émission partiellement cohérente sans cavité résonnante.

Contrairement aux autres sources U.V. qui dispensent une multitude de longueurs d'onde dont la plupart sont indésirables pour engendrer un effet déterminé, on a ici un appareil donnant une radiation propre et à très haute intensité.

Pour un laser, il s'agit d'un appareil à émission assez peu cohérente dans l'espace (le faisceau présente généralement, de par le principe et la technologie de ce type de laser, une divergence horizontale prononcée mais une divergence verticale faible), à moins de le modifier en le décomposant en oscillateur et amplificateur. Il s'agit par contre d'un appareil travaillant sur des impulsions brèves de courant et produisant des « pulses » optiques très brefs, de l'ordre de 10^{-9} s et extrêmement intenses de quelques kW à quelques MW et donc d'une énergie de l'ordre de 100 micro à quelques millijoules (rendement de moins de 1%). La puissance moyenne de ce laser est couramment de quelques dizaines de milliwatts.

L'énorme puissance instantanée du spot laser U.V. permet de « pomper » très efficacement de très nombreux colorants fluorescents à 337,1 nm sans l'intervention de systèmes compliqués de réflecteurs comme ceux existant dans les lasers à flash et même de faire laser ces colorants sans obligation de les maintenir dans une cavité résonnante, constituée des miroirs performants habituellement présents dans la plupart des systèmes lasers.

PRINCIPES DU LASER A AZOTE ET DU LASER A COLORANT ASSOCIÉ

I. RAPPEL SUR LES LASERS [1, 2, 3, 4] (2).

Une molécule (ou un atome) peut occuper plusieurs niveaux d'énergie dont les plus stables sont, en état d'équilibre thermique, les plus peuplés, ceux de plus basse énergie. La répartition $E_i = f(N_i)$, où N_i est le nombre d'espèces occupant le niveau E_i , obéit au principe de BOLTZMANN selon lequel :

$$N_i = N_0 e^{-(E_i/kT)},$$

expression dans laquelle k est la constante de BOLTZMANN qui vaut $1,38 \cdot 10^{-23}$ J. K⁻¹. Le niveau le plus stable porte le nom de niveau fondamental (E_0, N_0). T est la température en kelvins.

Les transitions entre niveaux se font selon des règles de sélection bien précises, par absorption ou émission discrète d'énergie sous forme de radiations, de chocs...

(2) *N.D.L.R.* : Voir l'article de J.-P. BARRAT, intitulé : « Introduction à la physique des lasers » du B.U.P. n° 655 de juin 1983.

Lorsqu'une transition se produit avec émission ou absorption d'un photon (grain de lumière, quantum de radiation), il existe une relation simple entre la différence d'énergie des niveaux de la transition et la longueur d'onde du photon (ou sa fréquence) : $\Delta E = h\nu$, expression dans laquelle h est la constante de PLANCK qui vaut $6,625 \cdot 10^{-34}$ J. s.

Certaines transitions sont hautement probables (transitions permises, dont la durée de vie n'excède pas quelques microsecondes), d'autres sont hautement improbables (transitions interdites, dont la durée de vie est de l'ordre de la milliseconde ou plus), les états excités correspondant à ces dernières prenant alors le qualificatif de métastables.

L'absorption d'un photon est nécessairement une absorption stimulée puisqu'elle nécessite la présence du photon. L'émission d'un photon peut au contraire être soit spontanée, soit induite, stimulée par un autre photon d'énergie identique (phénomène découvert par EINSTEIN en 1917).

Si l'on considère par exemple un gaz traversé par un faisceau de lumière de longueur d'onde convenable, les trois phénomènes pourront se produire et l'on aura ainsi au niveau d'une transition :

- une absorption induite de photons d'énergie adéquate selon la direction du faisceau,
- une émission spontanée de photons suite à l'excitation précédente du gaz, multidirectionnelle, aléatoire et très intense,
- une émission stimulée de photons par interaction des molécules ou atomes de gaz excités, principalement avec le faisceau incident. Cette émission présente la particularité de donner des photons en phase avec la radiation qui lui a donné naissance, de même direction et de même énergie. L'amplitude de l'onde du faisceau incident est ainsi augmentée de celle du photon induit. C'est cette émission stimulée qui est à la base du principe des lasers.

Comme dans un tel gaz dont les molécules ou les atomes sont en équilibre thermique (et quelle que soit la température), les états les plus probables sont ceux de plus basse énergie, la probabilité d'absorption d'énergie par collision avec un photon sera plus grande que celle d'émission induite par ce même photon. On notera donc une baisse de l'intensité du faisceau selon sa direction ; il est impossible, dans de telles conditions, d'obtenir la production d'une amplification de lumière. Afin de modifier ces probabilités, on fait appel à ce que l'on nomme un LASER.

C'est un appareil qui se compose principalement d'une « POMPE » à laquelle est associé généralement un jeu de miroirs

entre lesquels les photons rebondissent et restent dans le milieu producteur de lumière pendant un temps suffisant pour que leur nombre très élevé permette d'en prélever tout ou partie constituant ainsi le faisceau du laser. La pompe est un système électrique (cas de la plupart des lasers à gaz et notamment du laser à azote, cas des lasers à semi-conducteurs...), optique (cas des lasers à solide tel le laser à rubis ou à verre dopé, pompés au moyen d'une lampe à flashes, cas des lasers à colorants pompés comme précédemment ou au moyen d'un autre laser...), mécanique (cas des lasers supersoniques tel celui à CO_2 , N_2 , H_2O), chimique (cas des lasers à fluor et deutérium), ou autre (lasers à excimères, lasers à réaction nucléaire...), permettant de rompre l'équilibre des populations, d'obtenir une inversion de population, c'est-à-dire de peupler préférentiellement directement ou indirectement le niveau énergétique le plus élevé de deux niveaux correspondant à l'émission de la radiation attendue. Dans un tel système inversé, l'émission stimulée peut prendre une part importante par rapport à l'absorption. On peut donc s'attendre à une augmentation de l'intensité du faisceau de photons incident, selon sa direction, à un effet LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

L'inversion des populations n'est rendue possible que du fait des stabilités relatives des différents niveaux et en raison notamment des règles de sélection. Elle correspond par ailleurs à un déséquilibre thermique des populations qui ne peut être obtenu par simple élévation d'une température : il suffit d'augmenter T dans l'expression du principe de BOLTZMANN pour se rendre compte que N_i ne peut dépasser N_0 de cette façon !

L'inversion de population fait généralement intervenir plus de deux niveaux dont le(s) supérieur(s) se peuple(nt) sous l'influence de radiations ou par chocs électroniques ou atomiques... Les espèces excitées en retombent plus ou moins rapidement en passant par des niveaux intermédiaires dont les durées de vie relatives permettent les inversions de populations. Un niveau métastable pourra ainsi voir sa population augmenter au détriment d'une autre, à moins qu'il ne soit dépeuplé par un phénomène annexe (un choc par exemple). Au contraire, un niveau ayant une durée de vie brève sera par exemple favorable à un pompage optique intense si ce niveau est énergétiquement le plus haut (il ne sera alors jamais très peuplé, le milieu de pompage demeurera toujours très absorbant et le pompage lui-même sera donc très efficace). Ce niveau à vie brève sera aussi favorable au peuplement d'un niveau énergétiquement inférieur, de durée de vie plus longue ou bien à une inversion de population avec un niveau supérieur plus stable...

