



Etude de la production des ions et de la formation du faisceau dans un séparateur électromagnétique d'isotopes

I. Chavet-Choueka

► To cite this version:

I. Chavet-Choueka. Etude de la production des ions et de la formation du faisceau dans un séparateur électromagnétique d'isotopes. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 1965. Français. NNT : . tel-00068303

HAL Id: tel-00068303

<https://theses.hal.science/tel-00068303>

Submitted on 11 May 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

par

ITZHAK CHAVET-CHOUKA

1^{re} THÈSE

**Étude de la production des ions
et de la formation du faisceau
dans un séparateur électromagnétique d'isotopes**

2^{me} THÈSE

Propositions données par la Faculté

**Étude de réactions nucléaires par spectrométrie
de masse**

Soutenues le 8 Janvier 1965 devant la Commission d'examen :

MM. TEILLAC

Président

BERTEIN

BERNAS

} *Examineurs*

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen. M. ZAMANSKY

G. Julia T Analyse supérieure et Algèbre supérieure
 Prenant T Anatomie et Histologie comparée
 Grassé T Evolution des êtres organisés
 Prévost T Chimie Organique
 Wyart T Minéralo et Cristallo
 Teissier T Zoologie
 Mangenot T Biologie Vég. (Orsay)
 Auger T Physique quantique et relativité
 Monnier T Physiologie Générale
 Piveteau T Paléontologie
 Rocard T Physique (E.N.S.)
 Cartan T Mathématiques (E.N.S.)
 Laffitte T Chimie générale
 Favard T Géométrie supérieure
 Coulomb T Physique du Globe
 Mlle Cousin T Biologie Animale (SPCN)
 Chrétien T Chimie minérale
 Drach T Zoologie
 Kastler T Physique (E.N.S.)
 Ephrussi T Génétique
 Rivière T Géologie SPCN et Sédim.
 Gautheret T Biologie Vég. (P.C.B.)
 Lucas R. T Recherches Physiques
 Thomas A. T Biologie cellulaire
 Arnulf T Optique appliquée
 Morand T Physique enseignement
 Soleillet T Physique (P.C.B.)
 Fortier T Mécanique exp. des Fluides
 Danjon T Astronomie
 Petit T Biologie maritime
 Queney T Météorologie et dynamique atmosphérique
 Gallien T Embryologie
 Eichhorn T Botanique
 De Cugnac T Biologie Vég. (S.P.C.N.)
 Mlle Cauchois T Chimie Physique
 Thellier T Physique du Globe
 L'Héritier T Biologie Gén. (Orsay)
 Grivet T Radioélectricité (Orsay)
 Poncin T Mécanique Générale
 Dubreil T Arithmétique et théorie des nombres
 Quelet T Chimie organique
 Cagniard T Géophysique appliquée
 Champetier T Chimie macromoléculaire
 Cuvillier T Micropaléontologie
 Jung T Pétrographie
 Trillat T Microscopie et diffraction électronique
 Wiemann T Chimie Organique et struc.
 Jacquiot T Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
 Vassy T Physique de l'atmosphère
 Destouches T Théories Physiques
 Amiel T Chimie Générale
 Hocart T Minéralogie et Cristallo
 J.-P. Mathieu T Physique Optique

Couteaux T Biologie anim. (P.C.B.)
 May T Zoologie (Orsay)
 Choquet T Théorie des fonctions et Topologie
 Feldmann T Biologie Végét. marine
 Guinier T Physique des Solides (Orsay)
 Jost T Physiologie comparée
 Fortet T Calcul des probabilités et Physique mathématique
 Schwartz T Calcul diff. et Intégral
 Chouard T Physiologie Végétale
 Malavard T Aviation (Technique Aéronautique)
 Brelot T Calcul diff. et intégral
 Normant T Chimie organique
 Benard T Chimie minérale
 Buvat T Botanique (E.N.S.)
 Dugue T Statistiques mathématiques
 Soulaïrac T Psychophysiologie
 Ulrich T Physiologie Végétale
 Maréchal T Optique théor. et appliq.
 Kirmann T Théories Chimiques
 Chadefaud T Botanique
 Mlle Le Breton T Physio. de la nutrition
 Salem T Mathématiques génér.
 Lelong T Application de l'analyse à la géométrie
 Devilliers T Anatomie et Histol Comp.
 Ehresmann T Topologie Algébrique
 Françon T Physique (S.P.C.N.)
 Giangeaud T Géographie Phys. et Géol. dynamique
 Godement T Mathématiques (M.P.C.)
 Pisot T Tech. mathém. de la Phys.
 Roch T Géologie
 Schatzman T Astrophysique
 Termier T Paléontologie stotig.
 Zamansky T Mathématiques générales
 Lennuier T Physique (M.G.P.)
 Rizet T Génétique
 Routhier T Géologie appliquée
 Mme Tonnelat T Physique Théorique
 Dixmier T Mathématiques (M.P.C.)
 Souchay T Chimie Générale
 Aigrain T Electrotechnique gén.
 Brusset T Chimie Systématique
 M. Levy T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
 Mme Chaix T Chimie Biologique
 Mme Hurel-P T Biologie Végétale (P.C.B.)
 Piaux T Chimie (M.P.C.)
 Brun T Mécanique théorique des Fluides
 Ledérier T Chimie Biologique
 Mme Dubreil T Mathématique (Agrég.)
 Mme Lelong T Mathématiques II (ENS)
 Bellair T Géologie (S.P.C.N.)
 Cotte T Physique électricité
 Dubois J. E. T Chimie Organique
 Lamotte T Zoologie (ENS)
 Michel A. T Chimie minérale (Orsay)

Olmer T Energétique générale
 Rouault T Electricité (Orsay)
 Gauthier T Mécanique appliquée
 Barchewitz T Chimie Physique
 Brossel T Physiologie Atomique
 Buser T Physiologie comparée
 Camus T Physio. Végétale BMPV
 Castaing T Physique II Thermod. (Orsay)
 Curien T Minéralo. et Critallog.
 Moyse T Physiologie végét. (Orsay)
 Noiret T Evolution des êtres Org.
 Pannetier T Chimie Générale
 Possompes T Zoologie
 Puilmann T Chimie quantique
 Teillac T Physique nucléaire et radioactivité
 Tonnelat T Biologie Physico-chim.
 Ville T Econométrie
 Willemart T Chimie P.C.B.
 Dode T Chimie (Orsay)
 Freymann T Recherches Physiques
 Guinochet T Biol. vég. SPCN (Orsay)
 Rollet T Chimie minérale
 Mlle Josien T Chimie S.P.C.N.
 Chevalley T Géométrie algéb. et théorie des groupes
 Arnould T Electronique (Orsay)
 Chapelle T Physique I (Orsay)
 Delange T Mathématiques I (Orsay)
 Deny T Mathématiques Générales (Orsay)
 Germain T Mécanique théor. des fluides
 Lucas G. T Géologie
 Allard T Chimie Physique
 Berthelot T Phys. des particules fond.
 Bricart T Météor. et Phys. de l'atmosphère
 Mme Albe-Fessard T Psychophysiologie
 Friedel T Physique des Solides (Orsay)
 M. Julia T Etudes des molécules naturelles complexes
 Lender T Biologie Anim. S.P.C.N. (Orsay)
 Magat T Physico-Chimie des radio éléments
 Mlle Quintin T Electrochimie
 Monod T Chimie du métabolisme
 Benoit T Physiol. anim. (Orsay)
 De Possel T Analyse numérique
 Chariot T Chimie analytique
 Lemée T Physiol. vég BMPV. Orsay
 Guérin T Chimie M.P.C. (Orsay)
 Chatelet M. T Chimie P.C.B.
 Jean T Physique nucléaire Orsay
 Mattler T Physique S.P.C.N.
 Bergerard T Zoologie (Orsay)
 Bertein T Electronique (Orsay)
 Bouissière T Chimie des radioéléments (Orsay)
 Mme Couture T Thermodynamique et Méc Physique

PROFESSEURS (suite)

Ellenberger	T	Géologie des grandes régions du globe	Delloue	Physique de l'Exosphère	Meyer	Physique Propédeutique
Franc	T	Biologie animale P.C.B.	Gorenflot	Botanique II (Orsay)	Nicolas	Géologie appliquée
Schnell		Botanique Tropi. (Orsay)	Houillon	Biologie animale P.C.B.	Panigel	Biologie générale
Stolkowski	T	Physiologie végétale	Jullien J.	Chimie S.P.C.N. (Orsay)	Ravier	Pétrographie
Acher		Chimie Biol.	Malgrange	T Technique math. de la Physique (Orsay)	Roseau	T Mécanique théorique des fluides
Baudoin		Biologie animale P.C.B.	Olivier	Antropologie	Roubine	Electronique
Beaumont		Biologie animale S.P.C.N.	Nozeran	T Botanique II (Orsay)	Silber	T Chimie P.C.B.
Blamont	T	Géophysique ionosphère	Bianc-Lapierre	T Physique E.N.S. (Orsay)	Uehersfeld	T Electronique
Bourreau		Botanique	Chevaugnon	T Botanique (Orsay)	Yvon	T Théories physiques
Curie D.		Physique M.G.P.	Kahane	T Mathématiques (Orsay)	Hervé	T Mathématiques
Durand-Delga	T	Géologie	Samuel	T Mathématiques E.N.S. féminines	Néron	T Mathémat. MPC (Orsay)
Fréon	T	Chimie organique (Orsay)	Kourganoff	T Astronomie (Orsay)	Mme Pecker-Wimel	T Astrophysique
Heller	T	Physiologie végétale	Thiry	T Mécanique céleste	Balkansky	Physique MPC
Tortrat	T	Calcul des probabilités	Abeles	Physique S.P.C.N.	Le Corre	T Electricité
Caillaux	T	Géologie (S.P.C.N.)	Amat	Physique P.C.B.	Delcroix	T Phys. théorique (Orsay)
Magnan	T	Physique S.P.C.N.	Auboin	Géologie	Gourdin	Phys. Théor. des hautes Energies (Orsay)
Daudel	T	Mécanique ondulatoire appliq. à la chimie Théorique et à la Phys. Nucléaire	Mme Benoit-Gueutal	Physique nucléaire et radioactivité	Lehmann	T Phys. Exp. des Hautes Energies (Orsay)
Mlle Fourcroy		Biologie Végétale S.P.C.N.	Bogis	Biologie marine (Villefranche/mer)	Nataf	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
Mme Choquet-Bruhat	T	Mécan. Analytique et mécanique céleste	Bruhat	T Mathématiques M.P.C.	Echalier	Biologie animale PCB
Mlle Veil		Physiologie Générale	Brunn	T Géologie historique (Orsay)	Barraud	Physiologie cellulaire
Lwoff	T	Microbiologie	Chabbal	Physique M.G.P. (Orsay)	Lioret	Physiologie végét. Orsay
Siestrunck	T	Mécan. Phys. Expér.	Deheuvels	T Mathématique Propé (Orsay)	Dars	Géologie struc. & géol. appliquée
Lacombe	T	Métallurgie des métaux Nucléaires	d'Espagnat	T Physique théorique (Orsay)	Camefort	T Botanique (agréation)
Brochard	T	Physique P.C.B. (Orsay)	Furon	Géologie S.P.C.N.	Vichniewsky	T Mécanique industrielle
Cabannes	T	Mécanique Générale	Mme Gans	T Génétique	Blaquiere	Electronique (Orsay)
Lesieur	T	Mathématiques I (Orsay)	Geneves	Biologie végétale P.C.B.	Arnous	T Physique théorique
Mazet	T	Mécanique Générale Orsay	Guilbert	Physique C.U.S. Orléans	Tatibouet	Chimie (CSU Orléans)
Caire		Géographie phys. et Géol. Dynamique	Hupe	Pétrographie	Malliavin	T Mathémat. propé. Orsay
Comolet	T	Mécanique des Fluides	Hollande	T Biologie générale	Gaudemar	Chimie Propéd.
Corabœuf		Physiologie animale (Orsay)	Lions	T Analyse numérique	Perez Y Jorba	Phys. Exp. des Hautes énergies (Orsay)
			Maitte	T Chimie P.C.B.	David	T Chimie (Agréga. Orsay)
					Brousse	T Mécanique théorique

Le Secrétaire Général **R. POULLAIN**

ETUDE DE LA PRODUCTION DES IONS
ET DE LA FORMATION DU FAISCEAU DANS UN SEPARATEUR
ELECTROMAGNETIQUE D'ISOTOPES

I. CHAVET

AVANT-PROPOS

L'expansion remarquable qu'a connue la séparation électromagnétique des isotopes dans la recherche nucléaire au cours des dernières années a conduit à formuler des exigences plus poussées quant aux performances des séparateurs de laboratoire.

Les qualités essentiellement requises d'une séparation sont le coefficient d'enrichissement, le débit et le rendement du processus.

Le débit est important quand l'application en vue exige une quantité pondérable de l'isotope désiré, généralement un élément stable ; mais cette qualité a perdu de son importance depuis que les isotopes de la majorité des éléments peuvent être fournis commercialement par les centres d'Oak-Ridge, d'Harwell, etc...

Un coefficient d'enrichissement élevé est généralement important surtout pour les isotopes rares ou faiblement radioactifs. Dans les séparateurs modernes ce coefficient a atteint une haute valeur et on peut considérer que, pour la plupart des besoins actuels, il est satisfaisant.

Le rendement, de l'ordre de 1 à 10 %, est, par contre, le point faible de ce type d'instrument. En effet, si la plupart des besoins en isotopes ont pu être satisfaits jusqu'ici avec les appareils existants, il s'avère de plus en plus fréquent que des études de physique nucléaire ou même d'autres domaines ne peuvent être réalisées par suite des pertes considérables introduites par la séparation isotopique.

C'est le cas notamment pour le recyclage d'isotopes stables déjà enrichis mais disponibles en faible quantité ou d'isotopes radioactifs à vie courte.

De même, la séparation d'éléments extrêmement précieux tels que les transplutoniens exige un rendement très élevé, à la fois à cause de leur rareté et du fait que leur manipulation nécessite de grandes précautions.

Dans ce même ordre d'idées, la protection contre le rayonnement serait grandement facilitée, si l'on pouvait obtenir des dépôts suffisamment actifs pour être étudiés par spectroscopie nucléaire en maintenant une activité totale faible dans la source d'ions.

Enfin, l'installation de séparateurs d'isotopes en liaison directe avec un réacteur atomique ou un accélérateur pour l'étude de noyaux à période très courte exigera, compte tenu des limitations du flux, un rendement maximum de la séparation.

Le rendement global est essentiellement déterminé par l'efficacité d'ionisation de la source, la transmission de l'appareil et le rendement de collection. De ces trois facteurs, le rendement de la source est, de loin, le plus important et nous y avons consacré une grande partie de notre travail.

Il nous a semblé que, de ce point de vue, la source à symétrie axiale de Nielsen {1} ou à cathode transversale de Freeman {2} n'étaient pas, par principe, supérieures à la source classique utilisée jusqu'à présent sur le séparateur d'Orsay {3} et nous avons donc choisi celle-ci comme sujet d'étude.

Nous diviserons notre exposé en trois chapitres qui traiteront respectivement du système d'extraction, de la source d'ions et des aberrations optiques. En conclusion, nous discuterons les limites du rendement et signalerons les points sur lesquels devrait porter une étude ultérieure. En raison de l'abondance des résultats expérimentaux obtenus et afin de ne pas alourdir l'exposé, nous avons groupé dans des notes en annexe les résultats partiels qui ont leur importance pratique, mais ne sont pas indispensables à la compréhension du texte principal.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences à Orsay. Je remercie vivement Monsieur le Professeur J. TEILLAC, directeur du laboratoire, pour l'accueil bienveillant et les facilités qu'il a bien voulu m'accorder, ainsi que M. le Professeur E.D. BERGMAN, Président de la Commission à l'Energie Atomique Israélienne pour m'avoir donné la possibilité d'effectuer cette étude.

M.R. BERNAS, Directeur Scientifique au C.N.R.S m'a dirigé dans ces recherches pour la réalisation desquelles il a mis à ma disposition le séparateur d'isotopes pendant de longues périodes, malgré le programme souvent chargé de cet appareil. Il n'a cessé de me prodiguer ses encouragements et ses conseils. Je ne pourrais donc lui exprimer toute ma gratitude.

Je remercie vivement MM. MENAT et CAMPLAN qui m'ont initié aux problèmes de la séparation électromagnétique et surtout M. SARROUY qui m'a fait bénéficier de sa vaste expérience et m'a aidé dans tous les cas difficiles.

Je ne saurais mentionner individuellement tous ceux qui m'ont aidé dans la partie expérimentale ; en fait, tout le personnel du service du Séparateur y a collaboré activement. Que l'on me permette de mentionner particulièrement MM. Labarta, Truong, Obert et Fournet-Fayas. Ce dernier a contribué aux réalisations mécaniques ainsi que MM. Bieth, Alorent, Pasques et Biderman. A tous, j'exprime ici mes sincères remerciements.

INTRODUCTION

Le problème que nous allons traiter dans ce qui suit peut être résumé de la façon suivante : obtenir une connaissance précise de l'effet des différents paramètres intervenant dans le fonctionnement du type de séparateur étudié, de façon à pouvoir obtenir de celui-ci les performances optima relativement à chaque type de séparation proposé ; le rendement global du processus étant, comme nous l'avons dit précédemment, l'élément sur lequel doit porter un effort tout particulier. Signalons toutefois que les qualités de rendement, de débit et d'enrichissement mentionnées plus haut, s'excluant mutuellement dans de nombreux cas, il sera nécessaire de spécifier exactement le résultat désiré suivant l'application en vue. La difficulté qu'il y a à obtenir un coefficient d'enrichissement élevé, tout en satisfaisant aux deux autres qualités, est un fait d'observation commun et sera d'ailleurs abondamment illustré dans la suite de ce mémoire. Par ailleurs, si l'intensité du courant ionique extrait et le rendement semblent à première vue évoluer dans le même sens, un examen plus approfondi montre qu'en réalité c'est la densité de courant et non sa valeur totale qui favorise le rendement. Ainsi pour accroître cette densité on peut être amené, dans certaines circonstances, à réduire la surface de la fente d'émission, ce qui réduit proportionnellement l'intensité du courant collecté.

Le problème général est donc très complexe en raison du nombre considérable des paramètres mis en jeu. Une solution complète en est pratiquement impossible et n'a, à notre connaissance, jamais été effectuée sur aucun type d'appareil, car elle exigerait l'étude et la représentation des trois caractéristiques essentielles en fonction de toutes ces variables ainsi que des constantes physiques et chimiques du corps à séparer. Néanmoins, en utilisant certains procédés, nous avons pu simplifier l'étude du problème et élaborer des règles conduisant à des solutions qui, si elles ne sont pas les meilleures, sont du moins satisfaisantes.

Nous diviserons les variables étudiées en trois groupes :

- 1) les paramètres du système d'extraction : ceux-ci fixent surtout la géométrie des électrodes et les tensions qui leur sont appliquées. Ils agissent essentiellement sur la divergence et l'orientation du faisceau dans les plans xy et xz.

- 2) les paramètres de source comprenant le type de cathode utilisée, les différents paramètres géométriques, les paramètres d'arc, etc. Ce groupe détermine au premier chef, la densité de courant du faisceau.

3) Les autres paramètres, c'est-à-dire ceux qui n'ont pas d'influence directe sur la production ou la formation du faisceau tels que la pression résiduelle dans le séparateur, les shims de correction du champ magnétique ; la géométrie du diaphragme à l'entrée de ce champ, etc... Ils interviennent ainsi que les précédents dans la détermination du coefficient d'enrichissement.

La séparation des rôles ne doit cependant pas être considérée de façon trop rigide. C'est surtout un moyen d'étude qui s'est avéré très utile. Par exemple, pour étudier la formation du faisceau, on peut, dans une première étape, considérer la source comme une "boîte noire" capable de fournir le courant de faisceau désiré dans chaque cas et ignorer alors l'ensemble des paramètres du groupe (2). De même, on peut imaginer une "boîte noire" d'extraction qui pourra à tout moment fournir la courbure de ménisque désirée et permettre ainsi l'étude de l'influence de cette courbure sur le courant ionique produit par la source. On pourra ignorer alors les paramètres du groupe (1).

Enfin aux densités de courant élevées, apparaissent des phénomènes qui peuvent non seulement altérer, mais détériorer complètement la résolution. Ils semblent avoir leur origine dans la source ou la région d'extraction, mais il nous a été difficile d'en préciser les causes, et leur étude n'a pu être qu'abordée au cours de ce travail. Ceci nous a conduit cependant à énoncer des règles empiriques qui permettent de les éviter ou de les réduire. Au stade où nous en sommes arrivés, ce sont ces facteurs qui limitent le rendement des sources et c'est donc surtout dans cette direction qu'il serait intéressant de poursuivre ce travail.

Le séparateur utilisé a été décrit longuement par ailleurs {3} {4}. Rappelons succinctement les principales caractéristiques du premier étage qui, seul, nous intéresse ici. C'est un appareil à secteur, avec une déflexion magnétique de 60° , un rayon de 50 cm, un entrefer de 66 mm, à champ homogène et optique pratiquement symétrique. La tension d'extraction varie de 20 à 50 KV ; la valeur adoptée généralement est de 30KV. Le plan médian est vertical, et la première section du faisceau (source-analyseur) horizontale (fig. 1). La source se trouve dans le champ horizontal de l'électro-aimant de source, variable de 0 à 1.000 gauss environ. Une caractéristique très avantageuse du point de vue expérimental est la grande mobilité de l'électrode, dont toutes les coordonnées sont réglables de l'extérieur en cours de fonctionnement. De même, la mise à la haute tension de tout le caisson de source facilite les modifications de celle-ci sans risque d'induire des décharges parasites. Par contre, ceci oblige à interposer avant les pompes des manchons d'isolement. (*). Des descriptions des sources utilisées, du système d'extraction et du collecteur seront données plus loin.

(*) Un pompage différentiel de la région de source existe actuellement, mais pendant la plus grande partie de ce travail, il n'était pas encore en place.

/ CHAPITRE I /

SYSTEME D'EXTRACTION

I. DIVERGENCE DU FAISCEAU

A. Introduction. Nous étudierons tout d'abord cette caractéristique du faisceau car elle conditionne dans une grande mesure, comme nous le verrons, l'intensité du faisceau d'ions pouvant être extrait de la source, la transmission de l'appareil et la finesse des raies au collecteur. Ce sont les conditions de fonctionnement de la source d'ions et du système d'extraction qui déterminent essentiellement la valeur de cette divergence. Si l'on examine les travaux effectués dans ce domaine pour les différents types de séparateurs existants, on s'aperçoit que les solutions retenues ne sont pas les plus avantageuses pour le type d'appareil que nous avons étudié ; en effet, dans les calutrons, où les faisceaux utilisés sont très intenses, la répulsion par charge d'espace est le facteur prépondérant et les travaux ont été surtout orientés vers la réduction de cet effet. Ceci était obtenu par l'utilisation d'un ménisque concave et d'une géométrie de Pierce appropriée pour la fente d'émission, le contrôle final étant réalisé par une deuxième électrode décélératrice {5}. Pour les séparateurs du type scandinave où les courants d'ions sont très faibles, le problème est résolu par l'utilisation d'un véritable système de lentille électrostatique {6} inapplicable dans les séparateurs du type intermédiaire comme celui d'Orsay ayant des faisceaux suffisamment intenses pour obliger à compenser la charge d'espace. Nous avons mis en évidence un nouveau régime d'extraction permettant d'atteindre des densités de courant d'ions plus élevées et une meilleure qualité des images que pour le régime précédemment utilisé. Nous avons pu interpréter quantitativement les résultats obtenus en faisant intervenir la courbure du ménisque comme facteur essentiel.

La méthode que nous avons suivie et qui sera décrite ci-dessous a consisté, à partir d'une étude expérimentale préliminaire, à proposer un mécanisme de la divergence et à en vérifier ensuite expérimentalement de façon détaillée l'exactitude, par une série de mesures faisant intervenir tous les paramètres de source et du système d'extraction. Enfin, nous grouperons en dernier, les observations concernant l'influence de la divergence sur la qualité des raies.

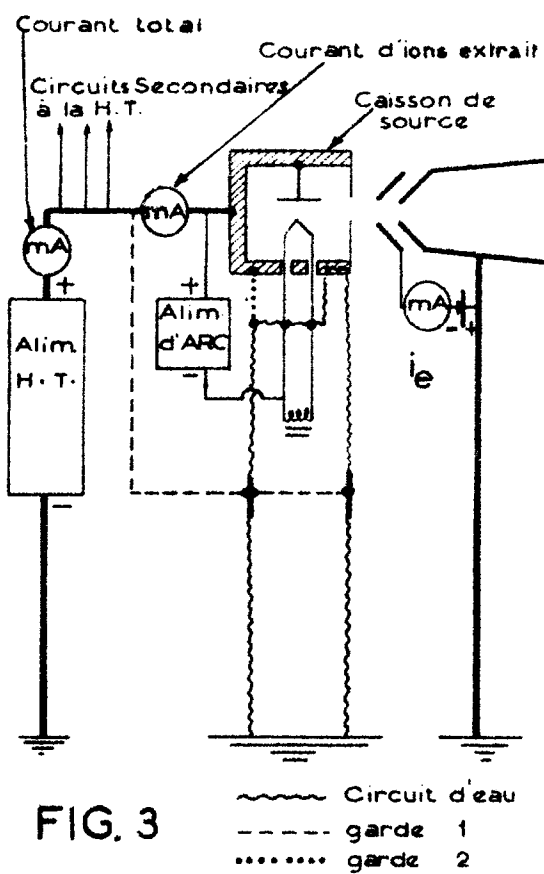
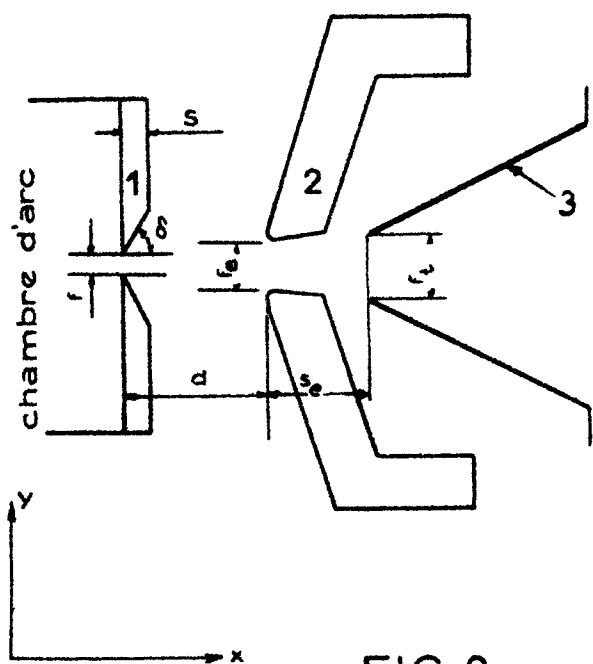
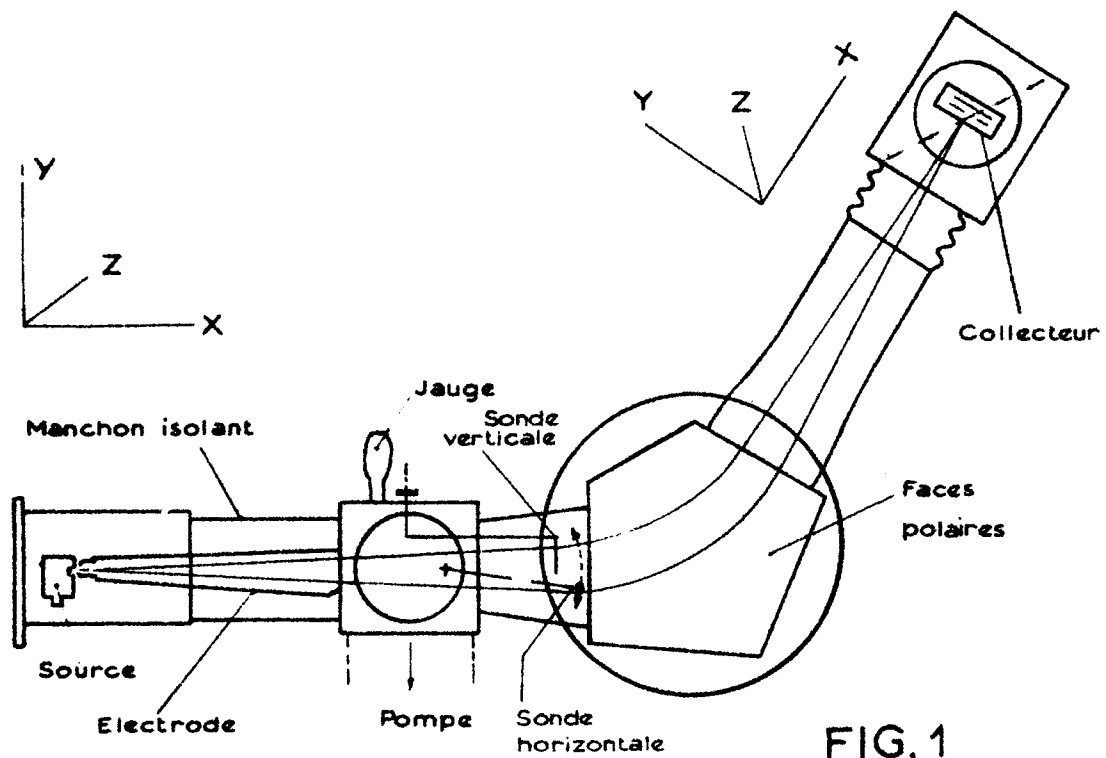
B. Description des dispositifs et méthodes de mesure.

- La figure 2 représente le système d'extraction qui se compose essentiellement de trois électrodes (*).
- la plaque d'émission (1) faisant encore partie de la source et portée à son potentiel U_1 , percée d'une fente d'émission de largeur f et longueur l , dont l'ouverture est en forme de biseau d'inclinaison δ sur les grands côtés et δ_2 sur les petits côtés.
 - l'électrode extractrice (2) en graphite portée au potentiel $-U_2$ et déterminant avec la première la distance d'extraction d ,
 - l'électrode-tunnel (3) en molybdène qui est à la masse.

La mesure précise du courant d'ions i_t est essentielle, non seulement pour le calcul du rendement, mais aussi à cause de son intervention comme paramètre supplémentaire du système d'extraction. Pour ces raisons, la mesure du courant d'ions au collecteur ne suffit pas et il est nécessaire de le mesurer exactement aussitôt après son extraction de la source, avant qu'il n'ait subi des pertes dans le séparateur. La méthode, illustrée par la figure 3 et décrite en annexe (note 2), consiste à mesurer le débit de l'alimentation haute-tension après avoir soigneusement protégé l'instrument de mesure contre les fuites parasites par des circuits de garde appropriés. Nous avons jugé préférable de déduire du courant ainsi mesuré, le courant i_e reçu par l'électrode extractrice, la contribution des ions positifs reçus et des électrons secondaires émis ne pouvant être précisée. D'ailleurs i_e ne constitue que quelques pour cent de i_t en cas de fonctionnement correct de la source et du système d'extraction ainsi qu'il est montré en annexe (note 3).

La mesure de la divergence totale α du faisceau dans le plan xy est effectuée par une sonde horizontale mobile qui balaie l'entrée de l'analyseur de haut en bas (fig. 1). Le bras reliant la sonde à l'axe de rotation est protégé de l'impact du faisceau et le courant recueilli par cette sonde est mesuré directement par un enregistreur qui fournit ainsi une image complète de la divergence verticale du faisceau. A cause des électrons secondaires formés sur la sonde, l'intensité mesurée n'est pas rigoureuse en valeur

(*) Il est d'usage quelquefois de placer une électrode plane au potentiel de la source entre la plaque d'émission et l'électrode extractrice afin de mieux contrôler la divergence du faisceau. En fait dans notre système, la face antérieure de la plaque d'émission joue le rôle de cette plaque-avant. Nous n'avons pratiquement jamais utilisé de plaque-avant indépendante celle-ci étant indésirable pour les rendements élevés. Des détails supplémentaires sont donnés en annexe sur le système d'extraction (note 1) et sur la polarisation appliquée à l'électrode extractrice (note 5).



absolue, mais seule la forme nous intéresse. Par contre, l'abscisse bien étalonnée représente l'ouverture angulaire du faisceau. L'amplitude maximum du mouvement est $\pm 0,11$ rad. Une mise à la masse momentanée de la sonde marque sur le relevé la position de l'axe Ox (fig. 8) de sorte que l'orientation générale du faisceau dans le plan xy peut aussi en être déduite. Il est inutile d'insister sur l'importance de l'orientation correcte du faisceau, indépendamment du contrôle de sa divergence. Les méthodes préconisées pour réaliser cette orientation sont décrites en annexe (note 4).

