

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE D'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENE »
FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de :

MAGISTER

En Physique

Spécialité : Electronique Quantique

Par

BENREKIA Ahmed Redha

SUJET :

CARACTERISATION DE LA DECHARGE DANS UN MELANGE

GAZ TAMPON –VAPEUR METALLIQUE He-Cd.



Soutenu publiquement le 10 juillet 2005, devant le jury composé de :

Mr. A. TALEB	Professeur, USTHB	Président
Mr. D. LOUHIBI	Maître de Recherches, CDTA	Directeur de thèse
Mr. A. KELLOU	Professeur, USTHB	Examineur
Mme. A. ABABOU	Maître de Conférences, USTHB	Examineur
Mr. O. ZIANE	Maître de Conférences, USTHB	Examineur

INTRODUCTION.

La technologie des lasers à gaz fait intervenir plusieurs disciplines. Parmi elles, on a la physique des lasers, les techniques du vide, l'électronique gazeuse, la physique des matériaux, la thermique et l'électronique de puissance.

La construction de lasers à gaz ne peut être faite sans la compréhension des divers processus physiques existants dans les décharges électriques dans les gaz et vapeurs.

Dans cette thèse, nous nous intéressons particulièrement au comportement d'une décharge dans un mélange He-Cd. Cette étude débute par l'étude et la caractérisation d'une décharge dans l'hélium pur. Ainsi on met en évidence l'état de peuplement des niveaux d'énergie permettant un transfert d'excitation vers le cadmium. En seconde étape, le cadmium est introduit comme élément perturbateur de la décharge d'hélium. Ainsi, nous pouvons identifier les phénomènes liés à la vapeur de cadmium (chauffage, cataphorèse, excitation ...). Ce qui nous permet de déterminer les conditions optimales de création de l'inversion de population dans une décharge stable.

On s'intéresse également aux aspects purement technologiques liés à l'utilisation rationnelle des matériaux et de diverses techniques expérimentales. Ainsi on peut acquérir un savoir-faire dans le domaine de la physique des décharges.

Cette thèse sera structurée comme suit :

Dans le premier chapitre concernant l'électronique gazeuse, on introduit les processus fondamentaux régissant les décharges gazeuses et on définit les taux d'excitation des niveaux des raies. La vérification expérimentale de la théorie de Paschen permet de vérifier notre approche expérimentale.

Dans le second chapitre, on étudie la décharge dans l'hélium pur et on met en évidence les différents processus qui se déroulent dans une décharge électrique.

Dans le troisième chapitre, on présente la structure de la raie 441.563 nm [1] dont le niveau supérieur est un niveau de Beutler [1]. On montre le rôle de la cataphorèse dans les lasers à vapeurs métalliques et le comportement de la décharge dans le mélange He-Cd par rapport à la décharge dans l'hélium pur. On montre les similitudes technologiques liées aux processus d'excitation et de désexcitation des niveaux de la raie 441.56 nm du laser He-Cd [2], de la raie 632.8 nm du laser He-Ne et de la raie 532 nm du laser d'argon ionisé.

Au chapitre quatre concernant la technologie de construction des lasers à gaz, on montre le rôle du dégazage du tube à décharge, du calibrage du spectromètre pour l'étude d'une décharge électrique. Cette étude expérimentale des décharges nous permet de mettre en relief les différents problèmes technologiques liés aux tubes de décharges, d'où le choix du matériau et de la géométrie des électrodes qui s'impose. Une attention particulière a été accordée aux phénomènes thermiques.

Dans le chapitre cinq, on présente les circuits d'excitation qui doivent tenir compte des puissances mises en jeu et du courant optimal ainsi que sa stabilisation dans ce type de décharge.

CHAPITRE I

DECHARGE ELECTRIQUE DANS UN GAZ.

1. INTRODUCTION.

On rappelle les notions de base sur l'électronique gazeuse qui mettent en évidence les relations entre les différentes grandeurs telles que la fréquence de collisions, la mobilité, la diffusion, la température électronique et les taux d'excitation. On présente également la morphologie d'une décharge. Nos mesures expérimentales nous permettent de vérifier notre approche expérimentale en la comparant avec les travaux de Paschen.

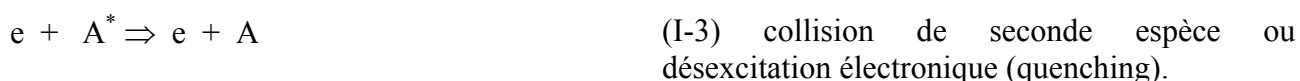
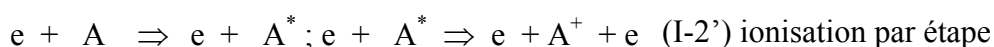
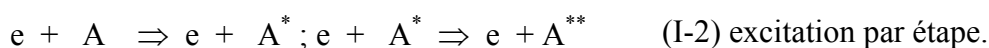
2. NOTIONS D'ELECTRONIQUE GAZEUSE.

Il s'agit de décharges utilisées dans les lasers à gaz où approximativement une particule sur un million est chargée. On est dans l'approximation des gaz faiblement ionisés. Ainsi on peut appliquer le modèle d'un plasma faible. Dans la décharge nous avons les espèces suivantes :

- particules neutres
- particules chargées formées par les électrons de densité n_e , les anions de densité n_- , les cations de densité n_+ .
- particules excitées notées A^* , A peut être un ion ou une particule neutre.

2.1 PROCESSUS DE BASE ET PHENOMENES MACROSCOPIQUES ASSOCIES.

Dans la décharge on peut avoir les réactions suivantes :



$e + A \Rightarrow e + e + A^+$ (I-4) ionisation par collision électronique.

$A^+ + e + e \Rightarrow e + A$ (I-5) recombinaison électronique à trois corps.

$e + A \Rightarrow A^- + h\nu$ (I-6) attachement radiatif.

$A^- + h\nu \Rightarrow A + e$ (I-7) photo détachement.

$A + B^+ \Rightarrow A^+ + B$ (I-8) transfert de charge .

$A^* + B \Rightarrow A + B^+ + e$ (I-9) ionisation de Penning.

Les processus macroscopiques associés à ces collisions sont :

- 1- production des métastables.
- 2- production des métastables de niveau supérieur.
- 2'- multiplication des électrons.
- 3 - destruction des métastables.
- 4 - multiplication des électrons.
- 5 - plasma fortement ionisé.
- 6 - formation d'ions négatifs.
- 8 - transfert de charge.
- 9 - ionisation dans les mélanges par réaction de Penning.

Toutes ces collisions sont inélastiques étant donné la variation de l'énergie interne du système.

Il existe des collisions élastiques où on a uniquement un transfert d'énergie cinétique et de quantité de mouvement entre les deux particules, généralement entre un électron et un atome.

La figure 01 représente la collision de deux particules.

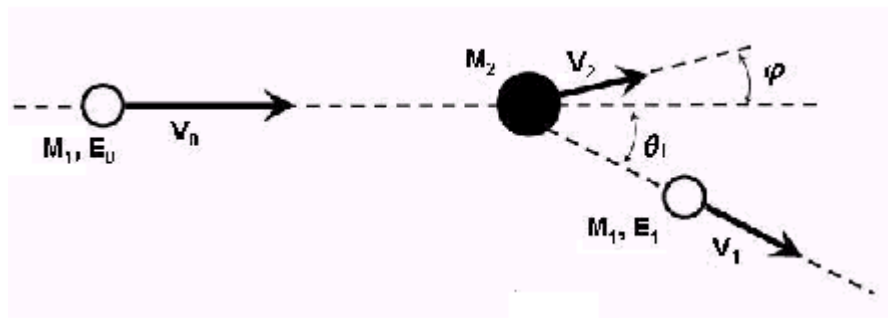


Fig. 01. Paramètres permettant de décrire une collision binaire élastique.

$$K = \frac{E_1}{E_0} = \left[\frac{M_1 \cos \theta \pm \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}{M_1 + M_2} \right]^2$$

$$T_{\max} = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_0$$

K : facteur cinématique

Vu le nombre élevé des électrons et des ions, on définit des grandeurs physiques moyennes comme en physique statistique, c'est à dire la température des différentes espèces qui est la mesure de l'énergie moyenne du mouvement désordonné de l'espèce dans son ensemble et la pression qui est liée à la densité de particules et à l'énergie thermique.

2.2. EQUATION DU MOUVEMENT.

En première approximation, l'équation du mouvement ne tient pas compte des effets collectifs (l'effet d'écran). Elle donne une image grossière du mouvement des électrons sous l'effet du champ électrique \bar{E} . Les électrons de masse m sont considérés comme libres de se déplacer dans le champ des ions. Leur mouvement est stationnaire. On introduit un coefficient de viscosité ν . L'introduction de ce coefficient permet de tenir compte du fait que le courant a une valeur finie et n'augmente pas indéfiniment en fonction du temps.

$$\frac{d}{dt} m\bar{u} = -e\bar{E} - m\bar{u}v_m \quad (I.2-1)$$

C'est l'équation de Langevin. On ne considère ni le champ magnétique ni le gradient de pression.

Le champ magnétique introduit la force Lorentz :

$$\bar{F}_B = q\bar{V} \times \bar{B} \quad (I.2-2)$$

Où \bar{V} est la vitesse de l'électron et \bar{B} est le champ magnétique appliqué.

Avec le gradient de pression, on obtient l'équation :

$$n \frac{d}{dt} m\bar{u} = qn\bar{E} - mn\bar{u}v_m - \frac{\partial \bar{P}}{\partial Z} \quad (I.2-3)$$

n densité de particules.

v_m est défini comme la fréquence de transfert de quantité de mouvement et au bout d'un temps égal à $1/v_m$, l'électron subit une collision et au bout de v_m collisions tout son mouvement dirigé est transformé en mouvement désordonné.

Cette équation permet de comprendre et d'expliquer le ralentissement des atomes de cadmium dans la décharge.

Si la particule lourde (ion ou particule neutre) était au repos avant le choc avec l'électron, ce dernier perd en moyenne une fraction $\delta = 2m_e/M$ de son énergie cinétique moyenne [3]. Si v_m est indépendant de la vitesse des électrons, dans ce cas, pour les valeurs macroscopiques, il suffit de multiplier les résultats trouvés par la densité des électrons n_e .

A l'aide de cette équation, on peut définir les deux grandeurs physiques : Mobilité et conductivité.

Soit

$$\bar{E} = \bar{E}_0 e^{j\omega t} \quad (I.2-4)$$

Une solution du type oscillatoire donne

$$j\omega m\bar{u} = -e\bar{E} - m\bar{u}v_m \quad (I.2-5)$$

Ce qui donne :

$$\bar{u} = \frac{-e\bar{E}}{m(v_m + j\omega)} \quad (I.2-6)$$

\bar{u} est la vitesse moyenne du mouvement dirigé ou vitesse de dérive. Elle est proportionnelle au champ électrique appliqué. On définit alors la mobilité par la relation suivante :

$$\bar{u} = -\mu_e \bar{E} \quad (I.2-7)$$

$$\mu_e = \frac{e}{m(v_m + j\omega)} \quad (I.2-8)$$

On trouve dans le cas du courant continu:

$$\mu_e = -\frac{e}{mv_m} \quad (I.2-9)$$

Etant donné la mobilité, on peut calculer donc la conductivité.

On a les deux relations suivantes :

$$\text{loi d'Ohm} \quad \bar{j} = n_e e \bar{u} = \sigma \bar{E} \quad (I.2-10)$$

\bar{j} : densité de courant.

$$\bar{u} = \mu_e \bar{E} \quad (I.2-11)$$

Ainsi on a :

$$\bar{j} = \frac{n_e e^2 \bar{E}}{m(v_m + j\omega)} \quad (I.2-12)$$

Alors :

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m(v_m + j\omega)} \quad (I.2-13)$$

On calcule la variation de l'énergie électronique suite à l'application d'un champ électrique.

Dans la limite d'un plasma faible où les collisions élastiques électrons-particules neutres sont importantes, l'énergie tirée du champ par les électrons en courant continu est :

$$\vec{j} \cdot \vec{E} = \sigma E^2 = \frac{ne^2}{mv_m} E^2 \quad (I.2-14)$$

L'énergie perdue suite aux collisions avec les particules neutres est :

$$n\delta v_m 3k(T_e - T)/2 \quad (I.2-15)$$

Où $3k(T_e - T)/2$ est l'excès d'énergie des électrons par rapport au gaz.

δ égale à $2m_e/M$ est la fraction de l'excès moyen d'énergie perdue lors de la collision. Ainsi on peut écrire :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} nkT_e \right) = \sigma E^2 - n\delta v_m 3k(T_e - T)/2 \quad (I.2-16)$$

Au régime stationnaire on a $d/dt = 0$ et pour un champ continu on a :

$$\frac{ne^2}{mv_m} E^2 = n\delta v_m 3k(T_e - T) \quad (I.2-17)$$

On arrive à :

$$T_e = T + \frac{2e^2}{3km\delta} \left(\frac{E}{v_m} \right)^2 \quad (I.2-18)$$

C'est la température des électrons suite à l'application d'un champ électrique.

On voit que T_e varie en $\left(\frac{E}{v_m} \right)^2$. Comme v_m est proportionnel à la densité des particules neutres ou à leur pression P alors T_e est fonction de $(E/P)^2$. Comportement vérifié dans le cas où la vitesse de dérive est très inférieure à la vitesse thermique. Dans le cas où la vitesse de dérive est supérieure à la vitesse thermique i.e le champ appliqué est fort ou lorsqu'il s'agit d'un plasma froid, T_e devient proportionnelle à (E/P) .

On définit la section efficace d'interaction σ d'une façon statistique à l'aide d'une image géométrique, comme étant la surface de la cible que voit la particule incidente. Cette grandeur n'a de sens que pour un nombre élevé de particules.

On définit le libre parcours moyen comme étant la distance moyenne que traverse la particule incidente entre deux chocs successifs par :

$$\lambda = 1/n \sigma \quad (\text{I.2-19})$$

Soit v est la vitesse de cette particule, le rapport v/λ est la fréquence de collisions.

S'il s'agit d'un mélange binaire de gaz à une température T , alors la vitesse relative moyenne est :

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}} \quad (\text{I.2-20})$$

μ : masse réduite des deux espèces.

Pour une excitation électronique, la densité de particules excitées par unité de temps N_m est :

$$N_m = N_0 n_e \langle \sigma v_e \rangle \quad (\text{I.2-21})$$

N_0 densité de particules dans l'état avant collision. n_e densité des électrons.

Les processus de désexcitation de l'espèce excitée sont :

1 - Relaxation naturelle de durée de vie τ .

2 - Diffusion vers les parois du tube. En géométrie cylindrique le temps caractéristique du premier ordre est τ_D tel que :

$$\tau_D^{-1} = D \times \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 \quad (\text{I.2-22})$$

D : coefficient de diffusion, R : rayon du tube de décharge.

3 - Désexcitation de seconde espèce. Elle dépend fortement de la température électronique [4].

On définit γ tel que :

$$\gamma = \langle \sigma v_e \rangle \quad (\text{I.2-23})$$

4 - Désexcitation par collision entre mutuelles. Elle est proportionnelle à N_m^2 .

3. MORPHOLOGIE DE LA DECHARGE.

3.1. STRUCTURE DE LA DECHARGE.

La figure 02 schématise une décharge lumineuse dans un tube à décharge.

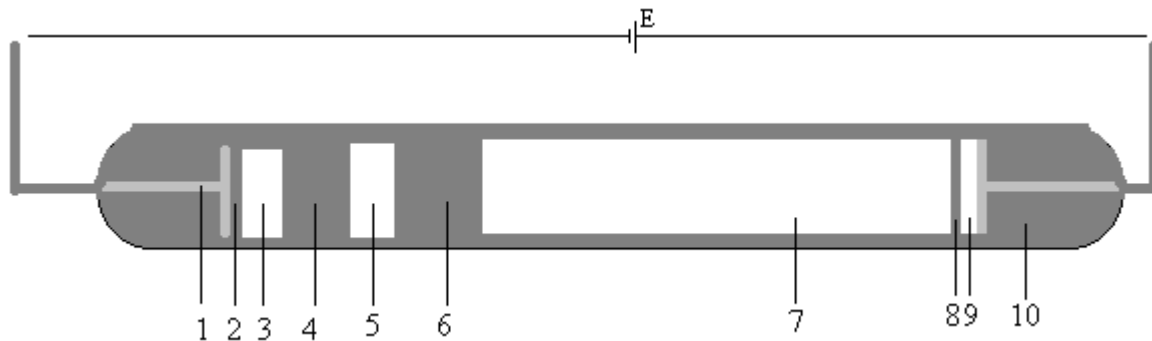


Fig.02. Schéma d'un tube de décharge [5, 6.7].

Les différentes parties sont notées de 1 à 10.

- | | |
|------------------------|--|
| 1- Cathode. | 2- Espace sombre d'Aston. |
| 3- lumière cathodique. | 4- Espace sombre cathodique ou de Crookes. |
| 5- Lumière négative. | 6- Espace obscur de Faraday. |
| 7- colonne positive. | 8- Espace sombre anodique. |
| 9- Lumière anodique. | 10- Anode. |

Quand la pression ou le courant varie, les extensions longitudinale et radiale de chaque zone de la décharge changent pour assurer les équations de continuité entre ces zones.

Dans le cas des lasers à gaz on veille à la réduction de toutes les zones hormis la colonne positive qui est la partie active du laser.

La figure 03 représente les distributions :

- | | |
|--------------------------------|------------------------------|
| 1 – de l'intensité de lumière. | 2 - du champ électrique |
| 3 - du potentiel électrique. | 4 - de la charge électrique. |
| 5 - de la densité de courant. | |

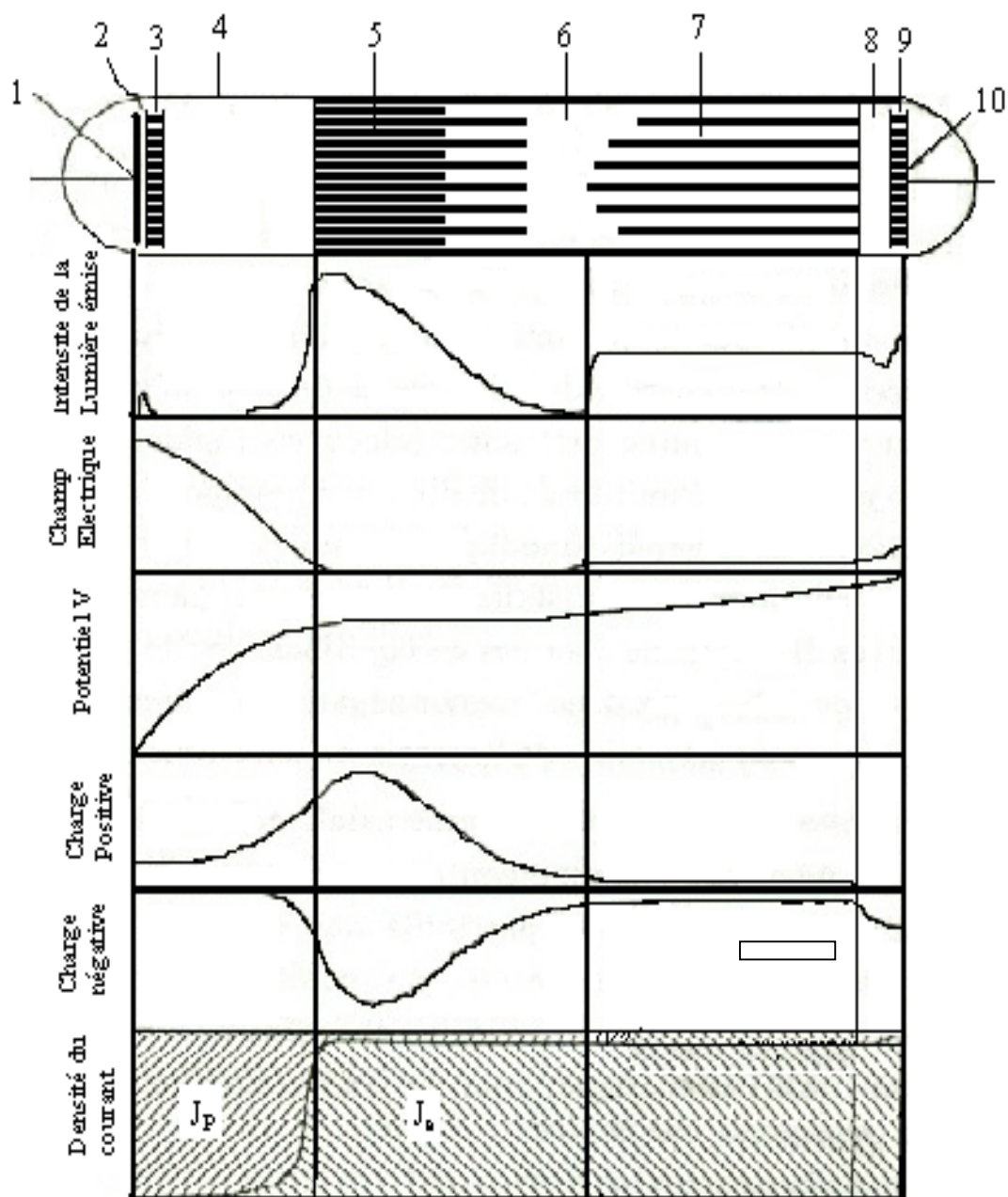


Fig. 03. Structure de la décharge [7].

Il s'agit de la même légende que pour la figure 02.

La distribution du champ électrique dans la décharge permet de comprendre le mouvement des particules chargées. On voit la chute de potentiel importante au voisinage de la cathode, dans le cas d'une décharge à cathode froide.

3.2. CARACTERISTIQUE COURANT – TENSION D'UN TUBE A DECHARGE.

La figure 04 représente l'allure de la caractéristique courant – tension d'une décharge.

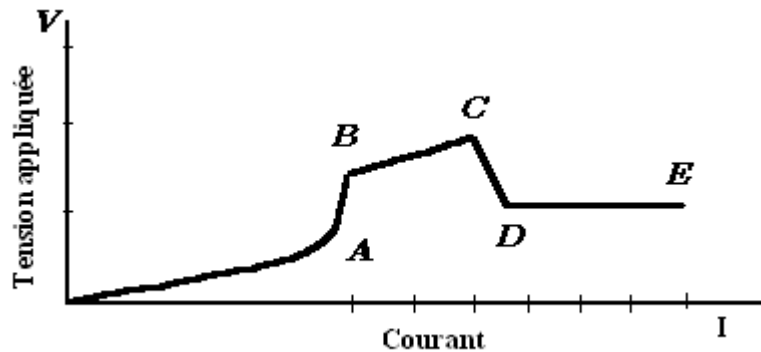


Fig. 04. Allure de la caractéristique courant – tension [8].

D'après la courbe de la caractéristique courant-tension de la décharge on peut établir ce qui suit :

L'application de la tension externe impose un champ électrique lequel sépare les charges de natures opposées. Mais ce champ, n'est pas important pour que les particules chargées puissent atteindre les électrodes, il se crée une charge d'espace qui induit un champ électrique de sens inverse, lequel s'oppose au champ externe. Un équilibre s'établit.

On augmente le potentiel appliqué donc le champ. La charge d'espace se résorbe. Les particules chargées sont attirées par les électrodes et on a une saturation tronçon AB suite à un équilibre entre l'ionisation et la recombinaison.

Quand le champ électrique géométrique égal au rapport de la tension appliquée à la distance inter- électrodes augmente, la décharge passe au régime d'amplification par gaz, on a une avalanche électronique puis la décharge autonome s'établit au point C.

La droite CD qui présente une pente négative n'est pas réelle, elle est uniquement symbolique. Elle ne peut être tracée ou suivie expérimentalement. Il s'agit d'une transition brutale d'un régime à un autre.

