

Projet expérimental de Physique Statistique

EMISSION THERMOELECTRONIQUE



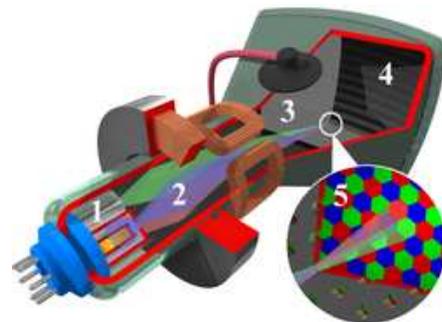
Diode à vide



Poste de TSE utilisant des diodes à vide



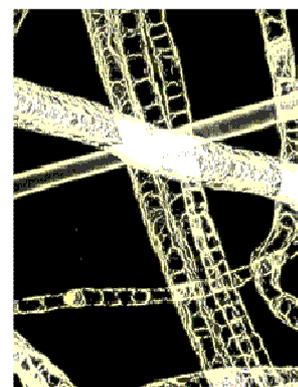
Poste de TV



Tube à balayage couleur pour un écran de TV



Microscope électronique par transmission (MET)



Nanotubes (image MET)

1. Introduction

1.1 Bref historique

On sait depuis 1725 que l'air devient conducteur au voisinage d'un corps incandescent. En 1901, Richardson¹ a montré que ceci est dû à l'émission de corpuscules chargés négativement, identifiés depuis comme étant des électrons.

On réalise ainsi des *tubes électroniques* ou *diodes à vide* : celles-ci ont été beaucoup utilisées en électronique, avant leur remplacement par les éléments à semi-conducteurs. L'effet thermo-électronique est encore utilisé de nos jours dans les tubes cathodiques des postes de télévision et des écrans d'ordinateurs, etc ... Une autre application non négligeable est le canon à électrons des microscopes électroniques (à transmission, ou à balayage).

1.2 L'effet thermoélectronique

Un matériau (généralement métallique) est conducteur s'il contient des électrons libres, disponibles pour transporter le courant électrique.

Quand on étudie les matériaux conducteurs, on se limite généralement aux propriétés volumiques² (la conductivité électrique ou thermique...), et on néglige les effets de surface. Ces effets de surface sont cependant essentiels pour appréhender, par exemple, la catalyse ou la croissance cristalline, mais aussi pour comprendre comment on peut arracher un électron du matériau. Ce dernier cas correspond au potentiel de contact, à l'effet photoélectrique, et à l'effet thermoionique³ étudié ici.

La notion de *travail de sortie* est le concept de base ici : il s'agit de l'énergie minimum W_0 , mesurée en électron-volts, nécessaire pour arracher un électron depuis le niveau de Fermi d'un métal jusqu'à un point situé à l'infini en-dehors du métal (voir figure 1.1). L'ordre de grandeur du travail d'extraction est l'électron-volt. Sa valeur dépend du matériau considéré, mais aussi de son orientation cristallographique, et de l'état de sa surface.

Dans le cadre de ce projet, vous étudierez une *diode à vide* : il s'agit d'une cathode chauffée à haute température T , qui émet des électrons. Ces électrons sont accélérés par la différence de potentiel V entre anode et cathode, et récupérés ainsi sur l'anode, créant le courant I . Vous étudierez I en fonction des deux paramètres V et T : vous pourrez tracer les caractéristiques $I(V,T)$ de la diode (et ainsi, comprendre pourquoi il s'agit d'une diode...), et vous mesurerez le travail de sortie du matériau constituant la cathode (du tungstène).

¹ Richardson a obtenu en 1928 le prix Nobel de physique pour ses travaux sur l'émission thermo-ionique.

² en anglais : *bulk properties*

³ on parle d'émission thermo-ionique, ou d'effet thermoémissif, ou encore d'effet thermoélectronique...

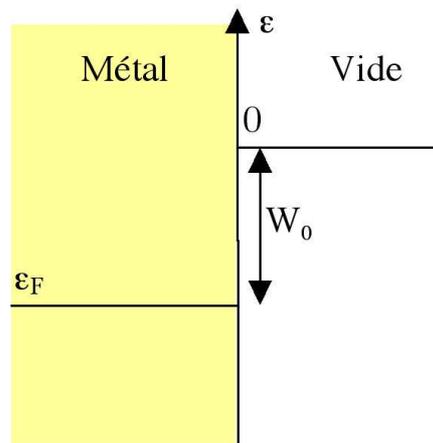


figure 1.1 : schéma définissant le travail d'extraction W_0 du métal ; ε est l'énergie potentielle électronique, ε_F est le niveau de Fermi.