C. Premières observations expérimentales. Considérons le dispositif d'extraction de la figure 2 et, en partant d'une électrode très éloignée, relevons à l'aide de la sonde décrite précédemment la forme détaillée de la divergence : on obtient une série de courbes dont la figure 4 représente un exemple typique. On y voit que l'ouverture du faisceau diminue avec d pour remonter ensuite après le minimum. Ce phénomène a lieu pour des intensités de faisceau très variables, mais, plus i_t augmente et plus la valeur de d correspondant au minimum de divergence diminue. Il peut donc arriver qu'en raison des limites pratiques de la variation de d , seul le premier domaine de divergence (celle-ci croissant avec d) soit observé pour des faisceaux très intenses, tandis que pour des faisceaux faibles, seul le second domaine (divergence décroissant quand d augmente) sera observé. Les courbes illustrées dans la figure 4 révèlent en outre une autre différence entre ces deux domaines : tandis que dans le premier, la distribution angulaire a la forme grossière d'un trapèze, dans le second, elle ressemble plutôt à une courbe en cloche. Malgré ces différences de forme, la valeur de d pour laquelle la divergence est minimum peut être déterminée en reportant, comme sur la figure 5, les indications de la sonde au centre du faisceau en fonction de d et en cherchant la discontinuité de la courbe ainsi obtenue. On constate ainsi, que ces discontinuités correspondent à peu près aux valeurs de d_0 calculées par la formule du courant limité par charge d'espace entre électrodes planes, quand on y introduit les valeurs expérimentales des différents paramètres :

$$i = \frac{i_t}{f\ell} = 5,45 \times 10^{-8} \frac{U^{3/2}}{d_0^2 \sqrt{M}} \quad (1)$$

où i est la densité de courant du faisceau ($A. cm^{-2}$), i_t son intensité (A), f la largeur et ℓ la longueur de la fente d'émission (cm), U la tension d'extraction (V) (*) et M la masse atomique des ions du faisceau.

(*) $U = U_1 + U_2$ mais en réalité $U_2 \ll U_1$, d'où $U \approx U_1$.

Enfin, on note que dans le premier domaine, l'image est plus proche de l'analyseur que dans le second domaine. Toutes ces observations nous ont amené à l'interprétation suivante des phénomènes constatés.

D. Hypothèse sur l'origine de la divergence. Rappelons d'abord

que contrairement au cas d'une cathode rigide émettant un courant d'électrons, le courant d'ions émis par le ménisque d'extraction est toujours limité par la charge d'espace, c'est-à-dire que la courbure de cette surface s'ajuste en fonction de la puissance du système d'extraction.

Nous supposons comme première hypothèse que la divergence du faisceau est déterminée par la courbure du ménisque à l'émission et non pas par la répulsion due à la charge d'espace. Le premier domaine correspond donc à un ménisque convexe (fig. 6a), le faisceau divergeant directement de la fente dès son émission et le foyer étant virtuel. Le deuxième domaine correspond à un faisceau convergeant directement d'un ménisque concave (fig. 6c) et dont le foyer est réel. Il est probable qu'un croisement réel du faisceau n'est pas possible surtout dans la région entre ménisque et électrode, où la charge d'espace n'est pas neutralisée ; de sorte que le faisceau présente seulement un rétrécissement (fig. 6d). Le minimum de divergence correspond à peu près au ménisque plan (fig. 6b). Avec la convention qu'une convergence est une divergence négative, on peut dire que dans les deux domaines, la divergence croît avec d . La variation de la forme des courbes pour les deux domaines (fig. 4) est plus difficile à expliquer. Rautenbach [7] qui a obtenu des courbes analogues pour un faisceau à symétrie axiale, attribue la forme "gaussienne" du domaine convergent à l'aberration de sphéricité due à l'accumulation de charge d'espace au point de rétrécissement du faisceau (fig. 6d). Cette interprétation doit être également valable dans le cas des faisceaux laminaires pour expliquer la forme analogue des relevés que nous avons obtenus dans le domaine convergent (*). Mais nous n'étudierons pas quantitativement le cas du ménisque concave auquel nos hypothèses énoncées dans ce qui suit ne peuvent s'appliquer.

E. Calcul de la divergence. Cette interprétation simplifiée de la divergence

nous permet de calculer celle-ci en fonction des différents paramètres d'extraction. Dans ce calcul nous négligerons l'influence des ions multichargés, et supposerons, en outre que l'énergie initiale des ions n'est pas assez grande pour modifier sensiblement

(*) cf. aussi notes paragraphe suivant et parag. II 3 B d7.

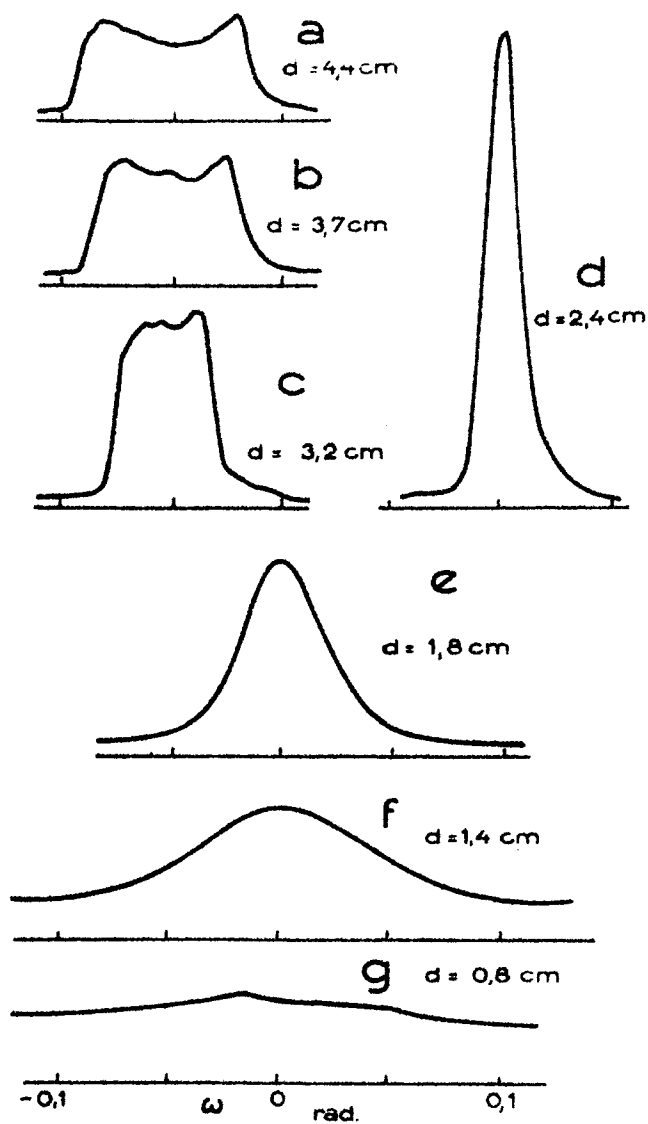


FIG. 4

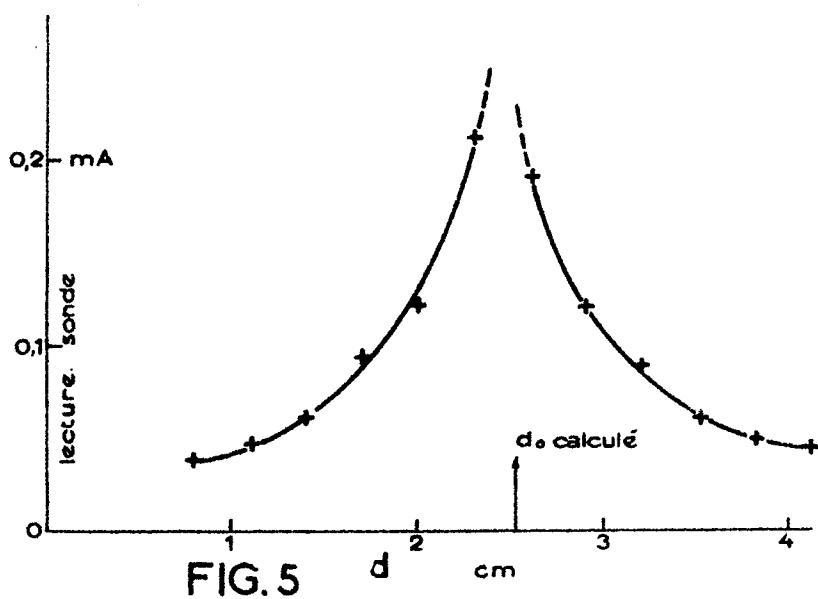


FIG. 5

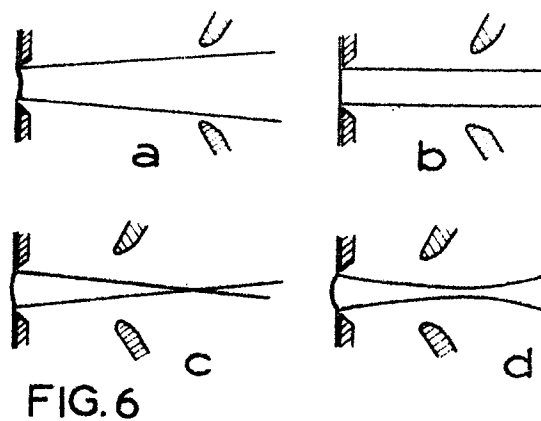


FIG. 6

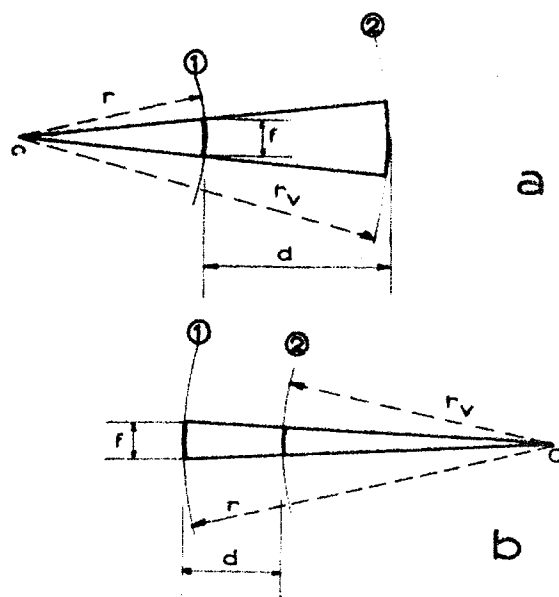


FIG. 7 ① ménisque ② électrode extractrice

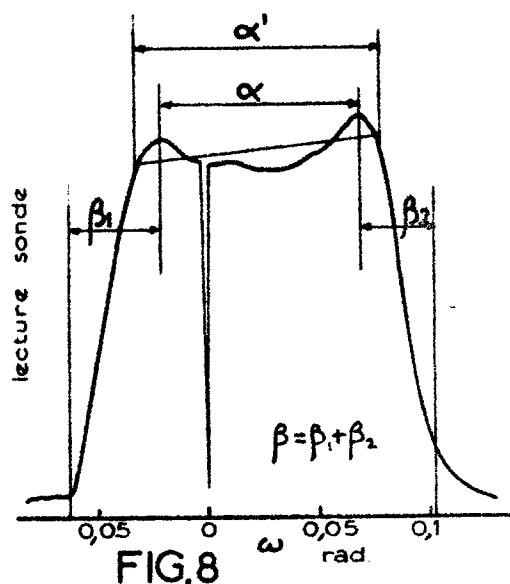


FIG. 8

d_0 dans la relation (1). Ceci est justifié, car même en supposant une énergie initiale de 10 V, ceci ne donne qu'un accroissement de 6 % pour la valeur de i_t donc de 3 % pour la valeur de d_0 .

Pour une surface d'émission convexe fournissant une densité de courant i à une distance interélectrode d , la relation (1) devient :

$$i = 5,45 \times 10^{-8} \frac{U^{3/2}}{d^2 \sqrt{M}} \cdot C = i_0 C \quad (2)$$

où i_0 est la densité de courant qu'on aurait obtenue à la distance d_0 si le ménisque avait été plan et C est le rapport i/i_0 dépendant, entre autres, de la courbure du ménisque. En appelant d_0 la distance qui donne pour un ménisque plan la même densité de courant i , on a la relation :

$$i d_0^2 = i_0 d^2 \quad \text{ou} \quad C = \frac{i}{i_0} = \left(\frac{d}{d_0} \right)^2 \quad (3)$$

Puisque d est beaucoup plus grand que f , la forme géométrique de l'électrode extractrice a peu d'influence sur le courant extrait. On peut donc assimiler le système d'extraction à un champ électrique entre électrodes cylindriques concentriques (fig. 7a) dans lequel r est le rayon de courbure du ménisque et $r_v = r + d$. (4) Pour ce système, la variation de C [8] peut être très bien exprimée par la relation

$$C = \left(\frac{r}{r_v} \right)^{0,8} \quad (5)$$

dans le domaine $0,5 < C < 4$ (ou $0,7 < \frac{d}{d_0} < 2$) qui est largement suffisant pour tous les cas qui nous intéressent. En remarquant que l'ouverture totale α du faisceau est donnée par :

$$\alpha = \frac{f}{r} \quad (6)$$

on tire avec les relations (3), (4) et (5) :

$$C = \left(1 + \frac{d \alpha}{f} \right)^{0,8} \quad (7)$$

Pour le cas d'un ménisque concave et d'une électrode concentrique appropriée (fig. 7b), on trouverait la même formule en donnant à α une valeur négative. Cependant, comme on ne peut assimiler l'électrode actuelle à une surface cylindrique de très

faible rayon de courbure^(*), la validité de la relation (8) sera limitée en pratique au domaine divergent.

Une analyse des dérivées de la fonction (8) montre que, dans le domaine qui nous intéresse, celle-ci se rapproche beaucoup d'une ligne droite avec une pente moyenne de 2,35 et nous pouvons donc transformer la relation (8) en une fonction plus maniable :

$$\alpha = 2,35 \frac{f}{d_o^2} (d - d_o) \quad (9)$$

La pente de la droite, explicitée à l'aide de la relation (1) :

$$\alpha = 4,31 \times 10^7 \frac{if\sqrt{M}}{U^{3/2}} (d - d_o) \quad (10)$$

dépend du courant d'ions par unité de longueur de fente. La courbure γ du ménisque que l'on obtient par les relations (6) et (9)

$$\gamma = 1/r = \frac{2,35 (d - d_o)}{d_o^2} \quad (11)$$

ne fait intervenir que les valeurs de d et d_o . Cette relation sera utilisée ultérieurement pour contrôler γ et étudier son influence sur le courant d'ions extrait.

F. Etude expérimentale détaillée, comparaison avec les résultats du calcul.

L'étude expérimentale de la divergence α en fonction de d devrait donc donner des droites coupant l'axe des abscisses à des valeurs de d_o données par la relation (1) et dont les pentes sont données par la relation (10) ; ceci pour des valeurs différentes des paramètres d'extraction. Pour des raisons mentionnées précédemment, nous nous contenterons pour le domaine convergent de la confirmation qualitative fournie par les figures 4 et 5 qui indiquent l'allure de la variation de α en fonction de d et nous limiterons la vérification quantitative au domaine divergent, qui s'avère d'ailleurs être le plus intéressant du point de vue rendement et résolution comme on le verra par la suite. Considérons l'exemple d'une courbe de divergence (fig. 8) relevée dans ce dernier domaine à l'aide de la sonde horizontale, l'abscisse représentant l'angle d'émission ω et l'ordonnée le courant recueilli par la sonde proportionnel à

(*) Ceci pourrait constituer une cause supplémentaire de la déformation des courbes dans le domaine convergent (fig. 4).

$di/d\omega$. En général, c'est la petite base du trapèze qui ne dépend que des conditions d'extraction et nous l'appellerons la divergence fondamentale α . Par contre, l'angle déterminé par les côtés du trapèze $\beta = \beta_1 + \beta_2$ dépend aussi beaucoup des conditions de source. C'est un critère empirique de la qualité du faisceau. En général, plus β est grand et moins le faisceau est focalisable ; nous l'appellerons la divergence parasite. Les faits concernant β et la focalisation seront exposés plus loin (paragraphe H). D'autres détails de la courbe qui, cependant peuvent avoir une certaine importance (asymétrie, concavité du palier, différence entre α et α') n'ont pas été suffisamment étudiés pour en donner une interprétation utile.

Une série de courbes de divergence relevées à des distances interélectrodes variables - les autres conditions étant constantes (i_t inclus) - nous permettra de tracer la variation expérimentale de α fonction de d dont un exemple est donné dans la figure 12. La courbe est effectivement une droite ; son intersection avec l'axe Ox et sa pente sont très proches des valeurs de la droite données par la relation (9), et représentée sur cette figure en pointillé. Nous avons ainsi tracé plusieurs séries de courbes pour différentes valeurs de i_t , U , f , M et δ que nous grouperons de la façon suivante :

1°) Effet de i_t :

--la figure 9a montre l'effet de la variation de i_t pour les conditions générales suivantes :

	$U = 30 \text{ KV}$	$f = 1,4 \text{ mm}$	$M = 40$	$\delta = 60^\circ$
la fig. 9b pour	$U = 30 \text{ KV}$	$f = 1,4 \text{ mm}$	$M = 130$	$\delta = 60^\circ$
la fig. 9c pour	$U = 30 \text{ KV}$	$f = 2,5 \text{ mm}$	$M = 130$	$\delta = 60^\circ$

2°) Effet de U :

la figure 9d montre l'effet de la variation de U pour les conditions générales suivantes :

$$i_t = 4 \text{ mA} \quad f = 1,4 \text{ mm} \quad M = 130 \quad \delta = 60^\circ$$

Pour le cas de 45 KV, l'écart des droites empirique et calculée semble dépasser l'incertitude expérimentale.

3°) Effet de f :

la figure 9e montre l'effet de la variation de f pour les conditions générales suivantes :

	$i_t = 3,9 \text{ mA}$	$U = 30 \text{ KV}$	$M = 40$	$\delta = 60^\circ$
la figure 9f pour :	$i_t = 3,9\text{-}4 \text{ mA}$	$U = 30 \text{ KV}$	$M = 130$	$\delta = 60^\circ$

4°) Effet de M :

la figure 9g montre l'effet de la variation de M pour les conditions générales suivantes :

la fig. 9h pour $i_t = 3,9 - 4 \text{ mA}$ $U = 30 \text{ KV}$ $f = 1,4 \text{ mm}$ $\delta = 60^\circ$
 $i_t = 3,9 \text{ mA}$ $U = 30 \text{ KV}$ $f = 0,7 \text{ mm}$ $\delta = 60^\circ$

5°) Effet de δ :

l'effet de la variation de l'angle δ a été étudié dans les conditions suivantes :

$i_t = 4 \text{ mA}$ $U = 30 \text{ KV}$ $f = 0,9 \text{ mm}$ $M = 40$ $l = 1 \text{ cm}$

(dans tous les cas précédents $l = 4 \text{ cm}$). La figure 10 montre que pour $\delta = 45^\circ$, la droite expérimentale est bien au-dessous de la droite théorique (représentée en pointillé sur la figure) et pour $\delta = 75^\circ$ au-dessus, alors que pour l'angle $\delta = 60^\circ$ on a un accord satisfaisant. Ceci montre que la répulsion par charge d'espace sans être négligeable, est à peu près compensée par l'angle $\delta = 60^\circ$ utilisé généralement ; c'est pourquoi nous avons ignoré ce facteur dans notre interprétation de la divergence. Notons aussi que la courbe $\delta = 60^\circ$ de la figure 10 confirme que la longueur de fente l intervient uniquement par l'intermédiaire de la relation $i = i_t / f l$.

6°) Confirmation géométrique :

Si α ou d sont trop grands, l'électrode extractrice peut intercepter une partie du faisceau. D'après le mécanisme de la divergence et connaissant la géométrie d'extraction, on peut prévoir les conditions pour lesquelles cette interception commence à se produire. Nous avons effectivement confirmé, dans la majorité des cas, la relation approximative suivante :

$$\alpha < \frac{f_e - f}{d} < \alpha + \beta \quad (12)$$

à condition de centrer le faisceau dans la fente de l'électrode, comme il est expliqué dans le note 3 en annexe.

G. Influence des conditions de fonctionnement de la source sur la divergence.

L'essentiel des résultats expérimentaux précédents a été obtenu avec la source conventionnelle : cathode interne à trois spires (paragraphe II 3 B b), champ de source $H_s = 800 \text{ gauss}$, tension d'arc $V_a = 150 \text{ V}$, sans réflecteur d'électrons. D'après notre hypothèse, les paramètres de source

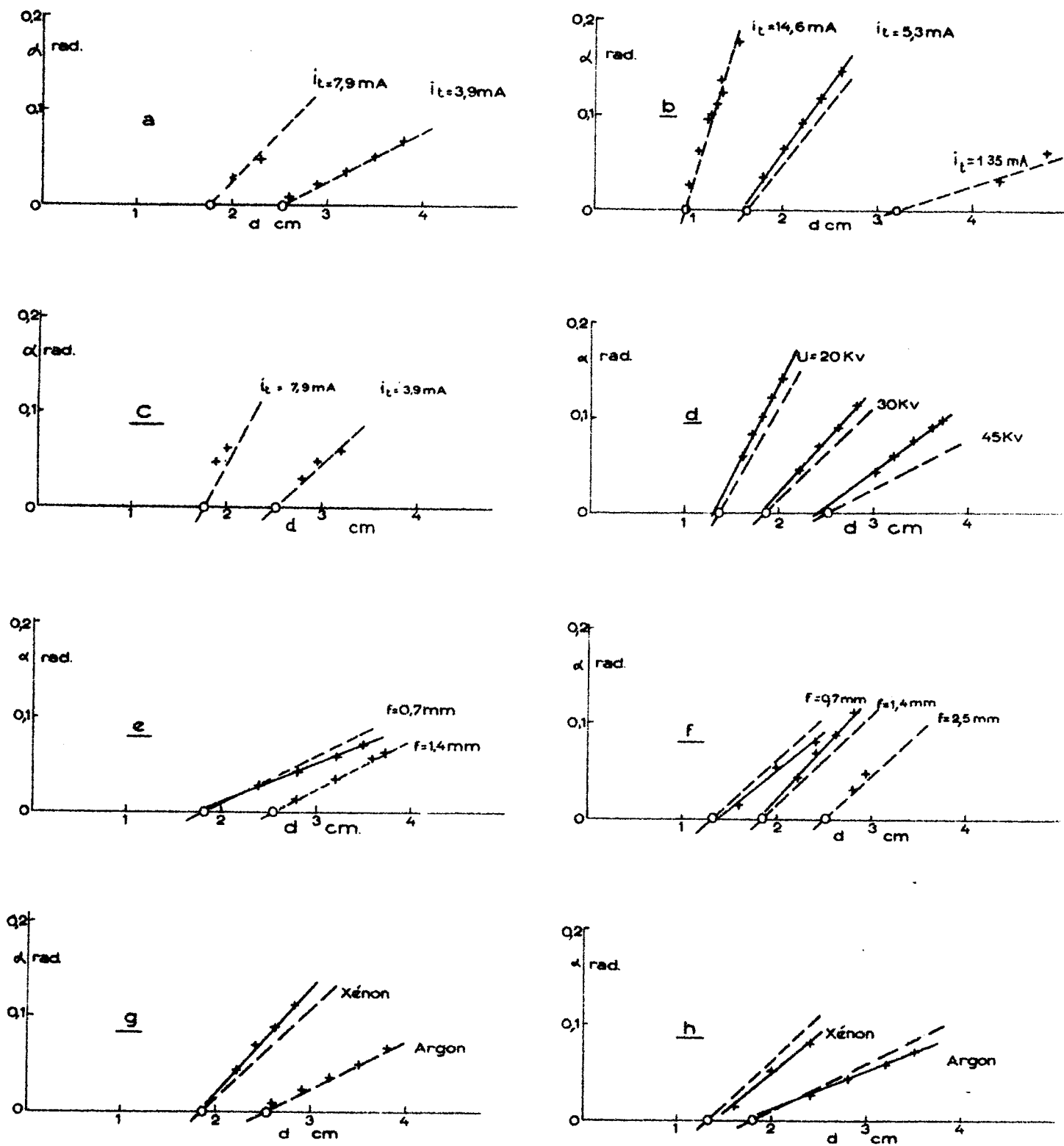


FIG. 9

○ Valeur de d calculée pour $\alpha = 0$
 --- droite calculée

doivent avoir une influence négligeable sur la divergence, à condition de maintenir i_t constant. Nous avons tenu à vérifier cette proposition.

1°) Effet de H_s :

L'effet du champ de source a été étudié spécialement de deux façons différentes pour illustrer l'avantage qu'il y a à séparer les paramètres de source et d'extraction (cf.introduction).

a) Si l'on maintient tous les paramètres (extraction et source) constants et que l'on modifie seulement le champ de source, la variation de α est alors celle donnée par la figure 11. Une interprétation directe de cette relation est pratiquement impossible. Mais, si l'on remarque que la variation de H_s a aussi modifié i_t et si l'on calcule d'après ces valeurs de i_t et la relation (9) la variation de α , les points obtenus s'accordent bien avec les points expérimentaux (fig.11).

b) Par contre, si l'on modifie H_s tout en maintenant i_t constant (en modifiant légèrement le débit de gaz dans la source), on n'observe aucune influence du champ de source sur α (fig. 12).

2°) Effet de V_a :

L'influence de la tension d'arc sur la divergence a été déterminée pour i_t constant, ajusté par de légères variations du débit de gaz dans la source. Pour plus de précision, on a relevé pour chaque tension d'arc, toute la courbe $\alpha = f(d)$. Le décalge $\Delta\alpha$ des droites expérimentale et théorique ainsi déterminé est reporté pour toutes les séries en fonction de V_a . Le résultat (fig. 13) indique un très léger accroissement de α quand on abaisse la tension d'arc (*).

3°) Effet de D :

Comme indication de la pression dans la chambre d'arc, nous utiliserons généralement le débit par cm^2 de fente d'émission qui est la grandeur directement mesurée (parag. II 3 A) et la plus intéressante du point de vue rendement. Pour maintenir i_t constant malgré la variation de débit, on limite le courant d'arc en abaissant la température de la cathode et l'on règle le courant de chauffage de celle-ci pour ajuster i_t . Un premier effet de l'accroissement de D est de réduire l'arrondi des sommets du trapèze de divergence. Mais, si l'on néglige ce détail, on voit que le débit de gaz a très peu d'influence sur la divergence pour i_t constant (fig. 14). De même,

(*) Nous ne pouvons donner une interprétation certaine de ce phénomène. C'est probablement un effet d'ordre secondaire dû à des facteurs mineurs que nous avons négligés dans cette étude approximative de la divergence.

le passage d'un régime d'arc limité par cathode à un régime limité par pression n'apporte aucun changement appréciable dans la valeur de α .

4°) Type de source :

On a étudié aussi la divergence pour la source à cathode transversale ou de Freeman (parag. II 3 B b). A condition d'utiliser des faisceaux dont les densités sont du même ordre que pour la source conventionnelle, on observe les mêmes phénomènes : domaines divergent et convergent, forme semblable des relevés de divergence. Même du point de vue quantitatif, la variation expérimentale de α en fonction de d pour des conditions données, confirme la relation (9) pour cette source aussi (fig. 15).

H. Influence de la divergence sur la résolution du faisceau.

Nous avons généralement observé que, pour des conditions analogues, la résolution des raies était meilleure pour un ménisque divergent que pour un ménisque convergent. Rautenbach {7} qui a observé le même phénomène pour un faisceau issu d'une ouverture circulaire l'attribue à l'aberration produite par la concentration de charge d'espace au voisinage du foyer réel du faisceau convergent. A cette cause, nous pouvons ajouter l'effet de recul du ménisque dans le domaine convergent, déformant sa courbure et provoquant ainsi une aberration au foyer-objet (cf. parag. II 3 B d7).

Par ailleurs, nous avons invariablement constaté que, dans un domaine donné, la résolution s'améliorait très sensiblement avec $|\alpha|$ à condition toutefois de ne pas dépasser l'ouverture-limite admise par l'analyseur (fig. 16). Pour le domaine divergent qui nous intéresse particulièrement nous pouvons attribuer cet effet aux deux causes suivantes :

a) une partie des aberrations ayant leur origine au voisinage de la source et qui sont énumérées dans la note 22, ont pour effet d'augmenter la largeur du foyer-objet virtuel et sont proportionnelles à la largeur de fente(*) mais inversement proportionnelles à la divergence du faisceau (**).

b) l'accroissement de la divergence augmente la fraction "focalisable" du faisceau comme nous allons l'expliquer dans ce qui suit.

(*) La fente d'émission elle-même ne constitue pas l'objet. Il est en effet bien connu que la largeur des raies peut être beaucoup plus petite que f . (cf. fig. 49).

(**) Il serait très souhaitable d'isoler et d'étudier ces différents facteurs d'aberration.