3.3. TENSION D'AMORCAGE.

On classe les décharges selon la présence d'une source d'ionisation en deux groupes :

- Décharge non autonome dont le maintien exige une source d'ionisation externe permanente telle qu'une source de rayonnement énergétique X ou gamma ou une cathode chaude. Ces sources développent des charges primaires en permanence qui seront accélérées par le champ électrique imposé par l'extérieur.
- Décharge autonome qui n'exige pas la présence de source externe permanente, mais se contente du bruit électronique engendré par les collisions de très faible probabilité suite au mouvement perpétuel des atomes ou molécules du gaz, ou dû au rayonnement cosmique.

3.4. AMORCAGE DE LA DECHARGE.

L'amorçage de la décharge est le passage du gaz du régime isolant au régime de conduction.

Le modèle de Townsend permet d'expliquer la décharge électrique dans le gaz pour des pressions usuelles des lasers à gaz. Townsend définit trois coefficients : [7]

1 α : coefficient d'ionisation volumétrique électronique défini comme étant le nombre d'actes d'ionisations produits par un électron par unité de longueur.

2 β : coefficient d'ionisation électronique volumétrique défini comme étant le nombre d'actes d'ionisations produits par ion par unité de longueur.

3 γ : coefficient d'extraction des électrons de la cathode par choc des particules lourdes.

Ainsi on a l'équation suivante :

$$dn = \alpha ndx \quad (I.3-1)$$

L'expérience montre que :

$$\alpha = \alpha(E/P) \quad (I.3-2)$$

E champ électrique, P pression du gaz.

$$n = n_0 \exp(\int \alpha dx) \quad (I.3-3)$$

Si α est indépendant de x alors :

$$n_{e1} = n_0 \exp(\alpha d) \quad (I.3-4)$$

Il se produit donc $(n_{e1} - n_0)$ actes d'ionisation le long de la distance d . Le flux d'ions positifs se dirigeant vers la cathode est :

$$n_{e1} - n_0 = n_0 [\exp(\alpha d) - 1] \quad (I.3-5)$$

Ces ions produisent des électrons par collisions contre la cathode par processus γ .

Dans une seconde étape, vers l'anode on a un flux électroniques de densité :

$$n_0 + \gamma [n_{e1} - n_0] = n_0 [1 + \gamma (\exp(\alpha d) - 1)] \quad (I.3-6)$$

Il arrive à l'anode :

$$n_{e2} = n_0 [1 + \gamma (\exp(\alpha d) - 1)] \exp(\alpha d) \quad (I.3-7)$$

La décharge contient donc :

$$n_0 [1 + \gamma (\exp(\alpha d) - 1) (\exp(\alpha d) - 1)] \quad (I.3-8)$$

On voit qu'il s'agit d'une progression géométrique de raison :

$$q = \gamma [\exp(\alpha d) - 1] \quad (I.3-9)$$

Au régime permanent on aura :

$$n_e = n_0 \exp(\alpha d) [1 - \gamma (\exp(\alpha d) - 1)]^{-1} \quad (I.3-10)$$

Le courant électrique associé est :

$$I = I_0 \exp(\alpha d) [1 - \gamma (\exp(\alpha d) - 1)]^{-1} \quad (I.3-11)$$

La relation précédente est une bonne approximation si on néglige β coefficient d'ionisation par les ions.

Passage de l'état isolant à l'état de conduction.

Le gaz passe de l'état diélectrique à l'état conducteur. Pour modéliser ce passage, on pose :

$$\alpha = P.f_1(E/P) \quad (I.3-12)$$

Et

$$\gamma = f_2(E/P) \quad (I.3-13)$$

D'après les courbes expérimentales, on peut écrire [11]:

$$\alpha/P = A.\exp(-B.P/E) \quad (I.3-14)$$

A et B sont des constantes qui dépendent de la nature du gaz.

On définit $\eta = \alpha/E$, pour caractériser l'intensité d'ionisation. On voit que η est le nombre moyen d'ions produits par un électron lorsqu'il parcourt une différence de potentiel de un volt. Son inverse $1/\eta$ caractérise l'énergie moyenne, exprimée en volts, dépensée par l'électron pour produire une ionisation.

α passe par un maximum pour une valeur particulière de E/P .

$$\frac{\partial \alpha}{\partial P} = f_1(E/P) + P \frac{f_1(E/P)}{(E/p)} \frac{\partial(E/P)}{\partial P} \quad (I.3-15)$$

$$f_1(E/P) = \alpha/P \quad (I.3-16)$$

$$\frac{\partial(E/P)}{\partial P} = -E/P^2 \quad (I.3-17)$$

Ce qui donne :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial P} = \alpha/P - E/p \frac{\partial f_1(E/P)}{\partial(E/p)} \quad (I.3-18)$$

La dérivée s'annule pour :

$$\eta = \frac{\alpha/P}{E/P} = \frac{\partial(\alpha/P)}{\partial(E/P)} \quad (\text{I.3-19})$$

Quand le potentiel appliqué croit, α croit et, pour une certaine tension V_{am} , la raison de la suite géométrique devient égale à l'unité. Ainsi même si on supprime I_0 c'est à dire la source d'ionisation extérieure, le courant ne s'annule pas.

$$q = \gamma[\exp(\alpha d) - 1] = 1 \quad (\text{I.3-20})$$

$$\gamma[\exp(PdA \exp(-BP/E)) - 1] = 1 \quad (\text{I.3-21})$$

$$\exp(PdA \exp(-BP/E)) = 1 + 1/\gamma \quad (\text{I.3-22})$$

$$PdA \exp(-BP/E) = \text{Ln}(1 + 1/\gamma) \quad (\text{I.3-23})$$

$$\text{Ln}(Pd) + \text{Ln}[A(\text{Ln}(1 + 1/\gamma))^{-1}] = BPdV_{am}^{-1} \quad (\text{I.3-24})$$

$$V_{am} = \frac{BPd}{\text{Ln} \frac{APd}{\text{Ln}(1 + 1/\gamma)}} \quad (\text{I.3-25})$$

$$\frac{dV_{am}}{d(Pd)} = \frac{B * \text{Ln} \frac{APd}{\text{Ln}(1 + 1/\gamma)} - BPd/Pd}{(\text{Ln} \frac{APd}{\text{Ln}(1 + 1/\gamma)})^2} \quad (\text{I.3-26})$$

V_{am} est minimum pour :

$$Pd = e \text{Ln}(1 + 1/\gamma)/A \quad (\text{I.3-27})$$

e est la base du logarithme népérien égal à 2.718.

Le libre parcours moyen entre deux collisions successives est inversement proportionnel à la densité de particules qui est liée à la pression. L'énergie acquise par l'électron de la part du champ électrique externe entre deux collisions est $E_{acquise}$:

$$E_{\text{acquise}} = q\lambda E \quad (\text{I.3-28})$$

λ est le libre parcours moyen

E le champ électrique.

q la charge électrique de l'électron.

$$E_{\text{acquise}} \approx qV/nd \approx qV/Pd \quad (\text{I.3-29})$$

Ainsi quand le produit Pd est grand devant $(Pd)_{\text{min}}$, on voit que l'énergie acquise est insuffisante pour créer des ionisations.

Le nombre moyen de collisions qu'effectue l'électron en passant de la cathode à l'anode est égal au rapport de la distance inter-électrodes d au libre parcours moyen λ .

$$N = \frac{d}{\lambda} \propto Pd \quad (\text{I.3-30})$$

Ainsi pour une décharge tel que le produit Pd est petit devant $(Pd)_{\text{min}}$, l'électron n'effectue pas assez de collisions, il se trouve donc que la multiplication des charges n'est pas suffisante pour maintenir une décharge autonome.

La tension d'amorçage dépend aussi du matériau constituant la cathode. La tension d'amorçage est d'autant plus petite que le travail d'extraction du matériau est petit [9, 15].

4. VERIFICATION DE L'APPROCHE EXPERIMENTALE.

Pour vérifier notre approche expérimentale, on réalise une série d'expériences avec l'hélium. On relève la tension d'amorçage en fonction de la pression. La figure 05 représente la variation de tension d'amorçage en fonction de la pression .

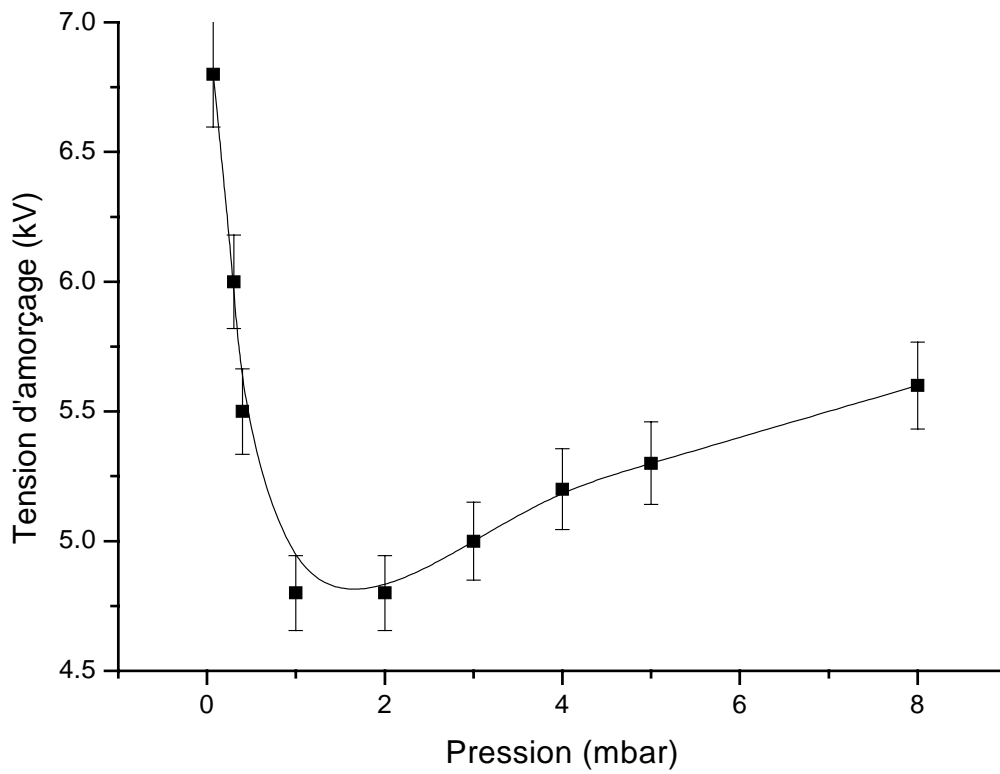


Fig. 05. Tension d'amorçage en fonction de la pression du gaz pour une distance inter électrodes d constante.

On donne l'allure de la courbe de Paschen selon la référence [16].

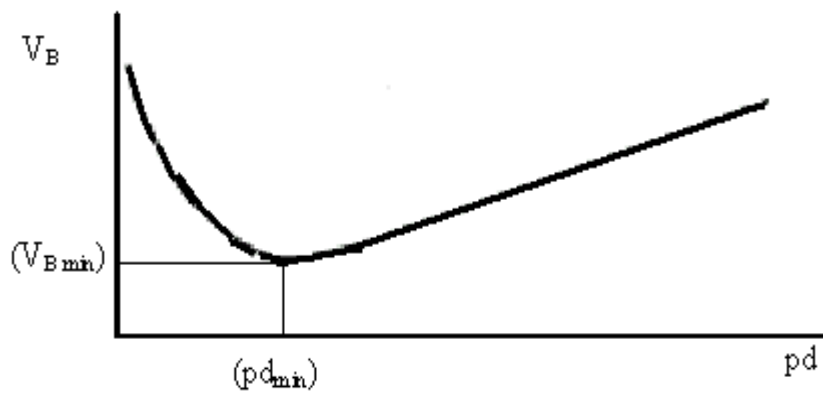


Fig. 06. Allure de la courbe de Paschen [16].

On voit la concordance des allures des deux courbes.

D'après la courbe expérimentale, on peut établir l'existence de deux branches asymptotiques.

La tension d'amorçage peut être approximée par une fonction inverse du produit Pd , pour un produit Pd inférieur à Pd_{\min} et elle peut être approximée par une fonction proportionnelle au produit Pd , pour un produit Pd supérieur à Pd_{\min} . Ce résultat est confirmé par [17].

CHAPITRE II

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DECHARGE

DANS L'HELIUM PUR.

1. INTRODUCTION.

Parmi tous les atomes, c'est l'hélium qui présente le premier niveau excité le plus élevé. Pour les lasers à gaz, il se trouve comme un bon stimulant pour peupler et de façon sélective les niveaux supérieurs des transitions de certains lasers (particulièrement l'hélium- cadmium).

L'atome d'hélium est excité par les électrons de la décharge selon le processus (1) du paragraphe I-2. Il transmet son excès d'énergie à l'atome de l'autre espèce. C'est une excitation de Penning selon le processus (I- 9). Le transfert peut être résonant ou non du fait de la différence entre les niveaux d'énergie des deux atomes. Sans ce transfert on n'aura jamais l'inversion de population exigée dans ce système. L'hélium assure également une bonne distribution de la vapeur de cadmium dans la décharge par effet de la cataphorèse et une forte densité d'électrons énergétiques.

Le nombre de raies voisines de la raie 441.56 nm est loin d'être négligeable. Il existe trois gaz pouvant donner des raies au voisinage de cette raie et pouvant ainsi polluer la décharge suite à un mauvais vide ou occasionnées par les impuretés dans le gaz d'hélium. Ces gaz sont : l'oxygène, l'azote et le xénon. D'autres raies peuvent être occasionnées par la nature des électrodes, à savoir le fer, le titane, le tantale et le thorium qui sont tous utilisés comme électrodes.

Sachant que le niveau supérieur de la transition est peuplé en partie par effet de Penning, hypothèse de W.T. Silfvast [18], on voit donc l'importance de favoriser les niveaux d'hélium mis en jeu (2^3S_1 et 2^1S_0) par l'intermédiaire de la pression et du courant de la décharge [19].

Dans nos expériences, et pour voir les différents systèmes réalisant la pré-ionisation, on travaille successivement avec les décharges dans les tubes suivants :

- ❖ 10 mm de diamètre interne et 27 cm de longueur
- ❖ 05 mm de diamètre interne et 92 cm de longueur
- ❖ 05 mm de diamètre interne 150 cm de longueur.

La figure 07 représente le diagramme d'énergie simplifié de l'atome d'hélium

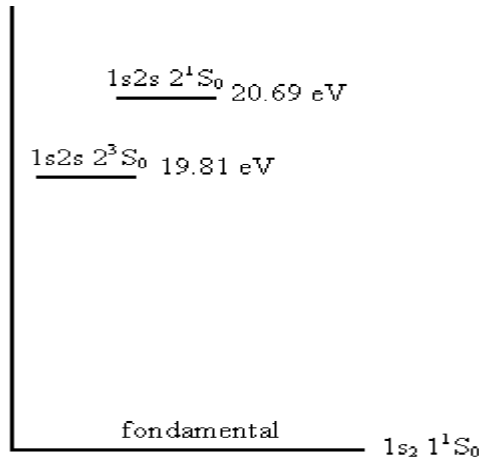


Fig. 07. Diagramme d'énergie simplifié de He.

2. L' ETUDE THEORIQUE DE LA DECHARGE DANS L'HELIUM.

Les effets macroscopiques observés peuvent être expliqués sur la base de faits microscopiques qui se déroulent dans la décharge.

Selon les développements de la page 9 on trouve :

- Formation des métastables avec une densité d'atomes d'hélium N_0 telle que :

$$N = \frac{P}{k_B T} \quad (\text{II.2-1})$$

k_B : constante de Boltzmann. La température est 300 K.

$N_0 = 9 \cdot 10^{11} P \text{ cm}^{-3}$; P en mbar.

$$\langle \sigma v_e \rangle = 3.75 \cdot 10^{-12} (E/P-4) \quad [20]. \quad (\text{II.2-2})$$

$$n_e = 48 \cdot 10^9 I(P/E) \text{ cm}^{-3} \quad [3 \text{ et } 19]. \quad (\text{II.2-3})$$

La densité des atomes excités devient :

$$N_m = 1.6 \cdot 10^{11} \cdot (E/P-4) \cdot I \cdot P^2/E \quad (\text{II.2-4})$$

Les atomes excités se désexcitent par :

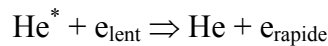
- Diffusion vers les parois. Les coefficients de diffusion sont 440 et 470 cm² s⁻¹ pour les singulets et triplets de He respectivement [21].

$$\tau_D^{-1} = D_0/P (2.405/R)^2 \quad (\text{II.2-5})$$

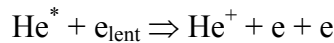
$$\tau_D^{-1}(^1S) = 13540/P \quad (\text{II.2-6})$$

$$\tau_D^{-1}(^3S) = 14462/P \quad (\text{II.2-7})$$

Soit β le coefficient de destruction des métastables par collisions électroniques par unité de volume et unité de temps selon les processus (2') ou (3) du paragraphe I.2.1.



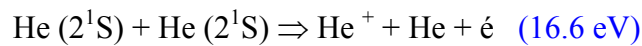
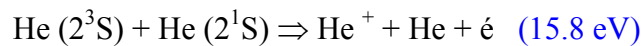
Ou ionisation en deux étapes :



$$\beta = 6 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad [20]. \quad (\text{II.2-8})$$

$$\beta n_e = 2880 \cdot I^* P/E \quad (\text{II.2-9})$$

Le 4^{em} processus est donné par [22].



Avec un coefficient γ tel que :

$$\gamma = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad [20] \quad (\text{II.2-10})$$

Au régime stationnaire nous aurons :

$$\alpha N_0 n_e - N_m \tau_D^{-1} - \beta N_m n_e - \gamma N_m^2 = 0 \quad (\text{II.2-11})$$

On introduit les différents termes et l'équation devient:

$$1.6 \cdot 10^{11} \cdot (E/P - 4) \cdot I \cdot P^2 / E - N_m (14462/P + 2880 \cdot I \cdot P / E) - 2 \cdot 10^9 \cdot N_m^2 = 0 \quad (\text{II.2-12})$$

$$N_m = \frac{-(14462/P + 2880/E \cdot I \cdot P) + (\sqrt{\Delta})}{4 \cdot 10^{-9}} \quad (\text{II.2-13})$$

$$\Delta = (14462/P + 2880/E \cdot I \cdot P)^2 + 640 \cdot (E/P - 4) \cdot P^2 \cdot I / E \quad (\text{II.2-14})$$

On remplace E par la valeur 19 V cm^{-1} tirée du résultat de la page 66 des électrodes froides.

Dans le tracé des courbes selon l'équation (II.2-13), on remplace le facteur 4 par 1.7 pour avoir les meilleures courbes.

3. L' ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DECHARGE DANS L'HELIUM.

3.1. RELEVÉ DU SPECTRE D'EMISSION.

Pour étudier la décharge, on doit en premier lieu calibrer le spectromètre. Le calibrage se fait à l'aide d'une lampe spectrale d'hélium de marque Philips. Le relevé de son spectre est représenté sur la figure 08.

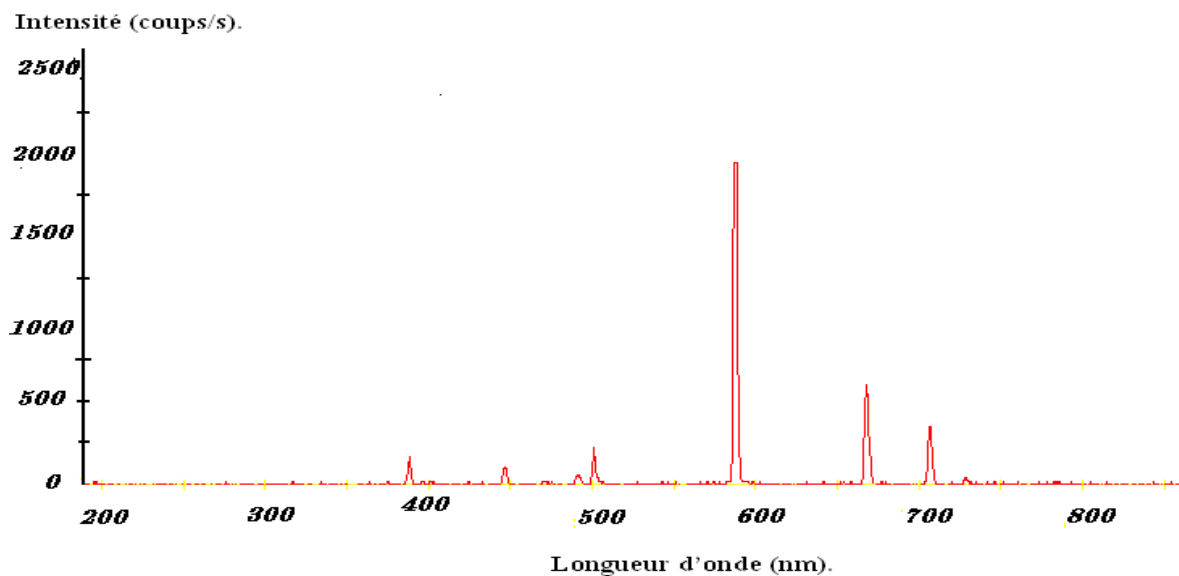


Fig. 08. Relevé du spectre d'émission de la lampe spectrale d'hélium.

Les raies observées sont 388.9 nm, 447.1 nm, 492,1 nm, 501.5 nm, 587.5 nm, 667.8 nm et 706.5 nm

On réalise une décharge dans l'hélium pur. On relève son spectre. La figure 09 représente la photographie du tracé du spectre d'émission de la décharge.

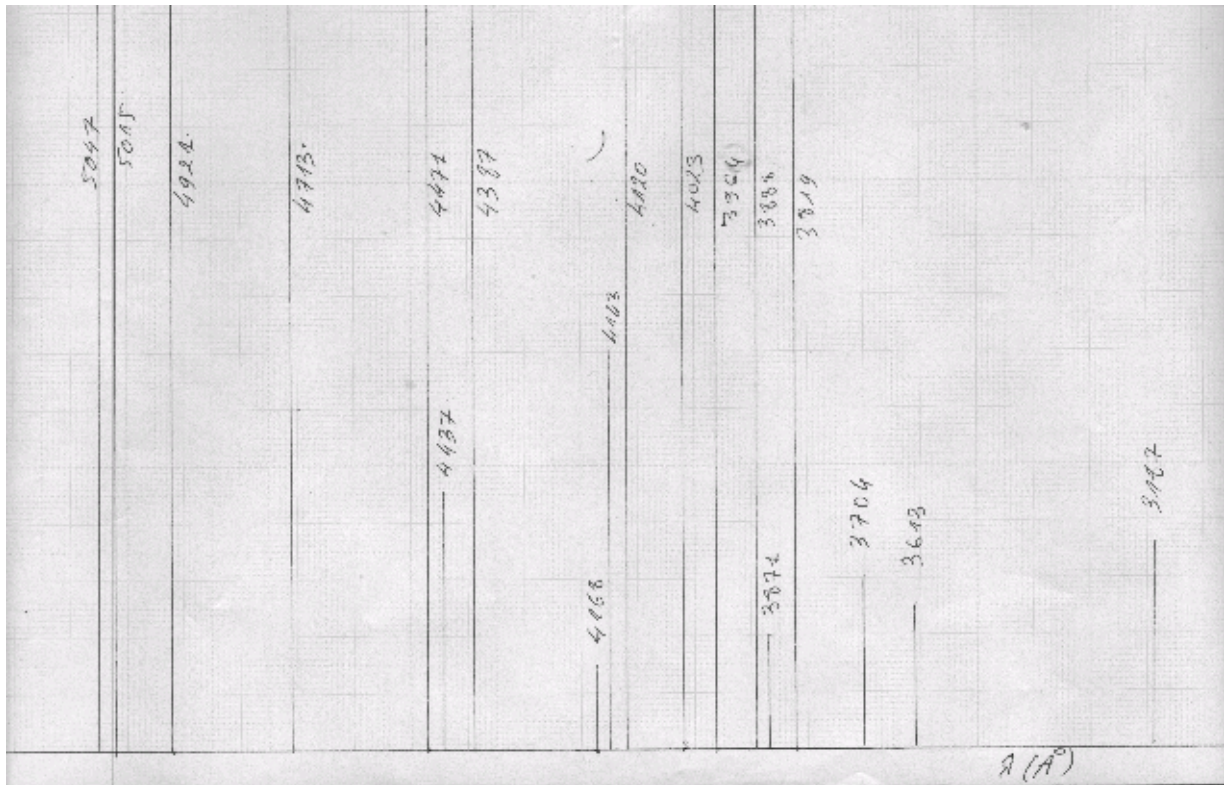


Fig. 09. Relevé du spectre d'émission de la décharge dans l'hélium.