2. Physique de l'émission thermoélectronique

2.1 Rappels sur l'émission d'électrons par un conducteur

Différents processus physiques sont possibles pour vaincre le travail d'extraction et ainsi donner naissance à une émission électronique :

- **L'émission secondaire** : lorsque la surface conductrice est bombardée par des particules (électrons, ions,...), on observe une émission électronique consécutive aux dissociations résultant des chocs superficiels.
- **L'émission photo-électrique** : lorsque la surface conductrice est soumise à l'action d'un faisceau lumineux d'énergie suffisante ($h\nu > W_0$), on observe une émission consécutive au bombardement des photons.
- **L'émission de champ** : lorsque la surface conductrice est portée à un potentiel suffisamment négatif, on observe une émission, indépendante de la température, qui peut être expliquée dans le cadre de la mécanique quantique par la pénétration des électrons à travers une barrière de potentiel.
- **L'émission thermoélectronique** : lorsque la surface conductrice est portée à haute température, on constate que des électrons sont expulsés dans l'espace voisin. Le phénomène est dû à l'intensité considérable que prend l'agitation thermique lorsque la température du corps est élevée.

C'est ce dernier phénomène qui sera étudié en détail dans ce projet.

2.2 Diodes thermoélectroniques

Pour simplifier le problème et ne pas avoir à considérer l'ionisation de l'air, on étudiera l'effet thermoélectronique dans le vide. On utilise pour cela des **diodes à vide** représentées schématiquement sur la figure 2.1.

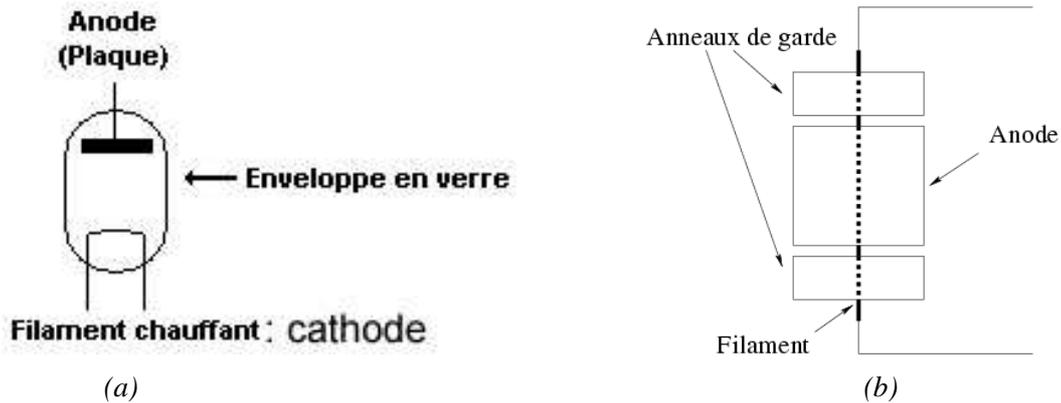


Figure 2.1 : schéma d'une diode à vide (a) et (b)

Il existe a priori deux modes de chauffage de la cathode :

- **Chauffage direct** : la cathode est un filament qui est chauffé par le passage d'un courant électrique. Ce mode de chauffage a l'inconvénient de rendre la température de la cathode sensible aux variations du courant de chauffage du filament.
- **Chauffage indirect** : la cathode est généralement formée d'un cylindre de Nickel enrobé d'une couche d'oxyde émissif (Strontium ou Baryum). Cette cathode entoure un autre cylindre de matière isolante réfractaire dans lequel un filament de tungstène est relié à la source de chauffage. La matière isolante assure l'isolement électrique et la conductivité thermique entre le filament et la cathode. Ce mode de chauffage a l'avantage de rendre la température de la cathode insensible aux variations du courant de chauffage du filament, grâce à l'inertie thermique de l'ensemble.

Dans ce projet, on utilise le chauffage direct.