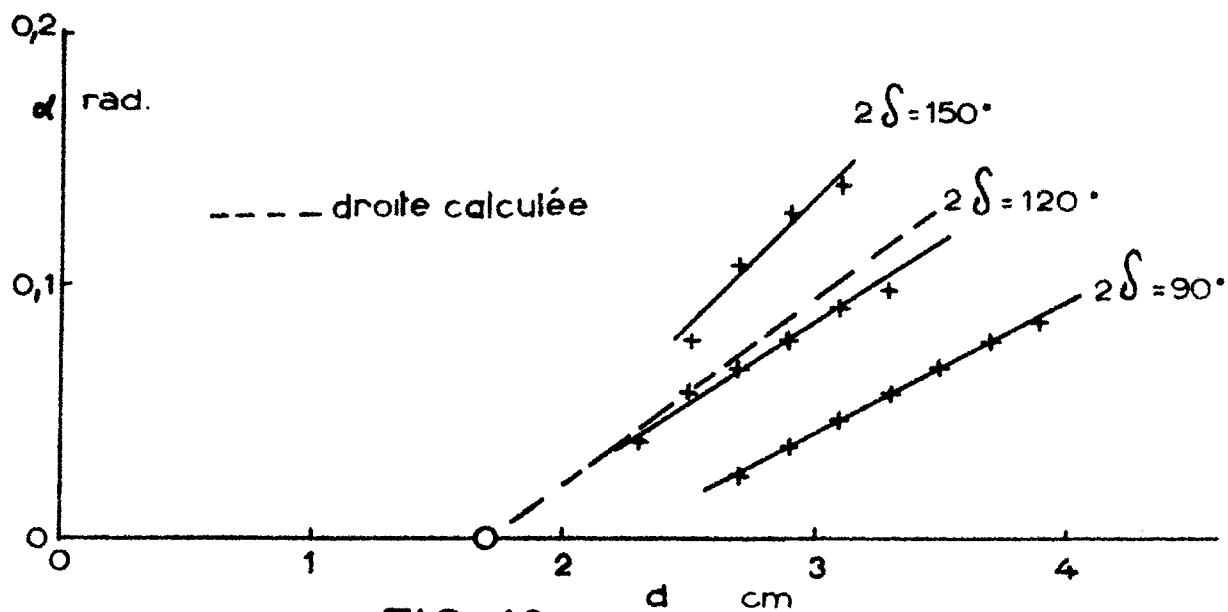


FIG. 10

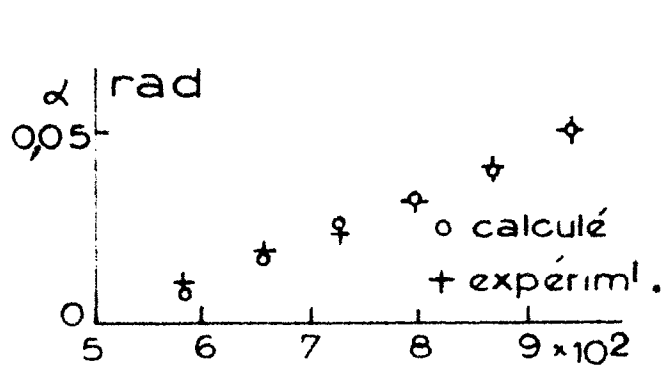


FIG. 11 H gauss

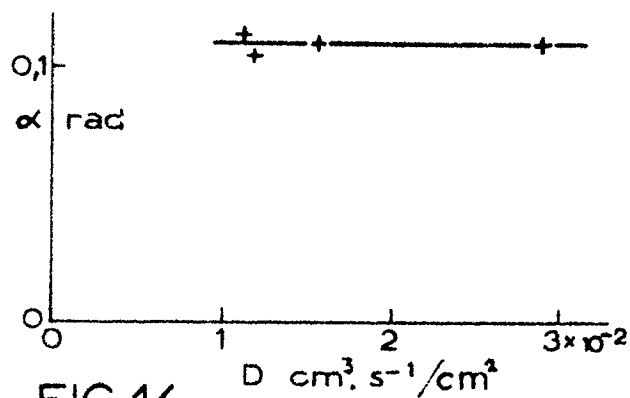


FIG. 14

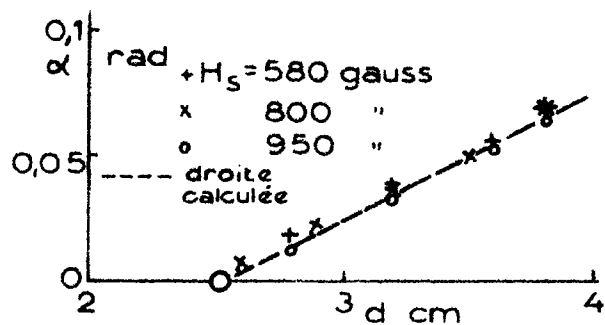


FIG. 12

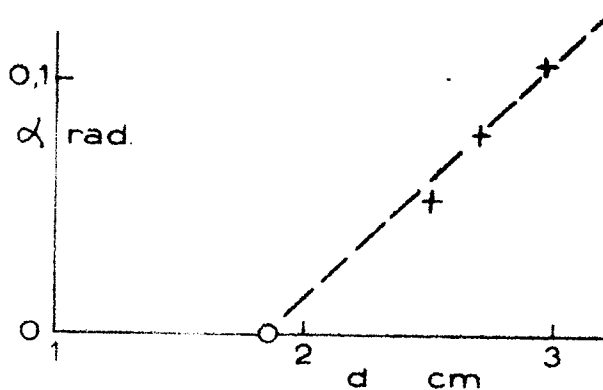


FIG. 15

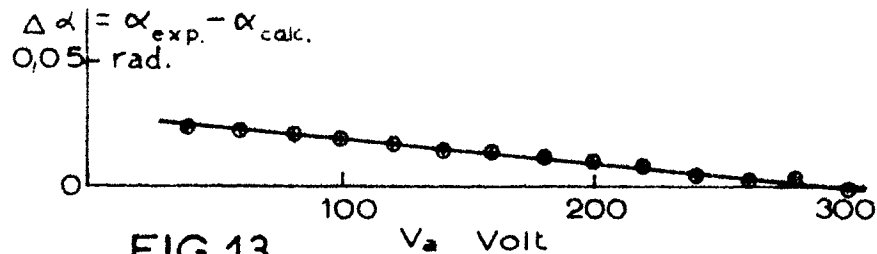


FIG. 13

Après avoir souvent constaté qu'une mauvaise qualité des faisceaux était liée à une valeur relativement élevée de la divergence parasite β (définie dans la fig. 8), nous avons entrepris d'étudier la qualité des images obtenues pour des "tranches" de faisceaux découpées à des endroits différents de la distribution angulaire du faisceau (cf. fig. 8). Nous avons effectivement trouvé (note 7) que seul le palier de divergence donne des raies correctes, la fraction du faisceau correspondant à β ne pouvant être focalisée en aucune façon. La raison n'en est pas claire mais n'est sans doute pas liée à un déplacement du foyer dans la direction x ou à un "hash" marginal du faisceau (note 7).

Dans l'espoir de réduire la valeur de β , nous avons déterminé sa variation en fonction de tous les paramètres de source et du système d'extraction. Les résultats, détaillés dans la note 8, indiquent que parmi les paramètres de source, seule la pression a une nette influence, un accroissement de p réduisant β , c'est-à-dire qu'une amélioration de la résolution ne peut se faire qu'aux dépens du rendement de la source. Par contre β ne semble pas varier avec la divergence ce qui explique l'amélioration obtenue dans la résolution en augmentant la valeur de α .

L'influence des paramètres d'extraction sur β est plus ou moins sensible et leur effet sur la résolution dépend des conditions de la comparaison. Par exemple β augmente légèrement avec l'angle δ , mais une détérioration correspondante de la résolution ne peut être décelée que pour des divergences de faisceau très faibles (et rarement utilisées). Par contre, toutes autres conditions maintenues constantes un accroissement de δ améliore la résolution par son effet sur α . Enfin, si l'on ajuste la distance interélectrode pour ramener la divergence à la même valeur (*) et pour des valeurs relativement élevées de celle-ci, on n'observe aucune différence appréciable dans la résolution. Ceci a pu être vérifié pour les trois cas illustrés dans la figure 10 (parag. F 5).

Pour éliminer les parties du faisceau correspondant à la divergence parasite et qui ne peuvent être focalisées, nous avons utilisé un diaphragme à l'entrée de l'analyseur. On ajuste alors la divergence et l'orientation verticale du faisceau de façon à admettre exactement dans l'analyseur le palier central de la distribution angulaire du faisceau.

Signalons enfin que la source à cathode transversale de Freeman étant exempte de par sa construction d'une partie des

(*) ceci constitue la méthode de comparaison la plus rationnelle.

facteurs d'aberration inhérents à la source conventionnelle (oscillations du plasma favorisées par le champ magnétique de source, aberrations géométriques dues à la déviation du faisceau par ce champ, chute de la densité ionique le long de la fente d'émission ; pour l'ensemble des facteurs de contamination, cf, note 22), ne présente pas une variation aussi critique de la résolution avec la divergence. En fait, même pour $\alpha \approx 0$ on a une assez bonne résolution. Ceci constitue l'intérêt essentiel de cette source pour les séparateurs à électrode fixe qui ne peuvent ajuster la divergence suivant le courant d'ions du faisceau ou pour les séparateurs possédant des aberrations d'ouverture importantes. Cependant, même pour cette source on a avantage à s'éloigner de la divergence nulle (fig. 16) (*). La supériorité des faisceaux convergents dans cette figure est fictive : en raison de la forme en cloche (fig. 4) des courbes de divergence dans ce domaine, une bonne partie des queues est interceptée par le diaphragme installé avant l'étude de la source Freeman.

I. Conclusions :

1°) Les résultats expérimentaux ci-dessus confirment la validité de la relation de divergence (9) et le mécanisme proposé basé sur la courbure du ménisque d'extraction. (**)

2°) Cette dernière (que l'on peut considérer comme une "lentille d'immersion") à elle seule suffit à fixer la divergence. L'emploi d'une deuxième électrode décélétratrice n'est donc pas nécessaire.

3°) La courbure du ménisque peut être facilement contrôlée par l'un des paramètres d'extraction ; le plus accessible étant la distance interélectrode. Il n'est pas nécessaire de connaître les détails des conditions de source, l'ensemble pouvant être remplacé par la densité du courant d'ions extrait. On peut ainsi déterminer à l'avance les conditions d'extraction pour obtenir un faisceau d'intensité donnée et ceci indépendamment du type de source. A titre d'exemple nous reproduisons (fig. 17) la famille de courbes

(*) Les abscisses négatives de cette courbe sont calculées d'après la relation (9) et n'ont qu'une valeur qualitative.

(**) Signalons aussi, que depuis le début de notre travail, Rautenbach {7} a également observé pour un faisceau émanant d'une source Nielsen {1} à champ magnétique longitudinal pourvu d'un orifice d'émission circulaire, que la divergence dépendait de l'ensemble des paramètres d'extraction et de l'arc et il a reconnu la possibilité d'avoir un ménisque convexe ou concave selon les valeurs de ces paramètres. Mais il n'a pas poursuivi l'étude quantitative du phénomène.

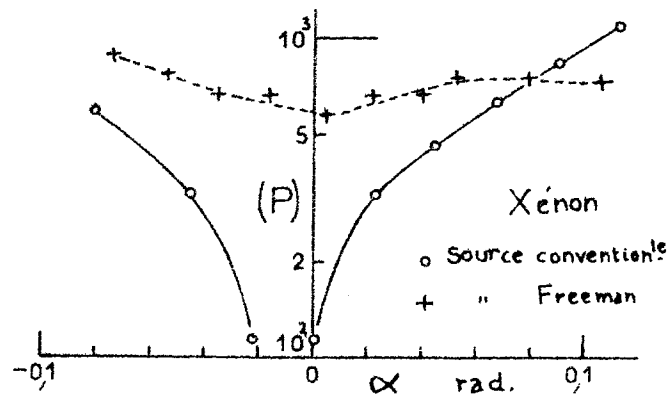


FIG. 16

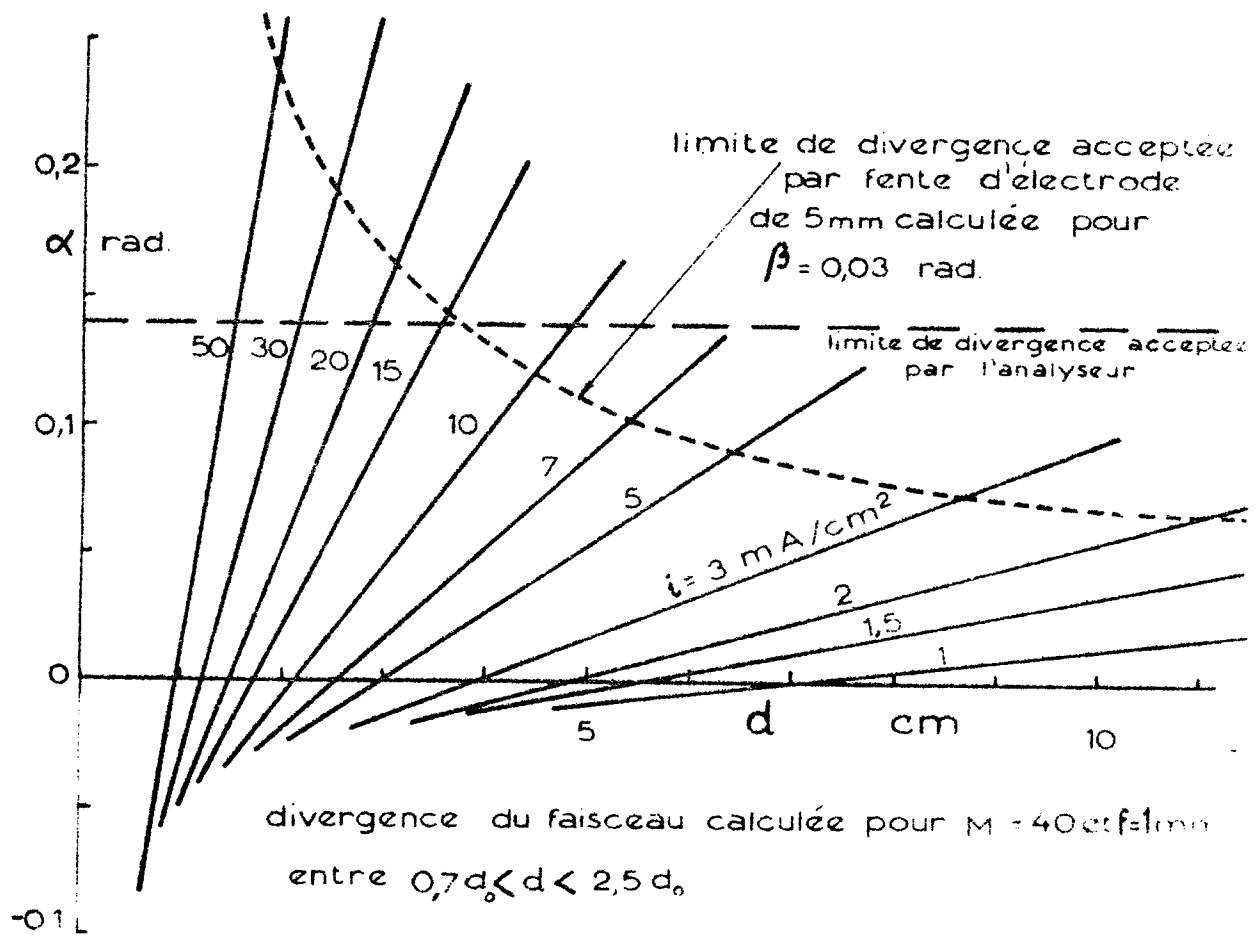


FIG. 17

qui représentent la divergence en fonction de la distance interélectrode pour un faisceau d'argon d'intensité variable issu d'une fente de 1 mm de large. (Le domaine $\alpha < 0$ n'y a qu'une valeur qualitative).

4°) Le ménisque concave utilisé généralement jusqu'ici n'est pas la seule géométrie souhaitable. Au contraire, on a vu que le domaine divergent donne une meilleure résolution. De plus, pour un faisceau d'intensité donnée (fig. 17) le domaine divergent utilise une distance interélectrode bien supérieure à celle nécessaire au domaine convergent (moins de claquages). Considéré autrement, pour une distance interélectrode donnée, on peut extraire un faisceau divergent d'intensité très supérieure à celle d'un faisceau convergent. L'importance de ce fait pour le rendement sera soulignée au chapitre IV.

5°) Pour les mêmes considérations de résolution et de rendement il est nécessaire d'utiliser la divergence maximum possible, celle-ci étant dictée par l'ouverture-limite acceptée par l'analyseur. Il faut éviter toute limitation de la divergence par des considérations secondaires comme une orientation verticale défectueuse du faisceau ou une largeur de fente insuffisante de l'électrode extractrice (cf. relation 12 et fig. 17).

6°) Un diaphragme interceptant la fraction du faisceau due à la divergence parasite amène une amélioration sensible de la résolution.

2. DISTRIBUTION ANGULAIRE DU FAISCEAU EN Z

A. Introduction Le contrôle de cette distribution est important pour canaliser tout le faisceau d'ions dans l'entrefer et éviter son interception par les pôles. De plus, elle contribue avec la configuration du champ magnétique analyseur à déterminer la distribution en z de l'image au collecteur ainsi que l'importance des aberrations dues au champ marginal. Remarquons qu'il ne s'agit pas exactement d'une divergence en z puisque la fente d'émission est étendue dans cette direction. Il s'agira plutôt de déterminer l'orientation dans le plan xz de chaque trajectoire ionique en fonction de la coordonnée z de son point d'émission.

Nous noterons tout d'abord, sans le traiter autrement ici (*), l'effet particulier dû aux extrémités de la fente qui influence une fraction importante des ions issus de celle-ci et fait intervenir de nombreux facteurs : la géométrie d'extraction, en particulier l'angle δ_z , la répulsion par charge d'espace en z et enfin la courbure du ménisque (dans deux dimensions) aux extrémités de la fente, régie par les paramètres du système d'extraction.

(*) En raison de sa complexité, l'étude de cet effet n'a pu être encore achevée.

Les trois types de faisceaux généralement utilisés et représentés dans le plan xz par la figure 18 sont :

- a) le faisceau à trajectoires parallèles obtenu par un ensemble d'électrodes droites et parallèles.
- b) le faisceau à trajectoires convergentes en z obtenu par Von Ardenne et al. {9} à l'aide de la courbure des électrodes d'émission, d'extraction et de l'axe magnétique de source.
- c) le faisceau convergent en z obtenu plus simplement par J.H. Freeman(**) par la courbure de l'électrode-extractrice seulement.

C'est cette dernière méthode qui est utilisée à Orsay où, après des essais empiriques, un rayon de courbure $R_e = 50$ cm a été adopté pour l'électrode extractrice. Or, la distance focale F_z mesurée pour cette courbure ne correspond pas à la valeur théorique. Une reproduction approximative du champ accélérateur par la méthode de la membrane de caoutchouc nous a permis de mettre en évidence l'effet perturbateur des pôles magnétiques de source sur la direction des lignes de force. Cet effet explique l'excès de convergence mesuré, ainsi que la variation de F_z avec la distance interélectrode d. En éliminant cet effet par une géométrie appropriée, nous avons pu rétablir l'indépendance de F_z avec d ainsi que l'accord approximatif des distances focales expérimentale et théorique.

B. Calcul de la distance focale en z.

Nous négligerons l'effet de la charge d'espace. A une distance quelconque z de l'axe du faisceau (fig.19) le champ électrique suivra une ligne courbe normale au plan d'émission et à l'électrode aux points d'intersection. La courbure du champ étant faible nous pouvons décomposer l'accélération en une composante G normale au plan d'émission et sensiblement constante et en une composante g parallèle à z et proportionnelle à x (ce qui revient à retenir seulement le premier terme de la courbure du champ) soit

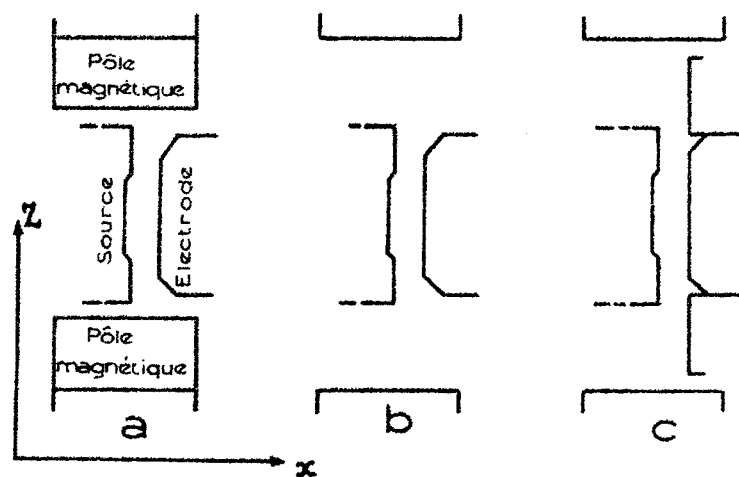
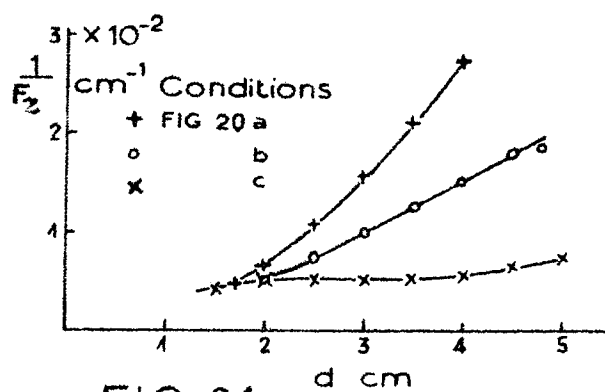
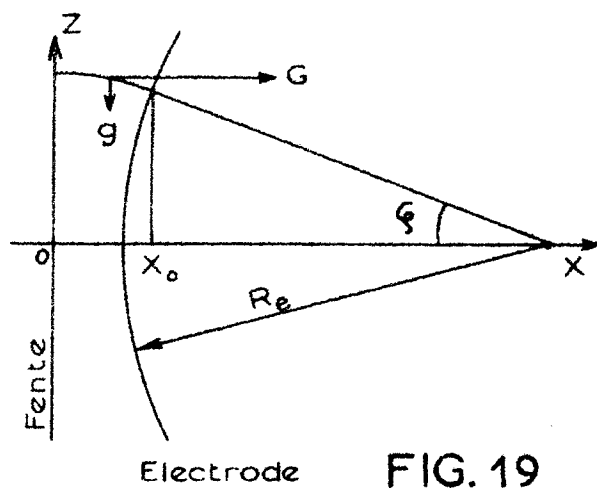
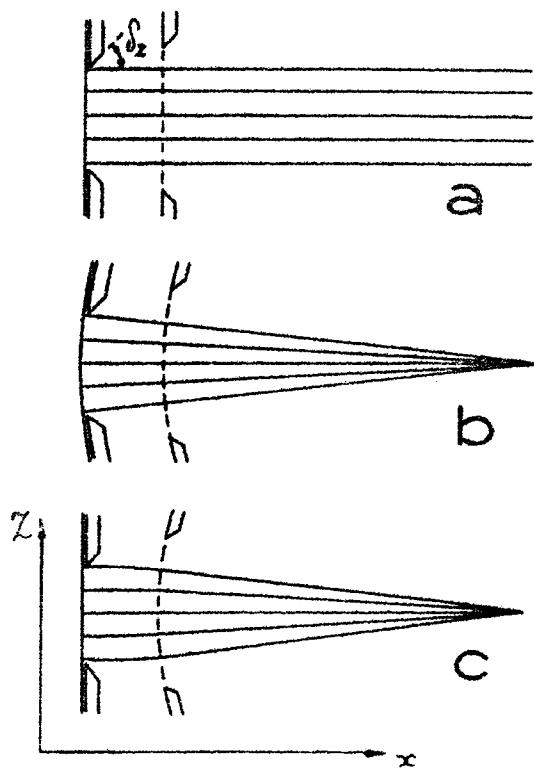
$$g = -\zeta \frac{x}{x_0} - G \quad (13)$$

où l'indice zéro indique l'intersection avec l'électrode.

La vitesse acquise à cette intersection dans la direction z est :

$$v_0 = \int_0^{t_0} dv = \int_0^{t_0} \zeta \frac{x}{x_0} - G dt = \zeta G \int_0^{t_0} \frac{t^2}{t_0^2} dt = \frac{\zeta G}{3} t_0 \quad (14)$$

(**) Communication privée.



La vitesse acquise dans la direction x est :

$$V_o = G t_o \quad (15)$$

donc

$$\frac{v_o}{V_o} = \frac{\zeta}{3} \quad (16)$$

Autrement dit

$$\frac{1}{F_z} = \frac{1}{3 R_e} \quad (17)$$

Dans le cas où la plaque d'émission est également cintrée dans le plan xz suivant un rayon R_p , une généralisation très simple du calcul précédent aboutit à la relation :

$$\frac{1}{F_z} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{R_e} - \frac{1}{R_p} \right) \quad (18)$$

On voit que la courbure de l'électrode extractrice (fig. 18c) est trois fois moins efficace que la courbure simultanée des deux premières électrodes (fig. 18b). Dans les deux cas cependant, la distance focale est indépendante de la distance interélectrode d.

C. Résultats expérimentaux.

La méthode consiste à remplacer la fente d'émission par deux trous circulaires de 1 mm de diamètre et distants de 4 cm et à déterminer à l'aide de la sonde verticale la déflexion respective des deux pinceaux ioniques émis par ces orifices. Cette sonde verticale représentée dans la figure 1 est identique à la sonde horizontale, l'orientation exceptée. La distance focale a été mesurée en fonction de d pour les trois cas représentés par la figure 20 soit :

- a) conditions usuelles d'opération
- b) pôles magnétiques éliminés pour réduire leur influence,
- c) pôles magnétiques éliminés et deux ailettes latérales prolongeant l'électrode extractrice.

Le résultat, résumé dans la figure 21, montre clairement l'effet des pôles qui consiste à accentuer la convergence du faisceau en z. Le résidu de convergence déterminé seulement par la courbure d'électrode donne une distance focale, pratiquement indépendante de la distance interélectrode et égale à 200 cm soit $4 R_e$, ce qui n'est pas très différent de la relation (17). Le léger désaccord provient sans doute de l'angle d'ouverture $\delta = 45^\circ$ utilisé autour des orifices d'émission pour réduire la divergence des pinceaux, variable avec d.

3. AUTRES QUESTIONS CONCERNANT LE SYSTEME D'EXTRACTION :

Nous traiterons en annexe les sujets résumés ci-dessous :

- a) Le courant d'ions i_e reçu par l'électrode extractrice ne dépasse pas 3 % du courant d'ions total dans les conditions correctes d'extraction et de fonctionnement de la source (note 3).
- b) L'emploi de la translation verticale de l'électrode extractrice combinée à sa rotation autour d'un axe parallèle à z constitue une méthode pratique et satisfaisante pour orienter verticalement le faisceau tout en le maintenant centré sur la fente de l'électrode (note 4).
- c) La polarisation $-U_2$ qu'il est nécessaire d'appliquer à l'électrode extractrice pour retenir les électrons de neutralisation du faisceau ne dépend que du champ d'extraction U_1/d et lui est pratiquement proportionnelle (note 5).
- d) La distance interélectrode minimum pratique d^* , pour laquelle des claquages commencent à apparaître, est constante (pour U constant) pour de faibles pressions dans la source, mais devient proportionnelle au débit de gaz issu de la fente d'émission pour des pressions relativement élevées (note 6).

/ CHAPITRE II /

SOURCE D'IONS

1. INTRODUCTION

Après avoir dégagé le rôle du système d'extraction dans la formation du faisceau et montré comment le régler quelles que soient les conditions détaillées de la source d'ions, nous consacrerons ce chapitre à l'étude de cette dernière qui est essentiellement responsable de l'intensité du courant d'ions extrait. Les conditions de fonctionnement de la source déterminent aussi pour une grande part la "qualité" des faisceaux produits et il est indispensable de vérifier si les faisceaux obtenus dans des conditions de source (données) peuvent être réellement focalisés de façon satisfaisante (*).

A part le choix du type de source, les facteurs qui définissent les conditions du système-source sont les paramètres de construction (forme et diamètre de cathode, dimensions diverses, etc...) et les paramètres de la décharge (I_k , H_s , V_a , D). Le système d'extraction lui-même, représenté par la courbure du ménisque, peut être considéré comme un paramètre supplémentaire qui n'a d'ailleurs qu'une influence secondaire sur le courant d'ions extrait comme on le verra par la suite.

Notre étude de la source d'ions a consisté à déterminer le rôle de ces paramètres surtout ceux de la décharge, afin de pouvoir les régler efficacement et rapidement de façon à obtenir dans chaque cas les meilleures performances de la source surtout du point de vue rendement. A cet effet, nous avons construit une version améliorée, plus étanche et plus souple, de la source conventionnelle (cathode chaude latérale et champ magnétique transversal) qui nous a facilité la variation et la mesure des différents paramètres. Nous avons été guidés dans cette étude expérimentale par la théorie de l'arc développée par Bohm [10] pour ce genre de source et à laquelle nous avons ajouté quelques détails concernant le fonctionnement de l'arc en régime poussé, cette condition étant la plus avantageuse comme on le verra dans ce qui suit.

Pour des raisons de commodité dans les mesures, la source a été alimentée essentiellement à l'argon et au xénon. Son fonctionnement avec des corps solides et des composés introduirait

(*) c'est la raison pour laquelle une étude des sources d'ions hors du séparateur n'a qu'une valeur très limitée.

certainement de nouveaux problèmes mais ne changerait pas les principes de base.

2. THEORIE SOMMAIRE DE L'ARC

Une étude de la décharge dans un champ magnétique, tant du point de vue théorique qu'expérimental, a été présentée par Bohm {10} ainsi que l'application de cette étude à l'extraction d'un faisceau dans les conditions optima de rendement (*). Il en ressort essentiellement qu'une pression de gaz supérieure à un minimum donné est nécessaire dans la chambre d'arc pour l'établissement d'une décharge stable. La valeur de cette pression minimum peut être calculée d'après le bilan de la production des ions dans le plasma et leur perte sur les parois de la chambre, en se basant d'une part sur la condition de Langmüir :

$$j_+ > \frac{j_e}{\lambda} \sqrt{\frac{m_e}{m}} \quad (19)$$

et d'autre part sur la relation de Bohm :

$$j_+ = n_+ \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \quad (20)$$

dans lesquelles j_+ représente le nombre d'ions diffusant des limites du plasma par seconde et par cm^2 , j_e le nombre d'électrons émis par seconde par cm^2 de surface de la cathode (**), T_e la température électronique du plasma, k la constante de Boltzmann, m et m_e les masses respectives de l'ion et de l'électron, n_+ le nombre d'ions par cm^3 au sein du plasma et λ un facteur de correction pour tenir compte de l'état de surface de la cathode. On arrive ainsi à la concentration minimum nécessaire des atomes neutres :

$$n > \frac{1}{\sigma \chi w \lambda} \sqrt{\frac{m_e}{m}} \quad (21)$$

où σ est la section efficace d'ionisation à la tension d'arc V_a utilisée, χ un facteur de correction pour tenir compte de l'ionisation supplémentaire due aux électrons secondaires du plasma et w l'épaisseur de la cathode (direction x).

(*) Un résumé des résultats a été repris par Walcher {11}

(**) j_e est très peu différent de j qui représente le nombre d'électrons par cm^2 par seconde reçu par l'anticathode. Dans tout ce qui suit nous utiliserons j de préférence.

La relation (21) est valable pour une ionisation faible quand $n_+ \ll n$. Par contre, dans le cas d'une ionisation poussée (courant d'arc intense) la pression nécessaire est plus élevée que celle indiquée par cette relation, ceci étant dû au fait que la concentration d'atomes neutres disponibles est alors sensiblement plus faible que n . Pour tenir compte de ce fait, il faut inclure dans le taux de production des ions un facteur de correction $Q < 1$ qui diminue à mesure que l'ionisation est plus poussée. La connaissance de ce facteur est importante pour la détermination des conditions de décharge les plus avantageuses, mais la complexité des phénomènes en jeu rend très difficile le calcul exact de cette fonction $Q(j)$ ainsi que l'ont montré les efforts de T.L Hill et L.H. Aller [10] .

En adoptant une attitude plus souple, nous avons essayé de simplifier le problème et nous avons obtenu une expression déterminée, bien que très approximative, de cette fonction qui nous a permis de généraliser les résultats de Bohm et d'aboutir finalement à la variation du rendement en fonction de la pression ou de la densité du courant d'ions extrait. Dans ce calcul, nous avons considéré plutôt l'arc dans les conditions d'extraction, c'est-à-dire en tenant compte des pertes d'ions considérables dues à la proximité de la plaque d'émission, ainsi que de la chute locale de pression due à la fente d'émission, alors que l'étude originale se référait à un arc expérimental éloigné des parois. En renvoyant en annexe (note 9) pour les détails, nous reproduisons ici seulement les relations finales :

a) Le taux d'ionisation R_t (en nombre d'ions par seconde) dans la colonne de plasma est donné par

$$R_t = R'_t Q \quad (22)$$

$$\text{où} \quad R'_t = R_t \quad = l h w n j \sigma \chi \theta \nu \quad (23)$$

$$a \rightarrow 0$$

$$\text{et} \quad Q = \frac{1 - e^{-a}(1 - a) + a^2 E_i(-a)}{2a} \quad (24)$$

Dans ces relations $l h w$ représentent les longueur, hauteur et largeur de la colonne de plasma (dans les directions z , y et x), θ est un facteur de correction pour tenir compte de l'efficacité accrue des électrons primaires due à leur trajectoire hélicoïdale, ν défini par $\nu = 1 - f/2h$ (25) représente les pertes de gaz dues à l'ouverture de largeur f de la fente d'émission, $E_i(-a)$ est l'intégrale exponentielle [12] définie par

$$E_i(-a) = - \int_a^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \quad (26)$$

et a est l'indice d'ionisation (sans dimensions comme Q) que nous définissons par l'expression :

$$a = \frac{j \sigma \chi w \theta}{v} \quad (27)$$

dans laquelle v est la vitesse moyenne des molécules gazeuses à la température T_a (en degrés K) régnant dans la chambre d'arc. La même relation devient en unités pratiques :

$$a = 2,48 \times 10^{13} j(A/cm^2) \sqrt{300/T_a} \sigma \chi w \theta \sqrt{M} \quad (28)$$

La figure 22 représente le facteur de correction Q ainsi que la fonction $2aQ$ qui est la probabilité d'ionisation d'une molécule pénétrant la colonne de plasma.

b) La densité minimum relative n_o est donnée par la relation

$$n_o = n'_o / Q \quad (29)$$

où n'_o représente la densité minimum absolue (*) donnée par

$$n'_o = \frac{2\mu}{\sigma \chi w \lambda v \theta} \sqrt{m_e/m} \quad (30)$$

Le facteur μ variable généralement entre 1/2 et 1 tient compte des pertes d'ions sur les parois. On notera que n_o dépend de j par l'intermédiaire de Q .