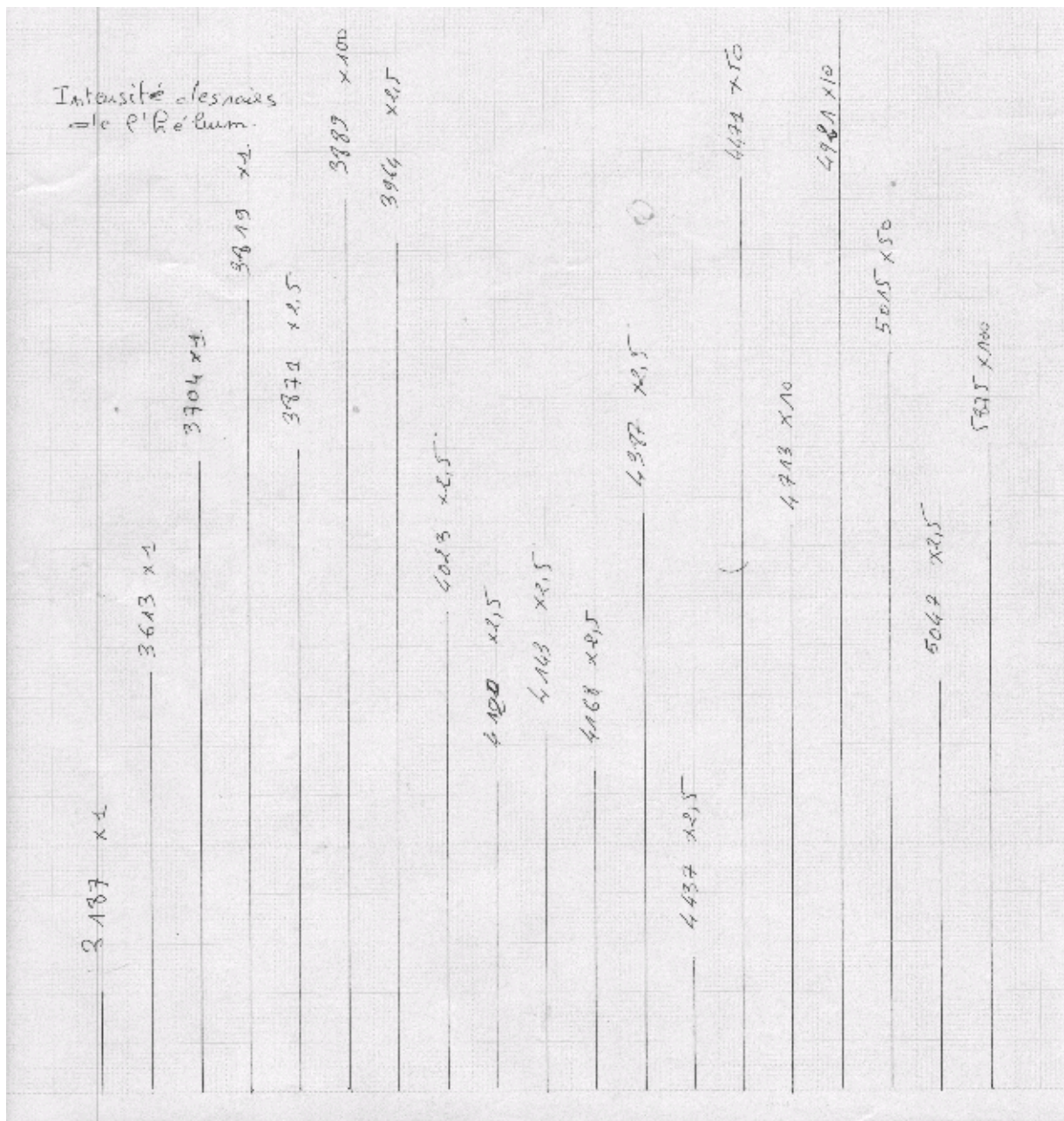


Fig. 10. Relevé des intensités des raies de l'hélium.

L'intensité de la raie est représentée par la longueur du pic de réponse du système d'exploitation de la décharge. On voit marqué le calibre utilisé pour la mesure du pic de réponse.

Le tableau 01 donne les raies observées dans la décharge ainsi que les énergies des niveaux et les configurations des transitions associées et les intensités de ces dernières.

Longueur d'onde (nm) *	E inférieure (eV) **	E supérieure (eV) **	Configuration **	Terme *	Intensité (u.r)
318.77	19.81	23.70	1s2s - 1s4p	³ S- ³ P	0.016
361.36	20.61	24.04	1s2s - 1s5p	¹ S- ¹ P	0.024
370.49	20.96	24.30	1s2p - 1s7d	³ P- ³ D	0.017
381.96	20.96	24.20	1s2p - 1s6d	³ P- ³ D	0.021
387.17	21.21	24.41	1s2p - 1s9d	¹ P- ¹ D	0.043
388.86	19.81	23.00	1s2s - 1s3p	³ S- ³ P	2.42
396.47	20.61	23.74	1s2s - 1s4p	¹ S- ¹ P	0.057
402.39	21.21	24.29	1s2p - 1s7s	¹ P- ¹ S	0.032
412.08	20.96	23.97	1s2p - 1s5s	³ P- ³ S	0.020
414.37	21.21	24.02	1s2p - 1s6d	¹ P- ¹ D	0.024
416.89	21.21	24.19	1s2p - 1s6s	¹ P- ¹ S	0.022
438.79	21.21	24.04	1s2p - 1s5d	¹ P- ¹ D	0.039
443.75	21.21	24.01	1s2p - 1s5s	¹ P- ¹ S	0.08
447.14	20.94	23.73	1s2p - 1s4d	³ P- ³ D	1.23
471.31	20.96	23.59	1s2p - 1s4s	³ P- ³ S	0.153
492.19	21.21	23.73	1s2p - 1s4d	¹ P- ¹ D	0.290
501.56	20.61	23.08	1s2s - 1s3p	¹ S- ¹ P	1
504.77	21.21	23.67	1s2p - 1s4s	¹ P- ¹ S	0.026

Tableau 01. L'ensemble des raies obtenues dans la décharge d'hélium pur.

* Valeurs expérimentales.

** Les valeurs des énergies et des configurations sont prises des données du NIST [23].

*** l'intensité est en unités relatives.

D'après ce tableau on remarque que :

- ❖ Il n'y a pas de raie au voisinage de 441.6 nm.
- ❖ D'après les intensités des raies les raies essentielles dont le niveau inférieur est S sont :
 - La raie 388.86 nm dont le niveau inférieur est 2^3S à 19.81 eV.
 - La raie 501.56 nm dont le niveau inférieur est 2^1S_0 à 20.61 eV.

3.2. ETUDE DU COMPORTEMENT DE L'INTENSITE DES RAIES 388.9 nm ET 501.5 nm EN FONCTION DE LA PRESSION ET DU COURANT.

On suit la variation de la densité d'une espèce par le comportement de l'intensité de la raie dont le niveau inférieur aboutit à l'état de cette espèce [21]. Ainsi pour suivre l'évolution des densités de population des métastables dans les états triplet 2^3S_1 et singulet 2^1S_0 on suit l'évolution des intensités des raie 388.9 nm et 501.5 nm respectivement.

Soit un tube en pyrex de 05 mm de diamètres interne et 92 cm de longueur, on lance la décharge. On relève l'intensité des raies en fonction de la pression P et du courant I.

La figure 11 donne le relevé expérimental de la variation de l'intensité de la raie 388.86 nm en fonction de la pression. L'intensité est exprimée en unité relative. Nous donnons sur la figure 12 la densité relative des métastables triplets 3S_1 en fonction de la pression, selon l'équation (II.2-13)

La figure 13 donne le relevé expérimental de la variation de l'intensité de la raie 388.86 nm en fonction du courant. Nous donnons sur la figure 14 la densité relative des métastables triplets 3S_1 en fonction du courant, selon l'équation (II.2-13).

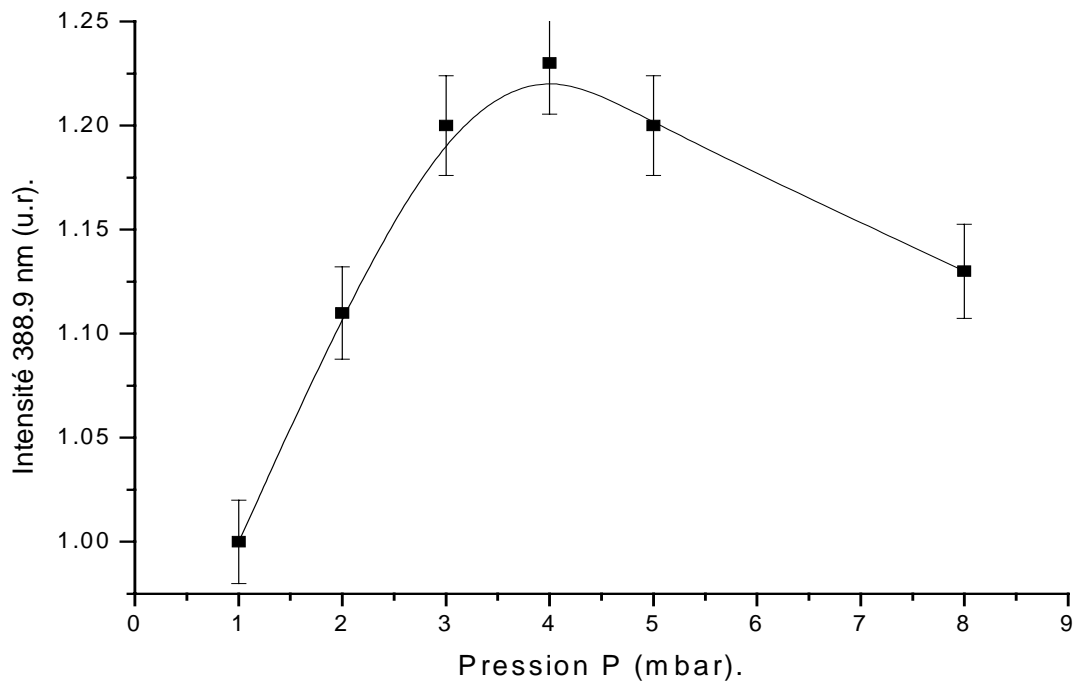


Fig. 11. Relevé de la variation de l'intensité de la raie 388.86 nm en fonction de la pression.

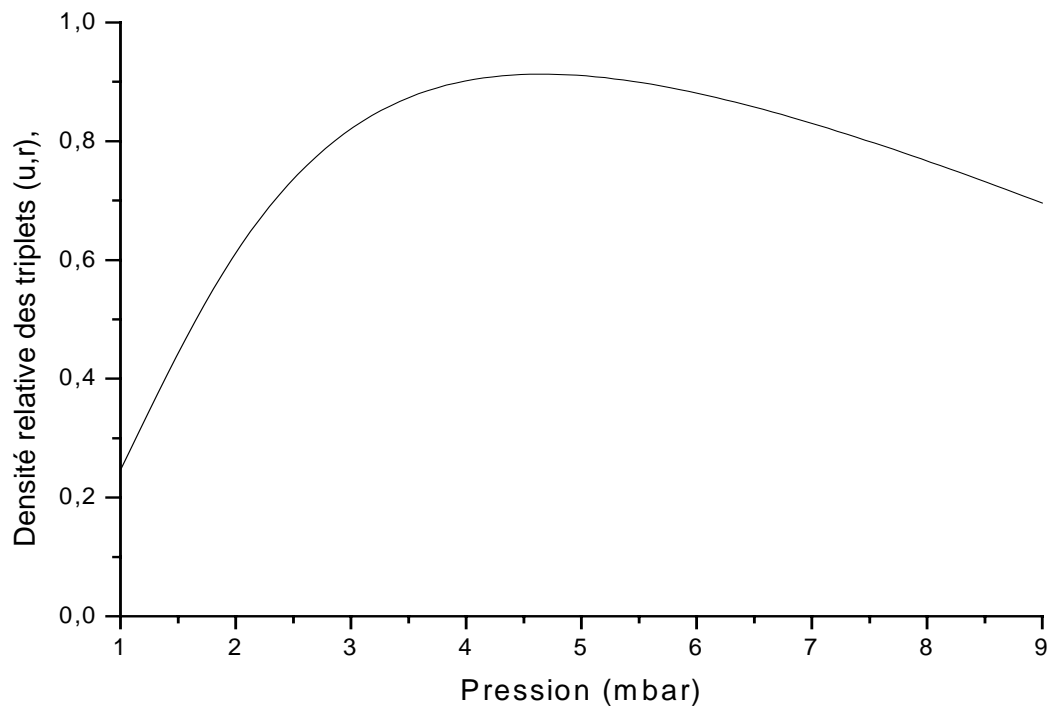


Fig. 12. Evolution de la densité relative des triplets en fonction de la pression, selon l'équation (II.2-13).

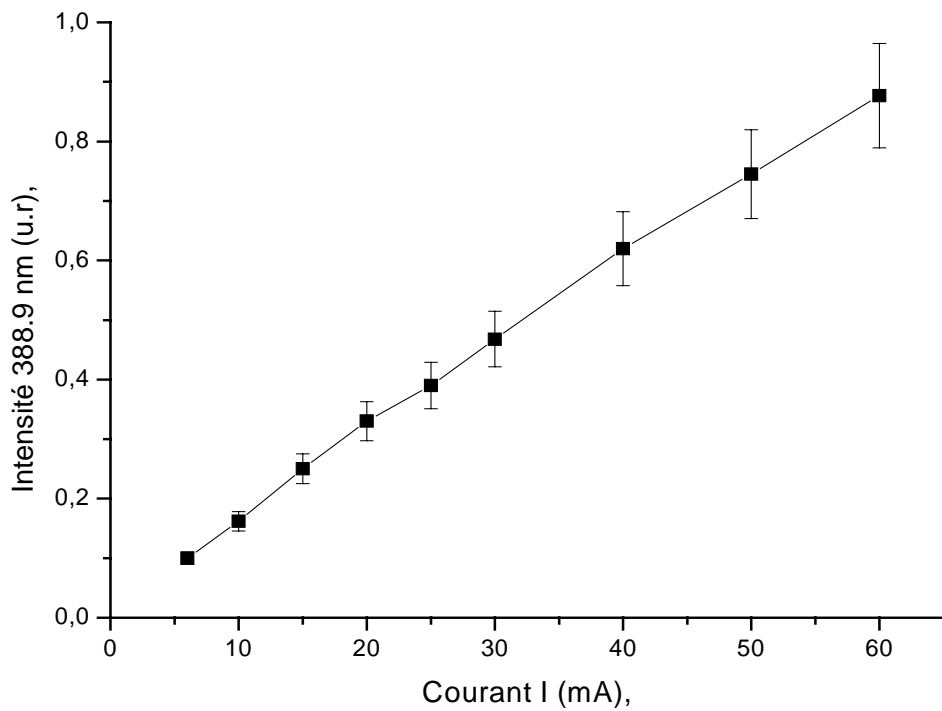


Fig. 13. Relevé de la variation de l'intensité de la raie 388.86 nm en fonction du courant .

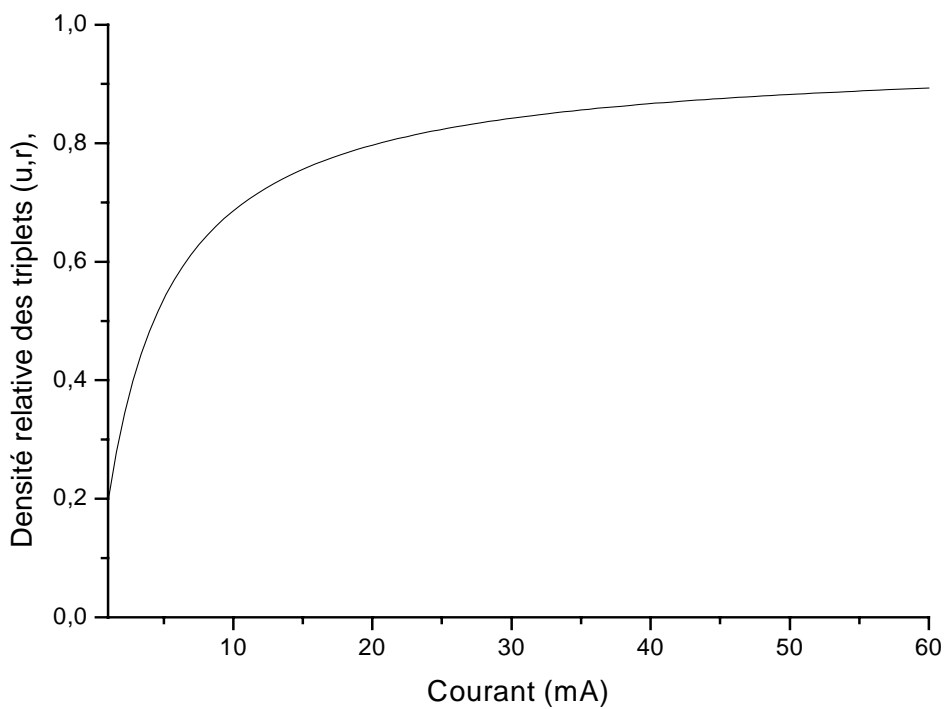


Fig. 14. Evolution de la densité relative des triplets en fonction du courant, selon l'équation (II.2-13) .

La figure 15 représente le relevé expérimental de la variation de l'intensité de la raie 501.5nm en fonction de la pression. Nous donnons sur la figure 16 la densité des métastables singlets 1S_0 en fonction de la pression, selon l'équation (II.2-13).

La figure 17 représente le relevé expérimental de la variation de l'intensité de la raie 501.5nm en fonction du courant. Nous donnons sur la figure 18 la densité des métastables singlets 1S_0 en fonction du courant, selon l'équation (II.2-13).

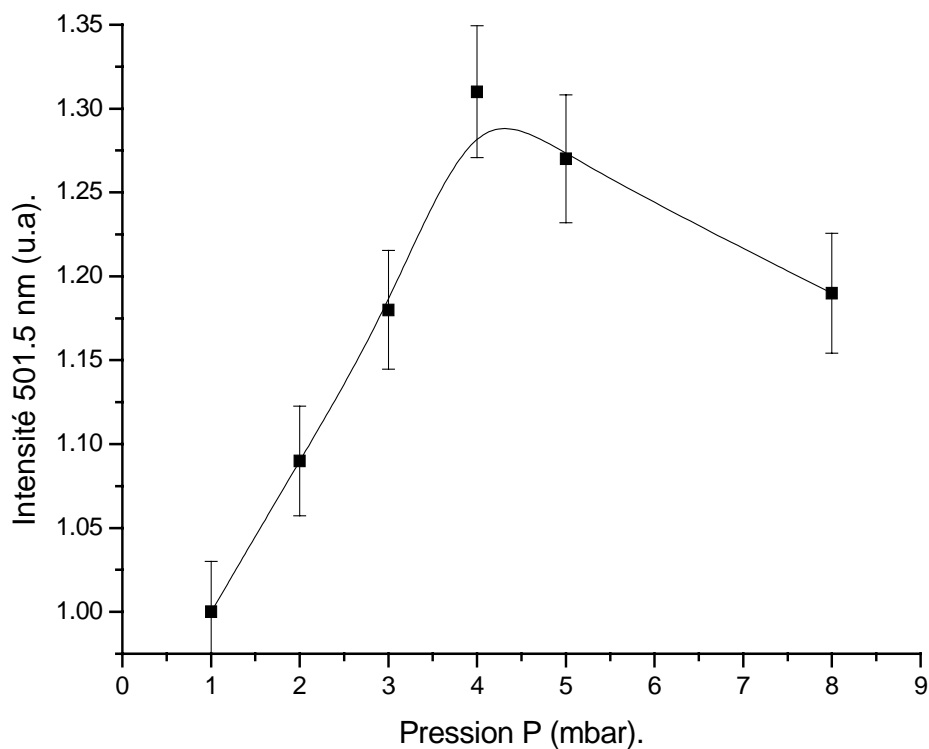


Fig. 15. Relevé de la variation de l'intensité de la raie 501.5 nm en fonction de la pression.

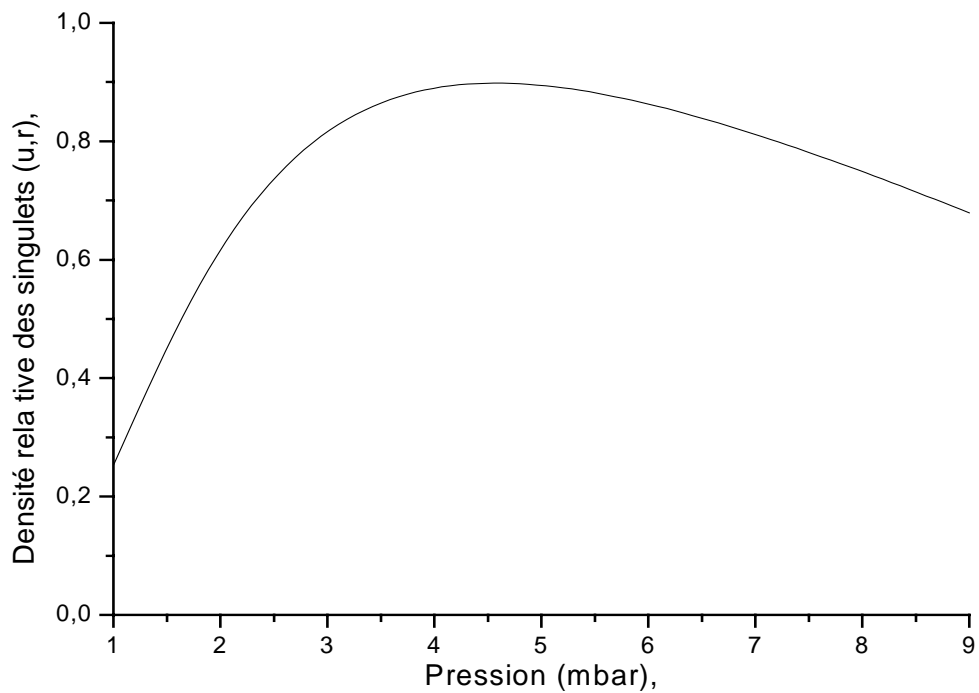


Fig. 16. Evolution de la densité relative des singlets en fonction de la pression, selon l'équation (II.2-13).

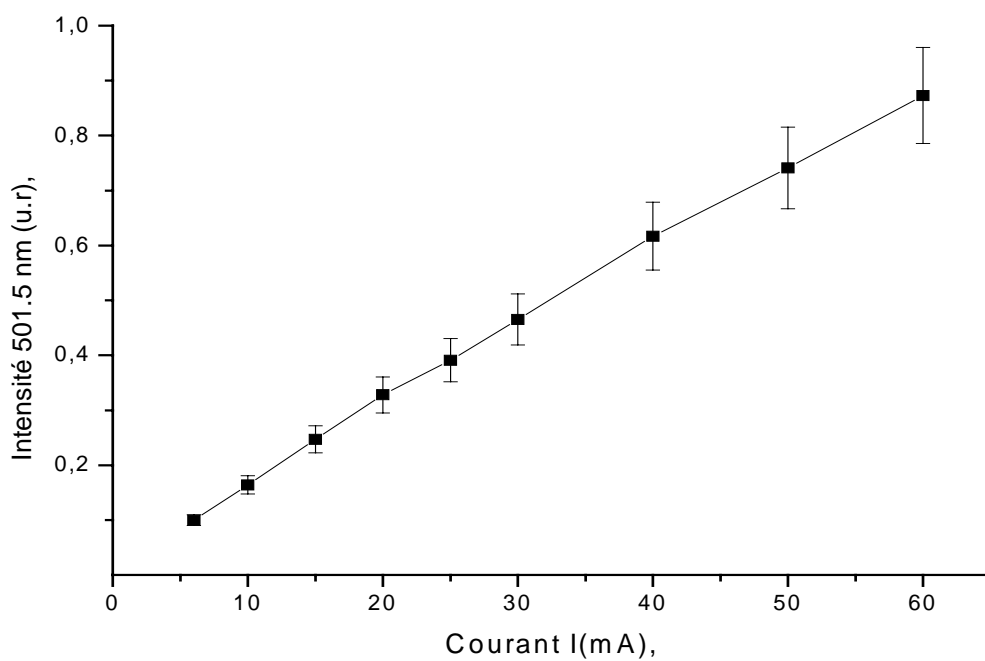


Fig. 17. Relevé de la variation de l'intensité de la raie 501.5 nm en fonction du courant en u.a.