La **cathode** des diodes à vide que l'on utilise dans ce projet est un filament (principalement constitué de tungstène) de 125 μm de diamètre.

Il faut noter que la plupart des métaux fondent avant d'atteindre une température suffisante pour émettre des électrons par effet thermoélectronique. Le tungstène est une exception (son point de fusion est à 3650 K), ainsi que l'hexaboride de lanthane (LaB_6).

L'**anode** est une plaque métallique cylindrique de diamètre interne 6.5 mm dont l'axe se confond avec le filament.

Cette anode est divisée en 3 secteurs. Les deux secteurs externes (dits **anneaux de garde**) sont maintenus au même potentiel que la partie centrale et servent à assurer l'homogénéité du champ électrique dans la partie centrale. On étudie le courant d'électrons émis entre la cathode et la partie centrale uniquement, dans laquelle on pourra supposer qu'il n'existe pas d'effets de bord, et que les lignes de champ sont partout orthogonales à l'axe du tube.

La pression dans le tube est suffisamment basse pour négliger l'ionisation et les autres processus collisionnels des électrons. Il n'y a donc pas d'autres charges que les électrons issus de la cathode.

Le filament de tungstène est chauffé à une température T , jusqu'à l'émission d'électrons par agitation thermique. Ces électrons émis par la cathode sont attirés vers l'anode par une différence de potentiel V variant entre 0 et 300 V et donnent naissance à un courant I . La figure 2.2 représente les caractéristiques courant-tension typiques obtenues pour trois valeurs T_1 , T_2 et T_3 de la température du filament.

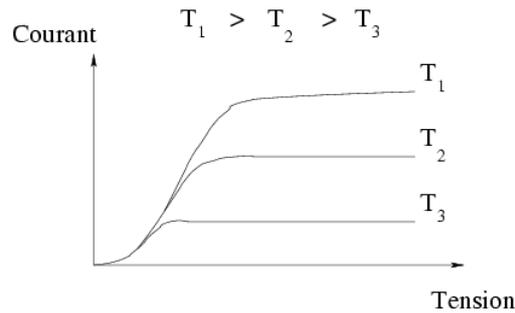


Figure 2.2 : Caractéristiques courant-tension typiques.

2.3 Description des différents régimes

Les électrons de conduction dans le métal qui constitue la cathode doivent avoir une énergie supérieure au **travail de sortie** W_0 pour pouvoir être émis de la cathode vers le vide. Une augmentation de la température de la cathode conduit à un élargissement de la distribution de Fermi-Dirac. Pour les plus hautes températures, un électron dans la queue de la distribution de Fermi-Dirac a une énergie cinétique qui peut être supérieure au travail de sortie W_0 , lui permettant de quitter le métal. Une partie de ses électrons libres a ainsi tendance à quitter le solide, qui devient positif.

- En l'absence d'action extérieure, il existe une densité de courant $J_S(T)$ d'électrons sortant de la cathode (qui ne dépend que de la température et de W_0) ; du fait de la présence d'électrons à l'extérieur du métal, il existe un champ électrique dit **champ de charge d'espace** qui tend à ramener dans la cathode les électrons qui en sont sortis. On a donc également un courant d'électrons en sens inverse ($-J_S(T)$), conduisant ainsi à un équilibre dynamique.
- Si maintenant on applique une différence de potentiel V entre l'anode et la cathode ($V = V_{anode} - V_{cathode} > 0$), on entraîne une partie des électrons qui se situent au voisinage de la cathode vers l'anode, créant ainsi un courant, qui est une fraction de $J_S(T)$. Autour de la cathode, il y a toujours un équilibre dynamique entre les électrons qui en sortent et les électrons qui y rentrent ; la différence étant que cet équilibre est réalisé avec un nombre moyen d'électrons moindre par rapport au cas où $V = 0$. Dans ce régime, dit **régime de charge d'espace**, le nombre d'électrons disponible pour le courant anodique augmente avec le potentiel V . Leur vitesse moyenne v augmente également avec V . Au total, la densité volumique de courant $j \approx n e v$ est plus que linéaire en V . En pratique, on peut montrer que :

$$I_c = P V^{3/2} \quad (Eq\ 2.1)$$

Cette relation est dite *de Child-Langmuir*. P est appelée **pervéance** et ne dépend que des caractéristiques de la cathode.