Il est ainsi possible de mettre en évidence des mécanismes de pompage à 3, 4... niveaux ou plus, compliqués généralement par des transferts d'énergie avec les niveaux adjacents d'autres molécules ou atomes. Dans le cas des lasers Hélium-Néon par exemple, les atomes d'hélium excités par une décharge électrique participent activement au peuplement des niveaux hauts du néon (4s et 5s) responsables des transitions laser avec les niveaux 4p et 3p [3]; les parois du tube formant la cavité résonnante et de confinement du gaz sont en outre indispensables à la désexcitation du niveau intermédiaire 3s du néon sans laquelle le pompage ne pourrait être entretenu faute d'état fondamental suffisamment repeuplé... Dans le cas des lasers à colorant, le pompage optique des niveaux singulets responsables des transitions laser entre en compétition avec des transitions aboutissant d'une part au dépeuplement de ces niveaux (transitions Singulet → Singulet et Singulet → Triplet) et d'autre part à l'absorption en pure perte de tout ou partie de la radiation laser produite (transitions Triplet → Triplet) ([3, 5].

Remarque.

La facilité d'un pompage dépend étroitement de la valeur des énergies mises en jeu, mais aussi des peuplements des niveaux hauts et bas de la transition où la radiation laser se produit, relativement aux autres niveaux. En outre, l'efficacité de ce pompage dépend de l'importance énergétique de la transition par rapport à l'énergie de pompage ainsi que de l'éventuelle « consommation » des niveaux intéressants par des transitions inutiles (voir précédemment).

C'est ainsi que les rendements énergétiques d'un pompage à 3 niveaux sont généralement faibles lorsque l'inversion de population se produit avec l'état fondamental et donc à partir d'un niveau initialement très peuplé par transfert d'au moins 50 % de sa population .

Au contraire, les pompages à 4 niveaux ont généralement un bon rendement car l'inversion de population se fait en dehors du niveau fondamental entre des populations restreintes. Un faible apport énergétique suffit donc à produire et maintenir l'inversion de population, en absence de transitions parasites.

Parmi les pompages « faciles », on peut citer celui du laser moléculaire à « CO₂-N₂-He » dont l'efficacité peut dépasser 30 %.

Au contraire, des lasers atomiques ou ioniques comme le laser He-Ne ou le laser Argon respectivement possèdent des efficacités inférieures à 1 %.

L'inversion de population étant créée, le milieu passe d'absorbant à producteur de lumière.

La loi de BEER : $I = I_0 e^{-\alpha l}$, dans laquelle :

- I est l'intensité de la radiation selon la direction du faisceau à la sortie du milieu,
- I_0 est l'intensité de la radiation incidente selon cette même direction,
- α est le coefficient d'absorption,
- l est le trajet optique,

voit son coefficient passer d'une valeur positive à une valeur négative. On peut en effet montrer simplement que (au moins pour un gaz) :

$$\alpha = K(N_i - N_j),$$

N_i et N_j étant les populations respectives des deux niveaux i et j impliqués dans la transition (j étant le niveau supérieur de la transition).

Le coefficient $\beta = -\alpha$ lorsque α est négatif, est le gain d'amplification pour un petit signal (small signal gain coefficient). Il peut être faible (cas des lasers à gaz atomique du type He-Ne) ou, au contraire, élevé (cas des lasers ioniques du type Argon ou He-Hg) ou même très élevé (cas des lasers à azote ou à colorant).

Dans le cas d'un milieu de coefficient β très élevé, l'amplification de lumière obtenue, soit à partir d'une source extérieure, soit à partir d'un bruit de fond dans le système, est telle qu'un jeu de miroirs peut s'avérer inutile pour augmenter le trajet optique du milieu amplificateur. Un tel système prend alors le qualificatif de superradiant et est utilisé en pratique soit comme amplificateur d'un laser déjà existant, soit comme laser à part entière.

Au contraire, dans le cas d'un milieu de β faible, une amplification importante de la lumière ne peut être obtenue qu'en allongeant artificiellement par un jeu de miroirs convenablement alignés, le trajet optique d'un facteur 100 ou plus. Il est alors aisé d'imaginer l'intérêt de l'utilisation de matériaux optiques de haute qualité et notamment de miroirs de réflectivité très élevée afin de ne pas perdre le bénéfice de l'amplification à chaque aller et retour du faisceau dans le milieu.

Sans trop développer le sujet qui déborde le cadre de cet article, on peut dire que le milieu amplificateur enfermé dans une cavité dont les limites sont constituées par les miroirs performants, constitue un résonateur optique pour la radiation laser à amplifier. Comme dans tout résonateur, il peut se produire des pertes ; dans le cas présent, ce peuvent être :

- des pertes liées au milieu amplificateur lui-même (absorption de la radiation par des impuretés ou des transitions annexes, inhomogénéités conduisant à de la diffraction...),
- des pertes liées aux réflectivités des miroirs et donc à l'extraction du faisceau, à leur absorption,
- enfin, des pertes liées à la géométrie de la cavité (stabilité du résonateur en fonction du rayon de courbure des miroirs).

L'ensemble de ces pertes font que l'inversion de population peut exister, le gain de petit signal peut être positif, sans que l'on n'observe d'oscillations entretenues dans la cavité. Afin d'obtenir l'entretien des oscillations pendant un certain temps (et l'état quasi-stationnaire dans le cas particulier des lasers continus), il est nécessaire que β ait au moins la valeur limite $\beta_{th} = \Sigma$ (pertes dans la cavité); cette condition peut être obtenue par un choix judicieux :

- de la nature et des conditions du pompage permettant d'augmenter au maximum l'inversion de population, l'homogénéité du milieu,
- de la transmission du ou des miroirs de sortie du faisceau laser,
- des rayons de courbure des miroirs utilisés, en tenant compte bien entendu de la qualité désirée du faisceau en sortie du laser.

On ne pourrait terminer ce rappel sur les lasers sans dire un mot d'une propriété fondamentale de la lumière laser, propriété qui découle de tout ce qui vient d'être énoncé dans ce chapitre : la lumière laser est caractérisée par sa cohérence qui, à divers degrés, la distingue des autres sources de lumière; il s'agit :

- de la cohérence temporelle, propriété traduisant la finesse spectrale, la très grande longueur des trains d'onde, le temps pendant lequel deux points d'une onde conservent une différence de phase constante,
- et de la cohérence spatiale qui rend compte par exemple de cette propriété sur la phase en deux points de l'espace; c'est cette cohérence spatiale qui permet par exemple la concentration d'un faisceau laser sur une région de dimensions proches de la longueur d'onde de la radiation et l'obtention de brillances, de puissances par unité de surface absolument phénoménales.

II. LE LASER A AZOTE PROPREMENT DIT.

Cet appareil est dans sa version la plus simple, composé seulement d'une pompe utilisant une décharge électrique à très haut

voltage pour réaliser par l'intermédiaire de chocs « molécules d'azote - électrons » l'inversion de population attendue entre les deux niveaux de la transition à 337,1 nm (3) et plus précisément entre de nombreux niveaux branchés P voisins situés autour de cette transition. La répartition et l'importance relative de ces niveaux (responsables d'une cinquantaine de transitions lasers) varient d'un laser à l'autre.

Remarque.

Le pompage du laser à azote est à trois niveaux [5, 6], lesquels sont par ordre d'énergie croissante :

- le niveau fondamental $X^1\Sigma_g^+$,
- le niveau intermédiaire $B^3\Pi_g$ (niveau bas de la transition laser), de durée de vie de l'ordre de 10 microsecondes vers 20 à 100 torrs (1 torr = 1 mm de mercure),
- le niveau supérieur $C^3\Pi_u$ (niveau haut de la transition), de durée de vie de l'ordre de 40 nanosecondes vers 20 à 100 torrs, métastable par rapport au niveau fondamental.

Le gain d'amplification lié à l'émission induite est si élevé qu'il n'est pas besoin d'associer une cavité résonnante au milieu amplificateur (superradiant) pour obtenir l'émission laser intense recherchée. Dans certains cas cependant (lasers à cavité courte opérant à pression relativement faible), un miroir plan peut être utilisé pour augmenter la puissance de sortie du laser et sa brillance, ou un miroir convexe pour augmenter de façon importante sa cohérence spatiale transversale et diminuer très fortement sa divergence horizontale [7].