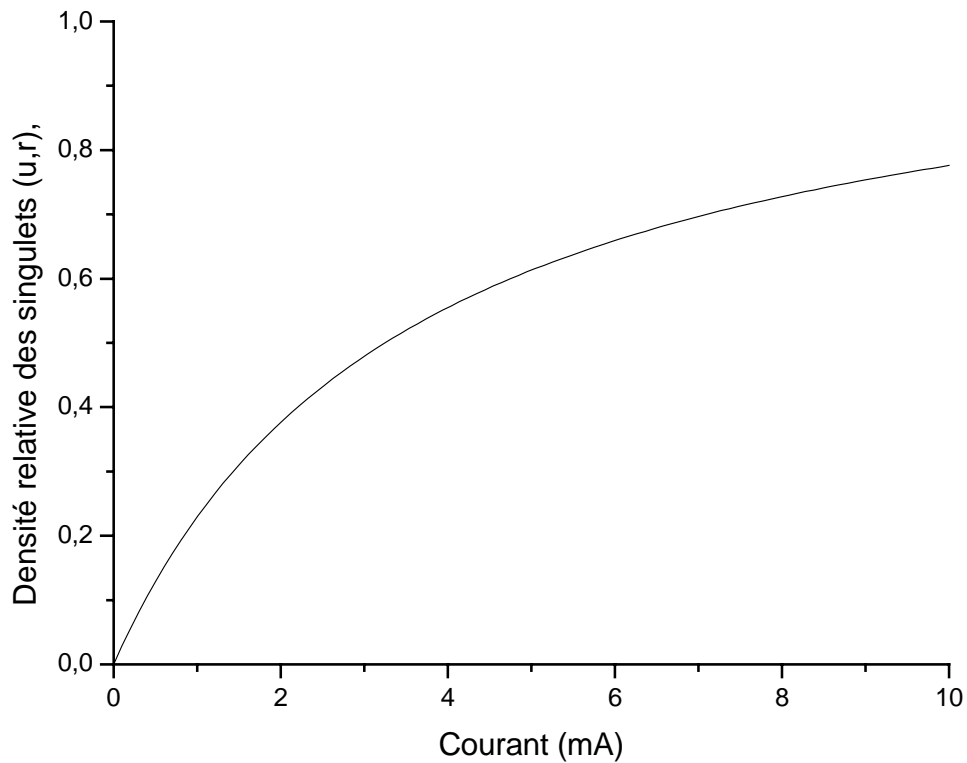


Fig. 18. Evolution de la densité relative des singlets 1S_0 en fonction du courant, selon l'équation (II.2-13).

4. CONCLUSION.

On voit la concordance des allures des courbes établies expérimentalement et celles établies par un calcul à l'aide d'un modèle approché. La présence d'un maximum d'intensité quand la pression augmente est bien marquée dans les deux cas de figures. Cependant l'effet de la saturation ne se laisse voir que si on représente l'intensité de raie par le nombre de photons. Ainsi la saturation n'est pas bien présentée.

CHAPITRE III

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DECHARGE

DANS He-Cd.

1. INTRODUCTION.

Le niveau supérieur de la raie 441.56 nm du cadmium présente des particularités propres à une classe de niveaux dits de Beutler. L'étude de ces états particuliers est devenue intéressante par la mise au point de nouvelles techniques. Elle est sujet d'actualité [24].

La décharge dans le mélange He-Cd présente certaines ressemblances avec celle de l'hélium, à savoir, excitation par les électrons et saturation par collision de seconde espèce. Cependant, les différences de la nature des deux espèces, à savoir nombre de masse A, état physique et potentiel d'ionisation, influent fortement sur la décharge électrique dans le mélange.

2. STRUCTURE DE LA RAIE D'EMISSION.

Le cadmium est un élément chimique de transition de numéro atomique $Z = 48$. Sa structure électronique est $[\text{Kr}]4d^{10}5s^2$. C'est un élément du groupe II B. Il présente une couche externe complète s^2 . Ses états excités sont complexes, étant donné l'excitation d'un électron de la sous-couche d. En 1933, H.Beutler [25] étudiait les états de Rydberg de l'ion du cadmium et mis en évidence l'état $^2D_{5/2; 3/2}$ qui porte son nom. Les états de Beutler sont des états dont la forme de la raie est très asymétrique et a un profil de U.Fano [26]. Cette forme est proportionnelle à :

$$I(\epsilon) \approx (q + \epsilon)^2 / (1 + \epsilon^2) \quad \text{(III.2-1)}$$

Où $\epsilon = 2(\omega - \omega_0) / \Gamma$; Γ est la largeur à mi-hauteur.

q est un paramètre décrivant l'interférence des voies de désexcitation possibles.

q et Γ sont des caractéristiques intrinsèques de l'état excité et donc la forme de la raie est indépendante du mode d'excitation de ce niveau [27].

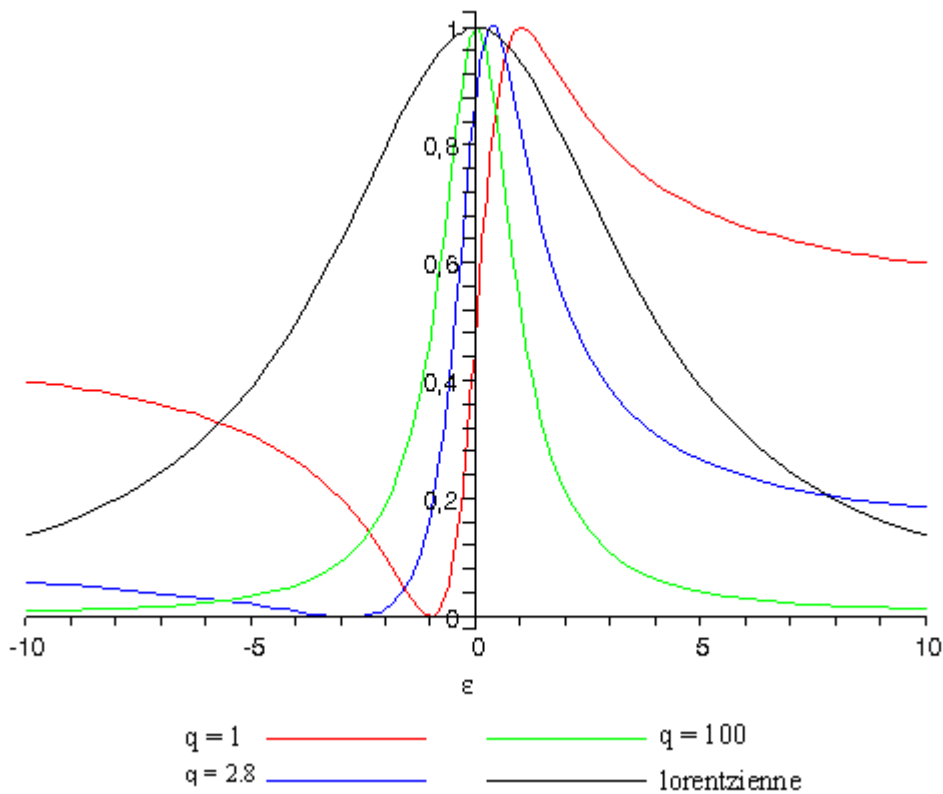


Fig. 19. Profil de Fano, selon la relation (III.2-1).

La figure 19 montre la variation de la forme de la raie quand le paramètre q varie. Beutler postule que ces états sont associés au phénomènes d'auto ionisation [27]. Une configuration d'auto ionisation apparaît quand deux électrons sont excités simultanément. Cette configuration possède une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation de l'atome. Il existe plus d'une voie de désexcitation. Parmi les possibilités, on a la relaxation d'un électron vers un état discret de moindre énergie alors que l'autre électron relaxe vers le continuum c'est à dire l'ionisation. L'interférence des différentes voies possibles mène à cette forme asymétrique. Quand une voie est prépondérante le paramètre q devient élevé et la dissymétrie disparaît.

La transition définie par la longueur d'onde 441.56 nm du cadmium est une transition de l'état $4d^9 5s^2$ vers l'état $4d^{10} 5p^1$. Son niveau supérieur a une longue durée de vie [28]. Elle est normalement interdite. Une transition quadripolaire avec $\Delta l = 2$ est un million de fois moins

probable qu'une transition dipolaire avec $\Delta l = 1$. Cependant la raie 441.6 nm du Cd II est intense. Ceci s'explique par un saut de deux électrons dans cette transition [28,29].

3. LA DECHARGE DANS LE MELANGE He-Cd.

3.1. INFLUENCE DE LA CATAPHORESE.

L'introduction de la vapeur cadmium dans la décharge s'obtient par cataphorèse [30].

La cataphorèse est l'établissement d'une différence de pressions partielles des constituants du mélange de la décharge électrique entre la cathode et l'anode. La pression partielle du gaz de plus faible concentration et faible potentiel d'ionisation se trouve plus élevée du côté de la cathode. Cette augmentation de pression partielle est axiale. De même il existe une cataphorèse radiale. Quand il s'agit d'un seul constituant, on parle alors de l'électrophorèse, pour laquelle il est établi que :

$$\Delta P \propto \frac{LI}{PR^4} \quad [5]$$

$\Delta P = P_{\text{cathode}} - P_{\text{anode}}$. L : longueur de la décharge.

I : intensité du courant. P : pression.

R : rayon du tube à décharge.

Cette propriété est à exploiter avec précaution dans la limite où on peut avoir une séparation totale des constituants de la décharge, ce qui détruit l'homogénéité du milieu de la décharge. On voit que pour les lasers de forte densité de courant, cas du laser ionique d'argon, la différence de pression entre la cathode et l'anode peut engendrer la déstabilisation totale de la décharge et il n'y a plus d'effet laser. Pour les lasers à gaz, les solutions trouvées sont :

Le flux inversé où un tube fin est placé en parallèle avec la décharge et lie ses extrémités. Le gradient de pression renvoie l'excès de gaz à la cathode vers l'anode. Pour empêcher

la décharge dans ce dernier, on introduit de très fines grilles métalliques à travers sa section droite. Cette solution a été proposée par Gordon, E.I et Labuda en 1966. [5].

Le confinement magnétique, cette solution a été proposée par Ahmed, S.A et Faith, J.T.Jr en 1966. Ils proposent qu'un fort champ magnétique de l'ordre de 1500 G permet le retour des ions vers l'anode.

Pour les lasers à vapeur métallique, la cataphorèse a un rôle très important et c'est elle qui assure le déplacement de la vapeur métallique dans la décharge et son uniformité dépend de l'intensité du courant et de la vitesse de pompage. Le travail de T.P.Sosnowski de 1969 [32] reste instructif en ce qui concerne la réalisation des lasers à vapeur métallique. Dans un tube à décharge similaire à celui du laser, la source de cadmium est placée au milieu du tube, il lance la décharge et il mesure l'intensité de la raie 479.9 nm tout au long du tube. Il trouve que pour des courants supérieurs à 6 mA le cadmium est totalement du côté de la cathode. Ainsi Sosnowski montre que le cadmium se déplace vers la cathode.

Figure 20 schématise le système exploité par Sosnowski pour montrer le rôle de la cataphorèse dans une décharge gaz tampon – vapeur métallique. La figure 21 montre une photographie de l'expérience de Sosnowski.

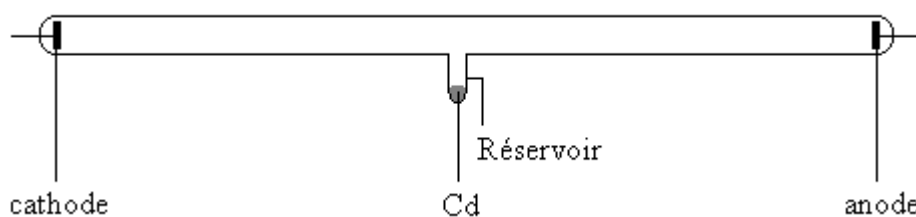


Fig. 20. Système de Sosnowski.



Fig. 21. Photographie de la décharge dans le mélange He-Cd.

On voit bien la différence entre la couleur bleue de la vapeur de cadmium et la couleur rose - orange de l'hélium.

Le problème que pose la cataphorèse est le dépôt des vapeurs métalliques sur les fenêtres de sortie ce qui induit un dépôt métallique suite au refroidissement de la vapeur et par suite le laser disparaît. Deux solutions sont proposées pour s'en passer. La première est l'anode auxiliaire, la seconde est l'introduction d'un condenseur.

1- L'anode auxiliaire est une électrode soumise à un potentiel supérieur à celui de la cathode et est traversée par un courant de l'ordre de 10 mA. Ce courant permet le renvoi des ions de cadmium vers la cathode et ainsi il empêche le dépôt des vapeurs métalliques sur les fenêtres de sortie.

2- Le condenseur est une extension du diamètre du tube de décharge qui se place avant les fenêtres. Le grand diamètre du condenseur favorise le dépôt des vapeurs étant donné que ses parois sont plus froides par rapport à la décharge. Les figures 22 et 23 représentent les deux solutions.



Fig. 22. Schéma du montage avec anode auxiliaire.

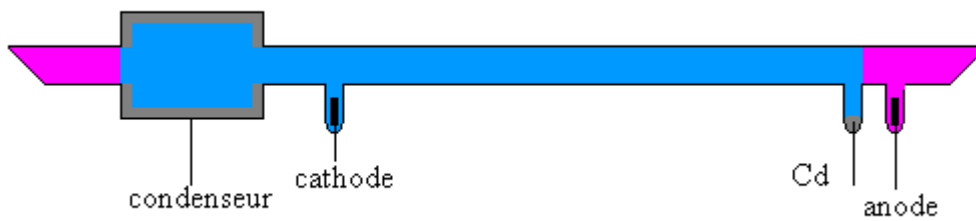


Fig. 24. Schéma du montage avec condenseur.

La partie bleue représente la décharge dans le mélange He – Cd.

La partie rose représente la décharge dans l'hélium.

La partie grise représente le dépôt métallique.

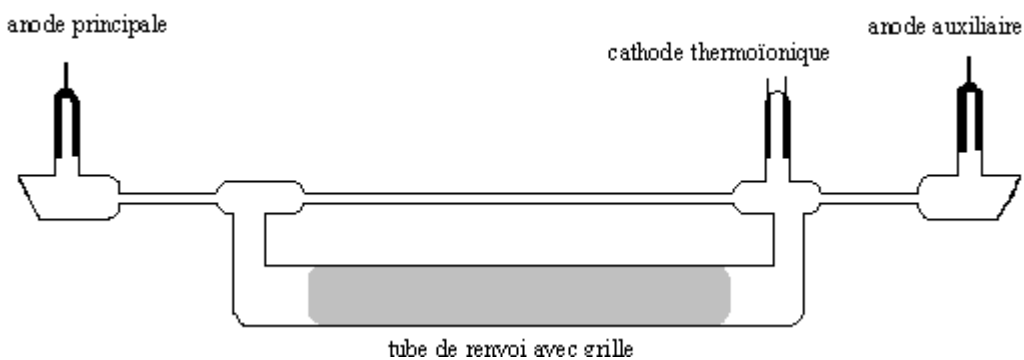


Fig.24. Schéma du montage de K.G. Hernqvist [31].

Dans ce montage [31], Hernqvist utilise l'anode auxiliaire pour renvoyer la vapeur de cadmium et le tube de renvoi pour renvoyer l'hélium.

Pour empêcher la vapeur métallique de se déposer sur les parois du tube, un chauffage uniformément réparti sur les parois est obligatoire dans le cas où la densité de la vapeur est élevée.

Pour atteindre la température de fonctionnement de la décharge, on fait appel à une isolation thermique (utilisation d'un réflecteur d'infrarouge).

3.2. INFLUENCE DU CADMIUM DANS UNE DECHARGE D'HELIUM.

Comme présenté au paragraphe précédant, le cadmium est introduit dans le tube de décharge du côté de l'anode. Dans ce projet on n'utilise pas un chauffage externe pour avoir la vapeur métallique. On se contente de la chaleur dégagée par la décharge pour réaliser la vapeur. Il s'agit d'une décharge auto chauffée « self-heating discharge ».

On calibre le spectromètre par des lampes spectrales d'hélium et de cadmium. On lance une décharge dans l'hélium pur. On balaye la décharge pour vérifier l'absence de polluant ou d'autre source de raies voisines de la raie 441.563 nm. On introduit un petit morceau de cadmium. Il faut veiller à ce qu'il ne soit pas absorbé par la pompe. Ainsi on ferme la vanne liant le tube à la pompe, on lance le pompage puis on ouvre cette vanne tout doucement. Sous l'effet du gradient de pression rapide, le morceau de cadmium devient un projectile et casse la fenêtre de Brewster en face.

Quand le vide atteint la limite des 10^{-3} mbar, on réduit la vitesse de pompage du tube par simple réduction de l'ouverture de la vanne précédente. On introduit le gaz d'hélium avec les mêmes précautions pour ne pas lancer le morceau de cadmium vers la fenêtre de Brewster. On lance une décharge de faible courant pendant quinze minutes, afin d'évacuer les impuretés contenues dans le tube, puis on augmente le courant de la décharge.

La figure 25 représente le tracé du spectre de la décharge dans le mélange He-Cd. Dans le tableau 02 nous présentons le relevé de l'ensemble des raies obtenues dans la décharge le mélange He-Cd.

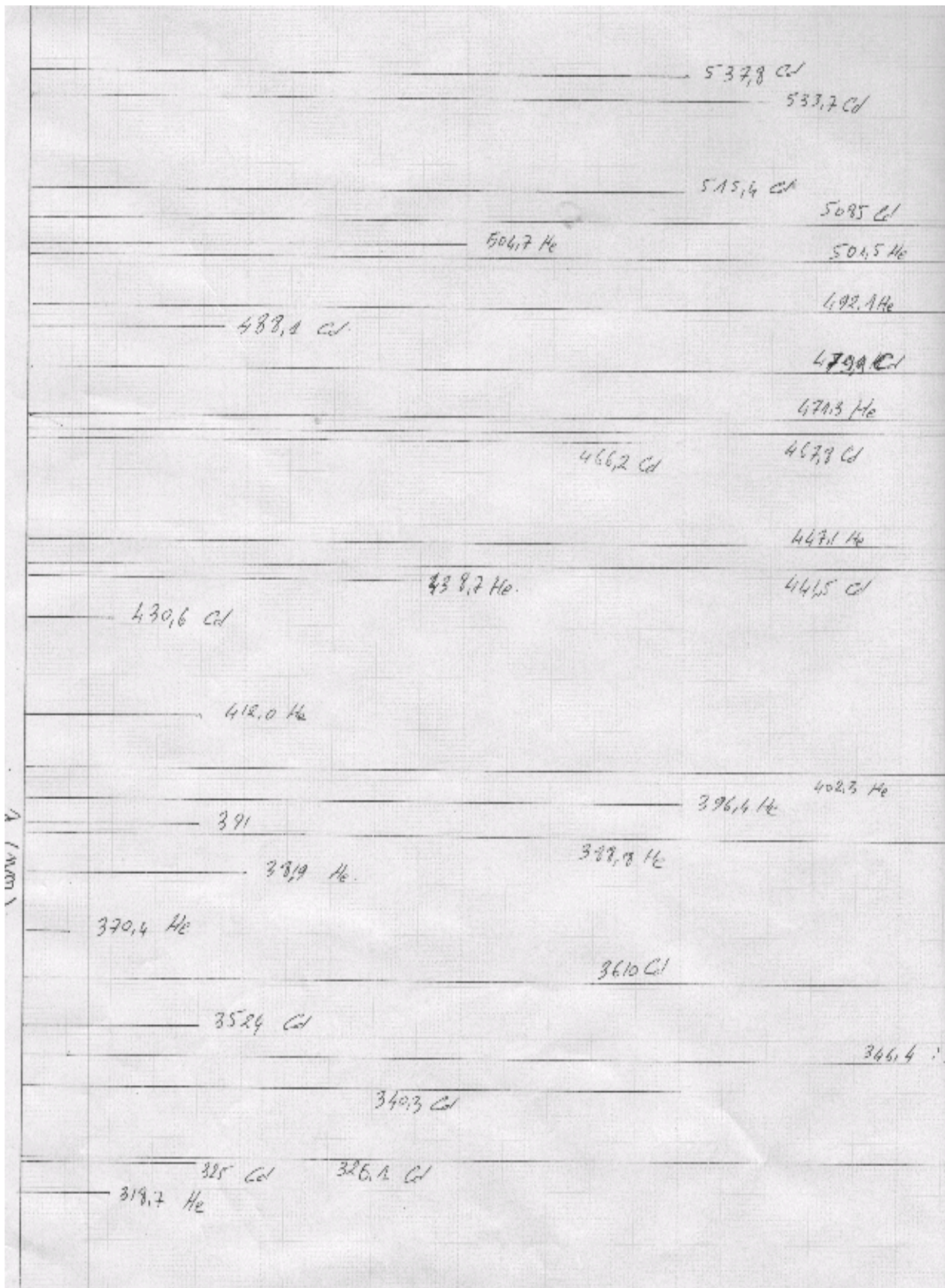


Fig. 25. Spectre de la décharge dans le mélange He-Cd.

λ (He) nm	λ (Cd) nm
318.7	325.0
	326.1
	340.3
	352.4
370.4	
381.9	
388.8	
396.4	
402.3	
412.0	
	430.6
438.7	
	441.5
447.1	
	466.2
471.3	467.8
	479.9
	488.1
492.1	
501.5	
504.7	
	508.5
	515.4
	533.7
	537.8

Tableau 02. Relevé de l'ensemble des raies en nm obtenues dans la décharge He-Cd.

Pour suivre l'évolution la densité de la vapeur de cadmium, on suit l'intensité de la raie 326.1nm [20] qui est une raie de résonance. En fonction de la pression et du courant, nous relevons les intensités en unités relatives des raies 326.1 nm, 388.9 nm, 441.6 nm et 501.5 nm.

Les mesures des intensités sont prises dix minutes après application d'un nouveau paramètre, étant donnée l'inertie thermique du cadmium.

Suite à l'application de la décharge électrique dans l'hélium, le cadmium chauffe et s'évapore. On rappelle les formules donnant la pression de la vapeur de cadmium en fonction de la température [33] :

$$\log P_{\text{Cd}}(\text{torr}) = 9.02 - \frac{5940}{T_{\text{R}}}$$

$$N_{\text{Cd}}(\text{cm}^3) = 9.656 * 10^{18} \frac{P_{\text{Cd}}(\text{torr})}{T_{\text{c}}(\text{K})}$$

T_{R} : température du réservoir. T_{c} : température du capillaire.