Dans le cas d'électrodes cylindriques, elle vaut :

$$P = \frac{8\pi}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{\epsilon_0 l}{r_a \gamma^2} \quad (Eq\ 2.2)$$

où :

- e et m_e sont respectivement la charge et la masse d'un électron.

l est la longueur de la cathode.

- γ dépend du rapport entre le rayon r_a de l'anode et le rayon r_c de la cathode.

Pour les diodes utilisées au cours de ce projet, on a :

$$\gamma^2 \approx 1,09, r_a = 3.25 \text{ mm}, l = 14 \text{ mm}.$$

Remarque :

Dans le cas d'électrodes planes (la démonstration est plus facile dans ce cas), la *densité* de courant vaut :

$$J_c = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{\epsilon_0}{L^2} V^{3/2} \quad (\text{Eq 2.3})$$

où L est la distance anode-cathode.

Langmuir a montré que la loi $I_c = PV^{3/2}$ qui exprime la proportionnalité du courant à la puissance $3/2$ de la tension appliquée, établie pour des électrodes planes et cylindriques, puis vérifiée expérimentalement pour des électrodes cylindriques, était encore valable pour un champ de forme quelconque, dès que l'émission d'électrons était assez intense pour que le phénomène de la charge d'espace soit non négligeable.

- Enfin, quand V atteint une valeur critique V_c (essayez de trouver son ordre de grandeur), tous les électrons disponibles sont drainés vers l'anode : le **régime de saturation** est atteint, et le courant anodique ne dépend plus que de la limite d'émission de la cathode (qui dépend elle-même de T et W_0). La valeur de la densité de courant est $J_S(T)$ (le même que précédemment), et on peut montrer qu'elle vaut :

$$J_S = AT^2 e^{-W_0/kT} \quad (\text{Eq 2.4})$$

Cette relation est dite *de Dushman-Richardson*.

La constante A vaut

$$A = 4\pi m_e e k^2/h^3 \quad (\text{Eq 2.5})$$

Elle devrait être indépendante de la nature du métal. Dans la plupart des cas, on trouve expérimentalement une valeur inférieure qu'on explique par la réflexion d'une fraction des électrons à la surface du réseau cristallin⁴. On écrit donc généralement la formule de **Dushman-Richardson** sous la forme :

$$J_S = A(1-r)T^2 e^{-W_0/kT} \quad (\text{Eq 2.6})$$

où r représente le coefficient de réflexion des électrons à la surface du métal. Le coefficient r peut atteindre 77% pour le Nickel.

⁴ Dans le cas du Césium, la valeur expérimentale de $160 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ s'explique par des irrégularités de la surface entraînant des « effets de champ »

2.4 Corrections à la loi de Dushman-Richardson

2.4.1 Effet Schottky

Pour écrire la loi de Dushman-Richardson, on a supposé que la barrière de potentiel à franchir pour les électrons était exactement de hauteur W_0 , alors que le fait de rajouter une tension entre anode et cathode abaisse légèrement la hauteur de cette barrière.

Dans un premier temps, on écrit l'énergie potentielle d'un électron devant une surface conductrice à une distance z grande devant les dimensions atomiques. Elle peut être calculée en considérant l'effet d'une charge miroir située derrière la surface.

On obtient :

$$-\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} \quad (\text{Eq 2.7})$$

Un champ électrique externe \mathbf{E} (appliqué entre anode et cathode) superposera l'énergie potentielle $V = -e|E|z$ à celle de la charge miroir, donnant finalement, pour l'énergie potentielle totale de l'électron $\epsilon(z)$:

$$\epsilon(z) = W_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - e|E|z \quad (\text{Eq 2.8})$$

Le travail d'extraction W sera alors abaissé de ΔW (effet Schottky) :

$$W = W_0 - \Delta W = W_0 - e\sqrt{\frac{e|E|}{4\pi\epsilon_0}} \quad (\text{Eq 2.9})$$

Le potentiel au voisinage de la cathode selon une coordonnée z normale à la surface est représenté sur la figure 2.3 avec ou sans champ électrique appliqué.