Considérons maintenant la façon dont s'établissent les caractéristiques j , a , Q d'un arc en équilibre. Si n est plus petit que n'_o , aucune décharge stable ne peut avoir lieu. Si $n > n'_o$,

(*) Les formules de transformation entre la pression p , la densité n et le débit de gaz D par unité de surface d'ouverture dans la chambre d'arc sont donnés dans la note 11 en annexe. Ces formules donnent l'expression de D'_o et p'_o (relations A-35 et A-36 dans note 9).

la décharge s'amorce et s'intensifie sous l'influence mutuelle du courant électronique émis de la cathode et du courant d'ions frappant celle-ci. Trois cas peuvent se présenter pour limiter l'accroissement du courant d'arc :

1°) Cet accroissement de j amène celui de a (relation 28) et la diminution de Q (figure 22), donc aussi l'accroissement de la densité n_0 minimum nécessaire (relation 29) jusqu'à ce qu'elle coïncide avec la valeur de n existant dans la source. Nous dirons que le régime d'arc est limité par pression(*) et n_0 est la densité minimum relative nécessaire à l'obtention du "courant d'arc" j actuel.

2°) Avant que j n'atteigne la valeur déterminée par n , il peut être limité par la température insuffisante de la cathode. Dans ce cas la valeur de n_0 correspondant à la valeur actuelle de j est plus petite que n . Nous dirons que le régime d'arc est limité par la cathode. Dans ces conditions un accroissement de n ne modifie pas le courant d'arc mais accroît simplement le rapport $n/n_0 = \rho$, ce rapport étant l'unité dans un régime limité par pression.

3°) Le courant d'arc peut aussi être limité par une résistance en série qui abaisse V_a et agit sur n'_0 par l'intermédiaire de σx (relation 30) abaissant ainsi le rapport n_0/n'_0 pour correspondre à une valeur de j plus faible. Ce moyen généralement utilisé est pratique mais provisoire : il sert seulement à maîtriser l'arc, le temps de régler les autres paramètres ; la tension aux bornes de l'arc V_a doit être indépendamment contrôlée et ramenée à la valeur désirée.

c) La densité du courant d'ions extrait en nombre d'ions par seconde par cm^2 de fente est donnée par :

$$i = \rho j \sqrt{\frac{m_e}{m}} \quad (31)$$

Exprimée en fonction du courant d'arc total j_u reçu à l'anticathode et du courant ionique extrait total i_t , la relation (31) devient :

$$i_t = \frac{0,0234 \rho f \ell}{w h \sqrt{M} \lambda} j_u \quad (32)$$

Cette relation est très approximative car n_+ n'est pas uniforme dans le plasma comme on le suppose dans les prémisses (note 9) ;

(*)

distingué par l'indice zéro dans tous les symboles.

de même la surface utile de cathode n'est pas exactement wh mais dépend aussi de la forme de la cathode et de la valeur du champ magnétique de source H_s . Cependant cette relation est intéressante car, sans nous donner la valeur exacte du rapport $\frac{i_t}{j_u}$ (ou du rap-

port i/j) elle nous renseigne sur son mode de variation. Ainsi, pour des gaz différents, ce rapport varie comme $1/\sqrt{M}$ mais il ne dépend pas de σ ni de χ (ni donc de la tension d'arc V_a). Pour $\rho = 1$, ce rapport ne dépend pas de la pression dans la source. Par contre, pour j_u constant et ρ variable, il est proportionnel à ce dernier paramètre, donc à la pression. Toutes ces déductions seront à peu près confirmées expérimentalement. Il est surtout intéressant du point de vue pratique de noter que ce rapport ne dépend ni de T_e ni de n_+ . On peut ainsi estimer le courant d'ions du faisceau i pouvant être fourni par la source d'après la marge du courant d'arc disponible sans avoir besoin de connaître la température électronique ou la densité ionique dans le plasma. Ceci sera discuté plus longuement après l'exposé expérimental.

d) Le rendement de la source est généralement défini du point de vue pratique comme le rapport du nombre de molécules ionisées émises par la fente au nombre de molécules de gaz ou de vapeur admises dans la chambre d'arc, soit :

$$\eta_s = \frac{i_t}{D_{ts}} \quad (33)$$

Pour mieux caractériser l'efficacité du principe de source utilisé, nous préférons employer le rendement à la fente η qui ne fait pas intervenir les fuites de gaz parasites dans la chambre d'arc et qui est défini ainsi :

$$\eta = \frac{i_t}{D_t} = \frac{i}{D} \quad (34)$$

où $D_t = D \times S_f$ est le nombre total de molécules ionisées ou non issues de la fente d'extraction de surface S_f .

Ce rendement est donné par la relation :

$$\eta = 2 \frac{v}{\mu} \cdot \frac{a}{D_o/D_o} \quad (35)$$

ou l'expression équivalente :

$$\eta = 2 \frac{v}{\mu} \cdot \frac{a Q}{1 + 2a Q \left(\frac{v}{\mu} - 1 \right)} \quad (36)$$

dont la complexité provient du fait que le débit total issu de la fente est régi en partie par les lois de l'effusion, et en partie, par les conditions de la décharge. Ainsi D_o/D'_o n'est plus égal à $n_o/n'_o = \frac{1}{Q}$ (relation 29) mais est donné par la relation :

$$\frac{D_o}{D'_o} = \frac{1}{Q} \left[1 + 2aQ \left(\frac{v}{\mu} - 1 \right) \right] \quad (37)$$

et dépend du rapport v/μ (fig.23) (*).

Notons que a , Q et $\frac{D_o}{D'_o}$ figurant dans l'expression (36) sont liés par des relations, de sorte que η peut être considéré comme fonction unique de a ou de $\frac{D_o}{D'_o}$ pour une valeur donnée de v/μ .

La figure 24 montre la variation de η avec l'indice d'ionisation a pour trois valeurs de v/μ . La même allure des courbes doit se conserver si on prend pour abscisse le courant d'arc j_u ou le courant d'ions i_t qui sont proportionnels à a (relations 28 et 32). Ainsi la courbe représentant η en fonction de i qui est la plus intéressante du point de vue pratique, sera la même pour tous les corps (en coordonnées logarithmiques) sauf un décalage d'abscisse correspondant au facteur $\sigma \chi M$ (d'après les relations 28 et 32). La figure 25 montre la variation rapide de η avec le rapport D_o/D'_o pour trois valeurs de $\frac{v}{\mu}$ (*).

Les courbes des figures 24 et 25 impliquent un régime limité par pression. Dans le cas où le régime est limité par cathode avec un courant d'arc donné, le rendement sera celui d'un régime limité par pression correspondant au même courant d'arc. Autrement dit, dans un régime limité par cathode le rendement n'augmente pas avec n ou i (ceci découle immédiatement de la relation 31) ; il en résulte que pour une pression ou un courant d'ions donnés, le régime limité par pression donnera toujours le meilleur rendement. Par ailleurs, les courbes des figures 24 et 25 qui sont basées sur des paramètres universels montrent que, quel que soit le corps à ioniser, on a toujours intérêt à forcer le régime de l'arc, c'est-à-dire à augmenter la pression dans la source. La recommandation contraire qu'on trouve parfois dans la littérature {11} provient du manque de distinction nette entre la pression minimum absolue p'_o (dont il faut s'éloigner) et la condition de pression minimum

(*)

Dans cette figure, les courbes extrêmes ont été décalées d'un facteur 2 en abscisse, pour mettre en relief la variation de D'_o avec v/μ (relation 30). En pratique v/μ se situe entre 1 et 2.

relative p_0 (dont il faut se rapprocher).

Des considérations pratiques s'opposent à l'intensification indéfinie du régime de l'arc et par conséquent du rendement. Parmi ces facteurs de limitation, on peut déjà prévoir :

1°) La densité maximum du courant d'ions extrait que le système d'extraction est capable de focaliser utilement.

2°) Le maximum de courant d'arc que la cathode est capable de fournir dans des conditions de vie raisonnable.

3°) La résolution minimum qu'on désire obtenir du faisceau. (Cette considération limitera surtout α_x par l'intermédiaire de V_a).

Il nous semble préférable de discuter ces facteurs après l'exposé des résultats expérimentaux.

3. ETUDE EXPERIMENTALE

A Description de la source et mesure de ses paramètres

La source expérimentale que nous avons construite dérive directement de celle normalement utilisée sur notre séparateur {3} mais avec certaines modifications dictées par les considérations suivantes :

1°) Permettre la mesure des paramètres dont la connaissance est indispensable à l'étude de l'arc, en particulier, le courant d'électrons primaires et la pression dans la chambre d'arc.

2°) Réaliser une certaine souplesse dans le montage pour permettre l'étude de la variation des paramètres de construction et, en particulier, la position de la cathode et la pression régnant autour de celle-ci.

3°) Réduire au minimum le couplage thermique entre le creuset et la chambre d'arc, ceci étant indispensable à la stabilité de fonctionnement et au contrôle indépendant de la température du creuset.

4°) Contrôler la température de la chambre d'arc indépendamment du régime d'arc.

5°) Réduire au minimum les fuites de gaz de la chambre d'arc.

La source, représentée schématiquement par la figure 26,

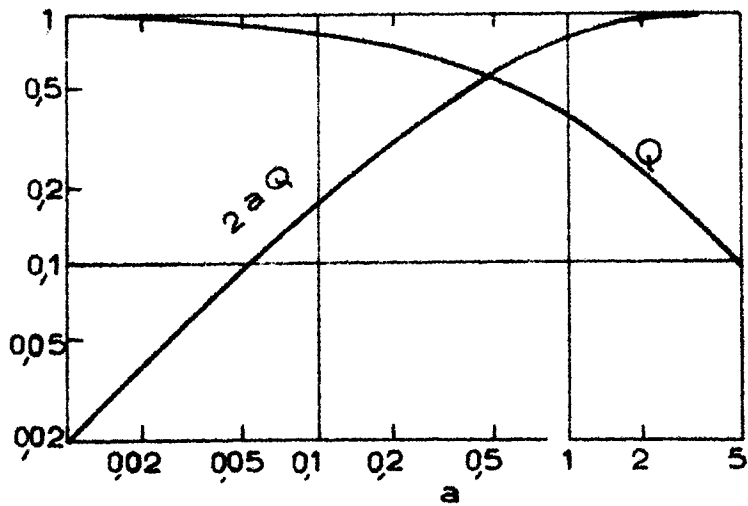


FIG 22

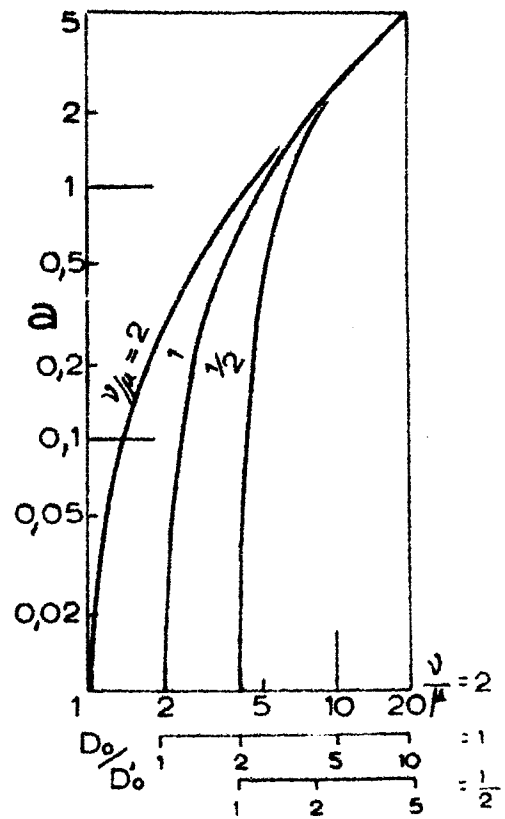


FIG 23

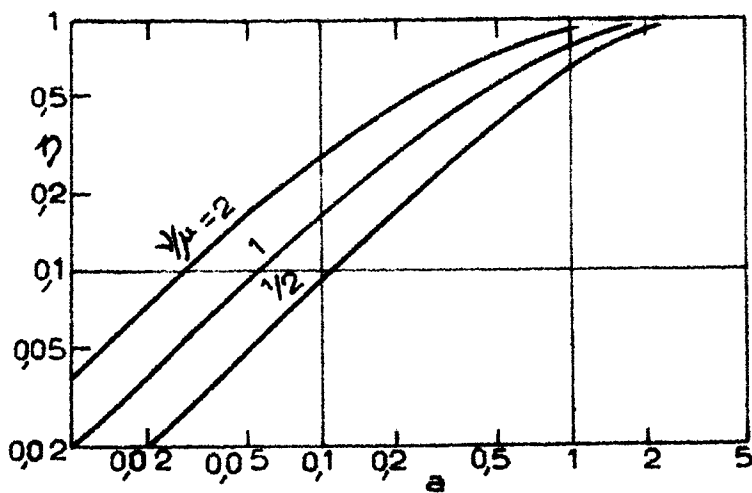


FIG 24

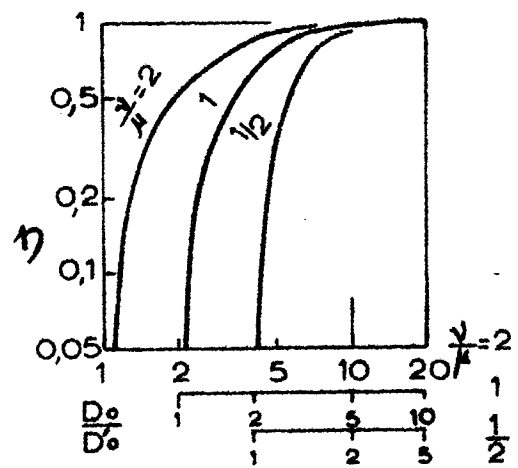


FIG 25

se compose essentiellement des éléments suivants :

- la chambre d'arc (1) usinée dans un bloc de graphite et couverte par la plaque d'émission (2)
- l'élément de chauffage (3) logé dans les parois de la chambre ainsi que le thermocouple (4)
- les réflecteurs (5) en molybdène entourant la chambre
- le répartiteur de pression (6) en forme de tiroir percé de nombreux trous uniformément distribués le long de la chambre
- la cathode (7) généralement en tungstène de 1 mm de diamètre et dont l'emplacement et la forme ont fait l'objet d'une étude particulière (§ B b)
- l'anticathode (8) en graphite, isolée électriquement de la chambre d'arc et qui sert à mesurer le courant d'électrons primaires
- le creuset de graphite (9) formant four et contenant éventuellement un deuxième creuset (10) en quartz ou autre matériau spécial, selon le cas
- l'élément de chauffage (11) du creuset muni de ses réflecteurs (12) et contrôlé par un régulateur de température d'après les indications du thermocouple (13)
- la cheminée d'alumine (14) reliant le four à la chambre d'arc et munie d'un embout cônique de graphite (15)
- le réflecteur de cette cheminée (16) découpé en galettes pour réduire la conduction thermique longitudinale
- l'admission de gaz (17).

Des détails supplémentaires ainsi que des modifications éventuelles de cette construction sont décrits en annexe (note 10). Notons seulement que la cathode est montée avec les tiges parallèles à la direction du champ magnétique pour réduire les décharges parasites dues à ces tiges quand la cathode est placée à l'intérieur de la chambre d'arc (ce qui est le montage le plus avantageux comme on le verra par la suite). La figure 27 montre l'aspect général de la source et la figure 28 la chambre d'arc cuverte, la cathode en position intermédiaire (*). Les divers accessoires de la source sont groupés dans la figure 29.

(*) Dans cette photo, l'élément au centre de la chambre d'arc est un accessoire de la jauge ionique de source décrite dans la note 12. C'est une chicane empêchant les ions de l'arc d'accéder aux cellules de la jauge.

Pour la mesure reproductible des paramètres de source, celle-ci doit être très bien dégazée. L'emploi exclusif de gaz rares pour alimenter la décharge facilite la réalisation de cette condition. De plus, le champ de source doit être très bien aligné, parallèlement à la plaque d'émission. Enfin, une tolérance minimum sur les dimensions critiques est indispensable. En particulier la distance cathode-plaque d'émission, de l'ordre du mm est difficile à observer rigoureusement et constitue probablement le facteur principal de la dispersion des résultats.

Pour mesurer la pression des vapeurs condensables produites dans le creuset, nous avons réalisé une jauge ionique spéciale montée sur la chambre d'arc et qui sera décrite en annexe (note 12). Pour la mesure du débit total D_{ts} (cm^3 par sec. à 1 Atm. et 20°C) de gaz pénétrant dans la source, nous avons utilisé le débitmètre que nous avons décrit par ailleurs {13} et dont le principe est basé sur le déplacement d'un index de mercure dans un tube capillaire calibré (fig. 30). Le débit de gaz total D_t passant par la fente d'émission sera donné par

$$D_t = D_{ts} \times S_f / (S_f + S_p) \quad (38)$$

où S_f (de l'ordre de $0,56 \text{ cm}^2$) est la surface de la fente et S_p (de l'ordre de $0,11 \text{ cm}^2$) la surface d'un orifice percé dans une paroi mince et qui donnerait un débit équivalent aux fuites parasites dans la chambre d'arc. La moitié de la valeur de S_p est due au passage des tiges de cathode(*) (celle-ci étant en position interne) ou à l'orifice de collimation des électrons primaires (cathode intermédiaire ou externe). D'autres détails concernant les méthodes de mesure sont rapportés en annexe (note 11).

B Résultats expérimentaux

a) Introduction

Les paramètres de source sont nombreux et variés, ce qui rend très difficile la recherche expérimentale des meilleures conditions de fonctionnement de la source. Aussi, avons-nous adopté la méthode suivante : Dans une étude préliminaire nous avons déterminé les conditions les plus avantageuses concernant les paramètres semi-permanents (système de cathode, dimensions diverses, etc...) et le mode de fonctionnement de la décharge. Les caractéristiques générales de la source ainsi établies, nous avons pu aborder l'étude systématique des variables essentielles (en particulier celles de la décharge I_k ,

(*)

Un nouveau montage de cathode avec un passage étanche dû à M. Wotke a été réalisé récemment.

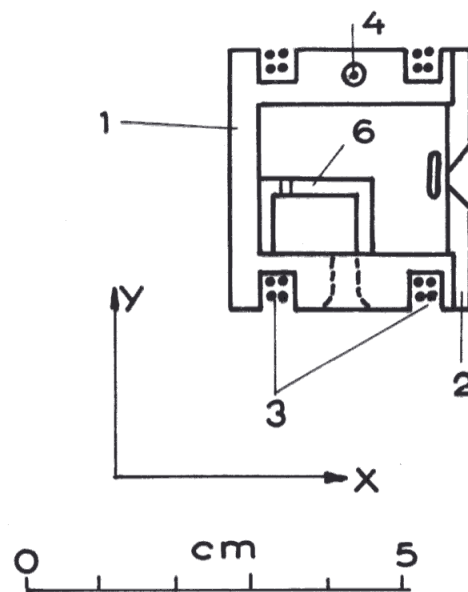
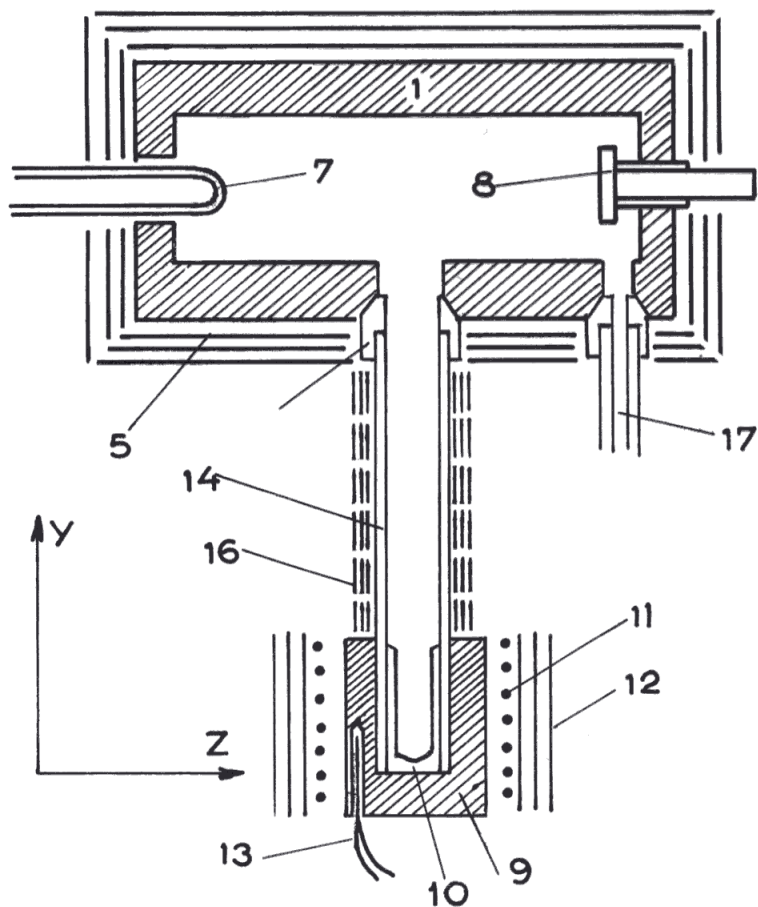


FIG 26

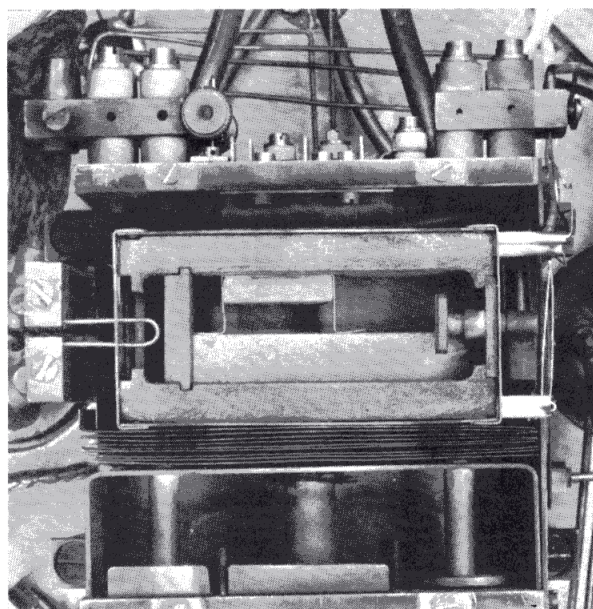


FIG 28

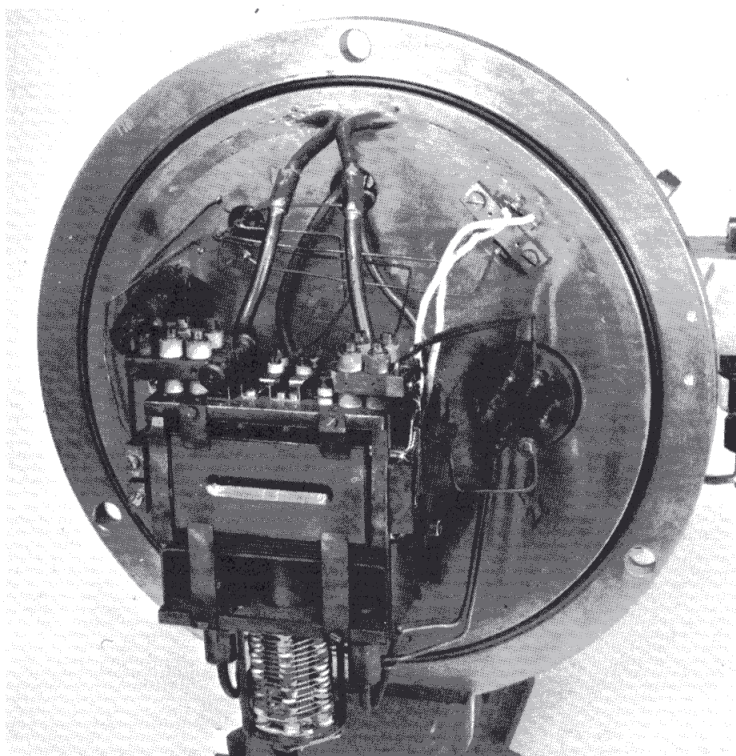


FIG 27

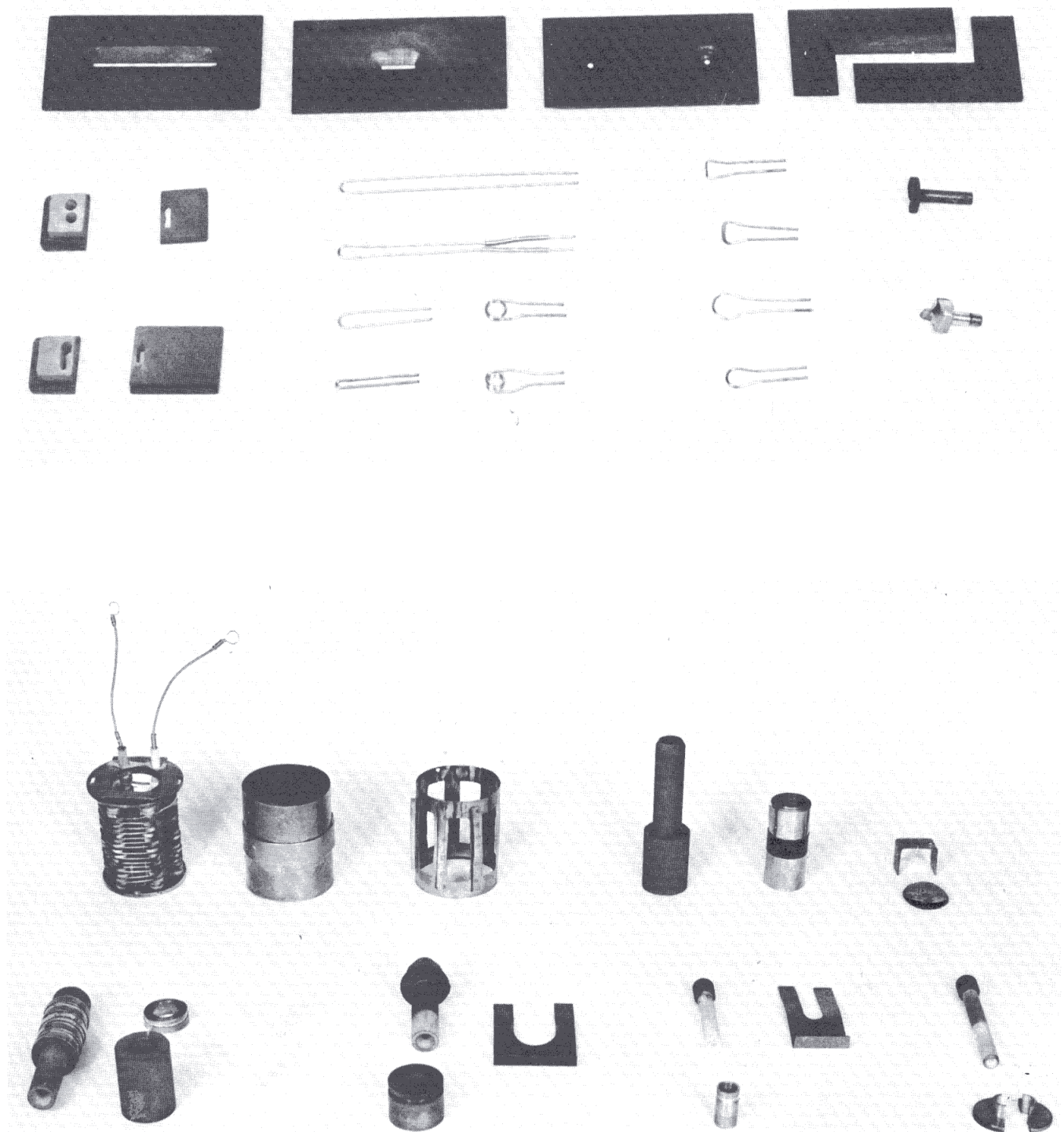


FIG 29

H_s , V_a , D) que nous avons réalisé de deux points de vue différents : le premier a consisté à se rapprocher des conditions idéalisées de la théorie de l'arc pour pouvoir en vérifier les résultats (la condition essentielle étant une colonne de plasma bien délimitée, donc un champ magnétique suffisant). Le second point de vue a consisté à chercher empiriquement les meilleures valeurs à adopter pour chacun des paramètres (champ de source compris) et la manière de les contrôler à tour de rôle de façon à obtenir pour chaque cas les meilleures performances possibles de la source. Les données de cette dernière partie de l'étude formeront la base de la discussion ultérieure sur les limites pratiques du rendement.

b) Résultats de l'étude préliminaire

Celle-ci a porté surtout sur certains paramètres de construction apparentés à la cathode, sur la comparaison des trois systèmes de cathode : externe, interne et intermédiaire (fig. 31 a,b,c) ainsi que sur le potentiel de l'anticathode. Des résultats obtenus, détaillés en annexe, nous retiendrons seulement les observations suivantes :

1°) Un accroissement des dimensions de la cathode ou de sa courbure (impliquée par le facteur θ) amène une amélioration du rendement, ainsi qu'il est prévu dans la théorie. Une cathode multispire n'a pas le même effet qu'une cathode de même largeur totale, les différentes spires n'étant pas à la même température (note 13).

2°) Dans le cas de la cathode intermédiaire (figure 31 c), toute modification des dimensions de la fenêtre de collimation, de la distance de la cathode à la paroi intermédiaire ou des dimensions de l'orifice de passage des tiges de cathode, amène une modification du rendement, selon l'effet qui en résulte sur la pression dans la chambre intermédiaire, un accroissement de cette pression correspondant à un accroissement de rendement. Ceci provient évidemment de l'influence directe de la pression locale sur les ions remontant vers la cathode qui déterminent à leur tour le courant d'électrons émis par celle-ci (note 13).

3°) Un essai du montage illustré par la figure 31 d où la chambre de cathode est alimentée séparément par un gaz plus facilement ionisable, n'a pas abouti à un résultat utile, la densité du courant ionique extrait n'étant pas uniforme le long de la fente et empêchant ainsi la focalisation correcte du faisceau obtenu (note 13).

4°) Les trois systèmes de cathode (fig. 31 a,b,c) comparés dans des conditions analogues de champ de source (d'intensité ≈ 800 gauss suffisante pour une bonne collimation des électrons primaires) donnent un rendement croissant dans l'ordre : externe, inter-

médiaire et interne. Ceci s'explique toujours par la différence de pression locale autour de la cathode (note 14).

5°) Alors que dans le cas de la décharge fonctionnant en "cathode externe" ou "intermédiaire" le courant d'arc et le rendement (en régime limité par pression) décroissent quand on diminue H_s au-dessous du minimum nécessaire à la bonne collimation des électrons primaires, on peut, dans le cas de la cathode interne, obtenir un accroissement considérable du courant d'arc et du rendement en adoptant une valeur de H_s inférieure à ce minimum. Dans ces conditions, les plus importantes du point de vue pratique, la décharge présente plusieurs différences caractéristiques en comparaison avec la décharge où la colonne d'électrons primaires est bien définie. C'est pour cela que nous décrirons séparément ces deux modes de fonctionnement de la source dans les paragraphes suivant (§ c et d).

6°) Une autre caractéristique distincte de la source à cathode interne est l'existence d'une zone correcte de fonctionnement délimitée surtout par la tension d'arc V_a . En effet, au-dessus d'une certaine valeur V_a^* plus au moins définie de la tension d'arc, celui-ci fonctionnant en régime limité par pression, il est impossible de focaliser le faisceau obtenu. Pour ramener la bonne qualité du faisceau, il est nécessaire, si l'on tient à maintenir $V_a > V_a^*$, d'augmenter la pression (ou le débit de gaz) dans la source (tout en maintenant le courant d'arc constant à l'aide de la température de cathode) au-dessus d'un certain seuil généralement égal à 1,5 fois la pression minimum. La figure 32 illustre ainsi la variation du pouvoir de résolution (P) et de la divergence parasite β en fonction du débit de gaz dans la source pour un cas donné. Tout ceci suggère des oscillations (hash) dans la source comme étant à l'origine de la détérioration de la qualité du faisceau en dehors de la zone de fonctionnement. Cependant, nous n'avons pu déceler des oscillations appréciables dans le courant recueilli par la sonde horizontale (cf §I-1 B) reliée à un oscilloscope, ni dans l'image de la raie obtenue sur oscilloscope avec balayage électronique du faisceau, sauf dans le cas d'une densité de courant ionique exceptionnellement élevée (29 mA/cm² de xénon) (note 15).