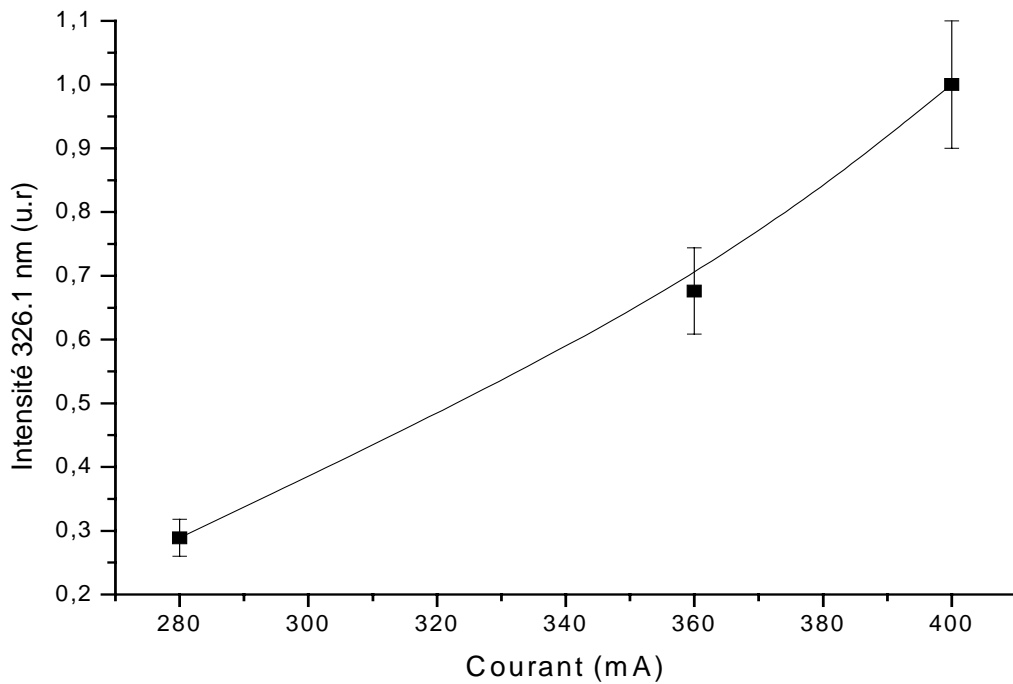


Fig. 26. Relevé de la densité de la vapeur du cadmium en fonction du courant.

La figure 26 montre que la densité de la vapeur de cadmium augmente quand le courant de la décharge augmente.

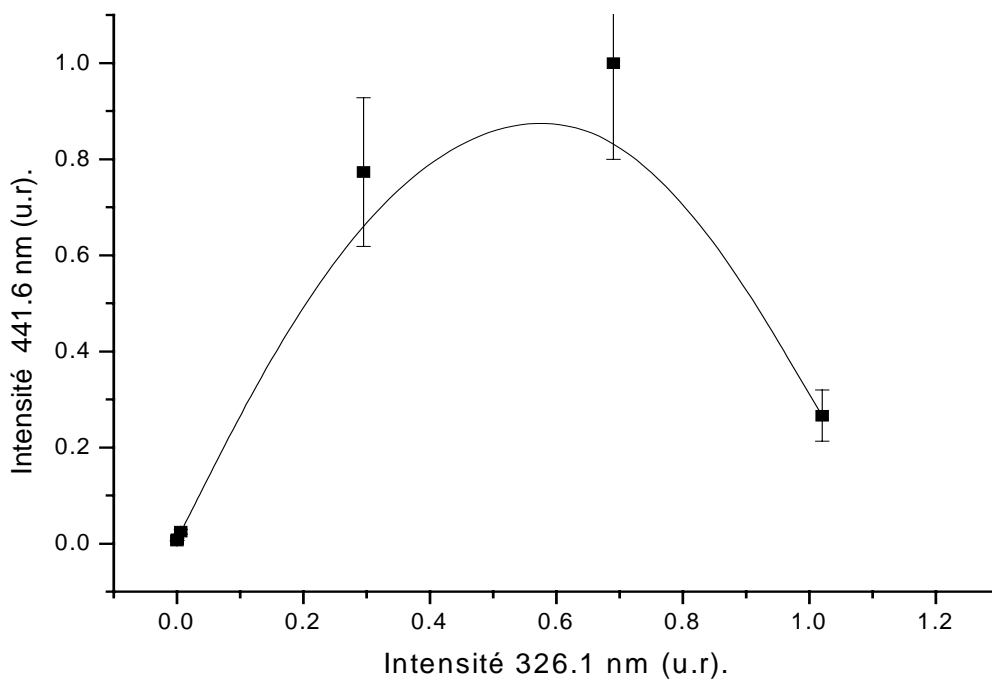


Fig. 27. Relevé de l'intensité de la raie 441.6 nm en fonction de la densité du cadmium.

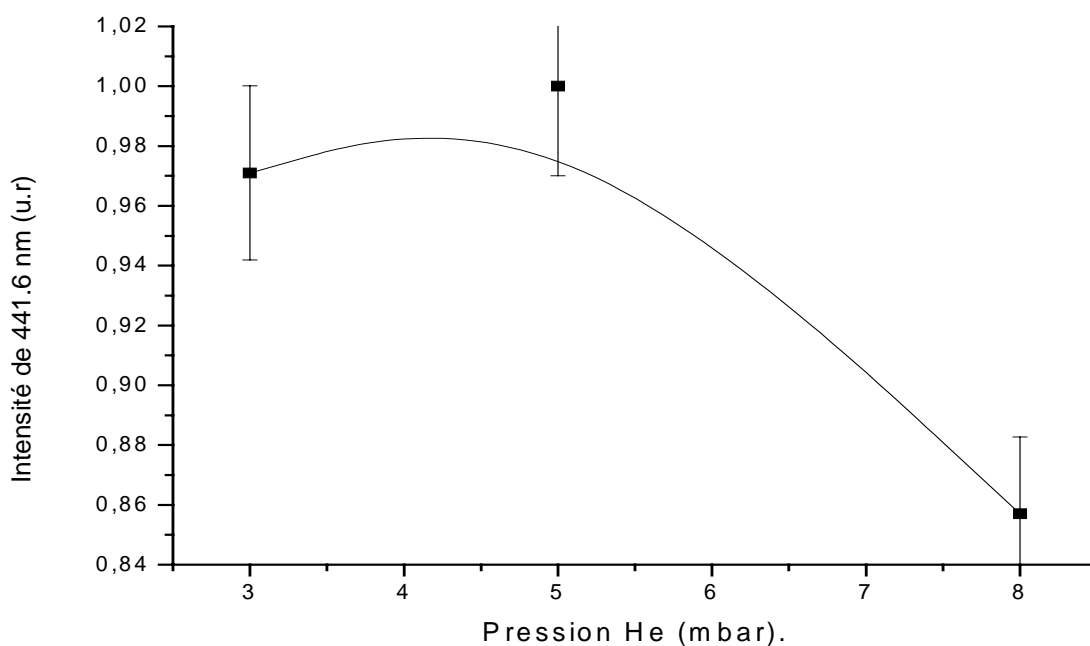


Fig. 28. Relevé de l'intensité de la raie 441.6 nm en fonction de la pression d'hélium.

Les figures 27 et 28 montrent que l'intensité de la raie 441.6 nm présente un maximum lorsque le courant ou la pression d'hélium augmente.

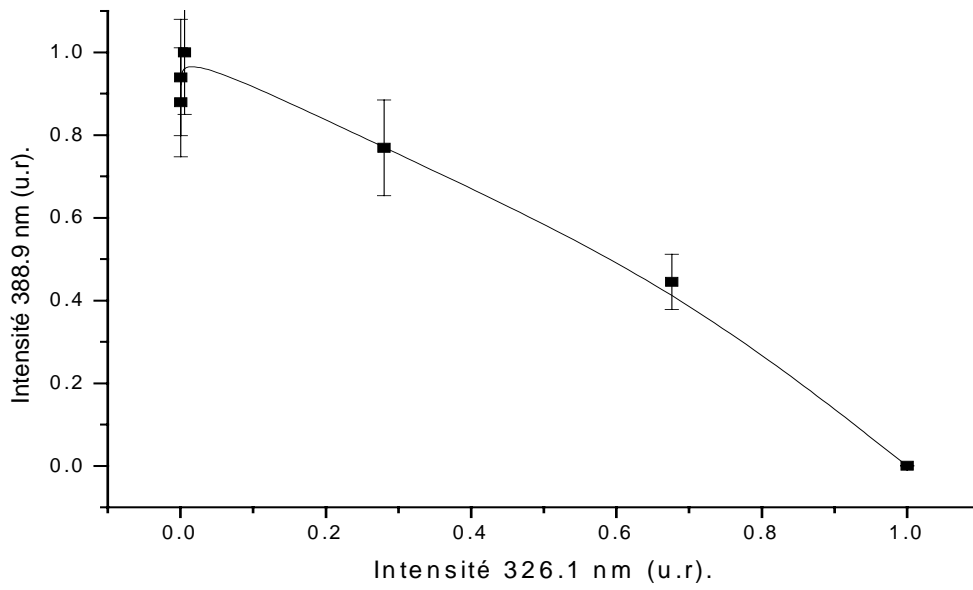


Fig. 29. Relevé de l'intensité de la raie 388.9 nm en fonction de la densité du cadmium.

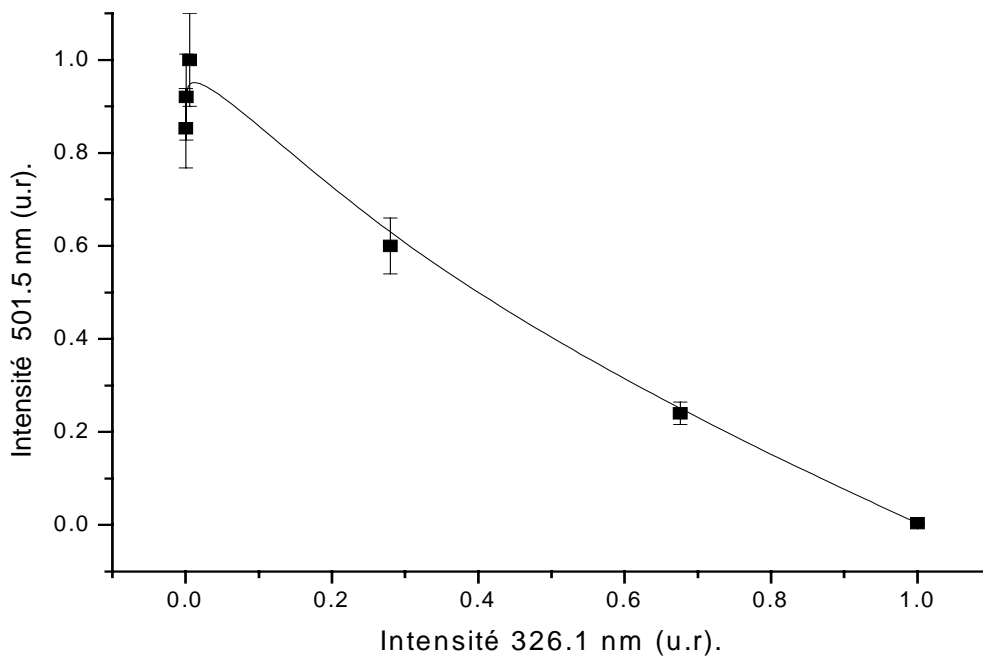


Fig. 30. Evolution de l'intensité de la raie 501.5 nm en fonction de la densité du cadmium.

Les figures 29 et 30 montrent la réduction des densités des métastables d'hélium quand la densité du cadmium augmente.

4. INTERPRETATION DES RESULTATS.

D'après les courbes établies expérimentalement, on peut affirmer que la chaleur développée dans la décharge par un fort courant de décharge permet d'évaporer le cadmium. C'est un fait visible sur la figure 26. La vapeur atomique du cadmium peut être excitée. L'augmentation excessive du courant réduit l'émission de la raie 441.6 nm par deux effets importants à savoir la collision de seconde espèce et la thermalisation électronique. La thermalisation électronique est due à la réduction du champ réduit E/P. Où E est le champ électrique et P la pression. On rappelle la relation (I.2-18).

$$T_e = T + \frac{2e^2}{3km\delta} \left(\frac{E}{v_m}\right)^2 \quad (\text{I.2-18})$$

La figure suivante établie dans le cas de la décharge dans un gaz noble montre l'effet de thermalisation quand la pression augmente [34].

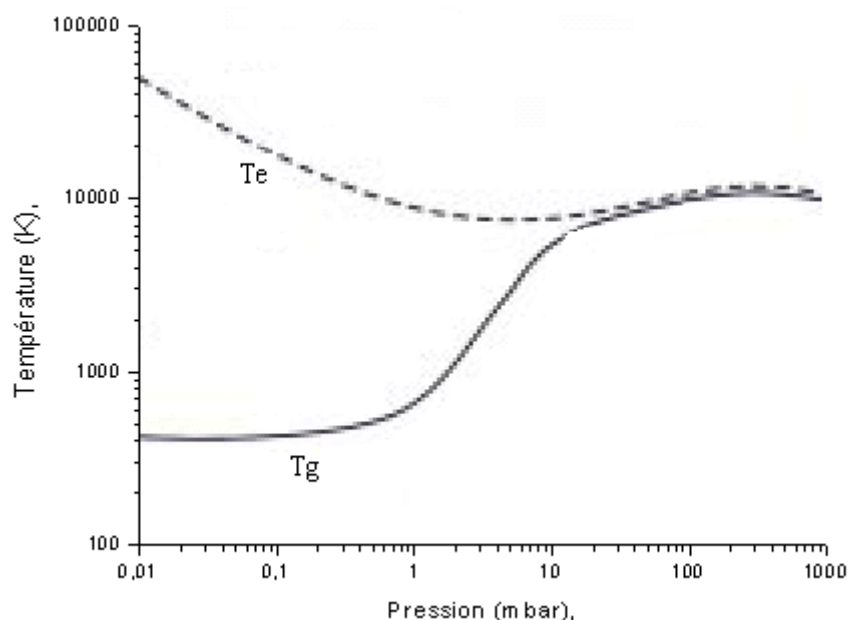


Fig.31. Variation des températures des électrons et du gaz en fonction de la pression [34].

Quand la pression d'hélium augmente, on a diminution du champ réduit E/P et augmentation de la température du gaz (voir figure 31). Ces deux effets réduisent l'intensité de la raie 441.6 nm.

Les niveaux énergétiques du cadmium sont plus inférieurs que ceux d'hélium. De ce fait les électrons excitent en préférence le cadmium et la densité des électrons énergétiques se trouve fortement réduite. Cette situation induit la réduction importante de l'excitation de l'hélium. La réduction de la densité des métastables de l'hélium est une autre source de perte de l'excitation du cadmium par effet de Penning.

A titre comparatif, on rapporte sur les figures 32 et 33 les résultats établis dans la bibliographie [35, 36]. Elle donnent la variation de l'intensité de la raie 441.6 nm en fonction de la densité de la vapeur de cadmium et en fonction de la pression d'hélium respectivement. On voit la concordance dans les allures de nos résultats établis par une approche expérimentale différente et les résultats cités dans la bibliographie. Ainsi nos résultats se trouvent justifiés.

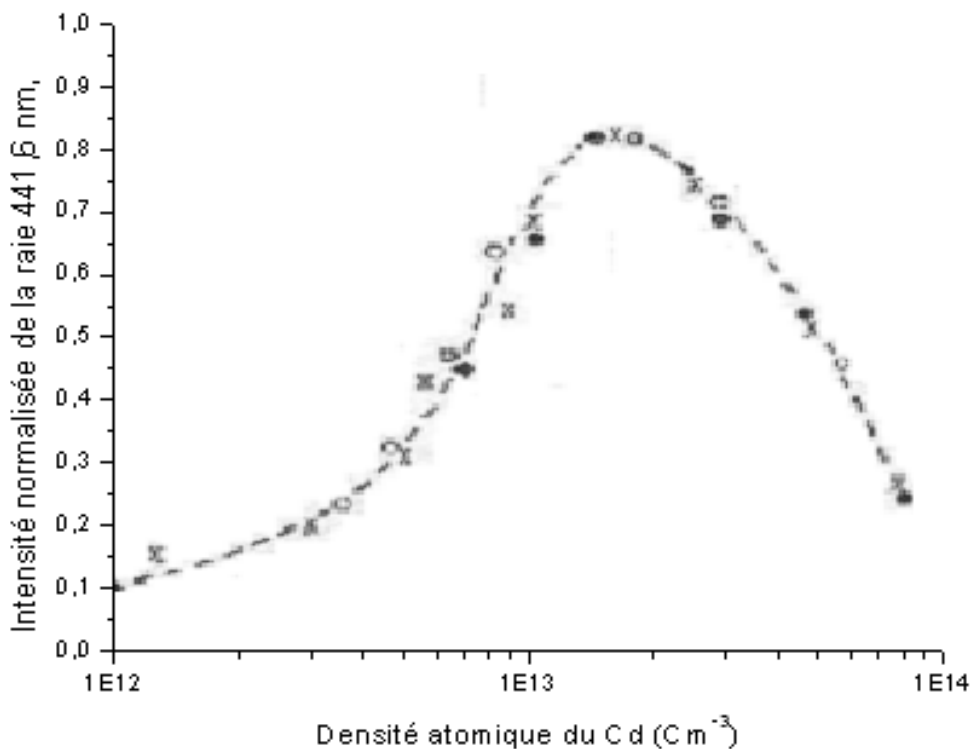


Fig. 32. Variation de l'intensité de la raie 441.6 en fonction de la densité de cadmium [35].

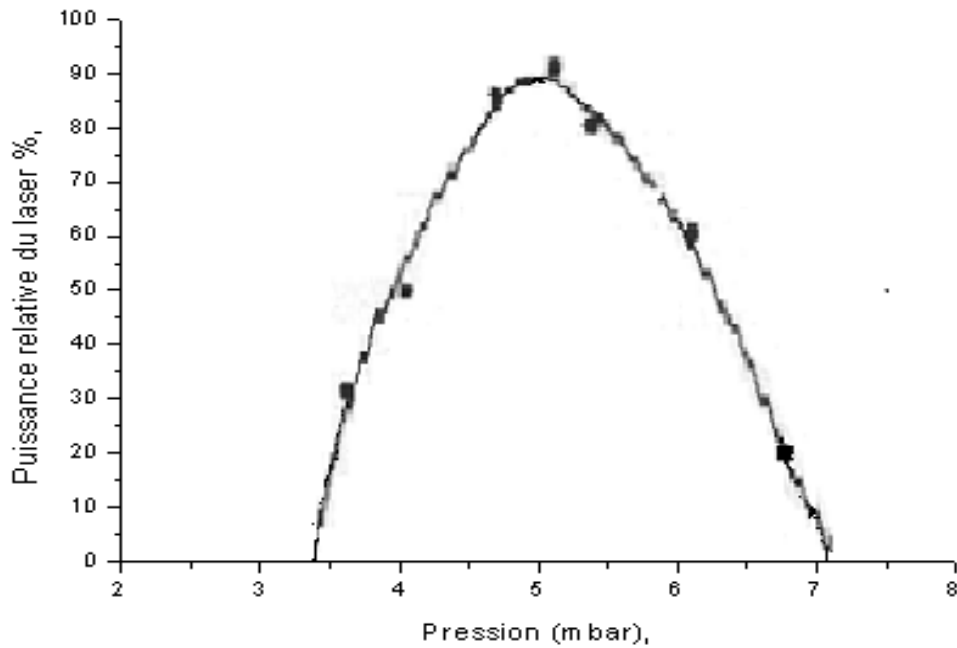


Fig. 33. Variation de la puissance de sortie du laser en fonction de la pression de l'hélium

[36].

5. LES EFFETS THERMIQUES DANS LA DECHARGE He-Cd.

5.1 LES EFFETS DU GRADIENT DE TEMPERATURE.

Dans certaines expériences la formation du dépôt sur les parois était plus rapide. Pour comprendre ce qui se passe, on relève la distribution de la température le long du tube à décharge dans des conditions différentes.

On voit que le régime permanent s'établit après quarante minutes après amorçage de la décharge, c'est à dire la température se stabilise.

	Température de l'anode °C	Température de la cathode °C	Température au centre du tube °C
1	240	315	240
2	245	210	245
3	265	190	240

Tableau 03. relevé de la distribution de la température le long du tube à décharge dans des conditions différentes.

- 1 Sortie du tube (la cathode) est liée à un tuyau en plastic.
2. Sortie du tube (la cathode) est liée flexible métallique.
3. On change la polarité.

La condition externe imposée est la température ambiante, elle est égale à 21°C. Dans le premier cas le gradient de la température est de 75°C entre la cathode et l'anode. Ce gradient de température ralentit le déplacement du cadmium vers la cathode et peut nuire à une distribution uniforme de la vapeur métallique et ainsi un dépôt métallique se forme sur le tube de décharge. Ceci induit un morcellement de la décharge et déséquilibre totalement la décharge. Dans le deuxième cas, la cathode est liée à flexible métallique. Le fait de mettre la cathode en contact avec un métal a changé le sens du gradient de température. Le flexible métallique joue le rôle d'un radiateur thermique. Il permet une évacuation de la chaleur. Dans le troisième cas, on change la polarité, cette fois la cathode est refroidie par l'hélium. Les deux derniers cas sont mieux adaptés pour la décharge dans He-Cd.

La figure 34 représente la photographie de la dégradation de la décharge par dépôt de cadmium sur les parois du tube à décharge.



Fig. 34. Photographies des instabilités de la décharge par dépôt métallique sur les parois.

Le cadmium se déplace dans le sens contraire du gradient de pression imposé par la pompe.

Le déplacement des particules dans cette décharge est gouverné par trois processus qui sont :

- ❖ Le gradient de pression.
- ❖ Le champ électrique et la cataphorèse qui vont dans le même sens.
- ❖ Le gradient de température. Qui dépend du refroidissement de la cathode.

La maîtrise du gradient de température et de son sens permettra un meilleur contrôle de la distribution et l'uniformité de la vapeur de cadmium dans la décharge.

5.2 LES EFFETS THERMIQUES SUR LA TENSION DE MAINTIEN.

En présence de la vapeur de cadmium, on observe une chute de potentiel et une dérive de courant importante par rapport à la décharge dans l'hélium pur. Ce résultat est mentionné dans l'article de J.P. Goldsborough [30].

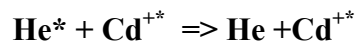
6. SIMILITUDE ENTRE LE LASER He-Cd ET LES LASERS He-Ne ET Ar IONISE.

6.1. LE LASER He-Cd.

Dans ce paragraphe, nous donnons les résultats acquis concernant la transition 441.6 nm. De même nous cherchons à mettre en évidence les ressemblances entre Le laser He-Cd 441.6 nm et les lasers 632.8 nm de He-Ne et Ar⁺. Il ne s'agit de faire une étude détaillée de ce laser.

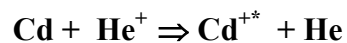
La raie 441.56 nm du laser He-Cd a pour durées de vie des niveaux supérieur et inférieur respectivement 720 ns et 3.5 ns [37]. On trouve une saturation de son intensité quand le courant augmente, un fait incompatible avec les durées de vie. Trois processus sont proposés comme responsables de l'excitation de cette raie, ils sont :

Excitation de Penning par les atomes excités de l'hélium selon le processus :

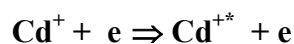
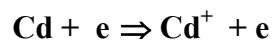


Ce processus d'excitation sélective a été postulé par Silfvast [18].

Le second processus c'est le transfert thermique de charge ou réaction de Duffendack :



Excitation par étapes. Processus proposé par M. Mori & al [38]



Le processus d'excitation par effet de Penning ne suffit pas à lui seul d'expliquer les faits observés à savoir saturation de l'intensité de la raie 441.6 nm. Déjà en 1971 L. Csillag & al mettaient en doute l'hypothèse de l'effet de Penning comme l'unique processus d'excitation, suite à l'observation de l'effet laser avec le néon comme gaz tampon [39].

Le processus de transfert thermique de charge ou réaction de Duffendack n'est pas un processus adéquat vu la différence des niveaux énergétiques mis en jeu.