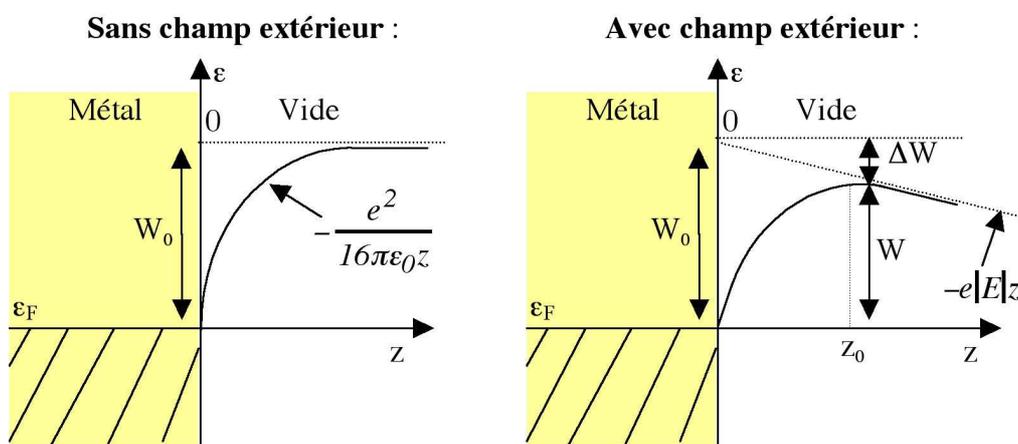


Figure 2.3 : Potentiel à l'interface entre la cathode et le vide avec ou sans champ électrique appliqué

Estimer l'ordre de grandeur de ΔW . Qu'en concluez-vous?

Pour la suite, on notera :

$$W(T, V) = W_0 - C\sqrt{V} \quad (\text{Eq 2.10})$$

où:

$$C = e \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0 L}} \quad (\text{Eq 2.11})$$

2.4.2 Résistance interne du tube

Dans le régime de saturation, on constate que le courant I n'est pas constant, mais augmente légèrement avec V (à T fixée). La **résistance interne** du tube est donc finie, et elle est définie par :

$$\rho = \left(\frac{\partial U}{\partial I} \right)_{T=\text{cste}} \quad (\text{Eq 2.12})$$

2.4.3 Variation du travail d'extraction avec la température

Le travail d'extraction dépend également de la température (quelle en est la raison physique, à votre avis ?) selon :

$$W_0(T) = W_0 + \alpha T \quad (\text{Eq 2.13})$$

où $\alpha \approx 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ vers 2000 degrés. Ceci introduit une modification du coefficient A qui devient :

$$A e^{-\alpha/k} \quad (\text{Eq 2.14})$$

2.4.4 Variation globale du courant de saturation

En prenant en compte les deux effets précédemment décrits, on a finalement :

$$W(T, V) = W_0 + \alpha T - C\sqrt{V} \quad (\text{Eq 2.15})$$

En résumé, la densité de courant de saturation J_S s'exprime par l'expression suivante :

$$J_S(T, V) = A(1-r)e^{-\alpha/k} T^2 e^{-(W_0 - C\sqrt{V})/kT} \quad (\text{Eq 2.16})$$

3 Montage expérimental

Pour étudier l'effet thermoélectronique, on utilise une diode à vide telle que celle décrite au paragraphe 2.2. Sous celle-ci, se trouve un boîtier électrique dont le schéma est représenté sur la figure 3.1. Quelle est l'utilité des résistances R_{V1} et R_{V2} et des autres constituants du montage ? *Ne pas raccorder l'alimentation principale au secteur sans l'accord de l'enseignant.* On limitera la tension collectrice à 250 V.

Remarque

La borne +HT de l'alimentation haute tension est reliée à la masse, alors que généralement on y relie la borne -HT. Pourquoi ?