7°) Il est d'usage dans la source conventionnelle de porter l'anticathode au potentiel de cathode ou de l'isoler, ce qui revient pratiquement au même, car les électrons primaires lui confèrent dans ce cas le potentiel correspondant à leur énergie propre. L'anticathode joue ainsi le rôle de réflecteur d'électrons augmentant leur trajet dans le gaz et, de ce fait, le rendement. L'avantage de l'emploi de ce réflecteur est cependant fictif, car, pour les divers modes de fonctionnement de source que nous avons

Vers fuite réglable et source d'ions

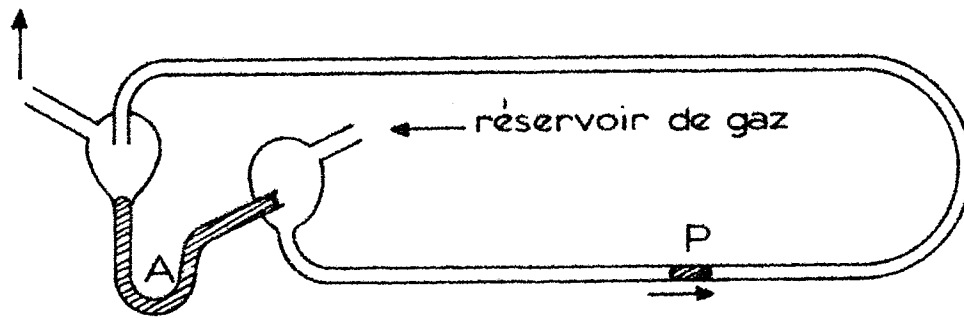


FIG 30

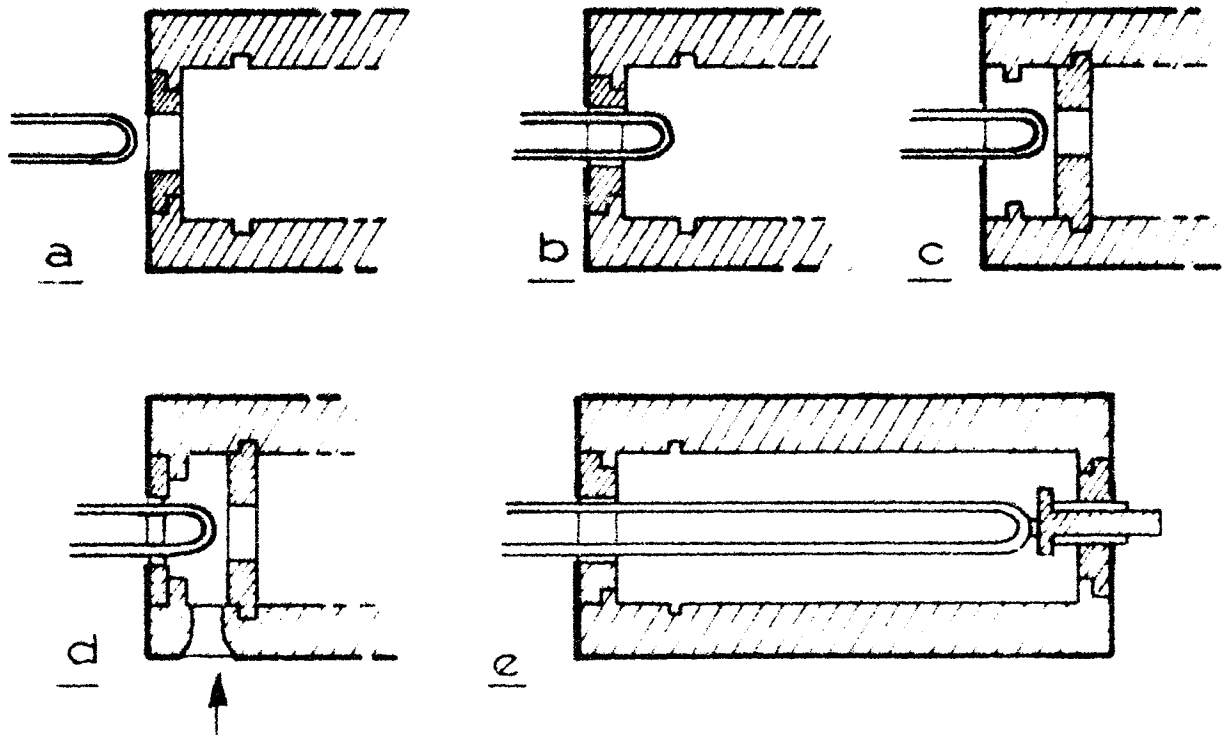


FIG 31

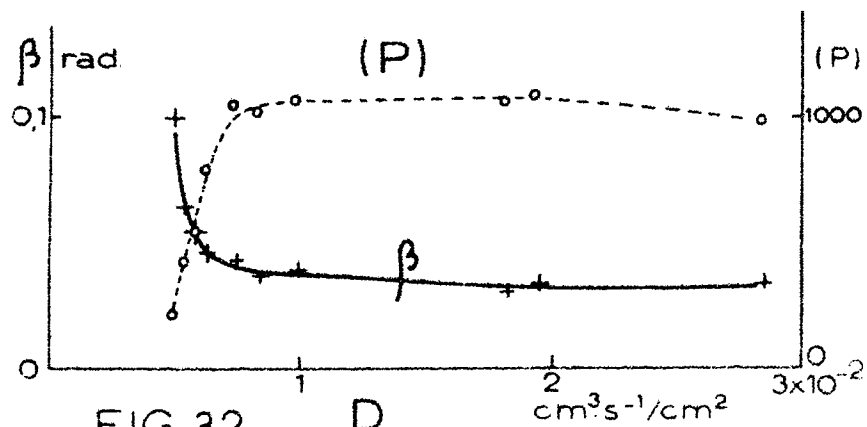


FIG 32

pu observer, l'accroissement du rendement s'accompagne d'une détérioration de la qualité du faisceau, qu'on peut corriger d'ailleurs en augmentant la pression dans la source. De telle sorte qu'à qualité de faisceau égale, le rendement est meilleur quand l'anticathode est reliée à la masse (note 16).

8°) Avec une cathode interne prolongée le long de la chambre d'arc (fig. 31 e) le mode de fonctionnement correspond à celui de la source dite de Freeman ou à cathode transversale {2}. En général le rendement γ est inférieur à celui de la source conventionnelle mais la qualité du faisceau obtenu, meilleure et surtout, moins sensible à la divergence de celui-ci ainsi que nous l'avons déjà signalé (§ I-1 H). Les résultats obtenus avec cette source (exposés dans la note 17) seront résumés et discutés au chapitre IV.

D'après les résultats énumérés ci-dessus, nous avons adopté pour l'étude détaillée qui va suivre, le montage en cathode interne avec l'anticathode à la masse. Nous avons dû cependant nous limiter à une cathode de faibles dimensions (un filament de tungstène de 1 mm de diamètre courbé en épingle à cheveux sur un diamètre de 5 mm) pour ne pas être gênés dans notre étude de l'arc par des limitations étrangères à son fonctionnement propre (alimentations de l'arc, de la cathode ou de la haute tension, échauffement exagéré de la chambre d'arc). La cathode doit être en retrait de 4 à 5 mm de l'extrémité de la fente d'émission pour des raisons d'uniformité du faisceau le long de cette fente. (*)

c) Confirmation expérimentale de la théorie

Pour nous rapprocher des conditions idéales du calcul, nous avons utilisé la source à cathode interne (donc baignant dans la même pression p que celle régnant dans la chambre d'arc) avec un champ magnétique fixe $H_s = 450$ gauss suffisant pour la bonne collimation des électrons primaires de la décharge alimentée à l'argon sous 50 V ($r_e = 0,4$ mm $<$ $x_a = 1$ mm). Le rapport j_u/j_t très proche de l'unité que nous avons obtenu, montre que la colonne d'électrons primaires est effectivement bien délimitée.

La caractéristique la plus importante à vérifier est l'influence de la température de cathode et l'existence des deux régimes d'arc. La figure 33a montre que le courant d'arc j_u croît d'abord avec I_k puis devient constant. Il est évident que cette deuxième partie de la courbe correspond au "régime limité par pression" ou dit de pression minimum relative. Par contre, la portion ascendante de la courbe où j_u dépend fortement de I_k représente le régime limité par cathode, la température de celle-ci fixant la valeur du courant d'arc. La variation du courant d'ions (fig. 33 b)

(*) Notons aussi que la paroi interne de la plaque d'émission présente en regard de la cathode un retrait de 1 mm de profondeur.

est évidemment analogue puisque pour un débit donné, i est proportionnel à j_u . Considérons maintenant les mêmes diagrammes mais avec l'inversion des paramètres (fig. 34). Dans la variation de j_u avec D , la partie ascendante de la courbe correspond au régime limité par pression, alors que le palier indique le régime limité par cathode. On note toutefois une certaine zone de transition plus ou moins importante, due peut-être à une variation de la surface active de la cathode ou de sa température (la densité du plasma n'est pas uniforme comme supposé dans la théorie et ce que l'on mesure est I_k et non T_k). Le courant d'ions i (fig. 34 b) est à peu près proportionnel à D en régime limité par cathode mais croît plus rapidement que D en régime limité par pression (relation 31). Il en résulte comme prévu, que le rendement qui reste constant malgré la variation de D dans un régime limité par cathode, augmente très rapidement avec D dans le régime limité par pression (fig. 34 c).

Le débit (ou pression) minimum absolu est bien visible sur ces diagrammes et voisin de $D'_0 \approx 0,02 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}/\text{cm}^2$, ou, pour une température de 700° K , $n'_0 = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (correspondant à $p = 2,4 \times 10^{-3} \text{ mm de Hg}$ à la même température). Si nous calculons cette grandeur d'après la relation (30) et les données suivantes :

$M = 40$; $w = 0,1 \text{ cm}$; $\sigma \chi = 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$; $\theta \approx 2$; $\lambda \approx 1/2$; $v/\mu \approx 2$
on trouve $n'_0 = 7,4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est en très bon accord avec la présente valeur expérimentale, compte tenu des simplifications de la théorie et de l'estimation approximative des différents paramètres.

Considérons maintenant le régime de l'arc en fonction du débit minimum relatif (enveloppes à gauche des courbes de la figure 34). Le courant d'arc j_u en fonction de D_0 en coordonnées logarithmiques (fig. 36a) est une droite très inclinée (pente : 3,6). A partir de la relation 28 et avec les mêmes valeurs des paramètres mentionnés plus haut, on a pour ces conditions $a = 0,19 j_u$. En comparant avec la variation théorique de a avec D_0/D'_0 pour $v/\mu = 2$ (fig. 23), on voit que l'accord est satisfaisant (fig. 36 b) en ce qui concerne l'ordonnée et la pente moyenne de la courbe.

En accord avec la relation (31), on voit d'après la figure 36a que le rapport $\frac{i}{j}$ reste constant dans les conditions de

pression minimum relative ($p = 1$), malgré une variation d'un facteur dix dans la valeur de i . Ce fait est caractéristique de l'arc idéal et ne se manifeste pas dans le cas d'une collimation volontairement déficiente, comme on le verra au paragraphe suivant (fig. 44), ou dans le cas de la cathode située dans une enceinte à pression inférieure à celle de la chambre d'arc. Ainsi, la figure 35 compare le rapport i/j pour la cathode interne et pour la cathode placée derrière un orifice de collimation de largeur x_c . Cependant la

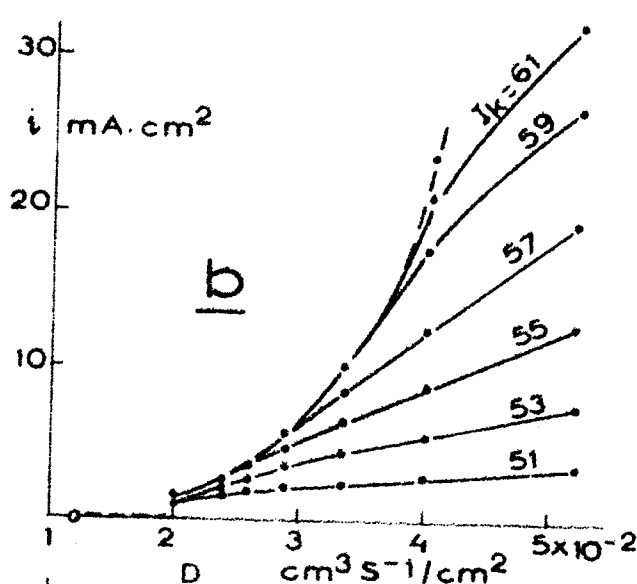
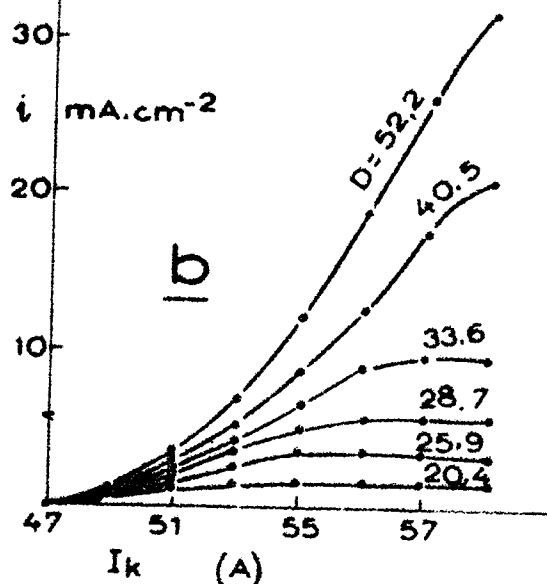
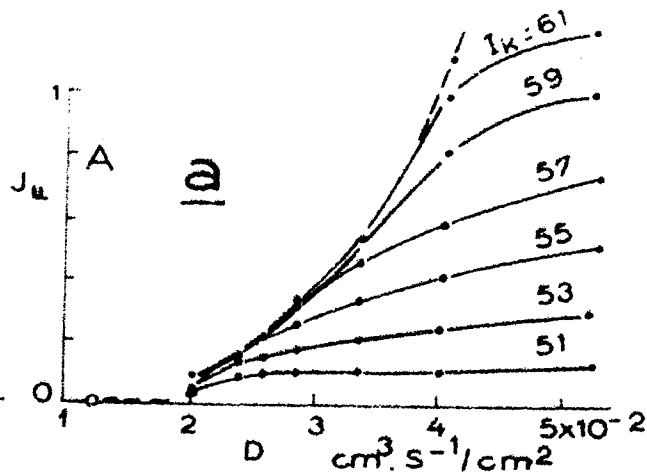
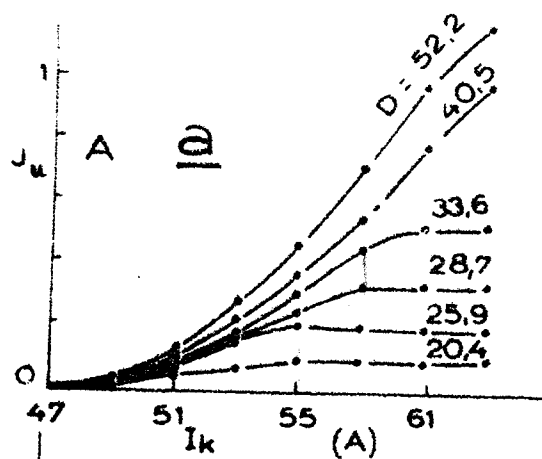


FIG 33

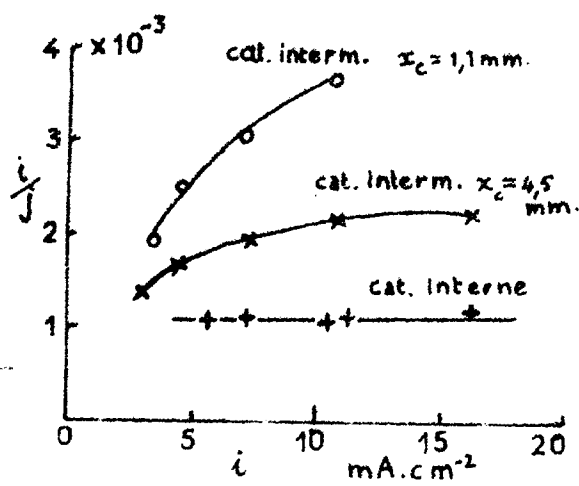


FIG 35

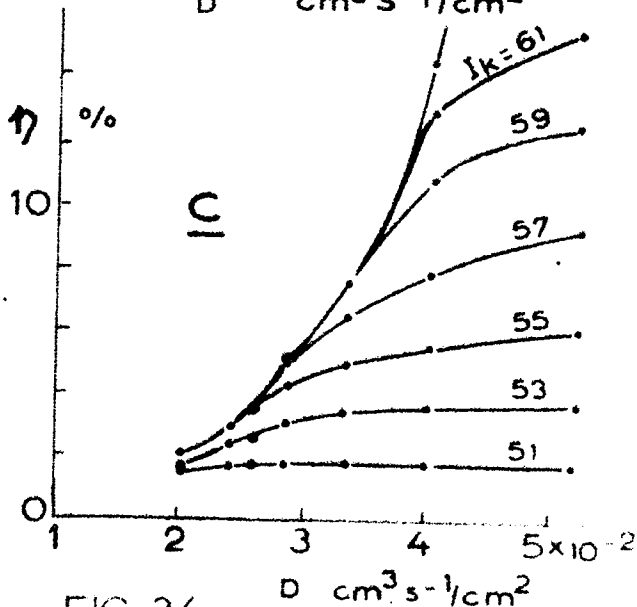


FIG 34

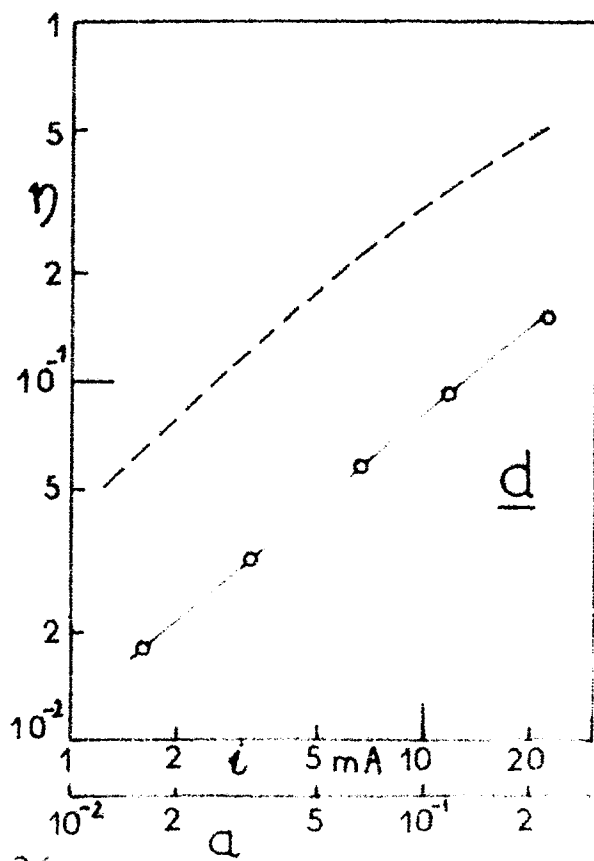
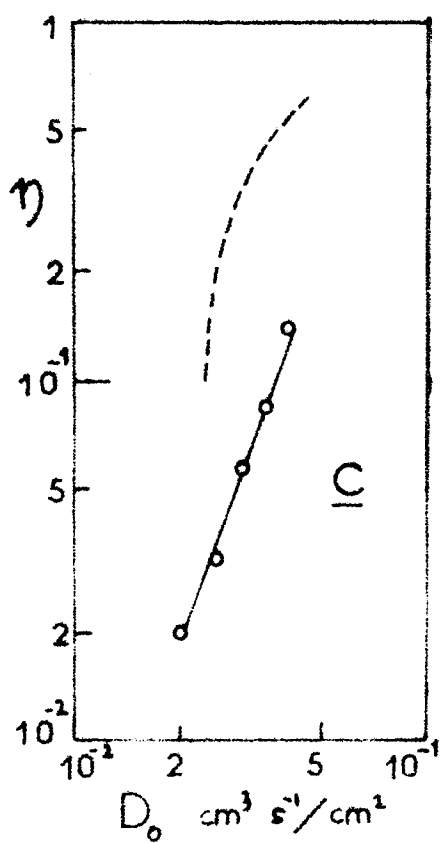
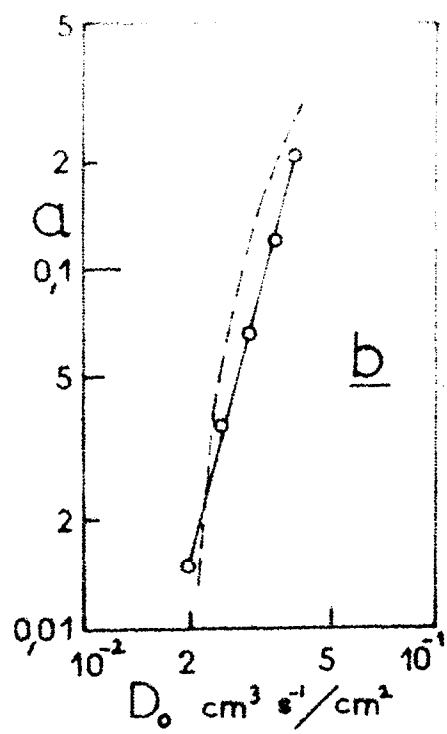
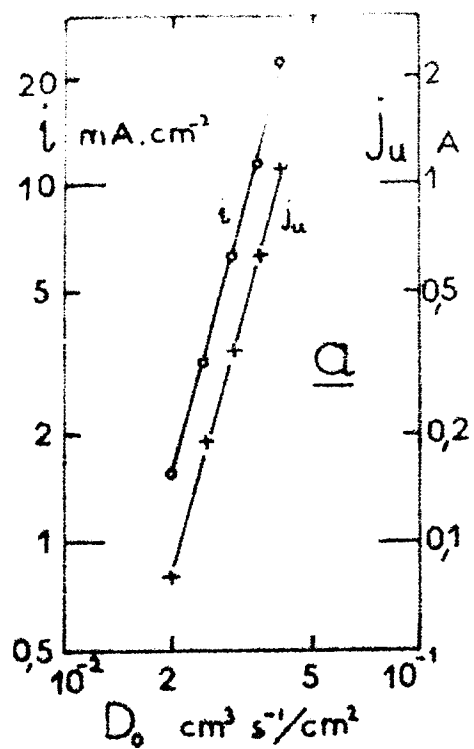


FIG 36

valeur expérimentale de $i/j = 1,1 \times 10^{-3}$ est beaucoup plus faible que la valeur théorique $\frac{i}{j} = 7,4 \times 10^{-3}$ calculée pour ces mêmes conditions, sans doute à cause de la chute de la concentration ionique au voisinage du ménisque par rapport à sa valeur moyenne au sein du plasma. Pour compléter la comparaison nous donnons l'accroissement du rendement avec D_0 ou avec i (fig. 35 c et d) comparées avec les courbes théoriques pour $\frac{v}{u} = 2$ (fig. 24 et 25). Les valeurs expérimentales de η sont plus faibles à cause de la faible valeur expérimentale de $\frac{i}{j}$ mais les pentes des courbes sont à peu près correctes.

Nous avons refait cette étude de l'arc avec un champ de source plus élevé, $H_s = 800$ gauss. Toutes les courbes obtenues sont absolument analogues, avec les différences suivantes : la pression minimum absolue est légèrement plus élevée ($D'_0 = 0,026 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}/\text{cm}^2$) ainsi que le rapport $\frac{i}{j}$ ($1,3 \times 10^{-3}$).

d) Etude détaillée des différents paramètres de source

La source à cathode interne fonctionnant avec une collimation incomplète des électrons primaires est plus intéressante du point de vue pratique que la source fonctionnant dans les conditions du paragraphe précédent, par les rendements plus élevés qu'elle peut fournir si tous ses paramètres sont réglés convenablement. Nous allons donc exposer le rôle de tous ces paramètres et montrer de quelle manière et suivant quel ordre on peut les régler sans tâtonnements inutiles (*). Les résultats de cette étude nous permettront par ailleurs d'estimer le rendement possible pour d'autres gaz et de discuter d'une façon générale les limitations du rendement (Ch. IV). Les paramètres étudiés seront I_k , H_s , V_a , D , nature du gaz (σ , χ , M), x_a , γ et d'autres paramètres de moindre importance. Le courant d'arc j_u n'est pas une variable indépendante puisqu'il dépend des paramètres mentionnés.

1°) La température de cathode I_k :

La distinction des deux régimes d'arc - régime limité par pression et régime limité par cathode - n'est pas seulement valable pour des conditions proches de l'arc idéal. On l'observe également quand H_s est insuffisant pour canaliser tous les électrons primaires vers l'anticathode. On l'observe aussi dans la source à cathode externe et intermédiaire et même dans la source Freeman (note 17). Sans revenir sur la description du rôle de I_k ni sur l'avantage du fonctionnement en régime limité par pression (§ précédent), soulignons seulement que I_k doit toujours être réglé pour

(*)

La méthode pour régler les paramètres de la source Freeman sera totalement différente (cf. note 17).

obtenir ce régime d'arc ; ce qui sera sous-entendu dans tout ce qui suit (*).

2°) Le champ de source H_s

Les variations du courant ionique extrait i en fonction de H_s sont illustrées dans la figure 37. La valeur H_s^* du champ de source, pour laquelle on a le maximum de i est généralement inférieure au minimum nécessaire à la collimation des électrons primaires. Il y a probablement ici un arc secondaire entre la cathode et la plaque d'émission, favorisant l'émission du courant d'arc efficace j_u vers l'anticathode ; ceci expliquerait le meilleur rendement obtenu avec une faible valeur de H_s . L'existence de cet arc partiel est indiqué par le fait que le courant d'arc total j_t est plus important que le courant d'arc efficace j_u parvenant à l'anticathode. La figure 38 montre que le rapport j_u/j_t est bien inférieur à l'unité dans les conditions optima de fonctionnement. Soulignons cependant que seul j_u est responsable de l'ionisation "utile" dans la colonne de plasma. Ceci est vérifié par la figure 37 b où l'allure des courbes de j_u est analogue à celle des courbes de i (fig. 37 a), et par le fait que le rapport i/j_u (**) reste pratiquement constant (fig. 39) malgré la grande variation de j_u/j_t avec H_s .

En conclusion, le champ de source doit toujours être réglé à la valeur optima H_s^* et nous désignerons les valeurs de i et j_u correspondantes par i^* et j_u^* . Les variations de H_s^* avec j_u^* sont représentées dans la figure 40(**).

(*)

Comme il y a toujours une légère amélioration de la résolution si l'on force la pression dans la source (cf. § I-1 H), on pourrait préférer le régime limité par cathode dans certains cas exceptionnels où le rendement n'est pas important et la résolution primordiale. Des détails supplémentaires sur le réglage de I_k sont donnés dans la note 18 en annexe.

(**) Ce rapport est employé de préférence à i/j à cause de l'incertitude attachée à la valeur de la surface active de cathode.

(***) Il est cependant recommandé de régler H_s par observation directe de son effet sur i ou j et non d'après ces courbes.