Pour comprendre et expliquer ce qui se passe, on calcule les densités des états mis en jeu dans ce laser. On arrive à ce qui suit :

- Pour la décharge dans l'hélium, les densités des métastables seaturent aux faibles courants de l'ordre de quelques milliampères. Pour la décharge dans le mélange He-Cd on a la saturation pour des courants plus importants, de l'ordre de 200mA.
- La densité des ions de cadmium à l'état fondamental augmente quand la densité de la vapeur du cadmium augmente, c'est à dire la température augmente. Cependant les densités des métastables de l'hélium ainsi que du niveau supérieur de la raie diminuent.

L'excitation électronique directe du niveau supérieur de la raie présente une très faible section efficace. Elle est égale à $30 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$ [40], elle ne peut expliquer l'intensité observée de la raie. Un modèle simplifié peut expliquer ce comportement [41].

La densité des métastables de l'hélium peut être donnée au régime stationnaire par :

$$M = \frac{N_0 n_e \sigma_{01} V_e}{n_e \sigma_{10} V_e + 1/\tau + n_{Cd} \sigma_{12} V_{rel}}$$

N_0 densité des atomes d'hélium à l'état fondamental.

n_e densité des électrons.

$\langle \sigma_{01} V_e \rangle$ taux d'excitation électronique.

$\langle \sigma_{10} V_e \rangle$ taux de désexcitation par les électrons, quenching .

τ temps caractéristique de diffusion vers les parois du tube.

n_{Cd} densité de la vapeur de cadmium.

$\langle \sigma_{12} V_{rel} \rangle$ tau d'excitation du cadmium par effet de Penning.

On a saturation de M quand sa valeur ne dépend plus du courant. C'est à dire que :

$$n_e \langle \sigma_{10} V_e \rangle = 1/\tau + n_{Cd} \langle \sigma_{12} V_{rel} \rangle$$

On voit d'après cette équation que lorsque la densité du cadmium augmente la densité électronique de saturation des métastables de l'hélium augmente donc le courant de saturation de ces états augmente.

τ est proportionnel à pression de l'hélium. Ainsi le courant de saturation des métastables de l'hélium diminue quand la pression de l'hélium augmente pour une pression de cadmium fixe.

L'intensité de la raie du laser est la mesure de la différence positive des densités de niveaux supérieur et inférieur respectivement de cette raie. Une image simple consiste à voir la saturation de l'intensité comme saturation de cette différence positive. Ceci est dû à la saturation du niveau supérieur ou à un remplissage du niveau inférieur par des effets autres que la transition radiative du niveau supérieur de la raie en question.

Le niveau supérieur du laser se peuple par :

- ❖ Processus de Penning à partir du fondamental de Cd.
- ❖ Excitation à partir de l'ion de cadmium.
- ❖ Excitation électronique directe à partir du fondamental de Cd.

Il se dépeuple par :

- ❖ Désexcitation radiative.

- ❖ Diffusion vers les parois avec un coefficient de diffusion dans l'hélium D_0 égal à $310 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ [42].
- ❖ Collision de seconde espèce.
- ❖ Excitation électronique vers $5s^2 \text{ } ^2D_{3/2}$ avec une section efficace égale à $7.10^{-16} \text{ cm}^{-2}$ [43]

Le niveau inférieur se peuple par :

- ❖ Processus de Penning à partir du fondamental de Cd.
- ❖ Excitation électronique directe à partir du fondamental de Cd.
- ❖ Excitation à partir de l'ion de cadmium avec une section efficace égale à $11.10^{-18} \text{ cm}^{-2}$.
- ❖ Désexcitation radiative du niveau supérieur.
- ❖ Désexcitation radiative d'autres niveaux supérieurs [38].

Il se dépeuple par :

- ❖ Désexcitation radiative.
- ❖ . On peut négliger la diffusion vers les parois étant donné la valeur très petite de sa durée de vie.
- ❖ Excitation électronique vers le niveau supérieur de la raie 441.56 nm .

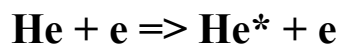
Moyennant toutes les techniques d'étude des décharges électriques (plasmas) c'est à dire méthodes spectroscopiques et technique des sondes et des études pendant deux décennies, on arrive aux résultats présentés dans le tableau 04.

	$^2S_{1/2}$	$^2P_{3/2}$	$^2D_{5/2}$
Durée de vie		3.5 ns	720 ns
Section efficace d'excitation par effet de Penning 2^3S_1	$2.8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	$0.30 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	$0.58 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$
Section efficace d'excitation par effet de Penning 2^1S_0	$3.9 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	$0.51 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	$0.94 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$
Section efficace d'excitation électronique à partir de 2S_0		$0.011 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	$0.03 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$
Section efficace d'excitation électronique à partir de $^2S_{1/2}$		$5.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	$1.9 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$

Tableau 04. Propriétés des niveaux supérieur et inférieur de la raie 441.53 nm [44].

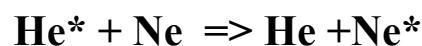
6.2. LE LASER He-Ne.

Le milieu actif est l'atome du Néon. Une excitation sélective du niveau supérieur de la raie laser par décharge électrique dans le néon pur n'est pas possible, pour cela on introduit l'hélium comme gaz tampon. Par décharge électrique, l'atome d'hélium est porté à un état excité selon le processus :



Les états excités sont l'état singulet et l'état triplet.

L'atome d'hélium excité He^* transmet son excès d'énergie à l'atome du néon par collision par effet de Penning selon la réaction :



D'après le diagramme énergétique des deux atomes on voit que :

Le niveau supérieur se peuple par transfert d'énergie résonant de l'état 2^1S de l'atome d'hélium vers l'état $3S$ du néon.

Le niveau supérieur se désexcite de façon radiative vers l'état $3P$ en donnant la raie $3.39\mu\text{m}$ et vers l'état $2P$ en donnant la raie 632.8 nm . Ainsi on voit qu'il y a compétition entre ces deux raies.

Le niveau inférieur se peuple par désexcitation du niveau $2P$ et par désexcitation du niveau $2S$ donnant la raie $1.15\mu\text{m}$. Ce niveau se dépeuple par désexcitation vers l'état $1S$.

Si on considère la raie visible 632.8 nm qui est une raie visible. Le transfert d'énergie par effet de Penning apparaît entre le niveau 2^1S de l'hélium et l'état supérieur de cette raie $3S$ du néon. Le niveau inférieur se désexcite principalement par collision contre les parois. C'est pour cette raison que les tubes des lasers He-Ne sont généralement des capillaires.

La figure 35 schématise le transfert d'énergie entre l'atome excité d'hélium et l'atome du néon.

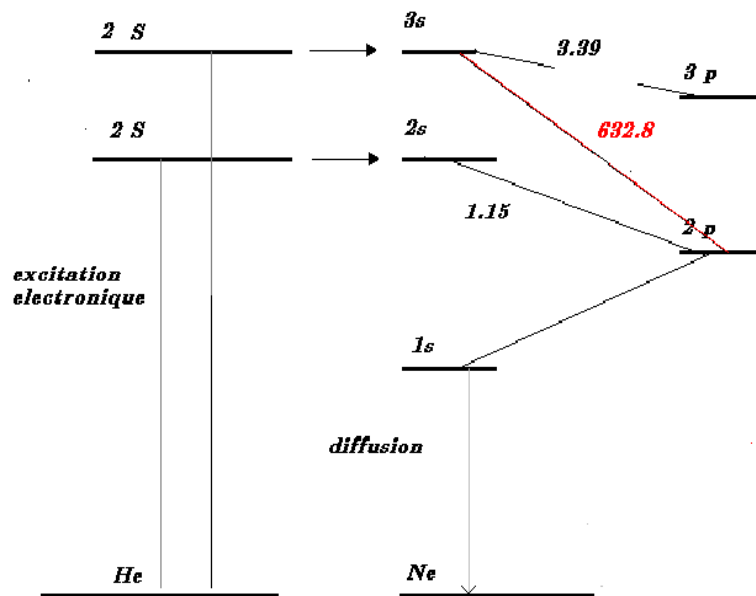


Fig. 35. Transfert d'énergie entre He^+ et Ne.

6.3. LE LASER IONIQUE A ARGON.

C'est un laser dont le milieu actif est l'ion excité de l'atome du gaz rare argon. Il émet sur plusieurs raies, mais on ne considère que la raie bleue 488.0 nm. Ce laser ne nécessite pas de gaz tampon, mais comme il s'agit d'un gaz rare et l'excitation se fait en deux étapes, son excitation exige un fort courant. G.P GOLDSBOUROUGH rapporte les caractéristiques des différents lasers à gaz. Ce laser exige un très fort courant, le rapport courant – diamètre est égal à 45 A mm⁻¹ [45]. Il est à très fort gain de l'ordre de 200% /mètre en régime pulsé. Le niveau supérieur est atteint en deux étape.

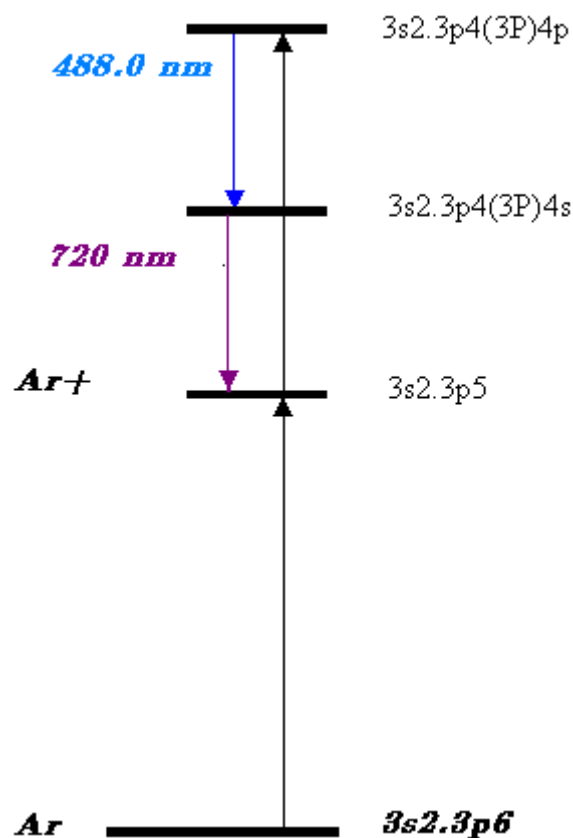
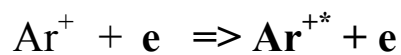
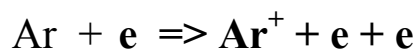


Fig. 36. Schéma d'énergie du laser Ar⁺ [46].

La figure 36 donne le schéma du laser Ar⁺.

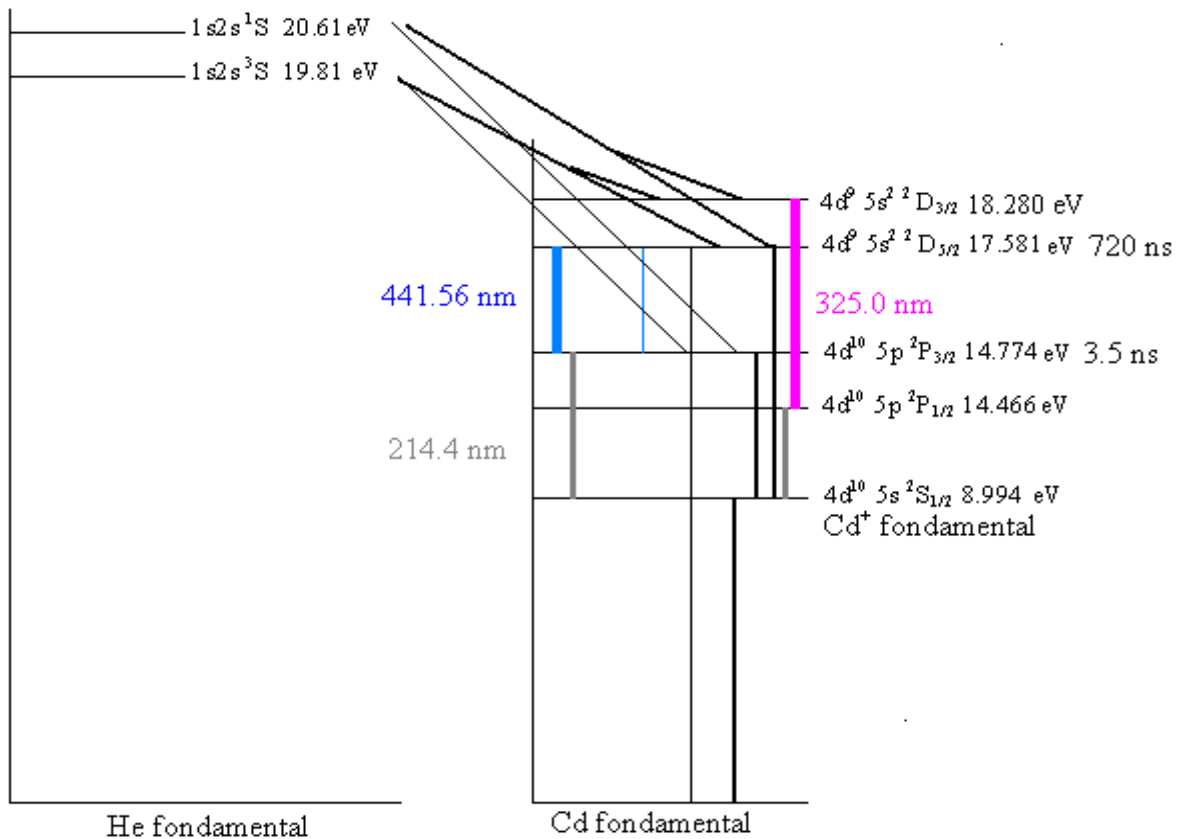


Fig. 37. Schema d'énergie du laser He-Cd [1].

7. CONCLUSION.

La figure 37 donne le schéma de transfert d'énergie entre l'atome d'hélium et l'atome de cadmium.

D'après ces schémas, on voit que le laser He-Cd ressemble en partie au laser He-Ne pour l'excitation et au laser à argon pour sa désexcitation.

Le laser He-Ne nécessite un faible courant de l'ordre d'une dizaine de milliampères étant donné que l'excitation du niveau supérieur est due à l'effet de Penning. Le laser d'argon ionisé nécessite un courant de plusieurs dizaines d'ampères. Il s'agit d'une excitation purement électronique. Le laser He-Cd nécessite un courant plus important que celui du laser He-Ne étant donné que l'excitation du niveau supérieur n'est pas purement par effet de Penning et ce courant est très faible devant le courant utilisé dans le laser d'argon ionisé étant donné que l'excitation n'est pas purement électronique.

CHAPITRE IV

ASPECTS TECHNOLOGIQUES.

1. INTRODUCTION.

Dans ce chapitre on montre le procédé suivi pour la réalisation des expériences montées et réalisées au niveau du laboratoire. On définit des grandeurs liées à l'expérimentation et on met en évidence les problèmes liés à la technologie des lasers à gaz.

2. DEGAZAGE DU VERRE.

En général, le verre contient de l'eau à sa surface. Il s'agit d'un verre humide. De même les couches internes contiennent de l'eau, du gaz carbonique et d'autres substances. Par mesure de précision et vu le gain très faibles du laser, il faut les éliminer. Ainsi on veille à évacuer le tube de ses impuretés. On réalise un vide partiel et un chauffage vers 100°C permet un séchage parfait de la surface interne. Pour les particules occluses il faut augmenter la température. Dans la littérature concernant le travail du verre pyrex [39], on trouve qu'il faut 450 à 500°C pour éliminer ces dernières. Le chauffage dure quelques heures. Le chauffage est assuré par une décharge électrique sous atmosphère d'argon.

On réalise une décharge dans un vieux tube ayant travaillé. En premier lieu on observe que la tension d'amorçage a diminué. Pour voir ce qu'il contient, on lance une décharge et on relève son spectre. On trouve deux raies étranges au spectre de l'hélium. Ce sont 434.0 nm et 486.1 nm. Elles se trouvent dans le spectre de l'hydrogène. Ceci est dû à la décomposition de l'eau. La figure 38 représente le spectre d'émission dans le tube en question.

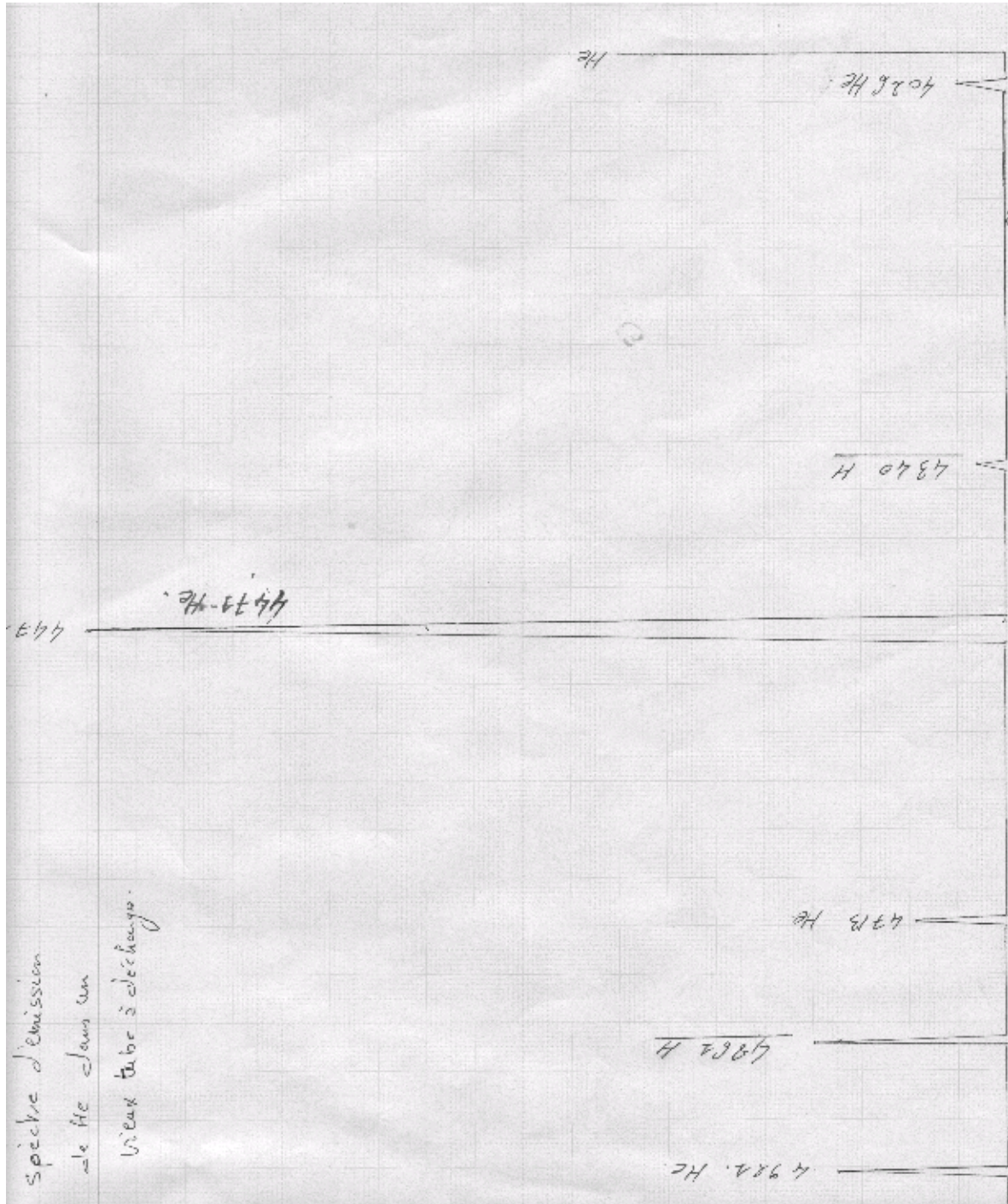


Fig. 38. Spectre d'émission d'une décharge dans un tube dégradé.

3. CALIBRAGE DU SPECTROMETRE.

Il s'agit d'un spectromètre Spectra Physics 1402. il est du type de Czerny-Turner à double système, c'est-à-dire qu'il comporte deux réseaux et dont les caractéristiques sont les suivantes :

Les miroirs sont aluminés et de distance focale 85 cm.

Les deux réseaux sont identiques, de longueur 110 mm et de pas 1200/mm blasés à λ 500.0 nm.

Pour accentuer l'effet du miroitement le réseau n'est pas plan mais il est en de dents de scie. L'effet est maximum pour une longueur d'onde λ égale à 500.0 nm. La figure 39 schématise la différences entre les deux constructions.

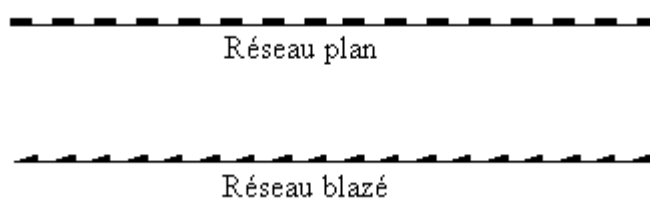


Fig. 33. Réseau plan et réseau blasé.

Pour l'étude de la décharge dans l'hélium, on calibre le spectromètre avec une lampe spectrale d'hélium. Pour l'étude de la décharge dans le mélange hélium vapeur métallique le calibrage se fait par l'intermédiaire de deux sources lumineuses la première est une lampe spectrale d'hélium et la seconde est une lampe spectrale de vapeur de cadmium.

Pour calibrer le spectromètre on opère comme suit :

Le spectromètre est mis au point par calibrage sur une large bande de longueur d'onde. Une valeur supérieure est la longueur d'onde associée au second ordre de la raie 632.8 nm du laser He- Ne.

1 - On fixe une longueur d'onde initiale sur le papier millimétré.

2 - On lance le balayage du spectre de la lampe spectrale et quand on arrive à la longueur d'onde fixée sur le papier, on lance le défilement du papier millimétré de la table traçante.

3 - On repère les longueurs d'ondes sur le papier millimétré.

4- On trace la courbe de correspondance valeur mesurée- valeur réelle. On obtient l'équation de calibrage du spectromètre. L'équation de calibrage du spectromètre est :

$$\lambda_{réelle} = 0.630407 + 0.99826 \lambda_{mesurée}$$

Cette équation appliquée à la longueur d'onde mesurée 441.7nm donne 441.561 nm.

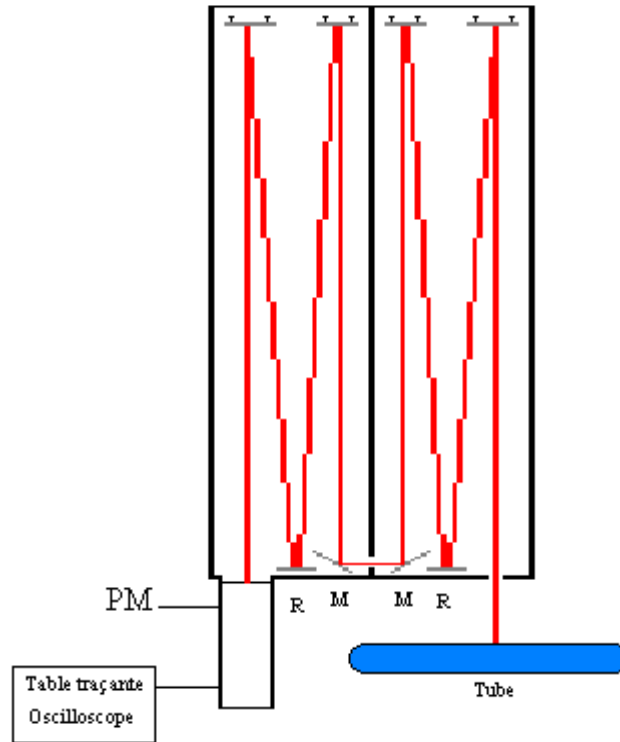


Fig.40. Système d'exploitation de la décharge.

La figure 40 schématise le système d'exploitation de la décharge.

4. CHOIX DES MATERIAUX DES ELECTRODES.

Le support du tube est en même temps électrode, on trouve que l'inox est le mieux adapté à la réalisation de ces dernières étant donné que le cuivre est malléable et son filetage est fragile. On utilise un système R.T.K.