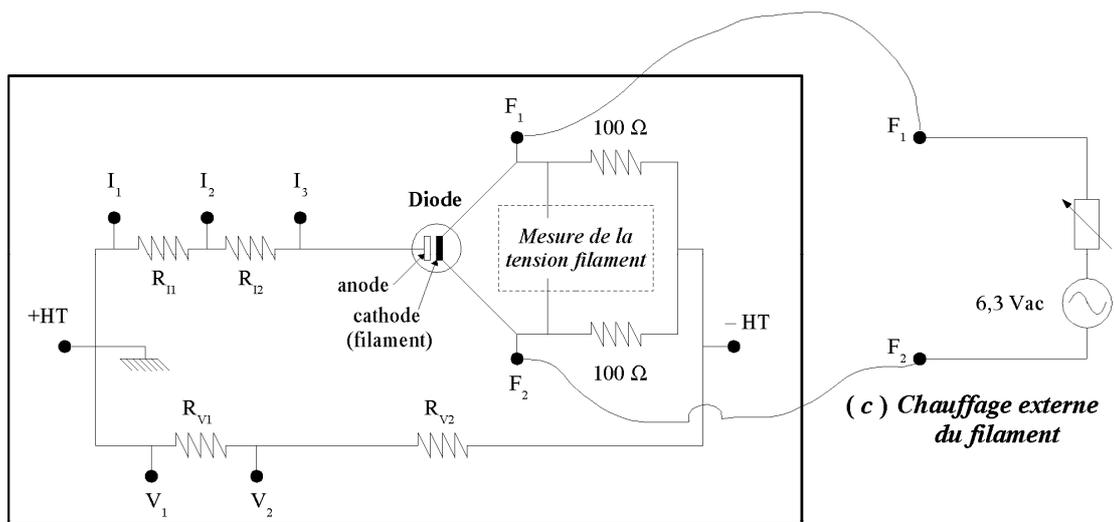
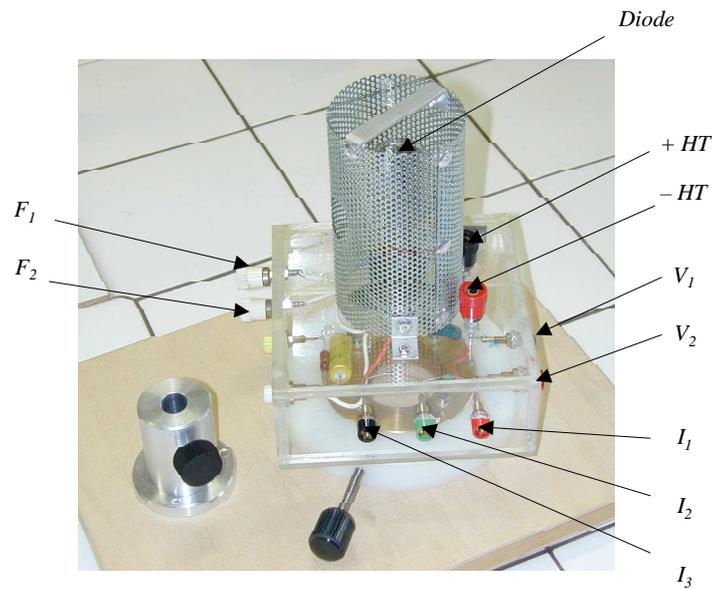
La tension de chauffage du filament (donc sa température) est variée à l'aide d'un rhéostat. Cette même tension de chauffage (ou plutôt une tension qui lui est proportionnelle) est mesurée grâce au circuit comprenant l'optocoupleur représenté sur la figure 3.1.

Penser à conserver le numéro de la diode utilisée ainsi que le numéro du pyromètre.

Branchements électriques :

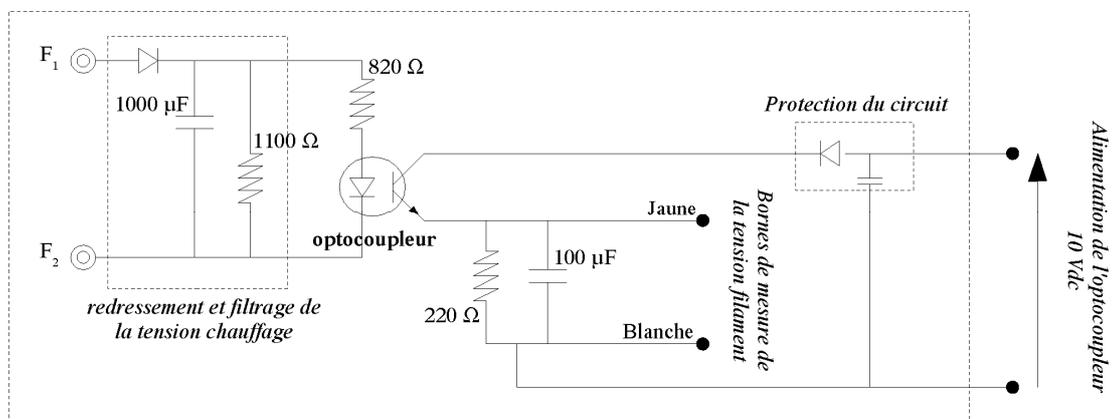
Il y a plusieurs précautions particulières à prendre sur ce montage :