Mais il ne suffit pas d'appliquer une tension élevée entre deux électrodes placées dans une atmosphère d'azote pour obtenir l'effet ! La stabilité même du niveau basse énergie de la transition rend nécessaire l'utilisation d'une puissance électrique instantanée énorme afin de réaliser l'inversion de population (un pompage doux au niveau $C^3\Pi_u$ ne ferait que peupler indirectement le niveau intermédiaire $B^3\Pi_g$ dont la durée de vie est beaucoup plus longue et le calcul montre [6] que l'inversion de population et donc le temps d'excitation doivent se faire plus rapidement que le temps correspondant à la durée de vie radiative de $C^3\Pi_u$). Cette dernière ne peut, toujours pour la même raison, persister plus de quelques nanosecondes. Au-delà, l'inversion de population cessant, le gaz azote redevient absorbant vis-à-vis de la radiation

(3) Il est en fait possible d'obtenir d'autres transitions U.V. et même I.R. au moyen d'un laser à azote, mais pour ce qui concerne la production d'un faisceau laser à partir de ces transitions, la technologie de l'appareil est différente.

à 337,1 nm et il faut attendre le repeuplement du niveau fondamental de la molécule par le niveau basse énergie de la transition avant de pouvoir repomper le gaz avec un nouveau pulse électrique.

La pompe doit donc être constituée par un générateur H.T. ou T.H.T. alimentant un système capable de produire une décharge de quelques dizaines de milliers d'ampères au travers d'une colonne d'azote. Pour cela, le générateur doit y établir une différence de potentiel de l'ordre de quelques 100 à 200 V. cm⁻¹. Une puissance d'émission laser importante impliquant un nombre de molécules et donc une pression pas trop faibles, il est préférable, afin de limiter les tensions à utiliser, d'exciter la colonne d'azote perpendiculairement à son grand axe sur quelques millimètres ou quelques centimètres plutôt que dans sa longueur.

Un système simple [9] permettant d'obtenir ce résultat est représenté sur la fig. 1.

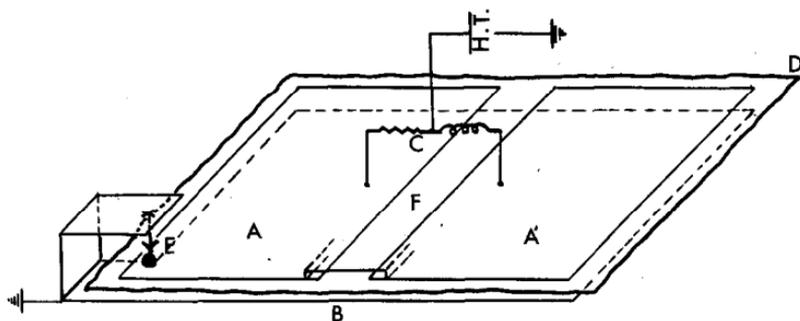


Fig. 1. — Laser à azote simple ligne.

Ce système de production d'une très brève décharge électrique sous haut voltage porte le nom de son inventeur A.-D. BLUMLEIN. Il en existe de très nombreuses variantes et c'est l'une d'elles que nous utiliserons.

Comment fonctionne un tel système ?

L'ensemble des plaques métalliques A, A' d'une part et B d'autre part, séparées par un diélectrique D (isolant) constitue un vulgaire condensateur plan. La nature et l'épaisseur du diélectrique D conditionne pour une dimension donnée des plaques la valeur du condensateur et sa tension de claquage.

C est un pont électrique reliant les plaques A et A'. Ce pont peut être l'air (A se charge par effluves à partir de A'), généralement une self (Impédance nulle pour une variation lente de la

tension entre A et A', infinie pour une variation très rapide) ou une résistance convenablement choisie pour ne pas se détériorer sous haute tension ou bien à la fois une self et une résistance constituées par une résistance bobinée. Au-delà de quelques kilohms, la valeur de cette résistance a assez peu d'importance. L'intérêt du pont électrique est de permettre de charger A et A' au même potentiel par rapport à B sans pour autant y autoriser le passage d'un courant important lorsqu'on amène brusquement A au potentiel de B.

E est un éclateur, c'est-à-dire un ensemble de deux pièces métalliques de formes appropriées, séparées par une distance variable d'air ou d'un gaz, à pression atmosphérique ou plus élevée. Il permet de court-circuiter les plaques A et B très rapidement lorsque la d.d.p. aux bornes de E est telle qu'une étincelle puisse éclater.

F est un espace garni d'azote à une certaine pression.

Le fonctionnement de l'ensemble est très simple : on charge le condensateur AA'DB à l'aide d'un générateur électrique capable de fournir une tension supérieure à la tension d'éclatement de E. Pour une valeur donnée de l'écartement des électrodes de E et donc du voltage entre A, A' et B, l'étincelle éclate amenant presque instantanément la plaque A au potentiel de la plaque B. La pleine d.d.p. se retrouve donc entre les plaques A et A', aux bornes de la colonne de gaz F. Comme un courant intense ne peut passer par le pont C, il est obligé de traverser la colonne F provoquant l'excitation des molécules d'azote qui s'y trouvent, l'inversion momentanée de certaines populations (dont celles qui nous intéressent) et donc l'effet laser.

III. LE LASER A COLORANT POMPÉ PAR UN LASER A AZOTE.

Il s'agit, là aussi, d'un laser du type superradiant qui ne nécessite aucune cavité résonnante si l'intensité du pompage optique atteint une valeur suffisante. Ce pompage [2, 3, 4] est à quatre niveaux ; en effet, si l'on considère uniquement les états singulets de la molécule de colorant (ceux où le spin total des électrons excités de chaque molécule est nul), le pompage se produit par absorption de photons et passage du niveau fondamental au premier ou au second état excité de la molécule. De ces états excités, caractérisés par de nombreux sous-niveaux vibrationnels et rotationnels (tout comme le niveau fondamental), des processus non radiatifs rapides (durée de vie de l'ordre de 10 picosecondes) ramènent les molécules à un niveau d'excitation proche du sous-niveau vibrationnel le plus bas du premier état excité. De ce niveau alors très peuplé (durée de vie de l'ordre d'une nanoseconde), les molécules se dés excitent à la fois par transition

radiative spontanée (fluorescence) et induite sur un grand nombre de sous-niveaux vibrationnels et rotationnels hauts et donc vides de l'état fondamental : c'est ainsi que l'obtention d'inversions de populations multiples provoque des émissions laser étalées en fréquence. En outre, en raison de la faible durée de vie radiative des niveaux hauts des transitions laser, l'émission spontanée contribue largement à la superradiance.

Ce processus est compliqué par un certain nombre de transitions supplémentaires dont il a déjà été fait mention et qui peuvent, dans certains cas, abaisser ou supprimer l'efficacité du pompage optique.

Afin d'obtenir l'effet laser et

- si le but recherché n'est pas d'obtenir une largeur spectrale faible (plusieurs dizaines de nanomètres), il est avantageux d'utiliser au maximum la superradiance et de prendre pour laser une simple cuve transparente à 337,1 nm et au visible, à faces parallèles afin d'introduire la solution du colorant dans une cavité permettant une légère oscillation. Cette oscillation peut être favorisée par argenture de l'une des faces de la cellule. En raison du gain particulièrement élevé de ce type de laser, le parallélisme des faces de la cellule n'est pas critique ;
- si au contraire, la pureté spectrale est recherchée, et en particulier si le laser doit être accordable en fréquence, le pompage du colorant ne doit pas être trop intense et la cellule constituant le corps du laser ne doit pas posséder de faces parallèles. Dans ces conditions, l'oscillation laser ne se produira qu'en disposant la cellule entre deux miroirs convenablement orientés et une sélection des fréquences d'oscillation pourra être faite en remplaçant un des miroirs par un réseau de diffraction associé à un miroir concave (expansion du faisceau). Dans ce cas, la largeur spectrale pourra descendre à des valeurs très faibles de l'ordre de 10^{-3} nm et le laser sera continuellement accordable en modifiant l'orientation du réseau.