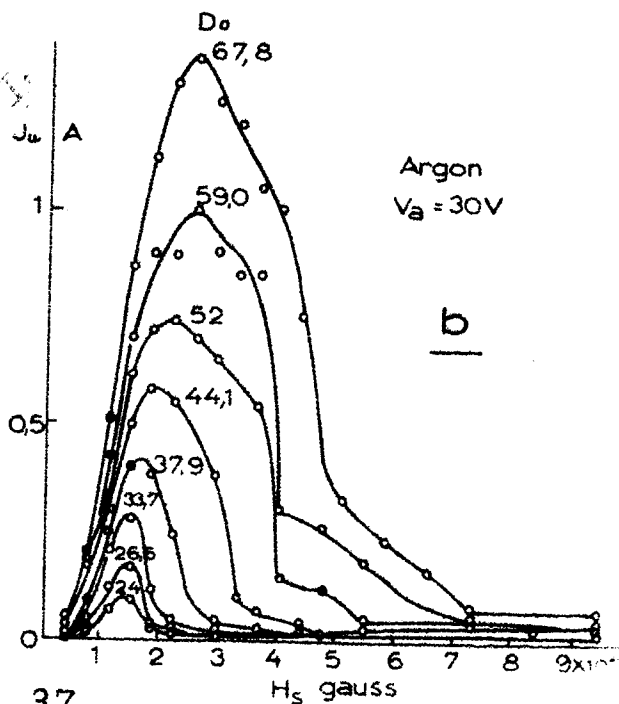
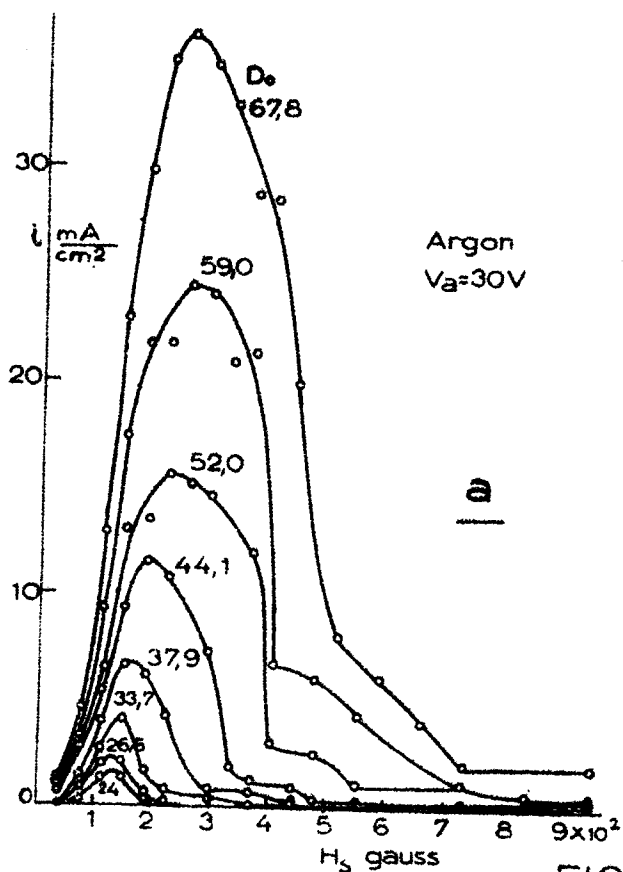


FIG 37

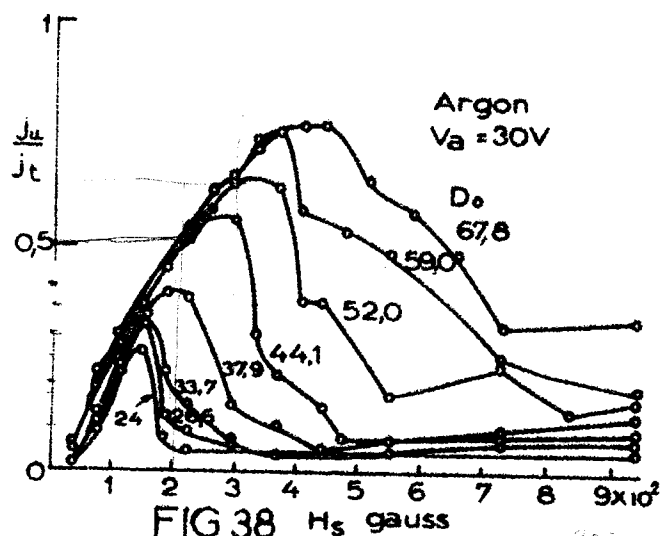


FIG 38

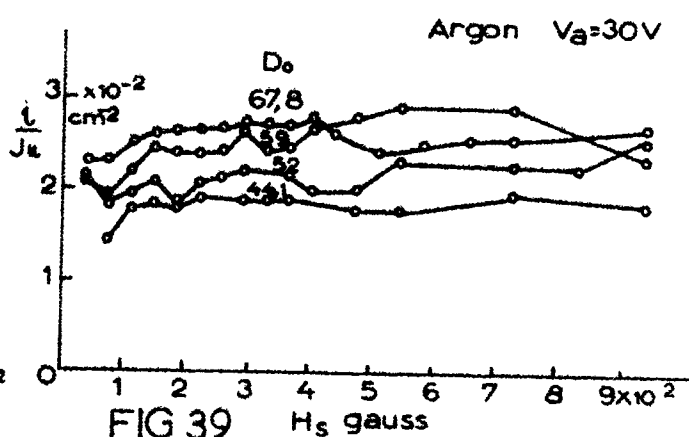


FIG 39

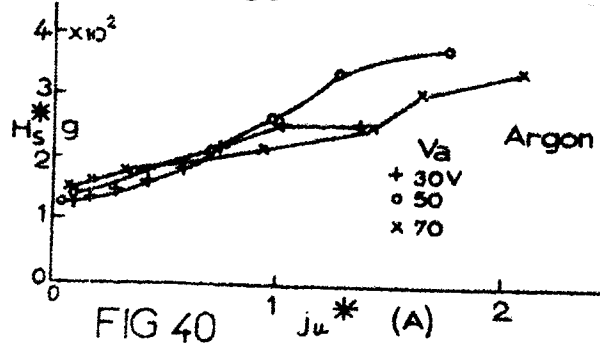


FIG 40

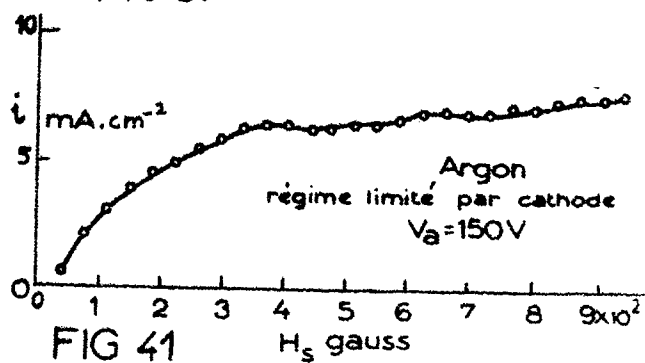


FIG 41

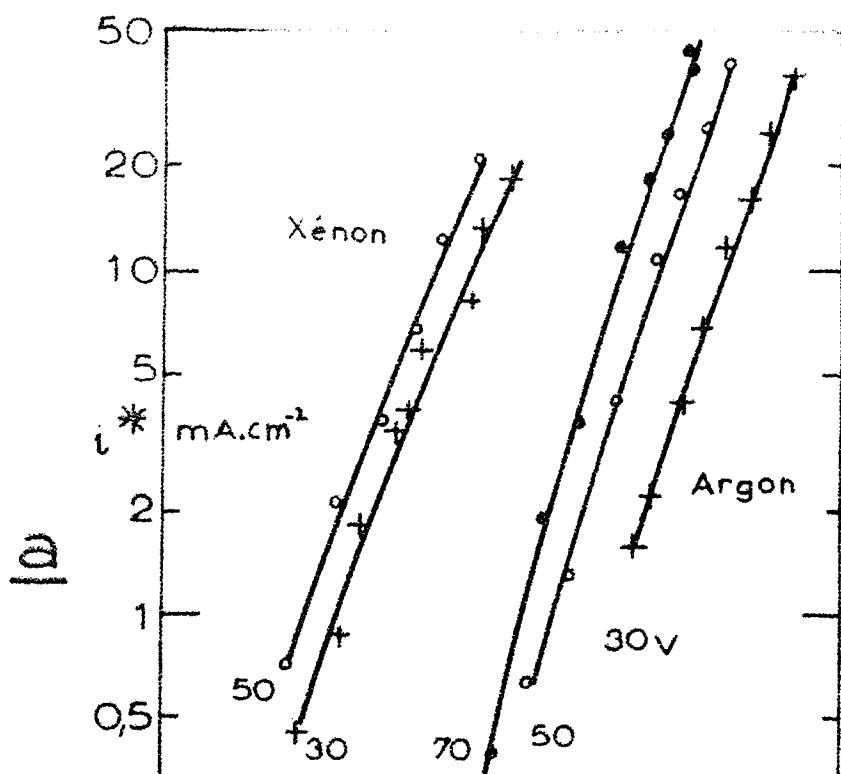
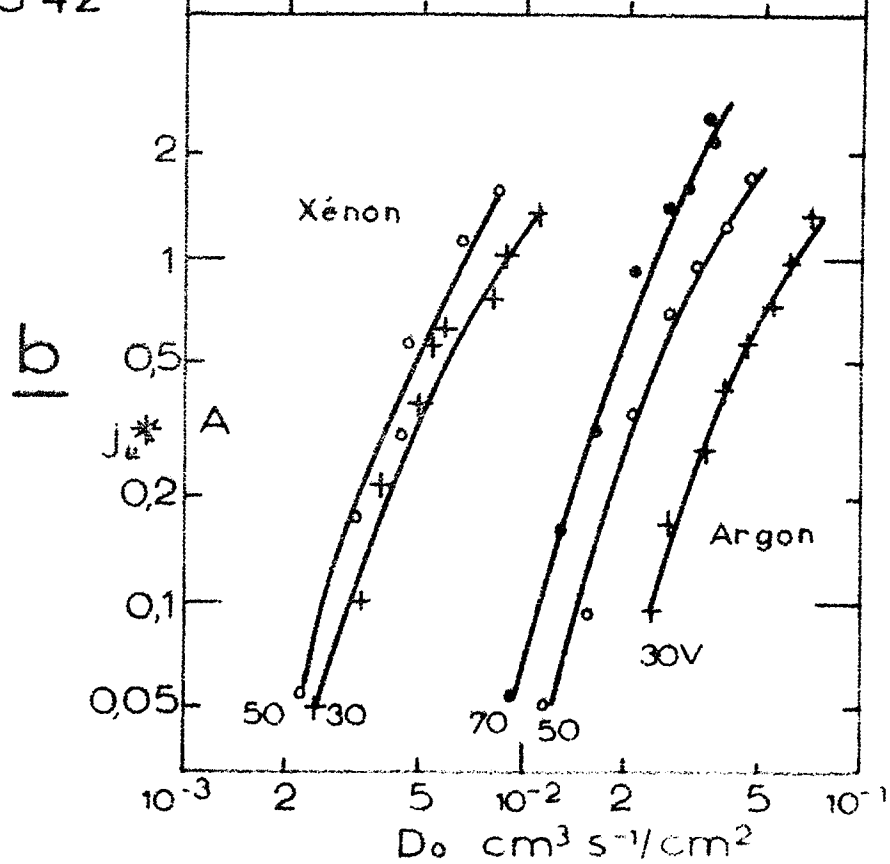


FIG 42



Remarque

L'influence de H_s sur i ou j_u peut être complètement faussée si la courbe correspondante n'est pas relevée en régime limité par pression (fig. 41).

3°) Le débit unitaire D_o :

En utilisant H_s^* , toutes les courbes de la figure 37a peuvent être rassemblées en une seule courbe donnant i^* en fonction de D_o (courbe $V_a = 30$ V de la fig. 42 a) ; de même, une courbe j_u^* fonction de D_o (fig. 42 b) remplace toutes celles de la figure 37 b (*).

Le rapport $\frac{i^*}{j_u^*}$ n'est plus constant (fig. 44) comme dans le cas de l'arc idéal (fig. 35) où la colonne d'électrons primaires est bien délimitée. Cependant, l'ordre de grandeur est le même ce qui montre que l'efficacité accrue de la décharge utilisant une valeur de H_s insuffisante à la collimation des électrons primaires, est due surtout au fait qu'on peut en obtenir un courant ionisant j_u plus intense pour un même débit D_o . Ainsi, les débits donnés dans la figure 42 b (et en particulier le "débit minimum absolu" D'_o) pour la courbe Argon, 50 V sont plus faibles que ceux de la figure 36a pour un même courant d'arc. Les courbes de rendement en fonction de D_o et de i^* (fig. 43 a et b) ont à peu près les mêmes pentes que pour l'arc idéal (fig. 36) mais des ordonnées plus élevées (comparer les courbes pour l'argon, 50 V).

En résumé, D_o doit être réglé (**) au maximum compatible avec les exigences précédentes concernant I_k et H_s . Comme l'intensité du régime d'arc dépend critiqueusement de D_o , le maximum de D_o sera pratiquement déterminé par les limitations générales de l'arc qui seront discutées en détail au chapitre IV.

4°) La tension d'arc V_a :

Des valeurs différentes de V_a donnent des diagrammes détaillés analogues à ceux de la figure 37 et nous considérerons seulement les courbes des figures 42 et 43. L'effet considérable de la tension d'arc sur i^* , j_u^* et n doit être attribué à la réduction de D'_o (d'ailleurs visible sur la figure 42 b) grâce à l'accroissement du produit σx (relation 30) ; le rapport i^*/j_u^* , par contre, est peu affecté par V_a (fig. 44). En règle générale, comme

(*)

Les courbes de la figure 42 doivent être distinguées de celles de la figure 36a relevées avec H_s constant.

(**) très graduellement en raison de son influence critique sur i et j_u .

il était prévu (relation 31) il faut donc accroître la tension d'arc. On est cependant limité par une certaine valeur V_a^* plus ou moins définie ($V_a^* \approx 70$ V pour l'argon) au-delà de laquelle la résolution se détériore complètement. (On peut focaliser le faisceau obtenu avec $V_a > V_a^*$ si l'on emploie $H_s < H_s^*$ ou $D > D_0$ mais ces conditions défavorables au rendement ne nous intéressent pas).

5°) La nature du gaz :

Toute l'étude a été reprise avec du xénon. Des résultats analogues ont été obtenus en ce qui concerne tous les paramètres : I_k , H_s , D_0 , V_a . Les valeurs de H_s^* (fig. 45) sont comparables à celles de l'argon (fig. 40). La différence essentielle est une réduction des débits équivalents (fig. 42). D'après la relation (30) les débits doivent être réduits dans le rapport $\sigma \chi \sqrt{M}$ soit grossièrement $2 \times 1 \times \sqrt{\frac{130}{40}} = 3,6$ comparable au rapport expérimental moyen 4 relevé d'après les courbes A, 70 V et Xe, 50 V de la figure 42 b (le rapport des potentiels de première ionisation est $\approx 1,3$). De même, la valeur moyenne du rapport (*) i^*/j_u^* (fig. 46) est à peu près deux fois plus faible soit $\approx \sqrt{\frac{40}{130}} = 0,55$ comme prévu dans la théorie (relation 31).

La comparaison des rendements (**) est la plus intéressante, surtout en fonction de i^* (fig. 43 b). D'après la théorie de l'arc (§ 2 d) ces courbes (en coord. log.) doivent être décalées en abscisse du facteur $\sigma \chi M$ soit environ $2 \times \frac{130}{40} = 6,5$ ce qui est compa-

nable au décalage expérimental de 8 relevé pour les courbes A, 70 V et Xe 50 V de la figure 43 b). La pente moyenne de ces courbes dans le domaine qui nous intéresse varie autour de 0,7 ; d'où la première conclusion pratique : pour un même courant ionique i d'un gaz différent le rendement de la source variera comme $(\sigma \chi M)^{0,7}$. Par contre, la limite pratique de η pour des gaz différents dépend de la nature des limitations de l'arc et sera discutée plus longuement au chapitre IV.

6°) Distance cathode-plaque d'émission x_a

Tous les résultats mentionnés plus haut ont été réalisés avec $x_a = 1$ mm qui nous avait semblé empiriquement la meilleure du point de vue rendement. Nous avons répété les mesures avec, pour x_a

(*)

Ce rapport semble à peu près constant pour le xénon. En réalité, avec une ionisation plus poussée (rendue possible par l'emploi d'une fente d'émission plus fine ; cf. note 20) on voit i^*/j_u^* augmenter avec D_0 .

(**)

Nous rappelons que η est le rendement à la fente d'émission défini précédemment (§ 2 d). Les valeurs expérimentales de η ne sont pas corrigées pour les ions multichargés.

a

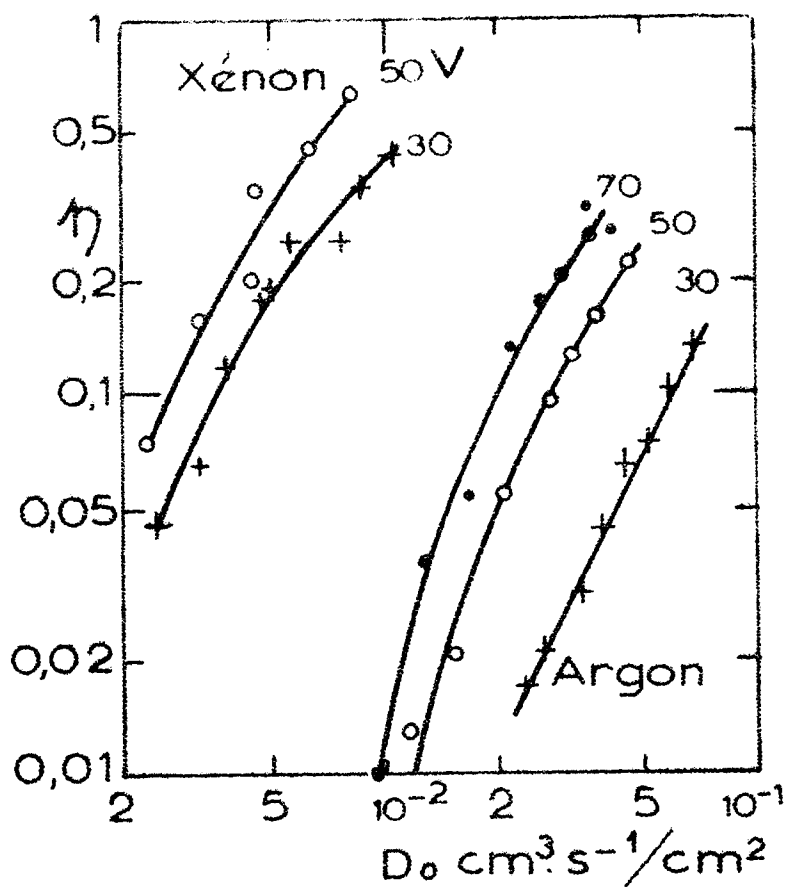
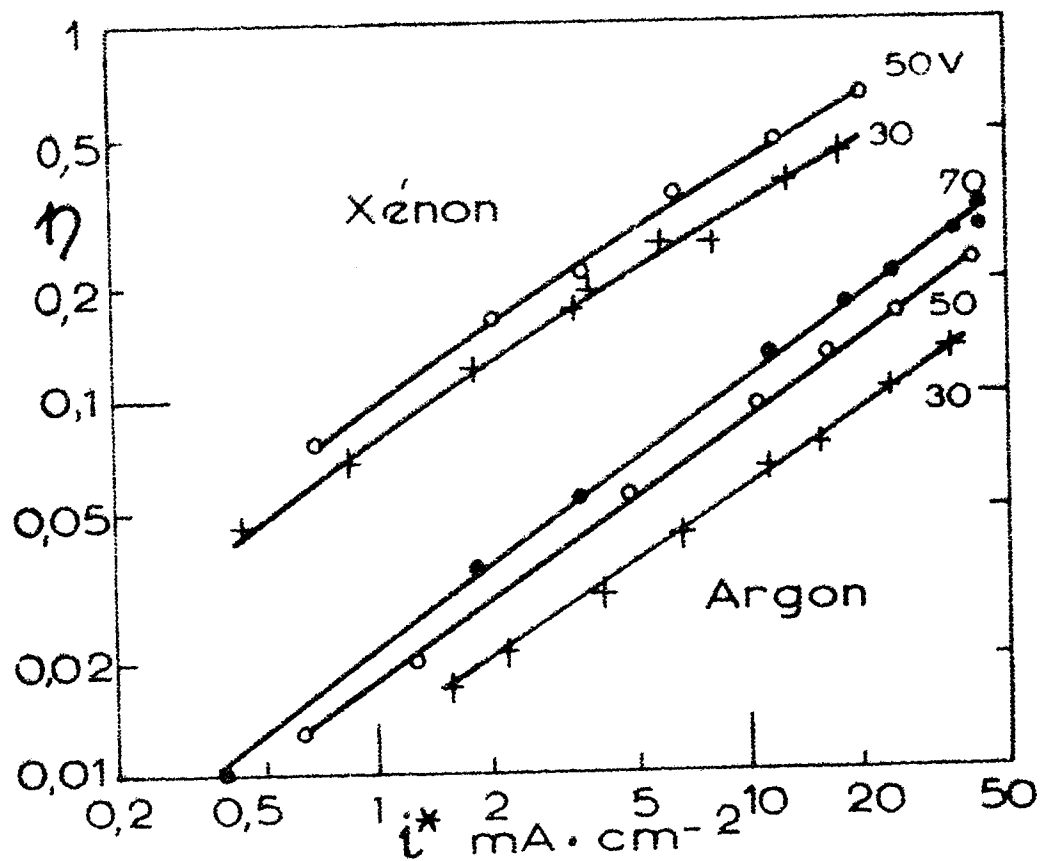


FIG 43

b



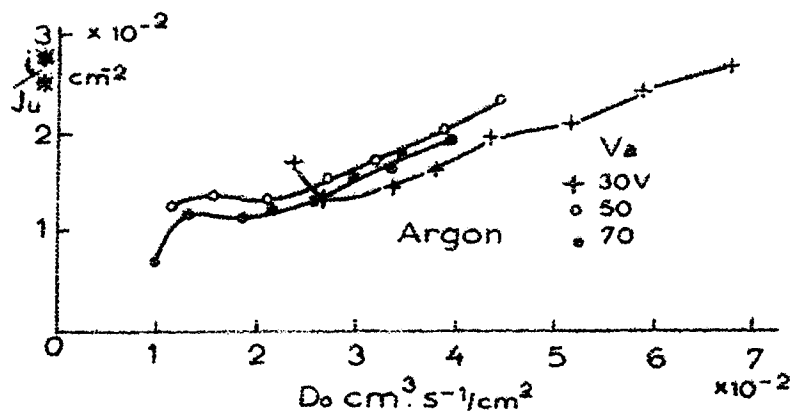


FIG 44

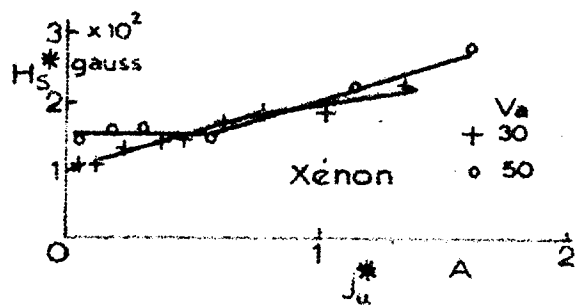


FIG 45

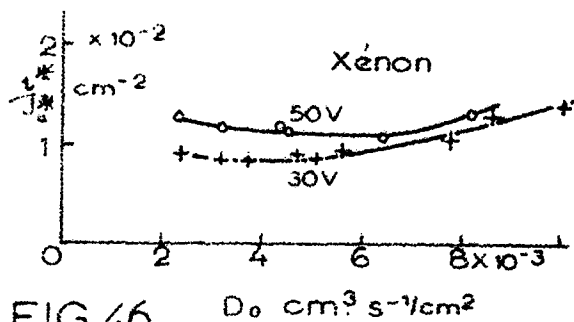


FIG 46

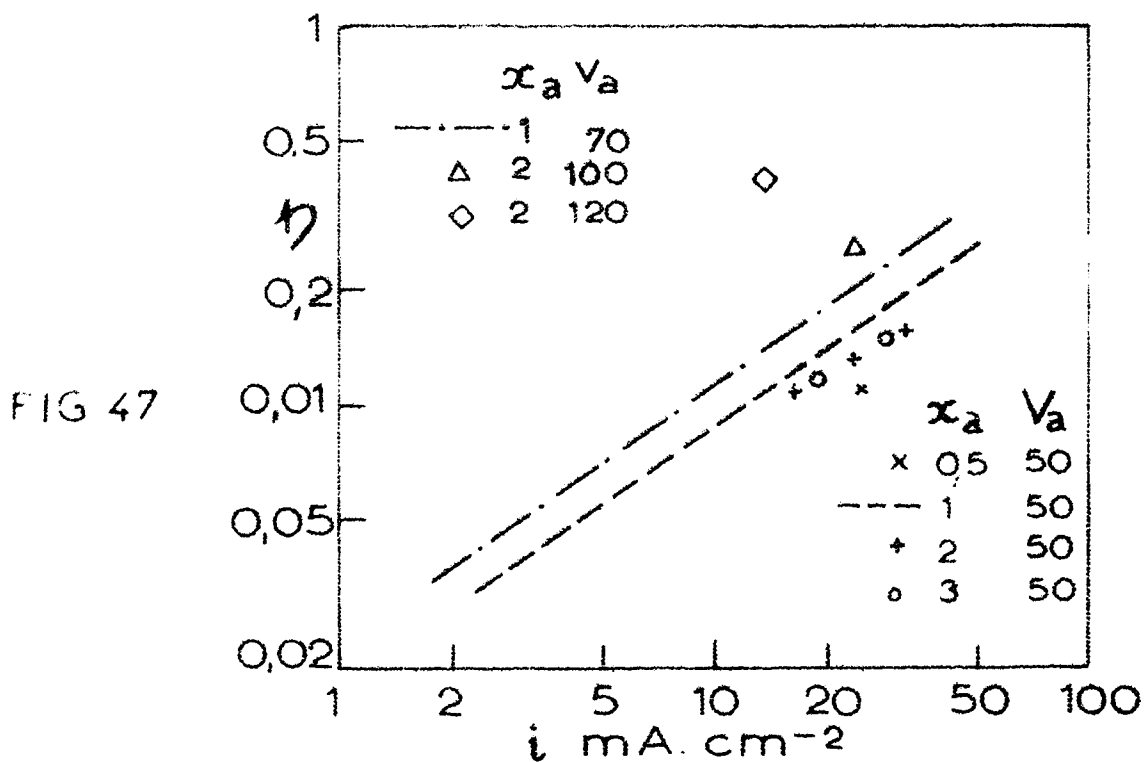


FIG 47

les valeurs : 3 ,5 mm.

Qualitativement, on retrouve les mêmes formes de courbes, mais on note un abaissement de H_s^* quand x_a augmente et inversement ; ce qui était à prévoir. De plus, les résultats confirment effectivement, que, pour une tension d'arc donnée, l'optimum de x_a se trouve au voisinage de 1 mm (fig. 47) ; ceci découle des deux effets suivants également observés :

- a) la caractéristique $j_u^* - D_0$ ne change pas sensiblement pour $x_a > 1$ mm ; mais, pour $x_a < 1$ mm, il faut un débit plus important pour maintenir la même valeur de courant d'arc.
- b) La caractéristique i^*/j_u^* varie très peu pour $x_a < 1$ mm, mais diminue pour $x_a > 1$ mm.

Un autre effet très important de la distance x_a est son influence sur V_a^* . Nous avons observé qu'en augmentant x_a , on pouvait aussi augmenter V_a au-dessus de $V_a^* = 70$ V (pour l'argon avec $x_a = 1$ mm) sans détruire la focalisation du faisceau. L'amélioration apportée alors au rendement (par l'effet sur α et partant sur D_0) dépasse de beaucoup les pertes (dûes à la réduction du rapport i^*/j_u^*) causées par l'accroissement de x_a (fig. 47). Ce paramètre nous permettrait ainsi de surmonter la limitation essentielle de la source à cathode interne c'est-à-dire V_a^* et il serait très utile (surtout pour les gaz à potentiel d'ionisation élevé) de poursuivre l'étude de l'arc dans ce sens.

7°) La courbure du ménisque d'extraction γ

Cette grandeur peut être considérée comme une variable intermédiaire remplaçant les paramètres d'extraction en ce qui concerne leur influence sur la densité de courant ionique extrait i pour des conditions de source données. Pour toutes les courbures γ pratiquement utilisées, la flèche est insignifiante (0,05 mm pour $f = 2$ mm et $\alpha = 0,2$ rad.) ; on peut donc penser que i sera indépendant de γ toutes autres conditions étant égales [11]. L'expérience montre qu'il n'en est pas tout à fait ainsi ; et, dans le cas où $\gamma \neq 0$, il est nécessaire d'appliquer une correction aux résultats de l'étude précédente dans laquelle nous avons toujours maintenu les conditions de ménisque plan.

La méthode de mesure consiste à modifier γ à l'aide de la distance interélectrode d'après la relation (11)(*) tout en maintenant D et j_u les plus constants possibles.

(*) Comme on l'a vu au Ch. I, la valeur de γ n'est pas bien définie dans le cas d'un ménisque concave. Cependant, nous utiliserons conventionnellement dans ce paragraphe la notion de courbure négative telle que donnée par cette relation, comme un moyen commode d'exprimer les conditions d'équilibre entre le champ d'extraction et le plasma.

La figure 48 représente les variations de i avec γ pour trois intensités différentes d'un faisceau de xénon ($f \times l \approx 1,4 \times 40$ mm; $\delta = 60^\circ$).

On y remarque que :

- a) i décroît toujours quand γ croît algébriquement (c'est-à-dire dans le sens concave-convexe)
- b) cette variation de i pour $\gamma > 0$ (domaine divergent) est très faible dans tous les cas ($\leq 10\%$)
- c) la variation de i pour $\gamma < 0$ (domaine convergent) est plus forte que pour l'autre branche de la courbe, et, de plus, la pente augmente quand i diminue.

Cette influence de γ sur i pour un ménisque concave pourrait s'expliquer par le fait que la courbure de celui-ci s'accompagne d'une translation(*) vers la colonne primaire du plasma, augmentant ainsi le courant d'ions diffusant du ménisque. Cette pénétration du champ extracteur serait d'ailleurs d'autant plus forte que la densité ionique du plasma est plus faible. Les résultats ont été généralement confirmés par des mesures plus nombreuses rapportées dans la note 19.

On peut conclure, toutefois, que pour les densités de courant ioniques élevées qui nous intéressent particulièrement, les variations extrêmes de i dues à la courbure de ménisque sont seulement de l'ordre de 10 à 20 %.

8°) Les paramètres secondaires

Les dimensions $f \times l$ et l'angle d'ouverture δ de la fente d'émission, ainsi que la température T_a de la chambre d'arc n'ont qu'une influence très faible sur les caractéristiques de l'arc et en particulier sur la densité i du courant ionique extrait pour un débit donné. Les résultats de cette étude, exposés dans la note 20, peuvent être résumés ainsi :

- Le rendement est légèrement amélioré par la réduction de f ou l . Mais ceci ne modifie pas sensiblement l'universalité pratique des caractéristiques de l'arc (fig. 42-43-44) pour des fentes de dimensions différentes.
- Le rendement varie peu avec δ ; il y a toutefois un certain avan-

(*)

qui pourrait ainsi constituer une cause supplémentaire de la déformation des courbes de divergence du faisceau dans le domaine convergent (fig. 4).

tage à employer $\delta = 60^\circ$.

- L'accroissement de T_a diminue le rendement mais dans une proportion encore plus faible que le facteur $1/\sqrt{T_a}$ auquel on aurait pu s'attendre puisque l'effusion de gaz par la fente doit être proportionnelle à $n \sqrt{T_a}$.

REMARQUES

a) la chute de densité des électrons primaires le long de la colonne de plasma aurait des conséquences indésirables non seulement sur le rendement, mais surtout sur la focalisation du faisceau. En effet, une telle chute provoquerait une variation analogue de i , donc de α le long de la fente d'émission et partant, une dispersion du foyer-objet virtuel dans la direction Ox . Dans nos calculs, nous avons négligé cette chute du courant j_u . L'expérience, réalisée avec une source à cathode interne, a effectivement montré (note 21) que le coefficient $\ell = \frac{\Delta i}{i \ell}$ est très faible (0,02 cm⁻¹ pour l'argon) dans les conditions de pression minimum relative. Par contre, ℓ étant proportionnel à la pression dans la source, $\Delta i/i$ peut atteindre des valeurs élevées (jusqu'à plus de 50 % pour $\ell = 4$ cm) si l'on force cette pression en utilisant le régime limité par cathode.

b) Bien qu'on constate toujours une certaine dégradation de la résolution avec l'accroissement du rendement de la source, nous avons toujours vérifié que les faisceaux obtenus dans l'étude précédente avaient une "qualité satisfaisante". Pour en donner une idée, nous reproduisons dans la figure 49 un spectre obtenu dans des conditions proches de la limite du rendement imposée par l'usure rapide de la cathode ; la largeur de fente d'émission utilisée $f = 2,2$ mm est représentée à l'échelle sur la figure . On y voit que la largeur de la raie à mi-hauteur est environ 1/20 de la dispersion et que l'intensité du courant d'ions aux masses voisines ($\Delta M = \pm 1$) est environ 1/2000 celle du pic principal.

e) Conclusions

1°) D'après les résultats exposés dans ce chapitre, la source conventionnelle (bombardement électronique par cathode chaude latérale) s'avère être une source à comportement bien reproductible et capable de fournir des rendements élevés, à condition de bien contrôler ses paramètres.

2°) Les principes, que nous avons dégagés dans une étude simplifiée de l'arc ont été en grande partie confirmés par les résultats obtenus à l'aide de notre version de la source (cathode interne, montée parallèlement à la direction de H_s), en particulier l'accroissement du rendement avec la pression dans la source.

3°) Nous avons trouvé un mode de fonctionnement différent (H_s plus faible) de la même source qui permet d'obtenir des rendements bien plus élevés, l'accroissement du rendement pouvant être attribué à un arc secondaire entre la cathode et la paroi d'émission.

4°) Nous avons étudié expérimentalement en détail ce mode de fonctionnement, et élaboré, pour celui-ci, la méthode de contrôle des différents paramètres de source.

5°) A part des différences mineures (en particulier la variation du rapport i/j avec D) les résultats ainsi obtenus sont également conformes aux prévisions de la théorie pour l'arc idéal, en particulier, la variation du rendement avec la pression ou avec le courant ionique extrait et la comparaison des caractéristiques obtenues pour des gaz différents.

6°) Une étude plus poussée du rôle de la distance cathode-plaque d'émission, devrait permettre d'améliorer encore le rendement par l'emploi de tensions d'arc plus élevées sans détérioration radicale de la qualité du faisceau. L'étude de ce dernier phénomène lié à x_a , V_a et H_s permettrait, en outre, d'améliorer d'une façon générale la résolution des faisceaux obtenus avec cette source.

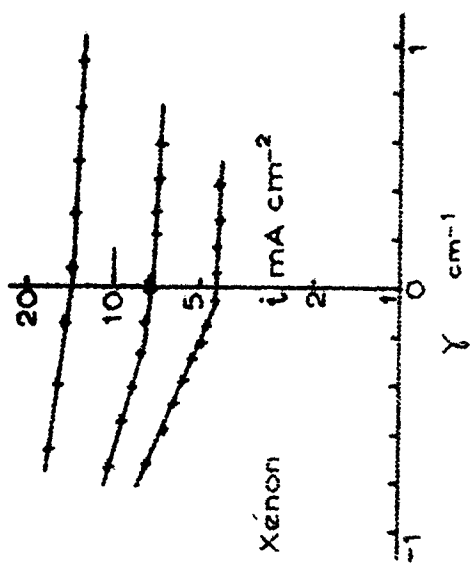


FIG 48

Argon
 $i = 40 \text{ mA cm}^{-2}$
 $V_a = 50 \text{ V}$
 $\eta = 23\%$

$f = 2,2 \text{ mm.}$

$\frac{1}{2} \text{ hauteur}$

$\frac{1}{10} \text{ hauteur}$

FIG 49

$\times 100$

/ CHAPITRE III /

ABERRATIONS OPTIQUES

A. Introduction

Ces aberrations ne constituent qu'une faible partie des divers facteurs de contamination (que nous passons en revue dans la note 22). Nous nous sommes intéressés particulièrement à ces aberrations en raison de la nécessité, tant du point de vue rendement que du point de vue résolution (du moins en ce qui concerne les effets de la source), d'utiliser la divergence maximum possible. Il fallait donc déterminer l'ouverture et la position exacte de la zone du champ de l'analyseur exempte d'aberrations que le faisceau doit couvrir, après un réglage adéquat de son orientation et de sa divergence.