- Le +HT est relié à la masse de l'appareillage
- Lorsque vous allumez l'alimentation, il est préférable de mettre le rhéostat en position intermédiaire plutôt qu'en position extrême.
- Ne pas mettre le rhéostat en position de chauffage maximum du filament. Des effets thermiques dans le rhéostat induiraient une oscillation de la tension de chauffage, donc de la température du filament.



(a) Schéma électrique du socle de la diode

(c) Chauffage externe du filament



(b) Détail de la mesure de la tension de chauffage de la cathode

Figure 3-1 : Montage expérimental.

4 Nature du travail à effectuer

- Réaliser le montage : sans allumer le générateur, et sans circuit de mesure pour le moment. Quand vous avez terminé, appelez l'enseignant(e) pour qu'il/elle vérifie votre montage. **N'allumez pas le générateur tant que votre montage n'a pas été vérifié par l'enseignant(e).**
- En variant les paramètres à la main, déterminer la gamme de variation des différents paramètres.
- Introduire les circuits de mesure avec la carte PCI. **De même, n'allumez rien tant que votre enseignant(e) n'a pas vérifié votre montage.** Vérifiez que vous pouvez mesurer toutes les tensions utiles avec la carte PCI, en utilisant les programmes de "demos" fournis.
- Mesure de la température : en utilisant un pyromètre optique (reportez-vous à la notice de celui-ci afin de déterminer son mode de fonctionnement), réaliser la courbe de calibration donnant la température du filament en fonction de sa tension de chauffage.
- Ecrire un programme permettant, pour une température du filament T fixée, d'enregistrer les variations de I en fonction de V . Réaliser plusieurs courbes $I = f(V)$ à différentes températures (courbes caractéristiques de la diode).
- Etude du régime de charge d'espace :
 - Etudier précisément, pour plusieurs températures, la partie des courbes $I = f(V)$ correspondant aux très faibles valeurs du champ collecteur. Commentaires ?
 - Déterminer la pervéance du tube, et comparer à la valeur attendue.
- Etude du régime de saturation :
 - En se basant sur ce qui a été fait précédemment, écrire un programme permettant, pour une tension collectrice V fixée, d'enregistrer les variations de I en fonction de T . Faire ceci pour plusieurs valeurs de V . En déduire le travail d'extraction W_0 des électrons du métal
 - Etudier la variation de la résistance interne du tube en fonction de sa température. En déduire une deuxième estimation du travail d'extraction des électrons W_0 du métal.
 - Comparer entre elles les deux valeurs trouvées pour W_0 , et à la valeur attendue pour le tungstène. Conclure.

Justifier toutes les réponses par les courbes appropriées.

5 Travail bibliographique

Le travail bibliographique à effectuer peut porter sur divers aspects. On demandera à l'étudiant, en plus d'un résumé synthétique du sujet et des expériences à mener de traiter et d'approfondir au-delà du présent polycopié un point particulier. Voici quelques exemples de points pouvant être approfondis (liste non exhaustive):

- Les différents types d'émission électronique
- La loi de Dushman-Richardson
- La loi de Child-Langmuir
- Les microscopes électroniques
- Utilisation des diodes à vides en électronique
- Applications actuelles des diodes à vide

Par ailleurs, on donne ci-dessous une liste de références facilement accessibles (bibliothèque du Magistère, bibliothèque universitaire):

1. Cours de matière condensée, M. Héritier et B. Deloche (M1, tronc commun)
2. Kittel, Physique de l'état solide
3. Ibach et Lüth, *Solid State Physics*, p. 121 et suivantes (excellent livre de physique des solides, hautement recommandé par ailleurs)
4. Encyclopedia Universalis, rubrique *Thermo-ionique*
5. Ashcroft et Mermin, *Solid state physics*
6. <http://www.engineers.auckland.ac.nz/~tsce001/files/thermoelectronique.pdf>