Un pompage optique intense peut être obtenu en focalisant à la surface du colorant (contre une face de la cellule) le faisceau U.V. du laser à azote au moyen d'une lentille convexe, ou mieux car plus facilement adaptable, cylindrique.

VARIANTES DU LASER A AZOTE

La progression du courant électrique depuis l'éclateur E ne se fait pas en fait de façon instantanée. L'onde électrique créée se propage dans les plaques A et A' à une vitesse de l'ordre de grandeur de celle de la lumière. Elle se réfléchit en arrivant sur

le bord des plaques, n'arrive pas au même moment en tout point du canal F, se heurte aux inhomogénéités des lignes A ou A', etc.

Malgré les appareils sophistiqués d'étude actuelle, il est très difficile d'analyser ce qui se passe réellement dans l'appareil en fonction de ses dimensions, de ses formes... quant à la progression de l'onde électrique, mais aussi quant à la phase de l'onde lumineuse créée par rapport à l'onde électrique. Pour ces raisons et se basant sur les résultats des premiers appareils, les espérances et les résultats des suivants, de nombreuses variantes du même appareil ont été réalisées, les unes simples, les autres relativement compliquées. Nous pouvons citer :

- le doublement de la ligne B (fig. 2 a) afin d'accroître la puissance sans augmenter l'encombrement et d'homogénéiser la décharge dans l'azote [10] ;
- le morcellement de la plaque A' en bandes de façon à homogénéiser la décharge et éviter la formation d'arcs inactifs dans F (fig. 2 b) ;
- la mise en forme de la plaque A (fig. 2 c, d, e) ;
- le remplacement des plaques par des condensateurs HT céramiques plans (fig. 2 f) [13] ;
- l'utilisation de condensateurs intermédiaires de stockage (fig. 2 g) [14] ;
- l'enroulement de l'ensemble afin d'obtenir un gain de place (fig. 2 h) [15] ;
- une combinaison de toutes ces variantes, etc. [16].

IMPERATIFS DE FONCTIONNEMENT DU LASER A AZOTE

Dans tous les cas, ces lasers à azote fonctionnent à condition de respecter un certain nombre de clauses [7, 17].

1) La décharge dans le gaz doit être au plus de quelques nanosecondes et donc l'impédance cumulée des lignes, de l'éclateur et du canal F, c'est-à-dire leur résistance à la progression du courant électrique doit être suffisamment faible.

2) La minimisation de l'impédance des lignes s'obtient essentiellement pour des lignes planes en métal ou alliage par un choix judicieux de leurs dimensions. En effet,

- la puissance du faisceau dépend de l'énergie stockée donc de la valeur de la capacité ;
- pour une épaisseur minimale de diélectrique, on devrait avoir intérêt à augmenter la surface des plaques ;

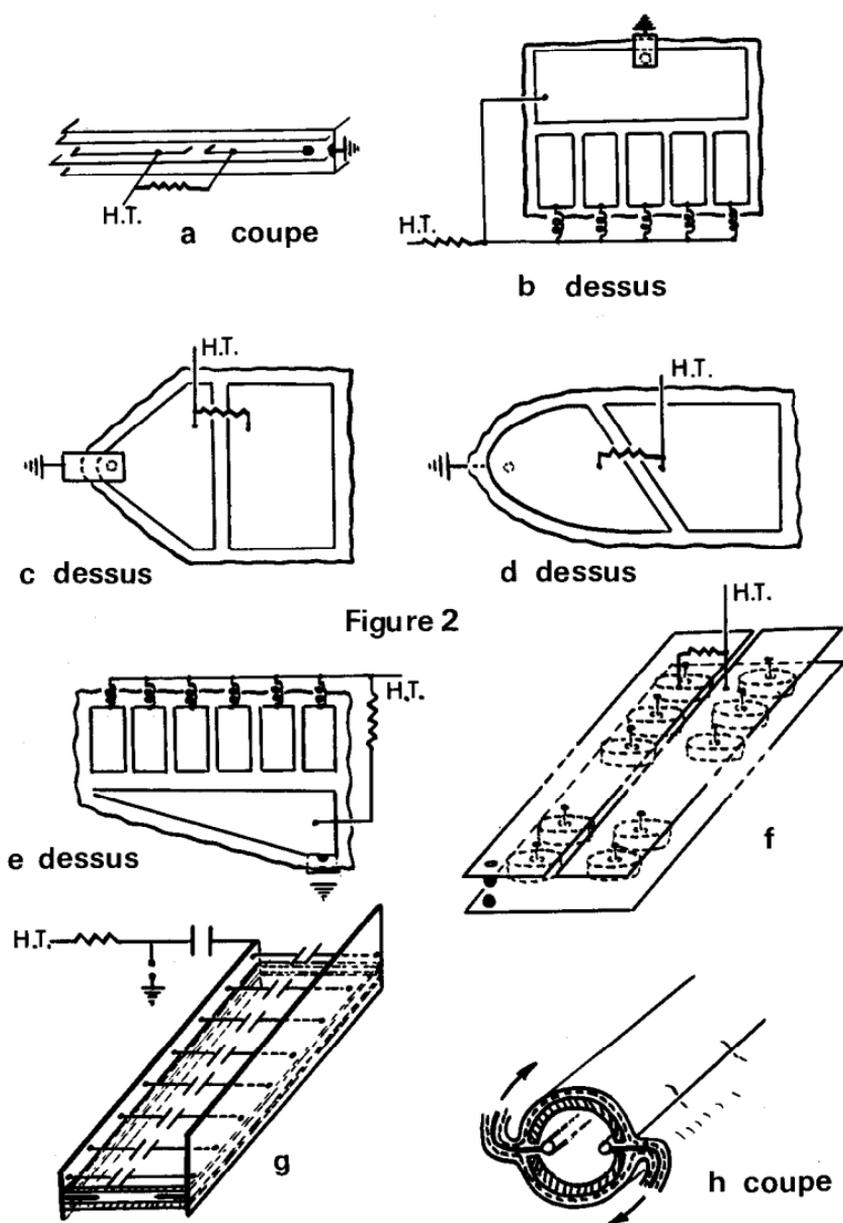


Fig. 2. — Variantes du laser à azote.

— cette augmentation est limitée par l'accroissement d'impédance de la ligne, d'où les formes biseautées, triangulaires ou en parabole des lignes de certains appareils.

3) La décharge dans le canal F rempli d'azote doit satisfaire les conditions des quelques $100 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ sur toutes ses dimensions afin que l'azote puisse être excité dans tout l'espace qui lui est offert. Pour que cette condition puisse être remplie, la résistance de la colonne de gaz à la progression du courant pendant la décharge doit demeurer faible et homogène devant celle de la ligne. Dans le cas contraire, il se produit un arc aux endroits où la d.d.p. est maximale : ces endroits drainent tout le courant en pure perte puisque :

- la décharge est confinée dans de petits espaces très réduits et non alignés (l'arc chemine plus ou moins);
- les temps de décharge sont infiniment trop longs.

4) La décharge de l'éclateur doit se produire le plus rapidement possible afin que :

- la décharge dans la colonne de gaz puisse être inférieure à 40 ns (laser travaillant vers 20 ou 100 torrs) ou moins (aux pressions plus élevées);
- les phénomènes oscillatoires ne puissent se produire.