Ivan REVEL[48] rapporte dans sa thèse de doctorat que ‘Turner [79] a calculé la distribution spatiale de densité de gaz tampon, grâce à un modèle Monte Carlo pour les particules pulvérisées dans les décharges magnétron pour la pulvérisation (1 – 20 mtorr). A pression constante, il a trouvé que le maximum de température du gaz tampon varie comme la racine carrée du courant de décharge. De plus, ayant fait des calculs dans l’argon et le néon, il a observé une élévation de température plus importante dans le cas de l’argon. Il a aussi mis en évidence l’influence du type de matériau sur le chauffage du gaz tampon. Ainsi, pour une cathode de carbone, le chauffage est inexistant, alors qu’il est maximal quand la cathode est en or, ceci pour des conditions similaires de décharge’.

On réalise des décharges dans l’hélium avec des cathodes de natures différentes l’une en aluminium et l’autre en carbone. Ceci est fait pour comparer nos résultats expérimentaux avec les résultats de théorie de Turner. Dans la première série d’expériences l’électrode en carbone est utilisée comme cathode. Dans la seconde série, c’est l’électrode en aluminium qui est utilisée comme cathode. On relève la température du tube au voisinage immédiat de la cathode à l’aide d’un thermomètre digital de type K. Les températures sont relevées à des intervalles de temps réguliers de trente secondes. La décharge est réalisée dans l’hélium pure avec les conditions suivantes :

$P_{\text{He}} = 10 \text{ mbar}$, $I = 350 \text{ mA}$, distance inter électrodes $d = 21.5 \text{ cm}$ cathode aluminium, anode carbone, température externe 16 C , pression résiduelle 10^{-3} mbar . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 41.

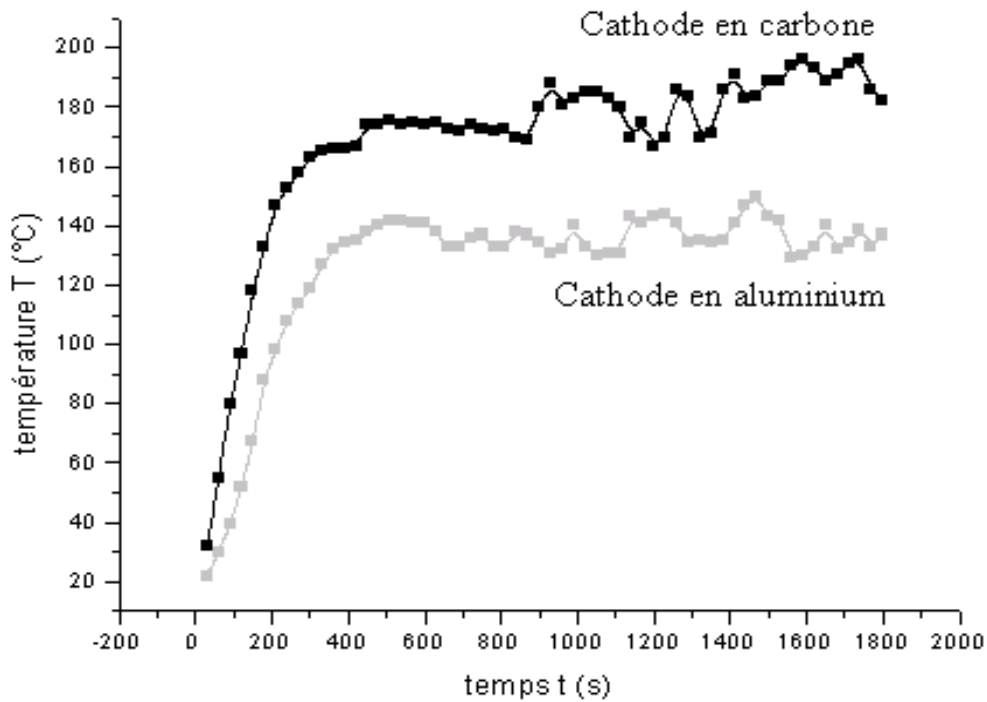


Fig. 41. Influence du matériau de la cathode sur la température de la décharge.

On trouve un résultat différent de celui de Tuner. On observe une fluctuation de la température plus importante pour le carbone que pour l'aluminium.

Le matériau à utiliser comme électrode doit présenter les caractères suivants :

- 1- Température de fusion plus élevée que la température de la décharge.
- 2 - α Coefficient de dilatation thermique faible.
- 3 - K coefficient de conductivité thermique faible.
- 4 - Un faible travail d'extraction.
- 5 - Un faible rendement de pulvérisation.
- 6 - Ne possède pas de raie au voisinage de la raie à étudier.

Le premier caractère apparaît évident. Dans le cas contraire l'électrode fond.

Le deuxième : L'augmentation des dimensions de l'électrode engendre des contraintes mécaniques plus fortes que la résistance mécanique du tube et ainsi le tube se brise

Le troisième. Un matériau qui présente un K élevé engendre des gradients de température ce qui mène à des instabilités dans la décharge, et peut provoquer des contraintes mécaniques néfastes pour le tube.

Le quatrième : d'après la lois de Richardson et Dushman :

$$J = AT^2 \exp(-e\phi/kT)$$

J : densité de courant électronique.

A : constante égale à $1.2 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-2}\text{K}^{-2}$ théoriquement, en pratique, elle dépend de la nature du matériau et de sa structure.

ϕ : travail d'extraction qui dépend de la nature du matériau..

Dans les mêmes conditions de décharge, le matériau qui présente le travail d'extraction le plus faible libère beaucoup plus d'électrons que celui qui présente un travail d'extraction plus élevé s'ils ont le même A . Ainsi la décharge aura lieu pour une tension d'amorçage inférieure pour un matériau présentant le potentiel d'extraction le plus faible.

Le cinquième : sous l'effet du flux ionique incident, la cathode s'érode et peut entraîner une pollution du milieu actif. Une électrode en clinquant s'est transformée en cendre et on a la couleur bleue sans introduction du cadmium dans une série de manipulations.

La figure 42 est la photographie de l'érosion d'une électrode en clinquant.



Fig. 42. Photographie de l'érosion de la cathode en clinquant, lors d'une manipulation.

Le sixième: sous l'effet de la pulvérisation assez faible quelle soit, le phénomène d'absorption de la raie à étudier est amplifié par une quasi-résonance et des pertes sont introduites.

5. CATHODE FROIDE, CATHODE CHAUDE.

5.1. CATHODE FROIDE.

La tension de maintien dans un tube à décharge est donnée par l'équation d'une droite [8]:

$$V = A.x + B$$

x : longueur du tube.

A et B sont deux constantes fonction de la nature du gaz et de la pression. Quand B est grande, elle implique une grande valeur de la tension appliquée au tube de décharge. Ainsi l'efficacité lumineuse est réduite par rapport à la décharge à cathode chaude. Mais la simplicité de réalisation de la cathode et la réduction du circuit de chauffage rend la cathode froide préférable si on utilise un bon matériau pour la cathode. On dit que la cathode est activée si on la recouvre par une couche de matériau à faible travail d'extraction.

5.1.1. DETERMINATION DE A ET B POUR LA DECHARGE DANS L'HELIUM.

Le tube de décharge est un tube pyrex de cinq millimètres de diamètre interne. Afin de déterminer A et B, on réalise deux décharges dans l'hélium pur et dans deux tubes de longueurs différentes. Un vide de 5×10^{-3} mbar est atteint, on introduit le gaz d'hélium, les électrodes sont en inox. On trouve :

Longueur du tube (cm)	Tension de maintien (V)
94	2100
146	3100

Tableau 05. Relevé de la tension de maintien en fonction de la longueur.

Si on estime que l'erreur relative sur la longueur est de 1/1000 et sur la tension suite à l'utilisation de la sonde est 10/100 alors :

$$A = 19 \pm 2 \text{ Vcm}^{-1}$$

$$B = 292 \pm 30 \text{ V}$$

5.2. CATHODE CHAUDE.

La caractéristique essentielle de cette cathode est la réduction de la chute cathodique B. La température de la cathode est de l'ordre de 900 °C. Elle est en général en tungstène recouvert d'un oxyde d'alcalino-terreux. Elle exige un circuit de chauffage auxiliaire qui peut être très compliqué.

Dans le cas des décharges de forte densité de courant, cas du laser à argon, on a recourt à la cathode chaude pour une autre application. Les ions attirés par la cathode ont une grande impulsion par rapport aux électrons. Ainsi leur impact sur la cathode est plus important, la cathode s'érode. La cathode chauffée émet des électrons par thermo émission. Ces derniers en se recombinant avec les ions incidents les neutralisent. Le mouvement dirigé des ions est transformé en un mouvement désordonné et l'impact des ions sur la cathode est amorti.

5.2.1. DETERMINATION DE A ET B POUR LA DECHARGE DANS LE MELANGE

He-Cd.

Etant donné les relations pour les deux sortes de cathode pour la colonne positive, on peut maintenant interpréter la chute de la tension de maintien et la dérive du courant observée au paragraphe III.5.2. On réalise deux décharges similaires dans deux tubes de longueurs différentes. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 06.

Longueur du tube cm	Tension de maintien V
94	1300
146	2000

Tableau 06. Relevé de la tension de maintien en fonction de la longueur du tube.

D'après la caractéristique des tubes à décharge [8] on a :

$$V = Ax + B$$

V : tension de maintien de la décharge, B: chute cathodique, x : longueur du tube.

$$2000 = A \cdot 146 + B$$

$$1300 = A \cdot 94 + B$$

D'où:

$$A = 13 \pm 1. \text{ V cm}^{-1}$$

$$B = 34 \pm 3 \text{ V}$$

On trouve que la chute cathodique B est petite pour la décharge dans He-Cd que pour l'hélium pur. Ainsi on peut conclure que sous l'influence de la vapeur de cadmium qui est très massive et dont le nombre de masse moyen A est égal à 112, on passe d'une décharge à cathode froide à une décharge à cathode chaude. D'où nécessité de développer un système de régulation de courant qui supporte les puissances de l'ordre de 300 watts.

Remarque : La réalisation du régulateur de courant est délicate. On choisit une solution qui consiste à refroidir les électrodes par une ventilation forcée à l'aide de ventilateurs $12 \cdot 12 \text{ cm}^2$ et une stabilité du courant est observée ce qui a permis de retrouver les résultats donnés ci-dessus.

Pour montrer de façon explicite la transition du régime à cathode froide au régime à cathode chaude. On relève les tensions de maintien des décharges similaires avec et sans ventilation nous présentons les résultats dans tableau 07.

Longueur du tube cm	U_m (V) He avec ventilation	U_m (V) He sans ventilation	U_m (V) He-Cd avec ventilation	U_m (V) He-Cd sans ventilation
146	3100	3100	3100	2000
94	2100	2100	2100	1300

Tableau 07 Tension de maintien avec et sans ventilation des électrodes dans He et He-Cd.

Les résultats du tableau 07 montrent de façon évidente la transition de la décharge du régime à cathode froide à la décharge à cathode chaude sous l'effet de la vapeur de cadmium. Dans les travaux actuels, on montre que la température de la cathode est le paramètre le plus critique pour les décharge à faible pression [49].

5.3. GEOMETRIE DES ELECTRODES.

Lors d'une manipulation, même avec le cadmium fondu dans une ampoule en pyrex, du côté de la cathode, on a uniquement la décharge dans l'hélium. Pour exciter le cadmium, on change la polarité. Cette fois la cathode est une épine en tungstène, elle surchauffe et la soudure verre –métal fond. On observe le rôle de la géométrie de la cathode. Ainsi les dimensions de la cathode doivent être calculées de façon à éviter sa surchauffe.



Fig. 43. Photographie d'une électrode en épine.

La figure 43 représente une électrode en épine utilisée comme anode dans le laser à Argon.



Fig.44. Electrode en inox.

La figure 44 représente une électrode en inox. Il s'agit d'un cylindre creux d'épaisseur de l'ordre du millimètre.

Dans les lasers scellés, pour que la température n'augmente pas de façon inadmissible, on utilise des cathodes de très grande surface. C'est le cas des lasers He-Ne .



Fig. 45. Photographie d'un laser He-Ne.

Il s'agit du laser He-Ne de spectra physics modèle 120 D. La distance inter-électrodes est égale à 290 mm alors que la cathode a pour longueur 153 mm et pour diamètre 25 mm. Les dimensions de cette cathode sont calculées pour éviter le problème de surchauffe.

On réalise une série d'expériences pour démontrer expérimentalement l'influence du matériau de la cathode sur la tension d'amorçage dans les mêmes conditions de décharges i.e même pression et même anode. On utilise des cathodes en aluminium, en inox et en carbone pour comparer les tensions d'amorçage.

Les conditions expérimentales sont :

Distance inter électrodes $D = 24$ cm. Pression du gaz hélium $P_{\text{He}} 3$ mbar.

Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau 8 :

Matériau de la cathode	Tension d'amorçage (kV)
Carbone	2.5
Aluminium	2.1
Inox	1.9

Tableau 8. Relevé des tensions d'amorçage en fonction du matériau de la cathode.



Fig. 46 Photographie d'une électrode en carbone.

La figure 46 représente une électrode en carbone.

5.4. DECAPAGE DES ELECTRODES.

Les électrodes ne jouent leur rôle que si elles sont bien faites. Récupérées de l'atelier de mécanique, les électrodes portent des grains métalliques qui induisent des arcs électriques et déstabilisent la décharge. Ainsi il faut les frotter avec du papier de verre et essuyer avec du coton propre. Pour enlever toute trace de graisse, on les rince avec de l'acétone. Dans la décharge, la graisse en s'évaporant pollue la décharge et grille les électrodes, d'où changement des caractéristiques des électrodes.

6. REALISATION DES PIECES MECANIQUES.

Pour surmonter le problème de soudure verre – métal, on est amené à la conception de nouvelles pièces. On réalise les montages suivants :

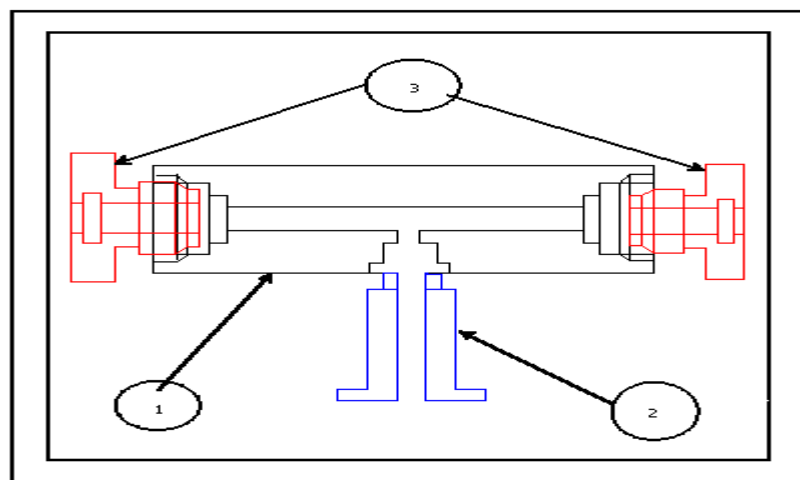


Fig. 47. Schéma de la cellule étanche.

- 1 - cellule étanche assurant la liaison des pièces en verre (tube de décharge, angle de Brewster...)
- 2 – embout pour pompage ou introduction de gaz. S’il est fermé en bas, il peut être utilisé comme étuve pour évaporer le cadmium.
- 3 – vis étanche

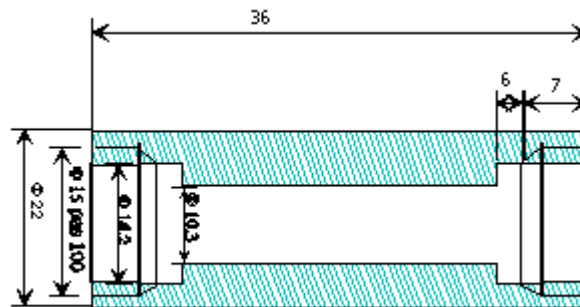


Fig. 49. Cellule étanche pleine.

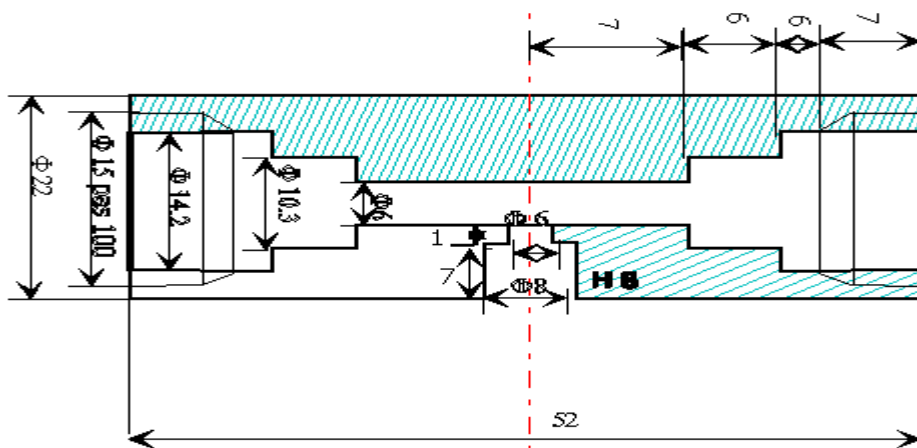


Fig.50. Cellule étanche avec orifice.

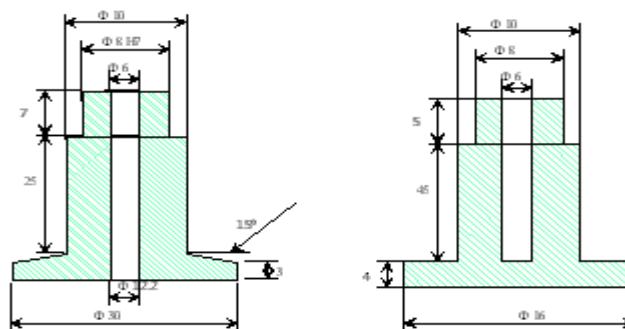


Fig. 51. Embout et creuset.

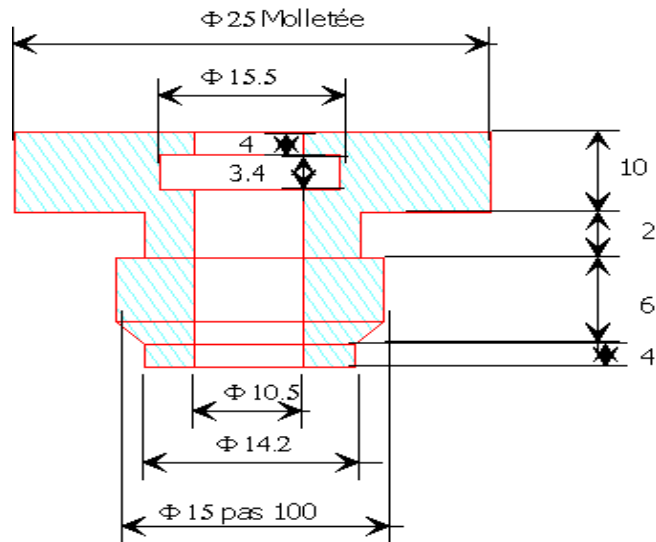


Fig. 52. Vis étanche.

Ce jeu de pièces permet d'atteindre et de maintenir un vide secondaire. Il est facile à manipuler. Il libère les montages des laboratoires de recherches de l'image du montage fixe. Avec l'utilisation de joints en silicone, il permet une meilleure utilisation pour les hautes températures.

La mesure du vide se fait par une jauge de Pirani qui se base sur le principe de la perte de la chaleur par conduction gazeuse d'un filament parcouru par un courant électrique. Ce dernier est utilisé comme un bras d'un pont de Wheatstone. La résistance électrique est fonction de la température, il mesure les variations de la résistance dues au refroidissement par le gaz. Cette perte est proportionnelle à la pression pour une température donnée du filament. La vapeur métallique vient se déposer et se diffuser dans le filament et après refroidissement, le filament n'a plus la même caractéristique et le calibrage de la jauge n'est plus vérifié. La fonction tension appliquée – pression dans le tube n'est plus la même. Ainsi il faut protéger la jauge de la vapeur. En premier lieu on doit déposer des fines grilles métalliques juste après la cathode. Cette grille empêche le plasma de se prolonger au-delà de la cathode. En second lieu, on place la jauge après une vanne que on ferme une fois la pression voulue du gaz introduit est atteinte.

CHAPITRE V

EXCITATION DE LA DECHARGE.

1. CARACTERISTIQUE COURANT – TENSION DE LA DECHARGE.

Soit un tube à décharge électrique de 95 cm de longueur et 5 mm de diamètre interne. On réalise un vide de l'ordre de 5.10^{-3} mbar. On introduit le gaz d'hélium à 7.10^{-1} mbar. On relève la caractéristique courant – tension.

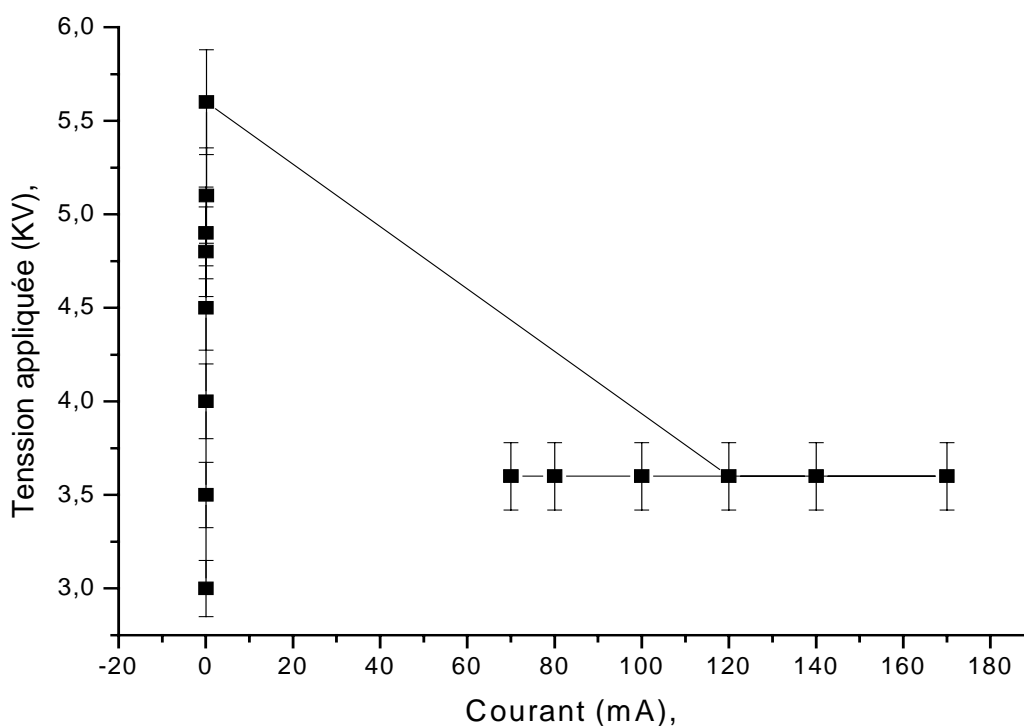


Fig. 53. Caractéristique I- V de la décharge.

La droite oblique est fictive, il s'agit du régime de transition diélectrique - conducteur.

La tension d'amorçage de la décharge est six kilovolts (6KV). Une fois amorcée, la tension de la décharge reste constante dans un large intervalle de part et d'autre du courant atteint après

l'amorçage. L'incertitude relative sur les valeurs de la tension appliquée peut être approchée à dix pour cent étant donné que la tension de maintien d'un tube fluorescent est quatre-vingt-dix volts alors que la valeur mesurée est cent volts.