Après une mise au point concernant l'ensemble des aberrations optiques, nous décrirons la méthode de mesure utilisée ainsi que les résultats obtenus et le diaphragme préconisé. Enfin, nous exposerons l'effet négligeable de diffraction provoqué par ce diaphragme.

B. Généralités sur l'ensemble des aberrations optiques

Nous considérons seulement l'optique achromatique c'est-à-dire que nous supposons les ions accélérés tous à une vitesse unique, à partir d'une énergie "thermique" initiale négligeable. Nous nous limiterons, en outre, aux trajectoires dans le plan médian du séparateur(*). Ceci étant, un rayon ionique émergera normalement au ménisque d'émission pour suivre une trajectoire déterminée par les champs d'accélération et de charge d'espace et aboutir à un point déterminé du plan d'entrée de l'analyseur (fig. 50). Ceci contraste avec l'optique lumineuse (sauf pour les nouvelles sources cohérentes) où la surface totale de la lentille reçoit des rayons de chaque point de l'objet. Il en résulte que le ménisque ne constitue pas le plan objet. C'est d'ailleurs une observation commune que l'image peut être beaucoup plus fine que la fente d'émission (cf. par exemple fig. 49).

(*)

Les trajectoires non-contenues dans ce plan sont sujettes à des aberrations supplémentaires plus complexes qui font intervenir, à part l'angle d'incidence ω , la configuration du champ de fuite ainsi que la distribution angulaire détaillée en z des trajectoires à partir de chaque point-objet.

Nous choisirons (*) comme plan objet, le plan p normal à l'axe, à l'intersection de celui-ci et du prolongement des rayons paraxiaux. En supposant le système optique de l'analyseur parfait, les ordonnées des intersections des rayons avec p représentent les aberrations de la source.

De telles aberrations peuvent avoir comme origine :

- a) une forme de ménisque légèrement différente d'une surface cylindrique parfaite.
- b) la répulsion par charge d'espace dans la région d'extraction, agissant sur un faisceau imparfaitement homogène en y.
- c) la déviation du faisceau par le champ de source, même si elle est partiellement compensée par la rotation de l'électrode extractrice autour d'un axe parallèle à z.

Comme la correspondance est unique entre les points A et B, les aberrations de source pourront être représentées par une fonction :

$$b = F(\omega)$$

où b représente l'aberration AM et ω l'angle BMH qui dépend uniquement de HB. On peut aussi décomposer $F(\omega)$ en une série de termes

$$b = c_0 + c_1 \omega + c_2 \omega^2 + \dots$$

$c_0 \neq 0$ signifie que l'objet virtuel est décalé par rapport à MH, ce qui ne nous intéresse pas ; $c_1 \neq 0$ signifie que le plan p ne coïncide pas avec l'objet virtuel formé par les rayons paraxiaux ; contraire à la construction. Il reste donc $b = c_2 \omega^2 + c_3 \omega^3 \dots$ (39)

Remarquons qu'une aberration symétrique de source (par exemple : charge d'espace) concerne seulement les termes impairs de b, alors qu'une aberration asymétrique (par exemple : déflexion par champ de source) concerne seulement les termes pairs.

Supposons cette fois un objet idéal infiniment mince et un analyseur non-parfait et considérons le faisceau à sa sortie de l'analyseur (fig. 51). Maintenant l'ordonnée b' de l'intersection A' caractérise l'aberration de l'analyseur pour l'ouverture $\omega = \omega' = B'M'H'$ (on suppose une optique symétrique). On a aussi :

(*)

un peu arbitrairement puisqu'il n'y a pas d'objet au sens optique du terme.

$$b' = F'(\omega) = c'_2 \omega^2 + c'_3 \omega^3 \dots \quad (40)$$

c'_0 et c'_1 ne nous intéressent pas, comme plus haut.

Nous prenons comme convention de signe pour b et b' le sens de l'ordonnée y comme dans la figure 1, ce qui donne pour l'analyseur une aberration positive quand elle est du même sens qu'une aberration due à un excès du champ et, pour la source, dans le sens d'une aberration due à un défaut du champ de l'analyseur.

Cette fonction (40) peut être évidemment calculée et, en particulier, le premier terme de l'aberration d'ouverture théorique est $c'_2 = R \omega^2$ où R est le rayon de la trajectoire dans l'aimant. Un calutron démunie de ses "shims" représente le cas le plus proche du champ idéal où cette formule doit s'appliquer ; et c'est ce que J.H. Freeman(*) a effectivement observé. Cependant dans le cas d'un aimant à secteur, des conditions techniques (forme des enroulements, profil d'entrée du champ, effet du champ de fuite) introduisent des facteurs nouveaux et difficiles à calculer et il est essentiel de mesurer directement la fonction $b' = F'(\omega)$.

Pour obtenir avec un ensemble source-analyseur une image parfaite, il faudrait que l'aberration résultante soit nulle, soit :

$$b_t = b - b' = 0 \quad \text{ou} \quad c_2 = c'_2 ; c_3 = c'_3 \quad \text{etc.} \quad (41)$$

Autrement dit, un aimant à aberrations étudiées serait capable de fournir une meilleure image que celle donnée par un aimant astigmatique parfait.

Nous avons insisté sur ces points pour éviter certaines tendances qui proviennent d'une analogie trop poussée avec l'optique lumineuse :

- a) on considère parfois la constriction ("crossover") du faisceau, ou même la fente d'émission comme l'objet du système optique {11}.
- b) on suppose les rayons émis de chaque point-objet couvrant un angle du même ordre de grandeur que la divergence du faisceau.
- c) on étudie généralement la qualité optique de l'analyseur comme une entité séparée du faisceau.

Remarquons que dans certains cas tout ceci peut être parfaitement correct comme dans le deuxième étage d'un séparateur où l'objet est une raie-image du premier étage.

(*)

Communication privée.

C. Méthode de mesure

Celle-ci dérive directement de la définition. Un micromètre commandant le déplacement, dans la direction y , du collecteur de mesure portant une fente fine. Ce collecteur, décrit plus longuement dans la note 23, est constitué essentiellement par une plaque en graphite placée derrière une fente de dimensions variables et protégée des électrons parasites par un blindage et une grille appropriés. D'autre part, l'entrée de l'analyseur est bloquée par un cadre portant 10 volets qu'on peut ouvrir individuellement de l'extérieur. Chaque volet découpe une portion de 2 cm de hauteur ($\approx 0,02$ radian) sur toute la longueur de l'entrefer. Pour déterminer la fonction d'aberration, il suffit d'ouvrir successivement chaque volet en notant au micromètre l'ordonnée de l'image. Pour simplifier les mesures, on peut aussi utiliser le bouton de réglage du champ (électrique ou magnétique) après l'avoir étalonné à l'aide du micromètre. La précision des mesures est de l'ordre de 0,05 mm. En fait, elle était surtout limitée par le degré de stabilité des régulations des champs électrique et magnétique.

Il est évident que ni l'orientation verticale du faisceau ni aucun des paramètres de source ou d'extraction ne doivent être modifiés durant les mesures. Il est donc nécessaire d'avoir un faisceau couvrant une divergence de $\pm 0,1$ rad.. Ceci a pu être obtenu avec un faisceau de xénon, une fente de 0,9 mm de large et une densité de 25 - 30 mA/cm². Pour une fente plus fine, la densité serait prohibitive (relation 9). Comme on l'a déjà signalé, l'utilisation d'un faisceau peut introduire des aberrations de source. Toutefois, en variant les valeurs de f , i , α , H_s et l'orientation verticale du faisceau, on a pu estimer ces aberrations qui sont d'ailleurs faibles.

Pour augmenter la précision des mesures il serait préférable d'utiliser une source radioactive α d'énergie convenable et d'augmenter le nombre des volets du diaphragme ainsi que la stabilité des régulations.

Supposons que la courbe expérimentale obtenue pour la fonction d'aberration b_t soit de la forme donnée par la figure 52a. L'ordonnée indique l'aberration (en mm par exemple) et l'abscisse l'angle d'ouverture du rayon ionique (ou la hauteur au plan d'entrée). L'intersection de la courbe avec l'origine des coordonnées signifie que l'image est bien dans l'axe optique $H'M'$ (fig. 50). Mais ceci ne nous intéresse pas, l'image pouvant toujours y être ramenée en variant le champ magnétique. Donc, la position de la courbe par rapport à l'origine des ordonnées (c'est la constante c_0) ne sera plus représentée. De plus, la dérivée est nulle pour $\omega = 0$ ce qui signifie que la position du collecteur en x a été bien choisie dans le foyer des rayons paraxiaux suivant nos conventions. Or, on note que, dans ce cas, la largeur totale de l'image est grande et

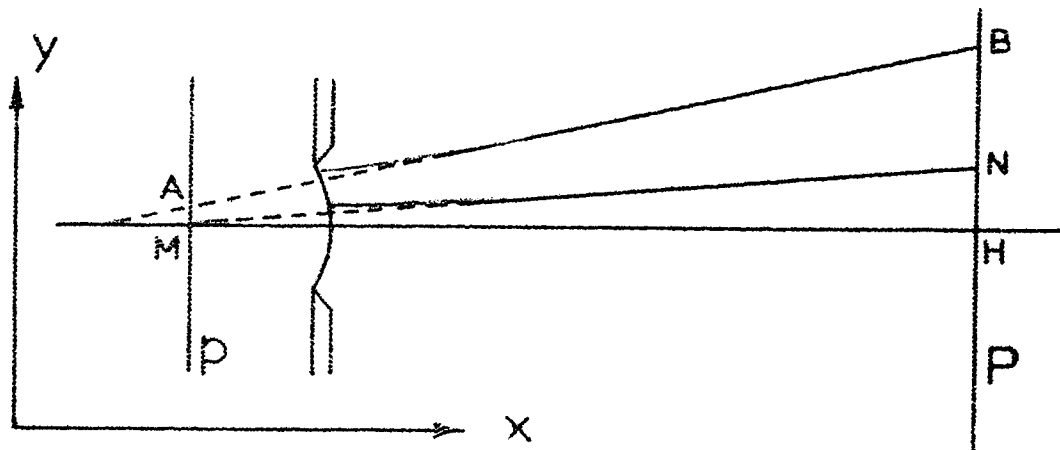


FIG 50

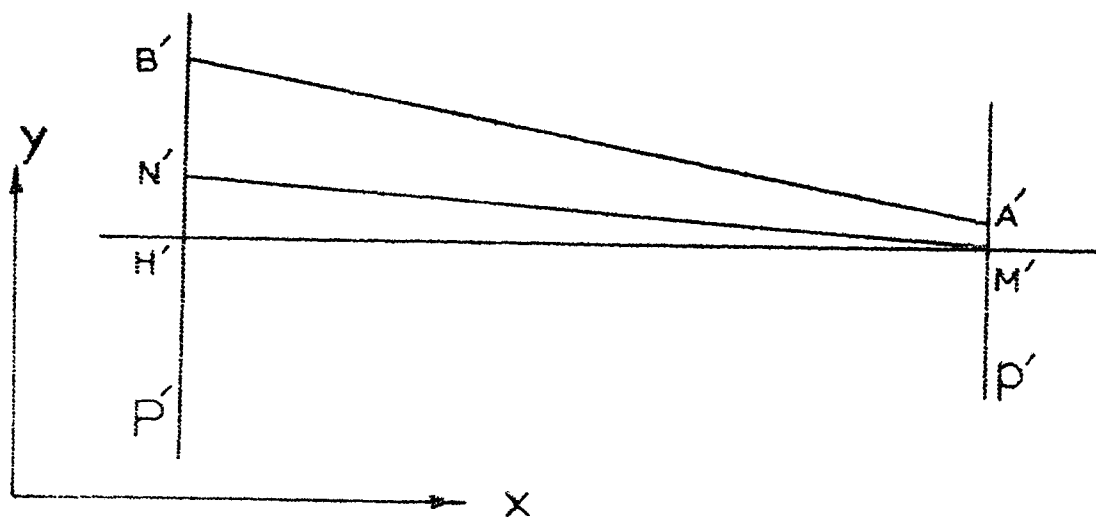
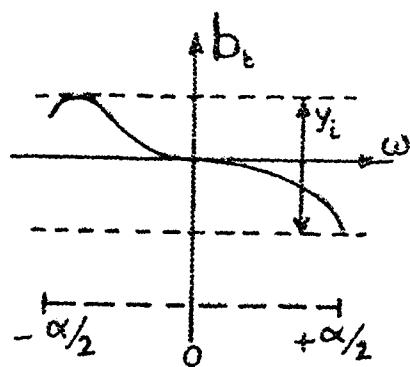
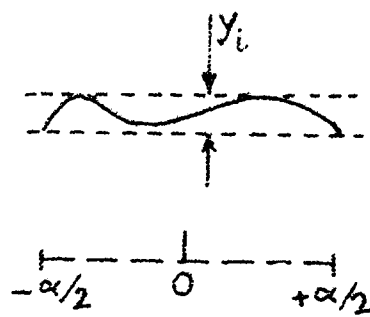


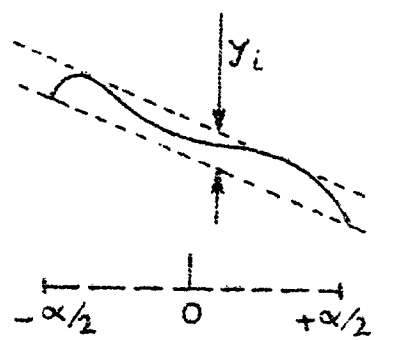
FIG 51



a



b



c

FIG 52

il est préférable de chercher une position du collecteur qui diminuerait cette largeur (fig. 52 b). Comme on l'a déjà signalé, ce déplacement modifie seulement le terme linéaire (qui n'est pas nul) et on peut avoir une image plus étroite avec l'ouverture α désirée. En réalité, on n'a pas besoin(*) de déplacer réellement le collecteur et de répéter les mesures, il suffit de choisir sur la courbe originale une droite inclinée (fig. 52 c) qui représentera la position du collecteur et la fonction d'aberration sera la différence des ordonnées de la courbe à celles de cette droite. La figure 53 illustre la variation expérimentale de la courbe d'aberration avec la position longitudinale du collecteur (modifiée de 5 en 5 mm), pour un cas déterminé.

D. Résultats - diaphragme : La figure 54 donne l'essentiel des résultats relevés à différentes occasions. La courbe a indique une aberration $< \pm 0,1$ mm entre -8 et + 6 cm de hauteur. Elle a été relevée avec $f = 0,9$ mm, $i = 33$ mA/cm² et palier de divergence étalé sur 0,25 rad. La courbe b indique une aberration $< \pm 0,15$ mm entre les mêmes limites. Elle a été relevée avec un faisceau légèrement plus ouvert (palier $\approx 0,28$ rad). La courbe c indique une aberration $< \pm 0,1$ mm entre -7 et + 6 cm. Elle a été relevée avec une fente de 1,4 mm de large, $i = 16$ mA/cm². Dans les trois cas, $H_s = 300$ gauss.

A part les variations de f et i mentionnées, on a aussi varié la divergence, l'orientation du faisceau dans le plan xz ainsi que le champ de source. On trouve toujours de légères différences entre les courbes comme pour celles de la figure 54. Ce qui montre que les aberrations de source fonctions des paramètres de fonctionnement ne sont pas négligeables. Une étude complète de ces facteurs demanderait une analyse longue et détaillée des courbes d'aberration relevées avec des volets plus nombreux et une plus grande stabilité des régulations. Une telle étude ne semble pas justifiée pour le moment, en raison de la faible valeur des aberrations de source.

Le trait commun de toutes ces courbes et qui semble être la caractéristique de l'analyseur, est une aberration négative importante pour des valeurs élevées de ω , tandis que dans une ouverture entre -0,08 et + 0,06 rad. (- 8 + 6 cm) l'aberration est très faible ($< \pm 0,1$ mm). Ceci est curieux comparé à l'aberration $R\omega^2$

(*)

du moins, pour déterminer la fonction d'aberration ; mais il est évident que dans les séparations réelles il est nécessaire de replacer le collecteur à la position optimum caractérisée par la figure 52 b.

qu'on aurait dû obtenir (fig. 54 d). Celle-ci est sans doute heureusement compensée par la courbure des lignes d'égale intensité du champ de fuite. Une telle courbure a déjà été mise en évidence par Ploch et Walcher {14} .

Il n'est donc pas nécessaire de corriger l'aimant, l'ouverture disponible étant tout à fait suffisante. Il suffit de disposer d'un diaphragme limitant l'entrée de l'analyseur à $-8 + 6$ cm de hauteur ou, plus exactement, à une ouverture totale de $0,135$ rad. (± 66 mm) centrée sur un point à -6 mm de l'axe optique. Il est évident que c'est ce même diaphragme qui doit intercepter la divergence parasite (ou les "flancs") du faisceau (cf. § I - 1 H).

E. Effet de diffraction

Cette légère déviation par le bord d'un diaphragme des trajectoires ioniques qui l'effleurent a été signalée et décrite par J.H. Freeman {15} . Pour étudier ces perturbations dans le cas du diaphragme que nous avons mentionné plus haut, nous en avons multiplié les effets en installant une grille de 12 fils de molybdène alignés dans la direction z et qu'on peut rabattre à l'entrée de l'aimant pendant le fonctionnement du séparateur. Pour des faisceaux de xénon de 2,5 et 5 mA, l'élargissement de la raie-image à demi et dixième de hauteur des pics a été comme suit :

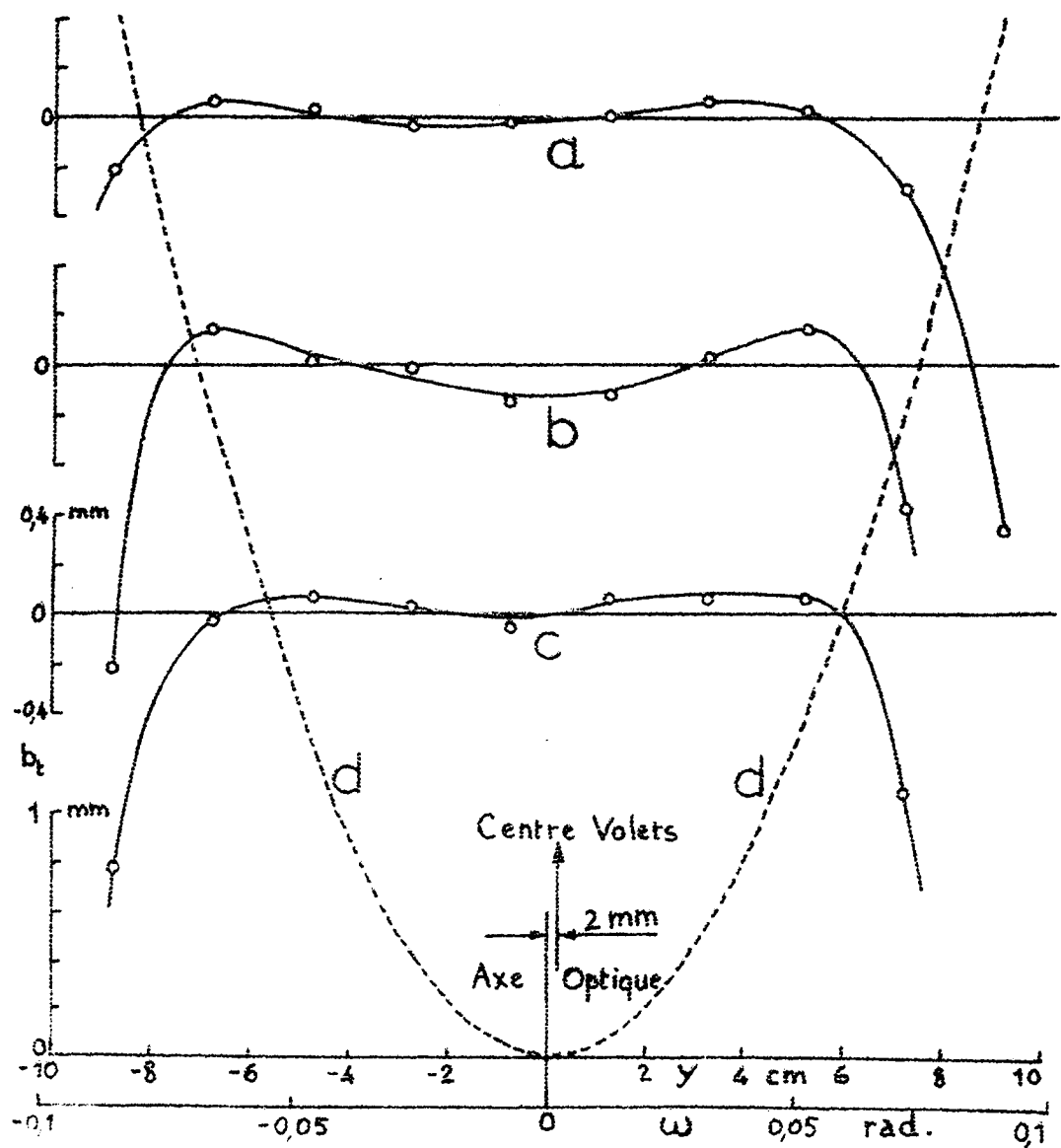
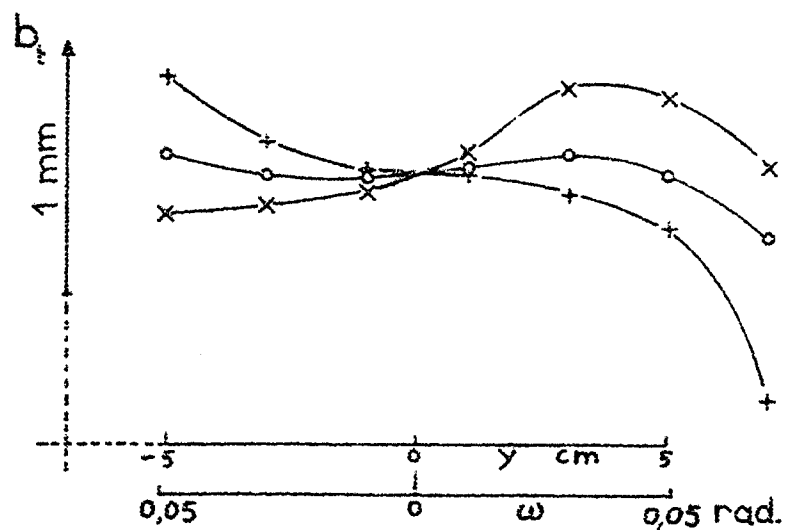
i_t	$\Delta y_{1/2}$	$\Delta y_{1/2}$
2,5 mA	0,06 mm	0,2 mm
5	0,045	0,15

l'élargissement de l'image provoquée par le diaphragme seul (1/12 des valeurs indiquées) est donc complètement négligeable(*). Ceci est dû sans doute au champ magnétique de l'analyseur qui réduit l'effet de diffraction {15}

Par contre, en l'absence du champ, les perturbations peuvent être prohibitives. Par exemple, la figure 55 montre un aspect typique du spectre du xénon quand une partie du faisceau est interceptée par la lèvre inférieure de l'électrode-tunnel (d'où le sens des perturbations vers les lourds). Cette interception se reconnaît au fait que la demi-divergence inférieure du faisceau relevée par la sonde ne varie pas avec d au-dessus d'une distance donnée et que la perturbation correspondante disparaît quand d est réduit au-dessous de cette distance(**).

(*) Il serait utile de généraliser cette étude à des éléments variés.

(**) Par la suite, nous avons isolé l'électrode-tunnel de façon à pouvoir mesurer le courant ionique intercepté par celle-ci comme pour l'électrode extractrice (fig. 3).



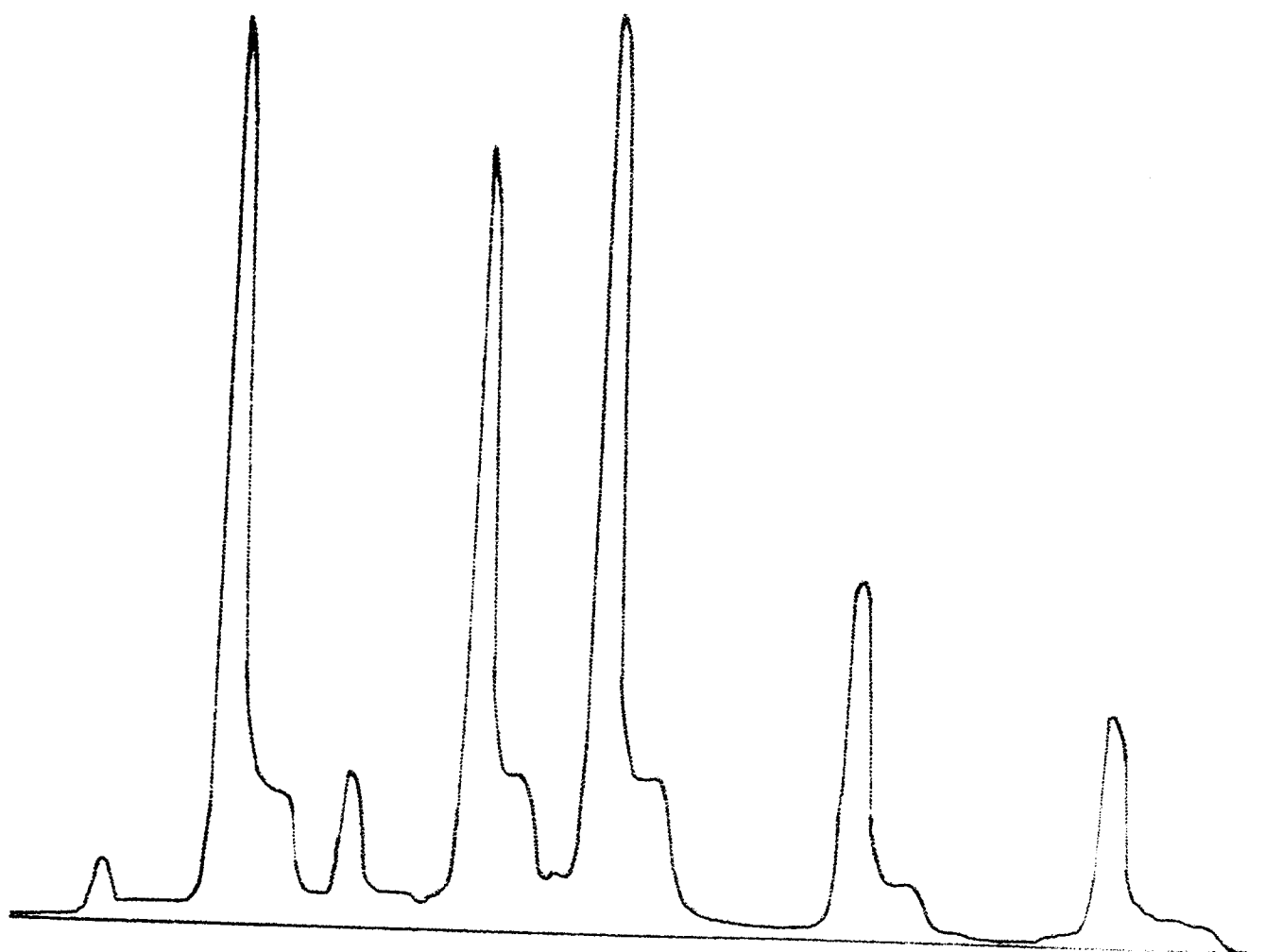


FIG 55

F. Conclusions

1°) Nous avons mesuré par une méthode simple et directe la fonction d'aberration $b_t = f(\omega)$

2°) Les résultats obtenus ont montré, du moins pour les appareils à secteur, qu'on ne peut se fier seulement aux calculs théoriques pour déterminer les aberrations d'ouverture ou leur correction si on ne peut tenir compte de tous les facteurs techniques de l'aimant.

3°) D'après ces résultats, la zone pratiquement exempte d'aberration (à 0,1 mm près) est de 0,135 rad. centrée sur 6 mm au-dessous de l'axe optique.

4°) L'emploi d'un diaphragme délimitant cette zone est recommandé.

5°) Ce diaphragme, placé à l'entrée de l'analyseur, ne provoque pas de perturbations dues à la diffraction sur ses bords.

6°) Les légères variations de b_t avec les paramètres de source ou d'extraction indiquent l'existence d'aberrations dues au faisceau lui-même. Ces aberrations, bien que faibles, mériteraient une étude plus approfondie.

/CHAPITRE IV /

LIMITES DU RENDEMENT

Après avoir exposé les caractéristiques de l'arc, les principes de l'extraction et les possibilités de l'analyseur, il sera plus aisé maintenant de discuter les différents facteurs qui limitent le rendement et les méthodes à employer pour atteindre les valeurs maxima de celui-ci.

Nous traiterons d'abord des facteurs qui concernent le rendement mesuré au niveau de la fente d'émission, celui-ci étant le plus fondamental pour la comparaison des sources d'ions. Nous indiquerons ensuite les facteurs supplémentaires qui limitent le rendement global du séparateur en illustrant leur effet par l'exemple d'un faisceau de xénon. En nous basant sur ces résultats nous indiquerons en dernier, les améliorations qu'il faudrait apporter au séparateur et les différents points qu'il serait intéressant d'éclaircir dans une étude ultérieure, pour améliorer les performances générales de cet appareil.

1. FACTEURS LIMITANT LE RENDEMENT AU NIVEAU DE LA FENTE D'EMISSION

Nous avons vu que, pour un corps donné, le rendement croît rapidement avec le régime d'arc. Comme l'accroissement de ce dernier implique celui de la densité du courant ionique i et le réajustement des paramètres d'extraction, on peut prévoir que n sera limité, en gros, soit par le système d'extraction, soit par le système-source.

A. Limites du système d'extraction

Un accroissement de i exige une

réduction de la distance interélectrode d pour une tension U donnée. Ceci peut se faire jusqu'à la limite d^* où les claquages apparaissent. Les variations de d^* ont été étudiées dans la note 6. En particulier, si l'on néglige l'effet du gaz issu de la fente d'émission on a :

$$d^* = \frac{U}{B \times 10^5} \quad (42)$$

où $B \approx 0,4$ pour notre système d'électrode. Comme d'autre part $i \sim \frac{U^{3/2}}{d^2}$, on en tire :

$$i \sim U^{-1/2}$$

(43)

Il semble donc, a priori, qu'on aurait intérêt à diminuer le potentiel et la distance de la première électrode le plus possible, quitte à ramener l'énergie des ions à la valeur exigée par les considérations de résolution, à l'aide d'une deuxième électrode "suraccélératrice".

En réalité, le problème est plus complexe quand on considère également la divergence α du faisceau. Nous avons déjà signalé (§ I- 114) la nécessité d'employer α maximum (α^*) pour extraire une densité de courant maximum. Cette valeur α^* sera déterminée par l'ouverture admise par l'aimant sans causer d'aberrations, soit, pour notre séparateur, 0,14 radians environ. Pour vérifier directement ce principe, nous avons mesuré le courant ionique d'un faisceau d'argon dans des conditions de divergence différentes (obtenues par réglage de l'arc) pour $d = 1$ cm (proche de la limite d^*) et $f\ell = 1,4 \times 40$ mm. On a trouvé pour un faisceau convergent 17 mA, pour un ménisque plan 25,5 mA et pour un faisceau divergent, on a extrait 37,5 mA sans atteindre la limite d'extraction (le plafond étant fixé par l'alimentation haute-tension).