Pour cela, l'éclateur doit avoir une impédance minimale c'est-à-dire qu'il doit satisfaire aux conditions suivantes :

- soudures ou fixations parfaites sur les lignes, les plus larges et les plus courtes possibles, de façon à offrir une résistance minimale aux quelques dizaines de milliers d'ampères qui y passent;
- électrodes arrondies et larges afin d'amener celles-ci à une d.d.p. maximale pour un trajet de décharge minimal;
- fonctionnement de l'éclateur en atmosphère sèche avec un gaz aussi peu conducteur que possible (éventuellement sous pression);
- alignement si possible de la ligne H.T. et de l'éclateur.

CONSTRUCTION DU LASER A AZOTE

A. LE CORPS DU LASER.

Ayant eu la possibilité de construire, de miniaturiser et de tester un bon nombre de variantes simples du laser à azote, toutes accessibles à une construction amateur, je présente ici le modèle qui me semble offrir un maximum d'intérêt tant du point de vue de la simplicité de construction, que du coût total, des performances, de la facilité de mise en œuvre et de l'intérêt pédagogique. Il s'agit d'une version encore simplifiée d'un modèle déjà très simple décrit par G. VEITH et A.-J. SCHMIDT [18]. Bien entendu, diverses sophistications peuvent être apportées à

cette construction et notamment l'encagement de l'éclateur afin de supprimer le bruit.

Matière première.

- 2 plaques époxy simple ou double faces pour circuit imprimé d'environ 130×270 mm² ;
- 1 barre d'aluminium d'environ $500 \times 40 \times 8$ mm ;
- 2 vis de laiton de 6×50 et 2 écrous ;
- 3 vis de laiton de 3×16 ;
- 1 feuille de Mylar de $250 \times 850 \times 20/100$;
- Un bout de feuille de cuivre ou de laiton de l'ordre de $20/100$ d'épaisseur et d'environ 300×30 mm en un ou deux morceaux ;
- Une résistance agglomérée ou bobinée supérieure à 50 k Ω (afin d'empêcher une destruction sous tension, la résistance doit posséder une longueur suffisante. A cette fin, une résistance capable de dissiper une puissance de 4 W s'avère correcte en raison de ses dimensions ; plusieurs résistances de 1 W, montées en série, peuvent aussi convenir).

Outils.

- Fer à souder d'au moins 50 W avec soudure de bonne qualité ;
- Foret de 2,5 avec jeu de tarauds de 3 ; perceuse ;
- Scie à métaux et lime ;
- Papier émeri fin ;
- Un tour et une fraiseuse seraient les bienvenus bien que non indispensables afin d'effectuer un travail plus propre.

On commencera la construction en découpant dans la barre d'aluminium deux morceaux de 230 mm de long, que l'on rendra très nets de coupe. Ceux-ci seront biseautés à 45° sur leur longueur ; cela constitue la seule partie délicate de la construction et, bien que pouvant être réalisée à la lime, devra être préférentiellement effectuée sur une fraiseuse. En cas de travail à la lime, il faudra veiller à ce que l'arête du biseau demeure rigoureusement plane, éventuellement au détriment de la régularité de son épaisseur !

Quatre trous seront percés sur la tranche de ces électrodes à 5 mm de leurs extrémités et seront ensuite taraudés à 3 (fig. 3). Les trous A et B serviront à fixer le pont résistant par l'inter-

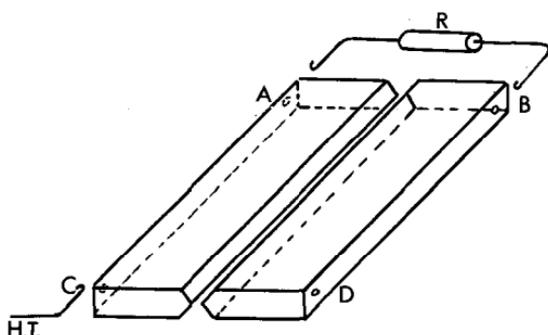


Fig. 3. — Lignes haute tension.

médiales de deux vis de 3. Le trou C servira à amener la H.T. et le trou D permettra de visser l'électrode H.T. de l'éclateur.

Cette électrode sera constituée par une des vis de 6 percée à 2,5 et taraudée à 3 à son extrémité. La tête de la vis formera l'éclateur proprement dit. Un fragment de vis de 3 permettra d'unir cette vis de 6 à l'électrode d'aluminium au point C.

C'est tout pour la partie H.T. de la ligne.

Les deux lignes de terre seront constituées par les deux plaques cuivrées sans transformation. Elles seront reliées entre elles par deux bandes de cuivre mises en forme par pliage et soudées aux lignes de terre sur toute leur largeur (fig. 4). Un trou

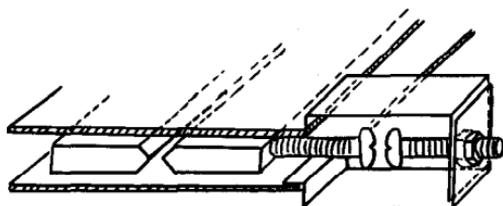


Fig. 4. — Eclateur.

de 6 sera effectué par exemple au moyen d'un perforateur de feuilles, sur chaque bande à un emplacement tel qu'il soit situé face à l'électrode H.T. de l'éclateur. Un écrou de 6 sera soudé côté intérieur de la plus interne des bandes juste au-dessus du trou en veillant à ne pas mettre de soudure dans les filets. Le côté terre de l'éclateur sera ainsi constitué par l'autre vis de 6 vissée dans l'écrou et maintenue en bon contact électrique avec le cuivre par un deuxième écrou libre. L'espace de l'éclateur pourra être ainsi librement contrôlé.

C'est tout pour la partie terre de la ligne.

Il reste maintenant à découper les deux feuilles de diélectrique de façon à ce qu'elles débordent de 2 cm toutes les parties H.T. de l'appareil : au niveau des électrodes, il suffit que ces feuilles aient les dimensions des plaques cuivrées ; au niveau de l'éclateur, les feuilles doivent remonter le long des bandes de cuivre de façon à empêcher toute décharge entre ces bandes et l'électrode H.T. de l'éclateur. On peut former très facilement ces feuilles au contour de l'éclateur.

Le laser à azote est alors terminé ; il suffit de réaliser le sandwich ligne de terre 1 - diélectrique 1 - électrodes - diélectrique 2 - ligne de terre 2 et de maintenir l'ensemble en place soit au moyen d'un poids soit au moyen de brides.

L'espace entre les électrodes d'aluminium peut être modifié à volonté en soulevant la plaque cuivrée supérieure et son diélectrique. Il doit être de l'ordre de 1 à 2 mm et les électrodes doivent être bien parallèles.

L'écartement des électrodes de l'éclateur conditionne la valeur de la tension de fonctionnement du laser. Il faut veiller à ne pas démarrer avec un écartement trop important sous peine de détériorer le diélectrique ! Ce laser est prévu pour fonctionner de 8 à 20 kilovolts et donc avec un espace (éclateur) de l'ordre de 3 à 4 mm.

B. L'ALIMENTATION ELECTRIQUE.

Nous ne nous étendrons pas trop sur ce chapitre mais nous décrirons quelques alimentations faciles à réaliser, à modifier ou à utiliser telles que.

Le laser est prévu pour fonctionner en continu ; il peut cependant fonctionner en alternatif moyennant certaines conditions.

Fonctionnement en continu.

Ayant réalisé un laser à azote simple fonctionnant parfaitement à l'air c'est-à-dire de la façon la plus rudimentaire qui soit, il nous a paru intéressant de tester son fonctionnement à l'aide d'un dispositif également rudimentaire et à la disposition de nombre d'établissements d'enseignement secondaire à savoir l'antique machine de Wimshurst. Cette machine peut fournir des tensions élevées de plusieurs centaines de kilovolts si on lui en laisse le loisir mais dans notre cas, l'éclateur du laser empêche la tension de monter au-delà de la valeur souhaitée.