D'après la figure 53 on voit qu'on passe d'un régime à un autre. Le courant est de l'ordre de quelques microampères pour des tensions élevées puis devient de l'ordre de quelques milliampères pour des tensions plus basses. C'est à dire le gaz passe de l'état diélectrique à l'état conducteur pour une certaine tension dite tension d'amorçage. Cette tension est assez élevée elle dépend de plusieurs facteurs en premier lieu la nature du gaz et de sa pression, la nature des électrodes et des dimensions du tube, elle croit quand on s'éloigne de $(Pd)_{\min}$. L'utilisation d'une alimentation qui amorce et maintient la décharge n'est pas rentable du fait des pertes par effet joule. On utilise alors un circuit auxiliaire dont le rôle est d'assurer une surtension passagère permettant l'amorçage de la décharge. Une fois la décharge amorcée, une tension plus petite avec un courant plus élevé peut maintenir la décharge.

2. RESULTATS.

Dans la limite des courants fournis par l'alimentation, une fois amorcée la décharge, la tension à ses bornes reste constante quelque soit le courant. Cette propriété est utilisée pour stabiliser les tensions. Une charge placée en parallèle avec un tube de décharge aura toujours la même tension lorsque le courant fourni par le générateur varie.

Dans une première série, il était impossible de maintenir la décharge pour les faibles courants. Il a fallu augmenter la résistance limitatrice et passer de 4.7 K Ω à 7.2 K Ω . La résistance de deux mille cinq cent Ohms est une association en série de vingt cinq résistances Sfernice R.W.M 10.64 100 Ω dont chacune dissipe 25 watts. Il faut refroidir les résistances par ventilation étant donné que la caractéristique de la résistance change avec la température.

Ainsi on trouve que pour augmenter le courant dans la décharge, il faut réduire la résistance limitatrice, un fait qui peut être facilement expliqué. Mais comment expliquer le fait d'augmenter la résistance limitatrice, permet de maintenir la décharge avec un très faible courant, alors que la décharge disparaît pour un courant plus élevé pour une résistance plus petite.

3. INTERPRETATIONS.

Si on calcule la résistance dynamique comme étant :

$$R_d = \lim_{\Delta I \rightarrow 0} \frac{\Delta V}{\Delta I} \quad (\text{V-1})$$

Alors R_d est toujours nulle, une fois amorcée la décharge.

Nous revenons au modèle théorique et nous appliquons la loi d'Ohm.

$$\bar{J} = \sigma \bar{E} \quad (\text{V-2})$$

$$V = \bar{E} \cdot \bar{L} \quad (\text{V-3})$$

$$I = \bar{J} \cdot \bar{S} \quad (\text{V-4})$$

La résistance est alors :

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S} \quad (\text{V-5})$$

Qu'est ce qu'il varie dans cette formule ?

On revient à la décharge, on réduit le courant de façon importante. On remarque que la colonne luminescente devient un fin fil lumineux. On en déduit que c'est section droite de la décharge qui varie.

$$V = RI = \frac{1}{\sigma} L \frac{I}{S} \quad (\text{V-6})$$

Ainsi quand I croît, la section droite de la décharge croît dans le même rapport. La tension appliquée aux bornes de la décharge électrique reste constante dans la limite où la conductivité reste constante et ceci est dans un intervalle de courants précis.

On revient à la caractéristique de la décharge figure 53.

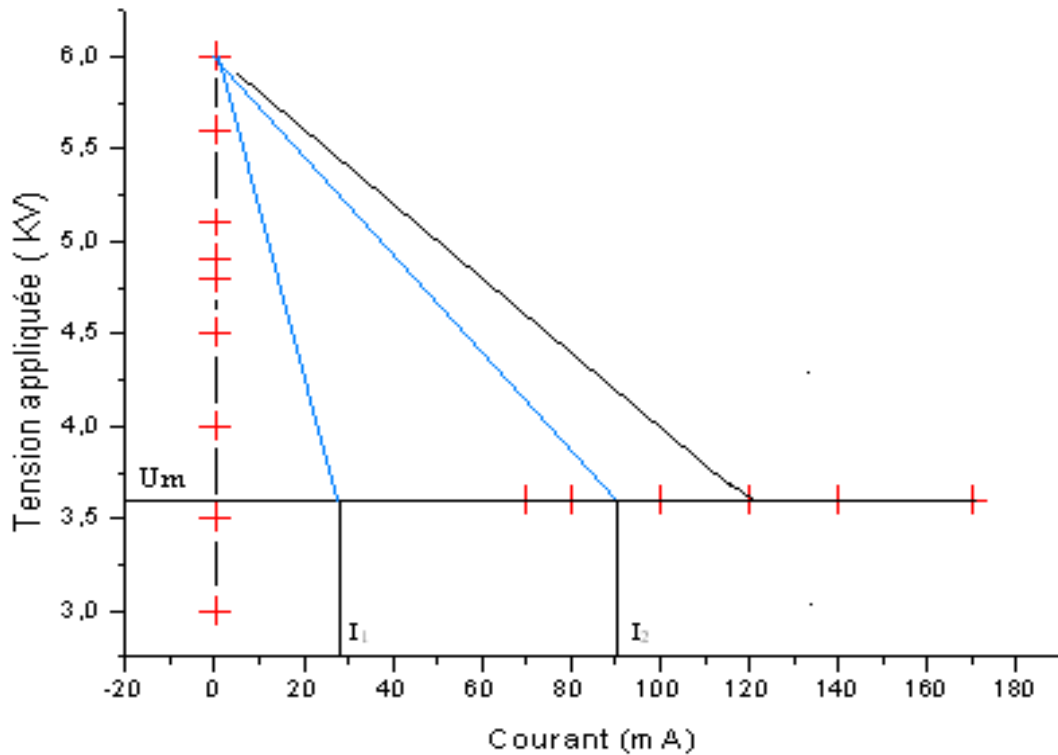


Fig. 54. Caractéristique de la décharge.

U_a est la tension d'amorçage.

U_m est la tension de maintien de la décharge. Elle est constante dans l'intervalle de courant étudié.

La résistance dynamique de la décharge est négative étant donné que le rapport $\Delta V / \Delta I$ est négatif.

La résistance limitatrice doit être au minimum égale à la résistance dynamique en module. On applique une tension U .

$U = U_0 + RI$: est l'équation de charge.

Au courant I_1 on a $U_1 = U_0 + R_1 I_1$ et la décharge présente une résistance dynamique R_{d1} .

Au courant I_2 on a $U_2 = U_0 + R_2 I_2$ et la décharge présente une résistance dynamique R_{d2} .

Il faut considérer R_{d1} entre U_a et U_m pour la valeur de I_i .

Comme R_{d1} est supérieure à R_{d2} en valeur absolue alors R_1 doit être supérieure à R_2 .

Le circuit d'excitation de la décharge se compose des trois éléments essentiels qui sont :

- 1- Circuit d'amorçage ou starter, il a pour rôle d'assurer la surtension passagère d'amorçage et de porter la décharge au point C de la figure N° 4.
- 2- Circuit de maintien de la décharge. Ce circuit a pour rôle le maintien d'une décharge stable.
- 3- Un limiteur de courant. Pour que le courant dans la décharge n'augmente pas de façon inadmissible et ne fait pas sauter le circuit du primaire, on utilise un limiteur de courant qui est une résistance placée en série avec le tube de décharge.

Le circuit d'excitation (starter et tension de maintien) peut être selon les conditions de fonctionnement un circuit parallèle, série ou composé.

Pour amorcer la décharge de 92 cm de longueur, on a utilisé un générateur de pulse réalisé au laboratoire [50]. Il développe un pulse de vingt sept kilovolts et de durée trois microsecondes. Il est utilisé en parallèle. Ce générateur ne permet pas l'amorçage d'un tube de 146 cm.

La recherche dans des anciens documents [9] nous conduit à un système très facile. Il s'agit de prolonger un fil conducteur le long du tube. Ce fil est connecté à la cathode. Ça permet de réaliser une très belle décharge dans un tube de cent quarante six centimètres de longueur et cinq millimètres de diamètre interne. Elle est stable.

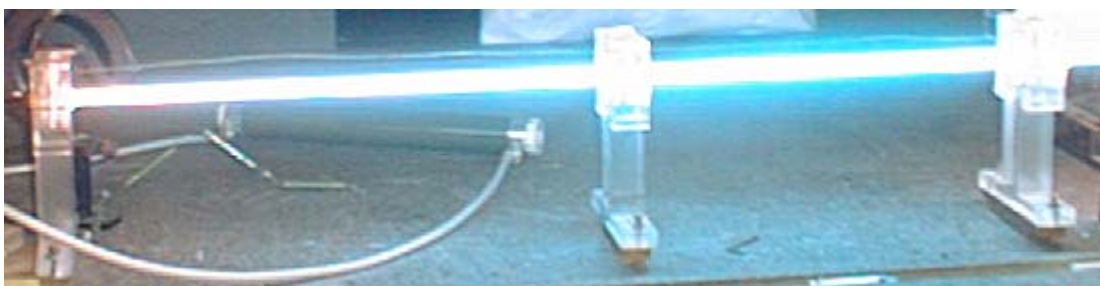


Fig. 55. Photographie de la décharge amorcée par un fil métallique.

4. CIRCUIT MULTIPLICATEUR DE TENSION.

Un circuit multiplicateur de tension permet d'atteindre des tensions importantes avec des transformateurs qui ne délivrent pas la tension d'amorçage ou de maintien voulue. Pour nos séries d'expériences, on a réalisé un circuit doubleur de tension de Schenkel.

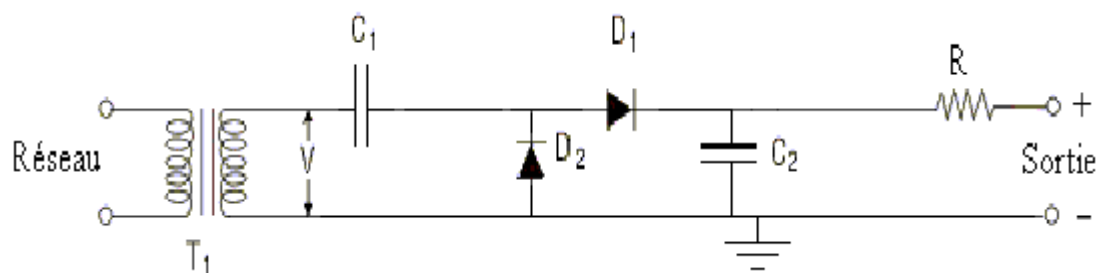


Fig. 56. Doubleur de Tension de Schenkel.

A 1

NOTIONS D'ELECTRONIQUE ET DE THERMIQUE.

1. NOTIONS D'ELECTRONIQUE.

La résolution du problème de la dérive du courant, posé lors du passage de la décharge dans l'hélium à la décharge dans le mélange He-Cd, nous conduit à la recherche d'un régulateur de courant qui supporte les puissances mises en jeu, de l'ordre de 300 watts.

Deux méthodes sont à exploiter. La première c'est la réduction du courant au secondaire. Par incorporation d'un système jouant le rôle d'une résistance variable. Le montage le plus facile à notre disposition c'est l'association d'une série de transistors comme suit :

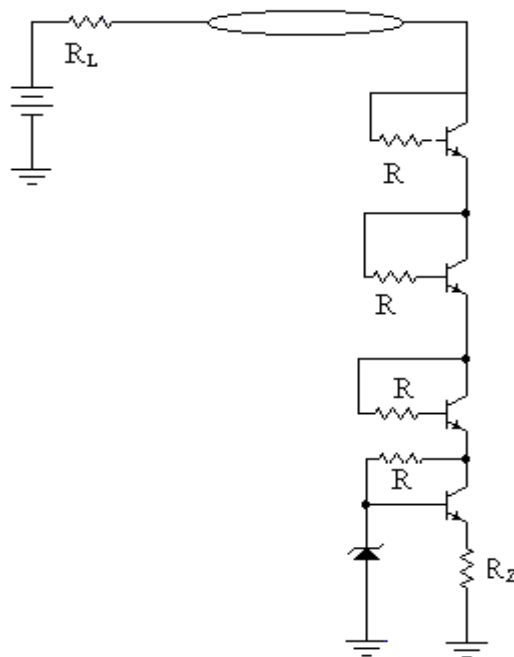


Fig. 57. Schéma du régulateur de courant.

La diode Zener impose à la résistance R_Z un courant fixe. Ce courant n'est rien d'autre que I_e courant d'émetteur qui est lié à I_c et I_b . les résistances R sont des résistance de polarisation, elles permettent la circulation des courants I_b . La tension fournie par l'alimentation est suffisante pour

maintenir la décharge et polariser le bloc de transistor. Lors du passage de la décharge dans l'hélium pur à la décharge dans le mélange He-Cd, la chute de potentiel associée à cette transition est reçue par le bloc via la variation de V_{ce} étant donné que I_e est toujours le même.

Les composants utilisés dans ce montage doivent être des composants de puissance et de précision. Ils sont qualifiés de military application.

Avec la puissance développée dans ces conditions, les composants sautent par effet thermique. on doit utiliser des radiateurs pour évacuer la chaleur en excès. Dans les data book, on cherche les transistors adéquats ainsi que leurs propriétés. On trouve que le transistor Bux 48 peut supporter ces contraintes.

2. NOTIONS DE THERMIQUE.

Parmi les données dans les datas books, on trouve :

T_{jmax} qui est la température maximale que supporte la jonction.

P_{tot} puissance totale dissipée à 25° C.

$R_{thj-case}$ résistance thermique jonction- boîtier.

Le transistor n'est placé directement sur le radiateur mais il est isolé électriquement par l'intermédiaire d'une lame de mica présentant une résistance thermique de l'ordre de 0.5° C/W.

Le contact transistor- radiateur est amélioré par application d'une graisse silicone bonne conductrice de chaleur.

Les cours de thermique [51] nous apprennent que la résistance thermique d'un radiateur est :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P}$$

Où ΔT est la différence de température et P la puissance évacuée.

Quand on a une association de matériau ma résistance totale est la somme des résistances de chaque élément.

Dans les catalogues spéciaux on trouve les caractéristiques des radiateurs.

Application pour le Bux 48.

Si on pose que la température du transistor en fonctionnement est 50 ° C, alors :

$$\text{La puissance évacuée est } P = \frac{200 - 50}{1+1+05} = 60\text{W}$$

$$\text{La puissance est } U \cdot I, \text{ donc le courant admissible } I = \frac{60}{250} = 240 \text{ mA}$$

La deuxième solution qui consiste à contrôler le courant du primaire peut être atteinte par plusieurs schémas possibles. La tension développée par le comparateur peut être utilisée pour :

- 1 Contrôler l'enfoncement d'un noyau dans le transformateur et ainsi introduire des pertes dans ce dernier par fuites magnétiques.
- 2. Désaimanter une inductance saturée qui est en série avec le primaire du transformateur et ainsi réduire la puissance introduite dans le transformateur.

La figure 58 représente la photographie du montage de régulation de courant.



Fig. 58. Photographie du système de régulation de courant.



Fig. 59. Photographie de la déformation des ampoules en pyrex sous l'effet de la température.

La figure ci-dessus représente la déformation d'une ampoule de pyrex utilisée comme creuset.

CONCLUSION.

Dans cette thèse qui rentre dans le cadre de la recherche expérimentale dans le domaine de la technologie des lasers, on a pu passer en revue les différents aspects pratiques que l'on retrouve dans la mise au point d'un laser He-Cd. Ce type de laser englobe à lui seul les difficultés que l'on retrouve dans les autres lasers à gaz :

- 1- He-Ne avec les problèmes liés au faible gain de ce laser.
- 2- Ar ionisé et les problèmes du grand courant de décharge.
- 3- Vapeur métalliques et les problèmes du chauffage, de la cataphorèse et de la stabilité de la décharge.

La résolution des problèmes technologiques nous permet d'aborder plus facilement la construction de tout laser à gaz et particulièrement celui à He-Cd, vers lequel est orienté notre travail.

Les résultats de l'étude de la formation de la vapeur, nous permet de choisir la configuration du laser à vapeur métallique convenable en contournant les problèmes liés à la cataphorèse. Nos résultats (concernant les influences thermiques et la polarisation électrique) nous permettent également de respecter les conditions de stabilité de la décharge.

En plus des diverses approches théoriques et techniques expérimentales, nous retrouvons dans cette thèse des solutions technologiques concernant les points suivants:

- Dégazage des matériaux du corps du laser.
- Calibrage du spectromètre.
- Choix des matériaux.
- Caractéristiques des électrodes.
- Circuits d'excitation.
- L'électronique de puissance.

REFERENCES

- [1] Cadmium spectra. A .G. Shenstone and J.T. Pittnrger *J. Opt. Soc. Am.* vol 39. N° 3.(1949). P 219.
- [2] Laser action in singly ionized Ge, Sn, Pb, In, Cd and Zn. W.T Silfvast & al. *Applied physics letters*. Vol 8 N° 12, (1966). P 318.
- [3] *Gaseous Electronics and Gas Lasers*. B. E. Cherrington.
- [4] Second-kind collisions of electrons with excited Cd^+ , Ca^+ , Tl^+ and Pb^+ ions. J. M Green and C.E. Webb. . *J. Phys. B*. Vol 8. N° 9, (1975) P 1484.
- [5] *Gaseous electronics* Ed Merle N Hirsh. University of Minnesota.
- [6] *Plasma Phenomena in Gas Discharge* By Raoul N. Franklin. Clarendon Press. Oxford. 1976.
- [7] Modélisation Dimensionnelle d'un Laser XeCl. Contribution à l'Etude des Instabilités Ahmed BELSARI thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse France Novembre 1993.
- [8] *L'Eclairage par fluorescence*. R.CADIERGUES. DUNOD 1951.
- [9] *Bases physiques de la technique électronique*. S. Fridrikhov, S. Movnine. Edition Mir. Chap 11. P 609.
- [10] Pressure effects on the development of an electric discharge in non-uniform fields.P.Tardiveau & al. *J.Phys.D*. Vol 34, (2001). P 1690.
- [11] Electrical breakdown in low pressure gases. Momčilo M Peejovič & al. *J.Phys.D*. Vol 35, (2002). P R91.
- [12] *Introduction to gas discharge*. N St Braithwaite. *Plasma Sources Sci technol*. Vol 9. (2000). P 517.
- [13] *Cours élémentaire de Physique: Electricité et Magnétisme*, Edition Mir. chap. 8. P 193.
- [14] *Electromagnétisme et ondes électromagnétiques*. A. Akhiezer. I. Akhiezer. Edition Mir. Chap 1 P 246.

- [15] Physique appliquée aux industries du vide et de l'électronique T 1. G.A Boutry .Masson&Cie 1962.
- [16] Introduction to Plasma Physics.C17 Lecture Notes. John Howard. Plasma Research Laboratory. Research School of Physical Sciences and Engineering. Australian National University.
- [17] Physical Review, Series 1, 18:135(1904). At:
http://www.physics.ucla.edu/~cwp/internal/Nuclear_Physics/Gates,_Fanny_Cook@842511724.html
- [18] Penning ionization in He-Cd dc discharge. W.T Silfvast.Physical Review Letters. Vol 27 N° 22 (1971). P 1489.
- [19] Effect of Helium on Population Inversion in the Helium-Neon Laser.R.T.Young & al. J.Applied Physics. Vol 41 N° 7(1970). P 2936.
- [20] Metastable densities and excitation processes in the He-Cd laser discharge. P.G. Browne and M. H. Dunn. J. Phys. B Vol 6 (1973). P 1103.
- [21] Absorption studies of helium metastable atoms and molecules. A.V. Phelps. Physical Review . Vol 99. N° 4 (1955). P 1307.
- [22] Energy distributions of electrons ejected in collisions of He metastable atoms with He metastable atoms. S Innaba & al. J. Phys. B Vol 18 (1985). P L 721.
- [23] Nist at: http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd
- [24] Experimental and theoretical investigation of even $mp^5_{1/2} np'$ autoionizing resonances of rare gas atoms. T Peters & al. J. Phys. B. Vol 38 (2005).P S51–S64.
- [25]At : <http://www.pa.uky.edu/~bauman/Dissertation/HTML/node90.html>.
- [26] Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. U. Fano. Physical Review Vol 124, N° 6(1961). P 1866.
- [27] Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts at nist. Prepared by Charles W. Clark.

- [28] Magnetic dipole resonance of excited levels in free ions of Cd II and Zn II. Edmond Geneux and Barbara Wanders –Vincenz .Physical Review Letters.Vol 3 N° 9. Nov 1959. P422.
- [29] Electron correlation resulting in strong ion lines. H.A. Hyman. Chemical Physics Letters. Vol 10. N° 2.P 242.
- [30] Stable, long life cw excitation of helium-cadmium lasers by dc cataphoresis.J.P Golgsborough . Applied Physics Letters Vol 15, N° 6 (1969). P 159
- [31] Stabilisation of He-Cd laser. K.G. Hernqvist. Applied Physics Letters. Vol 16, N° 11.(1970). P 464.
- [32] Cataphoresis in the Helium-Cadmium laser discharge tube. T .P. Sosnowski. J .Applied Physics. Vol 40. N° 13 (1969). P 5138.
- [33] Spectroscopic study of the positive column in a helium- cadmium capillary glow discharge. C. Boulmer-Lebourgne & al. J. Phys. D: Vol 20, (1987) P 579.
- [34] Gas Discharge Plasmas Chapter 1 Introduction.
- [35] Ion densities in a positive column He-Cd⁺ laser discharge. M. Mori & al. J. Applied Physics. Vol 48 N°6(1977). P 2226.
- [36] Application of controlled cathodic sputtering to a helium-cadmium laser. D.J. Brink and V. Hasson. J. Phys. D. Vol 8, (1975). P L 35.
- [37] Life time measurements in cadmium II using the electron-photon delayed coincidence technique. D.A. Shaw & al. J. Phys. B:.. Vol 8.N° 15 (1975) 2456.
- [38] Excitation mechanism of the Cd (II) 441.6 nm laser in the positive column He-Cd discharge. M. .Mori & al IEEE J.Q.E Vol 14. N° 6, (1978). P 427.
- [39] Laser oscillation at 4416 Å in Ne-Cd discharge. L .Csillag & al. Physics letters. Vol 34 A N°2, (1971). P 110.
- [40] Effective cross section for the formation of excited cadmium ions during ionization of cadmium atoms by electron impact. S.P. Varshavskii& al. Optics and Spectroscopy (1970). P 341.

- [41] Saturation and discharge studies in the He-Cd laser. T. Giallorenzi and S.A Ahmed. IEEE J.Q.E Vol 7. N° 1, (1971). P 11.
- [42] Determination of the rate constants for population of the individual Cd⁺ levels in thermal Penning and charge transfer reactions of He^{*} (2³S₁) and He⁺ with cadmium. P Baltayan & al J. Phys. B: Atom. Molec Phys Vol 18, (1985). P 3615.
- [43] Perturbation spectroscopy of the He-Cd laser discharge. P.G Browne and M.H. Dunn. J. Phys. B. Vol 7.N° 15, (1974). P 113.
- [44] Determination of the Penning excitation cross-sections of individual Cd (II) states for He metastable atoms using Penning electron spectroscopy S. Innaba & al J. Phys. D:Vol 15.(1982) P 35.
- [45] Laser hand book G.P GOLDSBOUROUGH. Eds Amsterdam : North-Holland.,(1972).P 620.
- [46] Physique des processus dans les générateurs de rayonnement optique cohérent. L. Tarassov Edition Mir. P 42 .
- [47] Technique du vide. A. L. Riemann. Dunod.1956.
- [48] Simulation Monte Carlo des particules lourdes dans les décharges luminescentes. Ivan Revel. Thèse de Doctorat. Université Paul Sabatier - Toulouse (1999) P 95.
- [49] Cathode fall measurements in fluorescent lamps. Robert Nachtrieb & al. J. Phys. D. Vol 38 (2005). P 3226.
- [50] Conception et réalisation d'un système d'amorçage pour tube à décharge. Mhanni Hamid et Ouadah Rafik. Mémoire de fin d'étude. I.N.S.F.P. Mohammadia Alger.(2003).
- [51] La transmission de la chaleur. Vol I, Tome 1. André B De Vriendt. Gaëtan Morin éditeur.