Pour rendre la machine apte à alimenter le laser, il suffit de relier ses bornes aux bornes H.T. et terre du laser, d'écartier les

éclateurs de la machine, de déconnecter si possible la jonction commune aux deux condensateurs afin de les shunter et enfin de veiller à ce que les balais ne soient pas trop éloignés et même puissent frotter sur les roues de la machine en rotation de façon à ce que cette dernière ne se désamorce pas à chaque pulse laser.

Une machine ayant des roues de 60 cm de diamètre et capable de fournir quelques 300 kilovolts et 1 W en utilisation normale permet de faire fonctionner le laser vers 0,5 à 1 Hz.

Il est possible, bien entendu, d'utiliser n'importe quel transformateur haute tension alternatif même de faible puissance en y connectant un pont de 2 à 4 diodes H.T. adéquates. Celles-ci doivent pouvoir laisser passer quelques mA telles les diodes BY 176 (15 000 V - 3 mA). Il faut protéger les diodes d'un courant trop important issu du transformateur ou d'une surtension accidentelle (pulse réfléchi issu du laser !) par des résistances adéquates et, si possible, boudinées. Les montages suivants sont possibles (fig. 5 a et 5 b).

Il est aisé de multiplier la tension d'un générateur trop faible avec un ensemble de diodes et de condensateurs (fig. 5 c).

Il est enfin possible de construire soi-même une petite alimentation permettant de monter à 20-25 000 volts continus. Cette alimentation est décrite dans Scientific American (Pour la science) [19]. Elle utilise comme source de courant une alimentation capable de fournir 6 à 8 volts sous 4 à 5 ampères (un accumulateur de 6 volts est idéal). Le coût de cette alimentation utilisant une bobine d'induction de voiture, deux transistors courants et quelques diodes et condensateurs H.T. est modique. Sa construction est aisée.

Fonctionnement en alternatif.

Avec une alimentation suffisante pour faire fonctionner le laser vers 100 Hz, il n'y a pas besoin de redresser le courant. L'épaisseur des électrodes leur assure un bon refroidissement mais l'échauffement de l'éclateur oblige à construire un interrupteur permettant le fonctionnement du laser en rafales relativement brèves.

Remarques.

1) Il peut être nécessaire de limiter d'éventuelles alimentations trop puissantes par une résistance de charge de valeur ohmique élevée (quelques 100 kiloohms à quelques mégaoohms).

2) L'utilisation d'une bobine d'induction non modifiée (bobine de RUHMKORFF ou simple bobine d'allumage de voiture montée avec rupteur), ne permet pas d'alimenter facilement le laser :

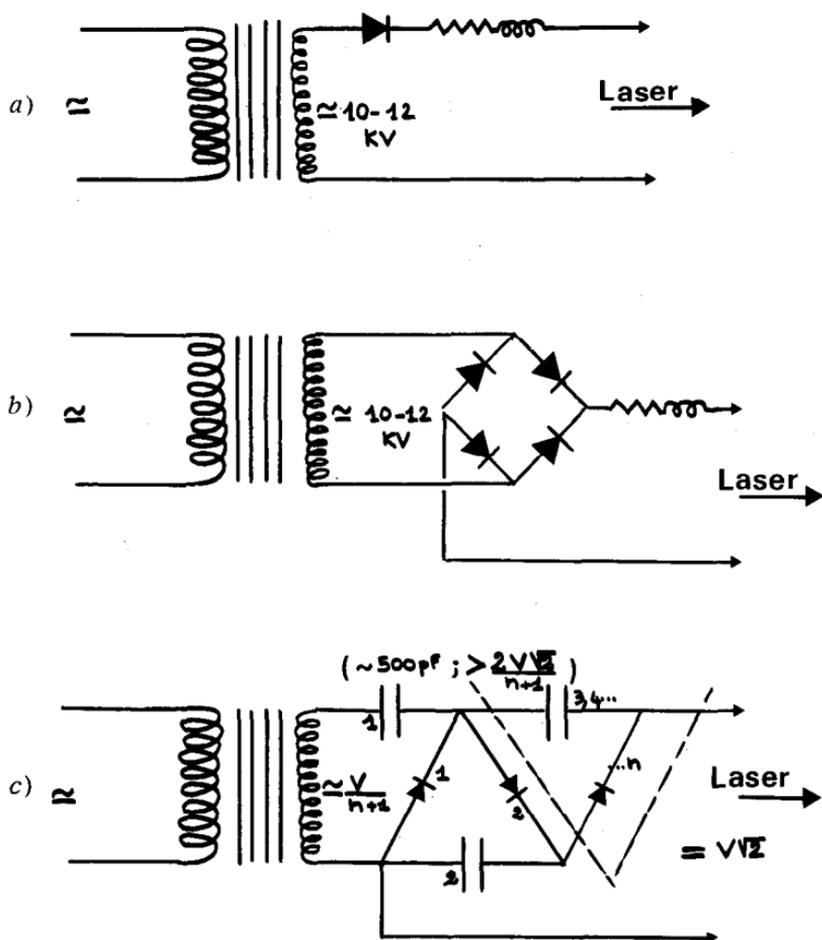


Fig. 5. — Générateurs haute tension possibles.

- en raison de sa tension de sortie alternative dissymétrique (puissance identique des deux alternances);
- en raison de la puissance moyenne de sortie généralement trop faible compte tenu des impératifs qui suivent.

Il serait en effet nécessaire, pour utiliser un tel appareil, de redresser la tension alternative :

- soit par des diodes ;

- soit en laissant entre la borne haute tension de la bobine et l'appareil à charger, un espace libre réalisant le filtrage de la H.T. la moins forte (celle correspondant à l'établissement du courant par le rupteur).

Dans le premier cas, le coût des diodes correctement dimensionnées en tension et en intensité (régime impulsif) est suffisant pour que l'utilisation d'une bobine d'induction ne soit pas intéressante.

Dans le second cas, il serait nécessaire d'interposer, entre la bobine et le laser, un condensateur de stockage de constante de temps élevée et une résistance de charge, en admettant que compte tenu des fuites, la bobine soit suffisamment puissante. En effet, l'alimentation directe du laser par des impulsions provoque un allumage aléatoire de l'éclateur et une ionisation de l'espace interélectrode de la ligne H.T. empêchant :

- la tension aux bornes de l'éclateur d'atteindre une valeur suffisante,
- l'obtention d'une charge uniforme dans les deux électrodes H.T. de la ligne, l'effet laser (d.d.p. insuffisante aux bornes de la cavité).

C. LA SECURITE.

Le laser et son alimentation présentent un certain nombre de dangers qu'il ne faut pas négliger.

— La lumière laser est toujours très dangereuse même lorsque l'appareil est de faible puissance comme c'est le cas ici. Il ne faut donc jamais regarder dans le canal de l'appareil en fonctionnement. L'éclateur est par ailleurs une source intense d'ultraviolets : il faut donc éviter de le regarder directement ;

— Les alimentations H.T. sont des instruments très dangereux tout particulièrement lorsqu'on les utilise dans la pénombre, ce qui est généralement le cas avec les lasers. Il est donc vivement conseillé de protéger de tout contact accidentel toutes les parties H.T. issues du transformateur ou du laser et de réfléchir avant de faire une intervention sur ces appareils ;

— Le petit condensateur plan formant le corps du laser emmagasine suffisamment d'énergie pour donner à l'utilisateur imprudent un très violent choc électrique qui peut être dangereux, même si l'alimentation a été préalablement débranchée. Il faut donc prévoir de le décharger par l'éclateur à chaque manipulation sur le laser ; cette décharge peut être effectuée en le court-circuitant par une pièce métallique dont l'utilisateur se sera convenablement isolé.

Fonctionnement.

Dès sa mise sous une tension adéquate, le laser doit fonctionner. S'il n'en était pas ainsi, il faudrait retoucher l'écartement des électrodes aluminium et leur parallélisme (2 mm maximum). Les pulses U.V. à 337,1 nm sont invisibles pour l'œil humain. Ils sont, par contre, très facilement matérialisables au niveau de leur impact sur une feuille de papier ou un tissu blanc. Ceux-ci sont généralement imprégnés d'agent de blanchiment qui sont fluorescents aux U.V. et réagissent très intensément en bleu au faisceau. La peau elle-même devient fluorescente : elle prend une teinte grise.

CONSTRUCTION DU LASER A COLORANT ASSOCIÉ

En disposant devant les pulses du laser à azote une lentille cylindrique, il est possible de focaliser le faisceau en un pinceau très fin et très brillant. Si ce pinceau frappe une cuve transparente remplie d'un colorant fluorescent en solution dans un solvant tel que l'éthanol, le méthanol ou le glycol, il dessine un trait de fluorescence sur la ligne de l'impact. Le long de ce trait, il y a pompage du colorant par l'intense lumière U.V. et si un certain seuil d'intensité est franchi, le colorant lase de façon super-radiante (sans miroir) le long du trait, perpendiculairement au faisceau U.V. Il est facile de recueillir l'impact jusqu'à quelques mètres et de matérialiser le faisceau visible à l'aide de fumée de cigarette.

La lentille cylindrique peut être façonnée à partir d'un fragment de tube de verre ou de pyrex de 1 à 3 cm de diamètre par découpage ou usure puis polissage au carborundum 200 - 400 puis 1200 sur une plaque de verre mouillée et enfin à la potée d'étain dont on aura imprégné un fragment de cuir humide (fig. 6 a).

La cuve à colorant peut aussi être en verre ou en pyrex. Elle doit posséder 3 faces polies dont deux doivent être parallèles. Elle peut être façonnée à partir d'un fragment de tube pyrex de 5 à 10 mm de longueur (et dont le diamètre importe peu !) Ce tube doit être coupé puis usé à faces parallèles au grain 400. Sur ces faces, seront collés des fragments de lame pour microscopie. La colle à utiliser peut être une colle silicone pour aquarium. Il faut éviter tout débordement de colle à l'intérieur de la cellule : le faisceau laser visible aurait toute chance de ne pas sortir de la cellule, la profondeur de pénétration du faisceau U.V. de pompage n'excédant pas 1/10 mm (fig. 6 b). Ne pas oublier de réaliser avant le collage une petite encoche sur le dessus de la cellule de façon à pouvoir introduire le colorant. On peut en outre remplacer ou doubler une des faces de la

cellule par un fragment de miroir, ce qui peut faciliter et améliorer l'effet laser.

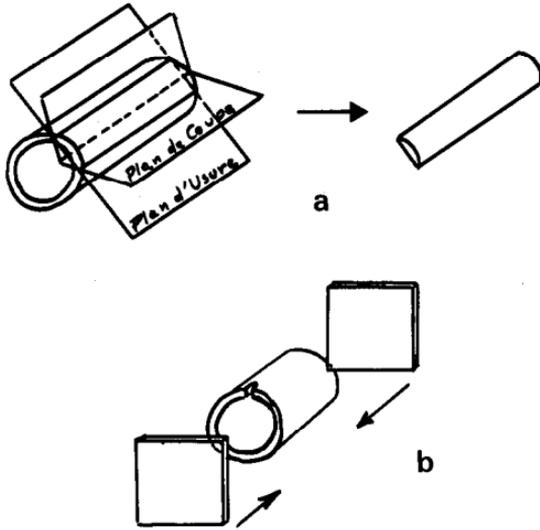


Fig. 6. — Lentille cylindrique et cuve à colorant.

Les colorants utilisés peuvent être par exemple :

— la fluorescéine sous forme de sel de sodium	faisceau vert
— la rhodamine 6 G	faisceau jaune
— la 7-diéthylamino 4-méthylcoumarine	faisceau bleu
— la pyronine	faisceau jaune
— l'éosine	faisceau jaune
— la rhodamine B	faisceau rouge
etc.	

à la concentration d'environ 24 mg par 10 cm³ de solvant.

AUGMENTATION DES PUISSANCES

— Afin d'augmenter d'un facteur au moins égal à 10 les performances du laser à azote et celles des lasers à colorants qui lui sont associés, il peut être intéressant de faire fonctionner l'appareil sous atmosphère d'azote et non à l'air. Une source d'azote industriel (azote R) est idéale. Le gaz assez peu coûteux peut, soit être acheté en petites bouteilles LB d'environ 50 litres de gaz, soit être prélevé à partir d'une grosse bouteille (chez un soudeur) à l'aide d'un ballon d'enfant monté sur un petit robinet en verre. Il sera injecté au centre du laser à tout petit débit si

le gaz ne peut être obtenu facilement ou mieux, à raison de 0,5 litre par minute dans le cas contraire.

Pour ce faire, on percera au centre d'une des électrodes un trou d'environ 3 mm s'arrêtant à peu près à 5 mm du biseau. A ce niveau, on percera un autre trou de 3 mm en perpendiculaire et de part en part de l'électrode. On fera enfin, avec une petite lime, un canal, une simple dépression permettant au gaz d'aller jusqu'à l'espace interélectrode (fig. 7).

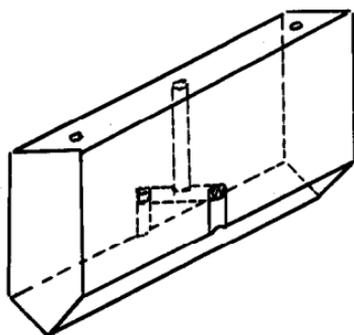


Fig. 7. — Arrivée d'azote dans une des électrodes.

Afin d'amener le gaz à l'électrode, on utilisera un petit tuyau tels ceux dont on se sert pour amener l'air dans les aquariums. La jonction avec l'électrode sera faite, par exemple, à l'aide d'un fragment de réservoir à encre en polyéthylène de stylo à bille classique de 20 à 30 mm de long.

— La puissance de l'appareil peut être augmentée aussi en prenant des lignes H.T. et terre plus longues. Cette opération n'est pas conseillée si le biseautage des électrodes ne peut être réalisé très proprement sur fraiseuse.

SOPHISTICATIONS DU LASER A AZOTE

1) Un ensemble de 4 ou 6 brides permet de rendre l'ensemble du laser transportable sans dérèglement. Il est commode de les tailler dans du plexiglas de 8 mm d'épaisseur (fig. 8). Les cotes sont les suivantes :

$$L = 60 \text{ mm,}$$

$$l = 30 \text{ mm,}$$

$$A = 40 \text{ mm,}$$

$$a = \text{épaisseur du sandwich} + 2 \text{ mm.}$$

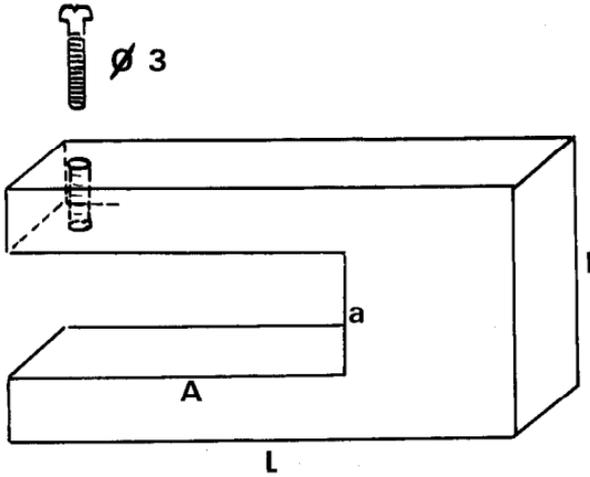
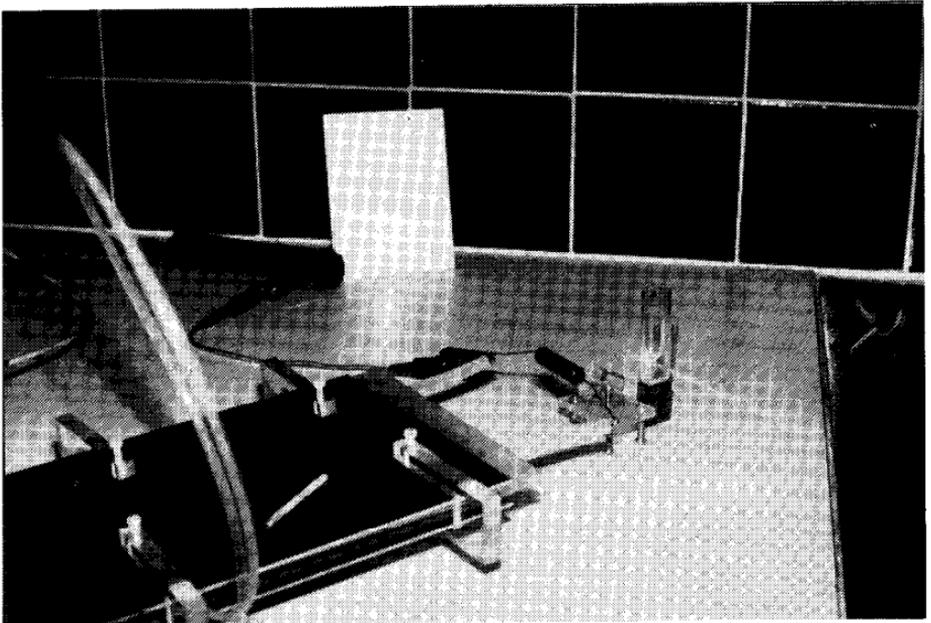
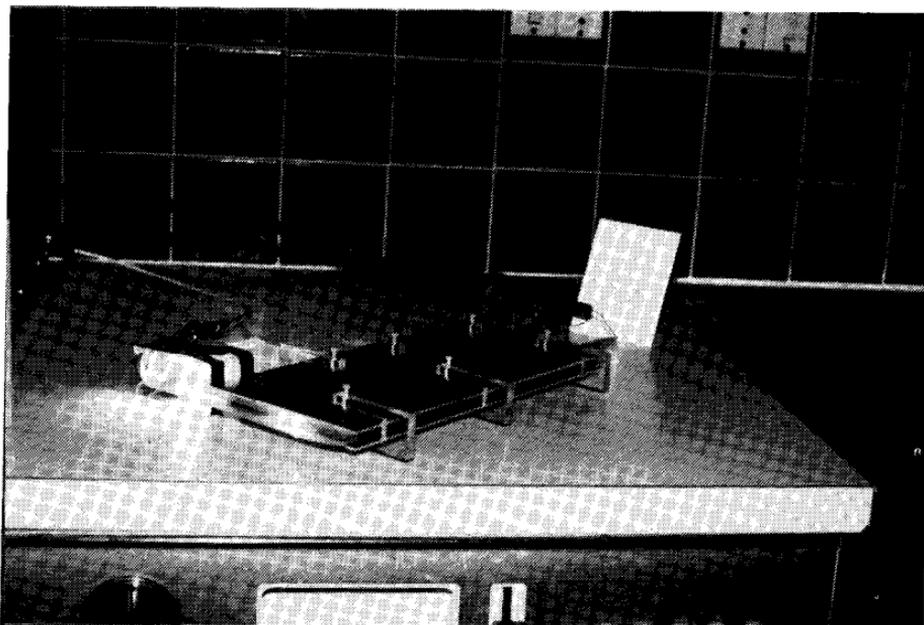


Fig. 8. — Bride en plexiglas.

Une vis de 3 mm en nylon à environ 5 mm de l'extrémité supérieure des brides permet d'effectuer un préréglage quasi définitif de celles-ci.

Le temps de démontage de l'ensemble du laser ainsi fixé ne demande, là encore, que quelques secondes.





2) L'encagement de l'éclateur permet d'abaisser le niveau sonore de celui-ci. Un bout de tube de PVC ou de plexiglas et deux joues percées au diamètre des électrodes font l'affaire. L'utilisation d'un matériau opaque comme le PVC permet de se protéger les yeux des arcs riches en U.V. mais il empêche la visualisation de l'espace interélectrode. Le diamètre intérieur du tube protecteur doit être égal à celui des électrodes + 20 mm afin d'éviter les pertes électriques par effluves dans la cage ainsi formée dès que le fonctionnement du laser a commencé à vaporiser un peu de métal au niveau de l'éclateur.

3) Ce laser double-ligne est assez bien protégé de l'émission de parasites radio de par sa construction. Il peut cependant être utile à certains endroits de blinder l'éclateur par exemple en l'entourant d'une feuille d'aluminium.

CONCLUSION.

Nous venons de décrire la fabrication de deux lasers, les plus accessibles d'entre tous les lasers à une construction amateur et de plus doués d'un bon intérêt pédagogique. Bien entendu, d'autres modèles du laser à azote, bien que souvent de construction un peu plus délicate, font quand même partie de réalisations très simples et suffisamment attrayantes que l'amateur intéressé pourra construire, tester, améliorer, voire véritablement créer.

BIBLIOGRAPHIE

-
- [1] M. Y. BERNARD. — B.U.P. n° 509 1968 p. 333-360.
- [2] J. J. BEESLEY. — *Lasers & their applications*. Taylor & Francis LTD. 10-14 Macklin Street. London WC2B 5NF 1971.
- [3] D. C. O'SHEA. — *Introduction to Lasers & their applications*. Addison-Wesley 1977.
- [4] J. P. BARRAT. — *Introduction à la physique des lasers*. B.U.P. n° 655 juin 1983 p. 1081-1115.
- [5] S. F. JACOBS, M. SARGENT III, J. F. SCOTT, M. O. SCULLY. — *Laser applications to optics & spectroscopy*. Vol. 2. Addison-Wesley publishing company, inc. 1975.
- [6] B. GODARD. — *IEEE J. of Quantum Electronics* QE-10 n° 2 1974 p. 147-152.
- [7] C. S. WILLETT. — *An introduction to gas lasers : population inversion mechanisms*. Pergamon press. Oxford Toronto N.Y. Sydney 1974.
- [8] J. L. LACHAMBRE & Z. SZILI. — *Applied optics* 18 (4) 1979 p. 425-426.
- [9] J. G. SMALL et R. ASHARI. — *Rev. Sci. Instruments* 43 (8) 1972 p. 1205-1206.
- [10] A. J. SCHMIDT. — *J. Phys. E. Sci. Instruments* (10) 1977 p. 453-455.
- [11] E. E. BERGMANN. — *Rev. Sci. Instrument.* 48 (5) 1977 p. 545-546.
- [12] B. S. PATEL. — *Rev. Sci. Instrument.* 49 (9) 1978 p. 1361-1363.
- [13] I. NAGATA & Y. KIMURA. — *J. Phys. E. Sci. Instruments* (6) 1973 p. 1193-1195.
- [14] P. SCHENCK & H. METCALF. — *Applied Optics* 12 (2) 1973 p. 183-186.
- [15] A. J. SCHWAB & F. W. HOLLINGER. — *IEEE J. of Quantum Electronics* QE-12 n° 3 1976 p. 183-188.
- [16] W. HERDEN. — *Phys. Letters* 54 A (1) 1975 p. 96-98.
- [17] C. STANCIULESCU, R. C. BOBULESCU & D. POPESCU. — *Rev. Roum. Phys.* 24 (1) 1979 p. 21-25.
- [18] G. VEITH & A. J. SCHMIDT. — *J. Phys. E. Sci. Instruments II* 1978 p. 833-835.
- [19] C. L. STONG. .. *Sc. American* Juin 1974 p. 122-127.
-