L'emploi de α^* étant ainsi justifié(*), nous pouvons considérer l'effet de U sur la limite d'extraction dans le cas du faisceau divergent. Des relations (2) et (7) on tire :

$$i = \left(1 + \frac{d\alpha}{f}\right)^{0,8} \cdot \frac{5,45 \times 10^{-8} U^{3/2}}{d^2 \sqrt{M}} \quad (44)$$

(*)

Dans l'étude de la source (§II- 3Bd7) où le système d'extraction est considéré comme "une boîte noire" pouvant toujours fournir la courbure de ménisque désirée, on a vu qu'un faisceau convergent était plus avantageux qu'un faisceau divergent pour des conditions données de source. Cependant, le léger avantage qui en résulte pour η , est très largement contre-balancé — quand on considère la limite de η — par la limite d'extraction, qui est très inférieure pour le faisceau convergent, comme on l'a vu dans l'exemple cité.

qui donne avec (42) pour l'extraction limite $d = d^*$ et $\alpha = \alpha^*$:

$$i = \frac{1,72 B^{3/2}}{\sqrt{M}} \cdot d^{-1/2} \left(1 + \frac{d^* \alpha^*}{f}\right)^{0,8} \quad (45)$$

La fonction $F = \frac{i \sqrt{M}}{1,72 B^{3/2}} = \frac{1}{\sqrt{d^*}} \left(1 + \frac{d^* \alpha^*}{f}\right)^{0,8} \quad (46)$

est représentée dans la figure 56 (*) pour différentes valeurs de α^*/f . C'est une courbe à minimum ($d^*_{\min} = \frac{5}{3} \cdot \frac{f}{\alpha^*}$ et $F_{\min} = \left(\frac{8}{3}\right)^{0,8} d^{-1/2}$) et à variation lente, on voit qu'il y a peu d'avantages à réduire d^* (donc U) sauf pour α^*/f petit. Or, ceci suppose soit α^* petit, ce qui est contraire à la règle précédemment citée, soit f grand, et alors d^* ne peut pas être trop réduit (jusqu'à 2 ou 3 fois f) sous peine d'introduire des aberrations optiques. Au contraire, pour α^*/f très grand, on aurait même intérêt à augmenter d^* (donc U). Ces améliorations minimes de i ne justifient pas l'emploi d'une électrode supplémentaire dont la distance et le potentiel seraient ajustés selon le cas. La valeur de U à adopter sera donc déterminée surtout par des considérations de contamination ou de collection. Ceci étant, d^* sera alors fixé par la relation (42) où le facteur B constitue une limite réelle.

Pour mieux distinguer l'influence de f , nous avons inversé les paramètres (fig. 57). On voit alors l'amélioration considérable apportée dans F (proportionnel à i) par la réduction de f (**). En fait, à part quelques difficultés techniques (réalisation d'une fente à lèvres très fines ; étanchéité plus rigoureuse de la source), rien ne nous limite dans cette réduction de f , si le

(*) :

Dans cette figure, nous avons choisi pour l'échelle de U en abscisse, la valeur 0,3 pour la constante B, ce qui correspond mieux aux conditions réelles de fonctionnement, la valeur $B = 0,4$ étant la limite des claquages.

(**) Dans le cas du ménisque concave, cette tendance serait inversée. Notons aussi que, dans le cas d'un orifice d'émission circulaire, l'accroissement de F avec la réduction du diamètre de cet orifice - pour une limite de plasma convexe - serait encore beaucoup plus rapide à cause de la courbure dans deux dimensions.

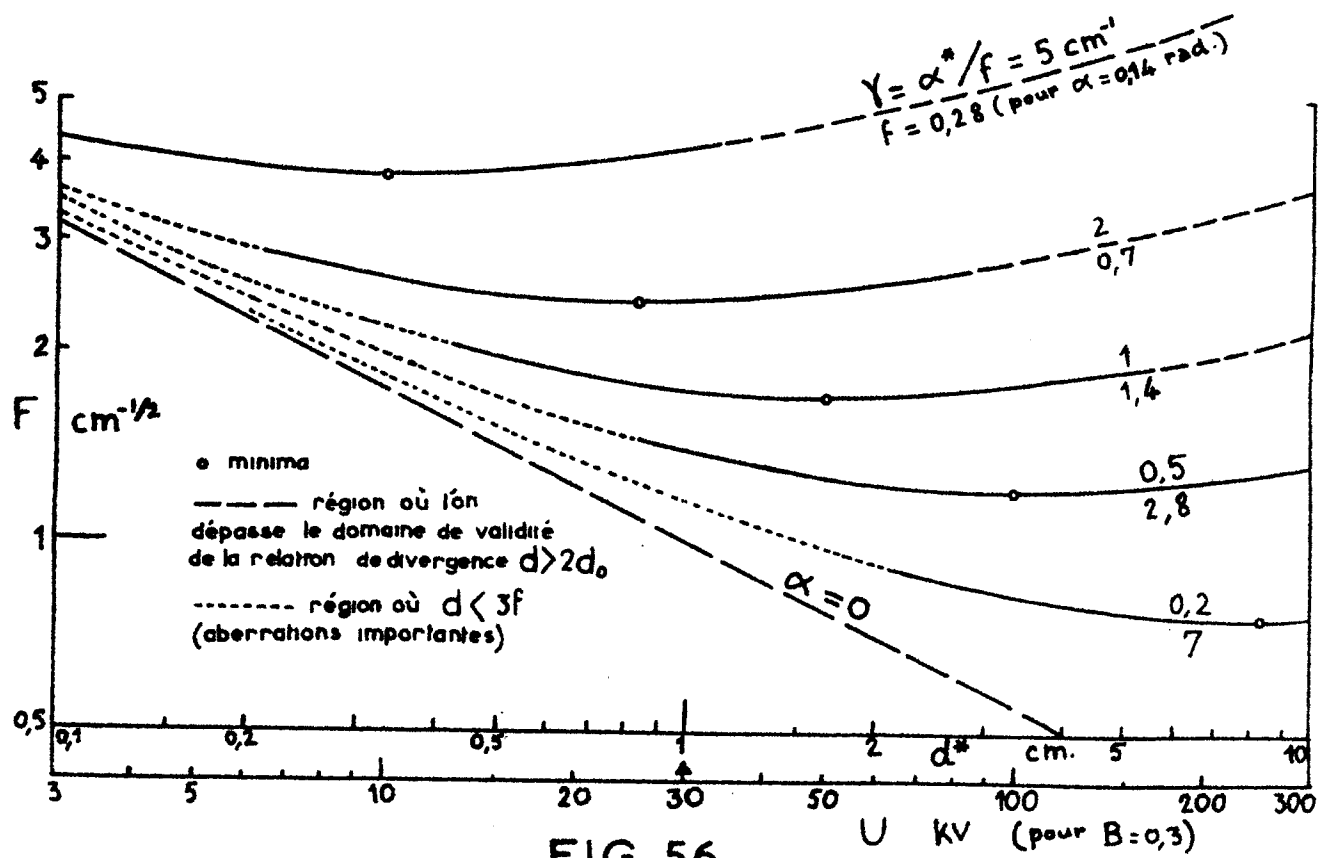


FIG 56

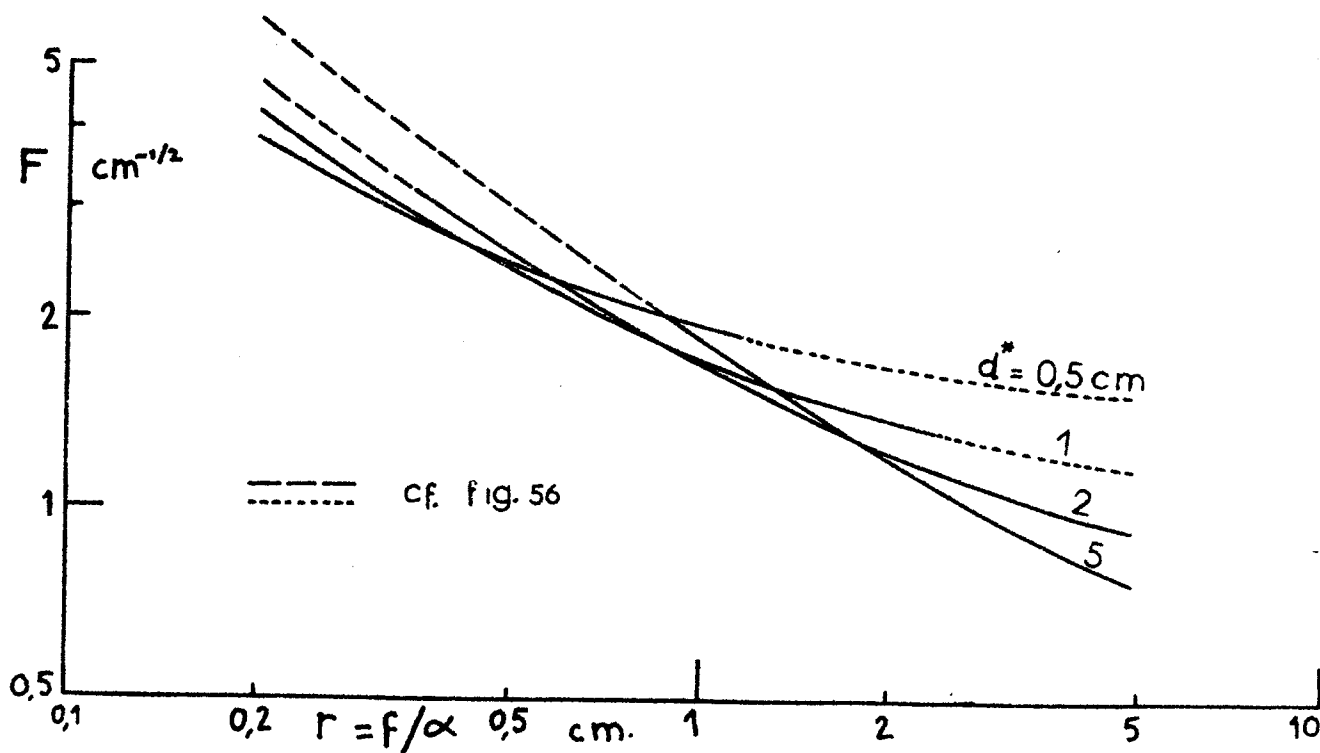


FIG 57

rendement est la première qualité requise. On pourra ainsi toujours ajuster f à la valeur correspondant au maximum de l'intensité pouvant être fournie par la source^(*).

Pour illustrer cet effet indirect de f sur le rendement, considérons par exemple la courbe η en fonction de i pour l'argon sous 50 V (fig. 43b) relevée avec $f = 1,4$ mm. La limite du rendement pour cette tension d'arc est environ $\eta = 22$ %. Cette valeur est déterminée par la limite de i (40 mA/cm^2) qui est, dans ce cas, une limite du système d'extraction. Comme on l'a déjà signalé (§II- 3Bd8) en modifiant f , on ne change pas sensiblement les caractéristiques de l'arc, mais on peut prolonger la courbe de η . Ainsi, la figure 58 représente le rendement en fonction de i pour $f = 0,5$ mm. Dans ce cas, la limite de η passe à 43 % et i (86 mA/cm^2) est ici limité par l'arc lui-même (évaporation très rapide de la cathode). En résumé, on peut toujours, en réduisant f , reculer la limite d'extraction quand le rendement est primordial.

Par contre, l'exigence éventuelle d'un débit ionique minimum peut nous fixer une valeur minimum de f , qui dépendra aussi évidemment de la longueur de fente ℓ disponible suivant la relation :

$$i_t = i f \ell = \frac{1,72 B^{3/2}}{\sqrt{M}} \frac{f \ell}{\sqrt{d^*}} \left(1 + \frac{d^* \alpha^*}{f}\right)^{0,8} \quad (47)$$

La longueur de fente ℓ maximum disponible est liée à la largeur de l'entrefer de l'analyseur d'une façon qui dépend du type de faisceau désiré (parallèle en z , croisé en z dans le champ, ou focalisé en z au collecteur). Comme on l'a déjà vu (§ I-2) la géométrie en z du faisceau peut être contrôlée dans ses grandes lignes par des courbures appropriées des électrodes ; la solution complète de ce problème est en réalité beaucoup plus complexe en raison de l'effet des

(*)

L'apparition du rapport f/α^* comme variable dans cette discussion montre que, toutes autres conditions étant égales (rendement inclus), la capacité de séparation d'un analyseur est proportionnelle non seulement à la largeur de l'entrefer (liée à la longueur de fente ℓ) mais aussi à son étendue en r (liée à α^*)

extrémités de la fente d'émission et des déviations suivant z provoquées par le champ de fuite de l'analyseur (*) (cf. note 24). En pratique, il est rare que f doive être déterminé par des considérations d'intensité totale du courant d'ions extrait. Ainsi dans l'exemple cité plus haut avec $f = 0,5$ mm et $l = 4$ cm on a $i_t = 16$ mA, ce qui est bien suffisant dans la majorité des cas.

On peut résumer ainsi les conditions optima d'extraction :

1°) Utiliser la divergence maximum : α^*

2°) Se rapprocher de la distance interélectrode minimum d^* utilisable sans claquage trop fréquents. Cette distance d^* dépendra de la valeur de la tension U dont le choix n'est pas critique du point de vue de l'extraction.

3°) Réduire la largeur f de la fente d'émission jusqu'à obtenir le maximum de la densité de courant ionique i que la source est capable de fournir (cf. § suivant) pour le cas donné.

Cette dernière règle doit être modifiée si un minimum de courant ionique total i_t est requis. f est alors déterminé par la relation (47) et les facteurs limitant indirectement le rendement par l'intermédiaire du système d'extraction seront : i_t , B (constante de claquage) α^* et l (lié à la largeur de l'entrefer).

B. Limites dues à la source d'ions

Les facteurs limitant le rendement de la source peuvent être déduits de la méthode de contrôle

des différents paramètres détaillée au §II- 3Bd et se réduisent essentiellement à D_0 , V_a^* et j_u^* . Pour certains corps réfractaires, un accroissement de D_0 implique un accroissement considérable de la température de la chambre d'arc, difficile à réaliser du point de vue technique. Mais ces cas sont très particuliers et ne nous concernent pas ici.

Nous avons vu qu'à une géométrie donnée, correspond une valeur de V_a^* (50 V pour l'argon et 70 V pour le xénon) et c'est évidemment cette valeur qu'il faut utiliser (**).

(*) Signalons seulement que, dans le cas du séparateur d'Orsay, la longueur de fente l est beaucoup moins limitée par la largeur de l'entrefer que par les dimensions (en z surtout) de la source et par la puissance de ses alimentations.

(**)

Dans des essais plus récents effectués avec une distance cathode-plaque d'émission $x_a > 1$ mm, il semble qu'on puisse utiliser $V_a > V_a^*$. Ceci permettrait de reculer les limites du rendement pour cette source. Dans le choix de la valeur V_a à utiliser dans ce cas, on devrait tenir compte de l'usure accélérée de la cathode, du pourcentage accru des ions multichargés et de la détérioration progressive de la résolution quand on augmente V_a .

De son côté, le courant d'arc j_u peut être limité par l'usure de la cathode. Celle-ci est due à son évaporation rapide aux températures élevées (j_u ne devant pas être limité par T_k) et à son bombardement par les ions de l'arc. Le premier mécanisme est prépondérant pour j élevé et le second pour V_a élevé. Dans les cas où $\sigma \times M$ est faible et un régime d'arc très poussé est nécessaire, on peut utiliser une cathode de grandes dimensions (mais il faudra dissiper la puissance considérable dégagée dans la chambre d'arc). Considérons à titre d'exemple la cathode utilisée dans notre source : un filament de tungstène de 1 mm de diamètre courbé en épingle à cheveux sur 5 mm de diamètre ; cette cathode nous donne plusieurs heures de fonctionnement stable avec $j_u \approx 2$ A. On peut alors estimer la limite moyenne de i , d'après les valeurs expérimentales de i^*/j_u^* (fig. 44 et 46) à 40 mA/cm² pour l'argon et 24 mA/cm² pour le xénon. La limite pratique du rendement peut alors être déduite des courbes expérimentales η fonction de i (fig. 43b). Cette limite est environ 30 % pour l'argon et 70 % pour le xénon. Pour tout autre corps, l'estimation de la limite de η se fera de façon analogue. Il faut donc connaître pour ce corps i^*/j_u^* et la courbe $\eta = F(i)$. Or, nous avons montré (§II-3Bd5) que :

- i^*/j_u^* varie comme $1/\sqrt{M}$

- la courbe $\eta = F(i)$ en coordonnées logarithmiques, subit d'un corps à l'autre, une translation parallèle à l'axe des i et d'amplitude égale au rapport des valeurs de $\sigma \times M$ calculées pour le corps de référence et le corps étudié.

Ces valeurs-limites de η peuvent être dépassées si l'on accepte une usure de cathode plus rapide, des dimensions de cathode plus importantes ou une certaine détérioration de la résolution (V_a plus élevée).

C'est justement la nature des facteurs de limitation qui différencie la source conventionnelle de la source à cathode transversale de Freeman. Les mesures que nous avons effectuées sur cette dernière sont exposées en détail dans la note 17. Nous reproduisons seulement dans la figure 59 les courbes du rendement η en fonction du courant d'arc total j_t pour diverses valeurs du débit de gaz. On remarque que le rendement décroît quand le débit augmente. Ceci tient à la limitation artificielle de j_t (dans notre cas 5 A) car, pour une valeur donnée de j_t , V_a décroît quand D croît. Il est clair qu'on obtiendrait un rendement supérieur en augmentant D pour une même valeur de V_a (comme pour la source conventionnelle) mais l'échauffement de la chambre d'arc qui en résulterait serait absolument prohibitif. De même, la faible valeur de i/j_t dans cette source (environ 10 fois plus faible que pour la source conventionnelle) combinée à la limitation de j_t oblige, pour améliorer la densité du courant ionique i disponible, à recourir tout naturellement au régime limité par cathode avec $D > D_0$.

Cependant cette source peut être utile à cause de la "qualité" des faisceaux produits (cf. § I-1H). Elle est surtout indiquée quand, pour des raisons particulières (aberrations d'ouverture, immobilité de l'électrode), une faible divergence est nécessaire et quand la section efficace d'ionisation de l'élément étudié est élevée.

2. RENDEMENT GLOBAL

Il est constitué par le produit du rendement net de la source, de la transmission du séparateur et du rendement de collection. Nous ne discuterons pas ce dernier facteur qui dépend de la nature de l'élément séparé, des détails du collecteur et d'autres considérations secondaires. De même, nous ne nous occuperons que du rendement instantané, plus fondamental que le rendement moyen d'une séparation ; les considérations pratiques pour l'amélioration de ce dernier étant exposées dans la note 25.

A. Rendement net de la source

Le rendement à la fente d'émission (eq.34)

$\eta = i/D$ que nous avons employé dans l'étude précédente pour comparer ou caractériser les différents types de source doit être corrigé pour tenir compte des ions indésirables et des fuites parasites afin d'aboutir au rendement réel de la source.

Les ions indésirables peuvent être :

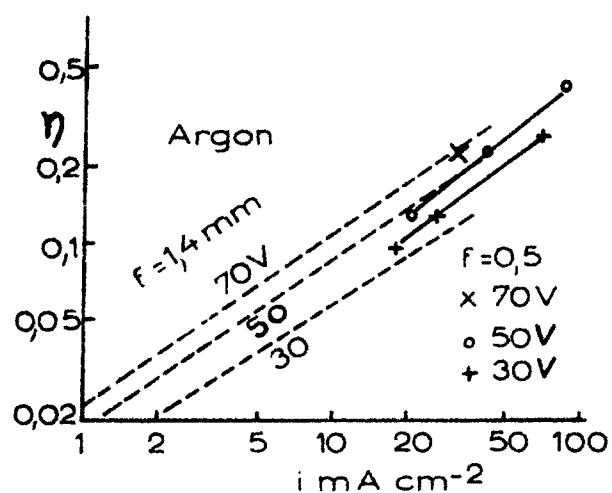
- des ions multichargés dans une proportion généralement négligeable pour des tensions d'arc faibles sauf quand les rendements sont élevés.
- des ions moléculaires dans le cas d'un composé chimique ou des ions provenant de corps étrangers introduits intentionnellement dans la source (CCl_4 , marqueurs, etc...)
- des ions provenant d'impuretés de dégazage (O_2 , N_2 , H_2O).

La proportion de tous ces ions doit être réduite autant que possible car, en participant au courant ionique extrait et au courant d'arc total, ils réduisent la limite du rendement net pouvant être atteint dans un cas donné.

Les fuites parasites sont dues à des détails de la construction mécanique (passages de cathode, etc...) et sont difficiles à réduire dans une source expérimentale(*). Il faut souligner que

(*) plus récemment, nous avons réalisé une source spécialement adaptée à la séparation du mercure et où les fuites dans la chambre d'arc sont pratiquement insignifiantes.

FIG 58



a

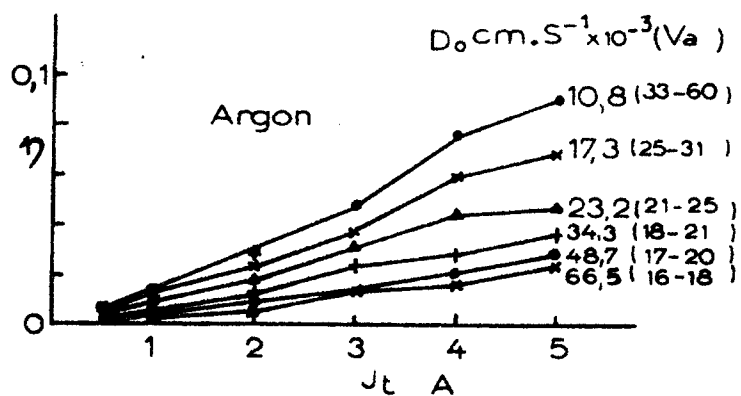
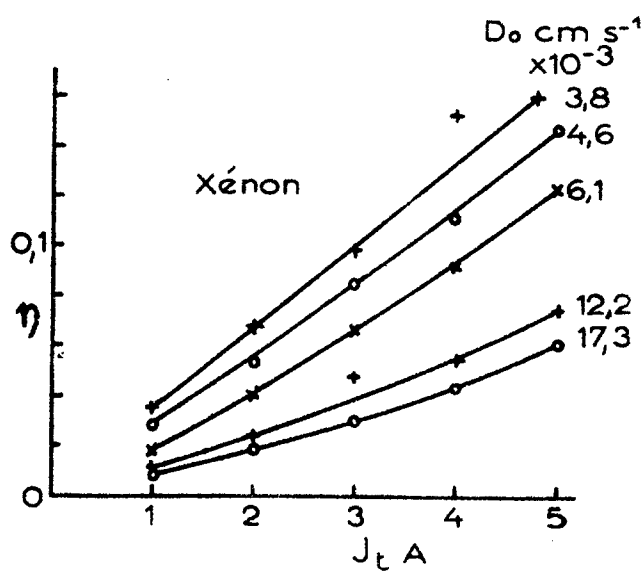


FIG 59

b



l'importance relative de ces fuites augmente à mesure que l'on réduit la surface de la fente d'émission pour améliorer la qualité ou le rendement.

B. Pertes dues à la transmission

Entre la source et le collecteur de

nombreux facteurs interviennent pour ramener le rendement global à une valeur bien inférieure à celle de la source. Le produit de ces facteurs est désigné parfois comme étant la transmission du séparateur. En réalité, ce coefficient caractérise moins le séparateur que des conditions particulières de fonctionnement.

a) Pertes par manque de focalisation du faisceau en z

Généralement, on n'éprouve aucune difficulté à canaliser la totalité du faisceau au centre de l'entrefer à l'aide d'une géométrie d'extraction appropriée, même si l'effet des extrémités de la fente d'émission empêche une focalisation parfaite en z. Cependant, pour des valeurs très élevées de i (au-dessus de 30 mA/cm² pour l'argon et 15 mA/cm² pour le xénon) l'effet de ces extrémités est très important et on ne peut empêcher l'interception d'une fraction du faisceau par les faces polaires. Comme ce sont justement les valeurs élevées de i qui sont les plus intéressantes du point de vue du rendement de la source, il serait très utile d'approfondir l'étude des perturbations des extrémités de la fente sur la focalisation en z et les moyens de les contrôler.

b) Diaphragme d'ouverture

Nous avons déjà vu (§I-1H) qu'un diaphragme à l'entrée de l'analyseur était nécessaire pour arrêter les portions extrêmes du faisceau. En supposant la courbe de divergence assez proche d'un trapèze (fig. 60), l'intensité du faisceau sera réduite du facteur

$$K_d = \frac{\alpha}{\alpha + \beta/2} \quad (48)$$

Du point de vue de la transmission, il y a intérêt à accroître α et diminuer β . La limite de α est déterminée par l'ouverture acceptée par l'aimant soit 0,14 radians environ. La valeur de β dépend surtout des conditions de source et ne peut être réduite qu'aux dépens du rendement de la source ou de l'intensité totale du faisceau (cf. note 8). Les valeurs moyennes de α et β étant respectivement de 0,1 et 0,04 rad., on aura comme ordre de grandeur $K_d = 0,8$.

c) Echange de charge

En accord avec les résultats de Imkamp [16] et contrairement à l'opinion de Menat [17], il semble que ce phénomène soit le plus important facteur de pertes entre la source et le collecteur du moins dans le cas des gaz rares que nous avons pu étudier.

Si L est la longueur de la trajectoire ionique moyenne (*), σ_E la section efficace d'échange de charge, p_s la pression résiduelle du séparateur, on aura pour le coefficient de transmission K_E :

$$- \log_n K_E = 3,5 \times 10^{16} \sigma_E L p_s \quad (49)$$

Ainsi, pour l'argon, en éliminant tous les autres facteurs de pertes et en utilisant une fente de collection très large, nous avons trouvé $K_E = 0,71$ pour $p_s = 5,5 \times 10^{-5}$ Torr ($L = 222$ cm) ; soit $\sigma_E = 8,1 \times 10^{-16}$ cm².

Par une méthode différente (comparaison des spectres obtenus à des pressions résiduelles différentes) on trouve $\sigma_E = 7,5 \times 10^{-15}$ cm² qui s'accorde raisonnablement avec la valeur précédente. Jones et al. {18} donnent par contre pour σ_E (argon-argon) la valeur $1,3 \times 10^{-15}$ cm² pour 30 KV.

Pour le xénon, les pertes sont encore plus importantes comme on le verra plus loin.

Il est donc essentiel pour la transmission (autant que pour la résolution) de réduire p_s le plus possible, ce qui est plus difficile dans les cas où la source est alimentée par des gaz (**).

d) Diffusion - largeur de fente au collecteur

Les pertes par diffusion dans le gaz résiduel (la contamination par diffusion et par échange de charge est discutée dans la note 22) sont constituées par la fraction de l'intensité d'un faisceau donné qui ne passe pas la fente du collecteur de largeur f_c . Menat {17} a calculé le facteur de transmission K_D pour le cas d'un faisceau laminaire et en supposant la fente au collecteur assez longue pour pouvoir négliger les pertes en z par diffusion :

(*) La dernière portion rectiligne de la trajectoire où les neutres formés sont reçus dans la fente du collecteur, est très courte en raison du champ de fuite de l'analyseur (pas de blindage magnétique dans le séparateur d'Orsay).

(**) Récemment les conditions de pompage ont été grandement améliorées par l'addition d'un "pompage différentiel" dans la région de la source. On travaille ainsi normalement au voisinage de 10^{-5} Torr.

$$- \log_n K_D = \frac{5,2 \times 10^{16}}{N - 2} \frac{L}{p_s \sigma_o \left(\frac{L}{f_c}\right)^{N-2}} \quad (50)$$

où σ_o et N sont un coefficient et un exposant caractéristiques du couple d'éléments constituant les ions du faisceau et la pression résiduelle.

Nous avons déterminé expérimentalement K_D pour l'argon avec $p_s = 5,4 \times 10^{-5}$ mm de Hg et $f_c = 0,2$ cm d'après le rapport des surfaces sous le pic et la base dans un spectre relevé avec une fente très fine au collecteur. On trouve $K_D = 0,89$. D'autre part, d'après la relation de Menat (50) et en utilisant les valeurs $N = 2,54$ et $\sigma_o = 1,75 \times 10^{-18}$ cm² déterminées par l'analyse de la contamination par diffusion pour le même cas (cf. note 22), on trouve $K_D = 0,87$; l'accord est satisfaisant.

Lorsque le réglage des paramètres de source et d'extraction a été effectué correctement, la forme du pic est généralement proche d'un triangle avec des queues de faible intensité (cf. par exemple fig. 49). Il est évident qu'en aucun cas f_c ne doit être plus large que la base $2 y_i$ de ce triangle, l'accroissement minime de rendement ne pouvant justifier celui beaucoup plus important de la contamination. Par contre, on peut préférer employer f_c plus étroit que $2 y_i$ si le rendement a beaucoup moins d'importance que le coefficient d'enrichissement ; le facteur de transmission supplémentaire ainsi introduit sera approximativement :

$$K_c = 1 - (1 - f_c / 2 y_i)^2 \quad (51)$$

Remarquons toutefois que, lorsque la résolution est insuffisante pour $f_c = 2 y_i$, il est préférable de diminuer la largeur f de la fente d'émission, ce qui entraîne généralement une réduction de y_i sans pertes de rendement.

De toutes façons f_c doit être choisi judicieusement dans chaque cas en s'aidant du spectre obtenu préalablement avec une fente très fine dans des conditions analogues.

3. APPLICATION DES RESULTATS PRECEDENTS AU CAS D'UN FAISCEAU D'IONS DE XENON

Pour illustrer les résultats obtenus dans cette étude, nous décrirons la mise en application des principes préconisés à la production d'un faisceau de xénon en vue d'obtenir essentiellement un rendement élevé à la source et, en même temps, une forte intensité et un coefficient d'enrichissement raisonnable. Les caractéristiques obtenues ne représentent-elles donc pas le maximum de chacune de ces qualités prise séparément, mais donnent un aperçu du compromis qu'il est possible de réaliser entre ces trois caractéristiques.

La source utilisée est du type à cathode interne avec anticathode à la masse. La cathode est un filament de tungstène de 1 mm de diamètre courbé en épingle à cheveux. Pour pousser le rendement nous montons V_a à 50 V, ce qui est pratiquement la limite V_a^* avec notre géométrie de source ($x_a = 1$ mm). De même, nous poussons j_u à 2,15 A qui est à peu près la limite de cette grandeur pour une vie de cathode raisonnable (plusieurs heures). Le courant d'arc total correspondant $j_t = 4,35$ A est d'ailleurs proche de la limite de l'alimentation d'arc actuellement disponible. $I_k = 72$ A, ce qui est suffisant pour maintenir un régime limité par pression ; $H_s^* = 185$ gauss pour le courant d'arc utilisé. La densité du courant ionique extrait obtenue dans ces conditions est $i = 26$ mA/cm², le débit de xénon nécessaire $D_0 = 0,0095$ cm³ (1 Atm. 20° C) s⁻¹/cm² ce qui correspond à une pression dans la source $p = 2,5 \times 10^{-3}$ Torr pour la température de la chambre d'arc ($T_a = 800$ °C).

Le rendement à la fente ainsi obtenu est $\eta = 68$ %. Un rendement supérieur aurait pu être obtenu pour une durée de séparation plus courte. A cause des fuites de gaz dans la source, η est réduit du facteur

$$\frac{S_f}{S_f + S_p} = \frac{0,56 \text{ cm}^2}{0,56 + 0,195 \text{ cm}^2} = 0,74$$

et d'un facteur supplémentaire de 0,75 à cause des ions multichargés. Ce qui nous donne comme rendement net de la source 38 % seulement.

La surface de la fente d'émission étant de $f \times l = 0,14 \times 4$ cm² ($\delta = 60^\circ$) le courant total extrait (après déduction de $i_e = 0,5$ mA seulement) est $i_t = 14,5$ mA.

L'extraction est réalisée avec $U = 30$ KV et $d = 1,4$ cm. La courbe de divergence obtenue, ainsi que la position du diaphragme sont représentées par la figure 60 ($\alpha = 0,116$ et $\beta = 0,087$ rad.) qui montre également l'orientation satisfaisante du faisceau en hauteur. D'après cette courbe la transmission du diaphragme correspond à $K_d = 0,75$.

La pression résiduelle dans le séparateur est responsable en majeure partie de la contamination et des pertes du faisceau dans le séparateur. En effet, cette pression, dont la valeur avant le fonctionnement de la source est de $1,1 \times 10^{-5}$ Torr, passe après l'admission du xénon, à 7×10^{-5} Torr (pour une jauge ionique étalonnée à l'air ; soit environ $1,1 \times 10^{-5}$ d'air + $2,5 \times 10^{-5}$ Torr de xénon). Le spectre obtenu (fig. 61) indique ainsi des traînées importantes bien que la largeur moyenne des pics à mi-hauteur soit relativement faible, $y_i = 0,45$ mm ; ce qui correspond à un pouvoir de résolution $(P) = 840$. En ce qui concerne la transmission,

FIG 60

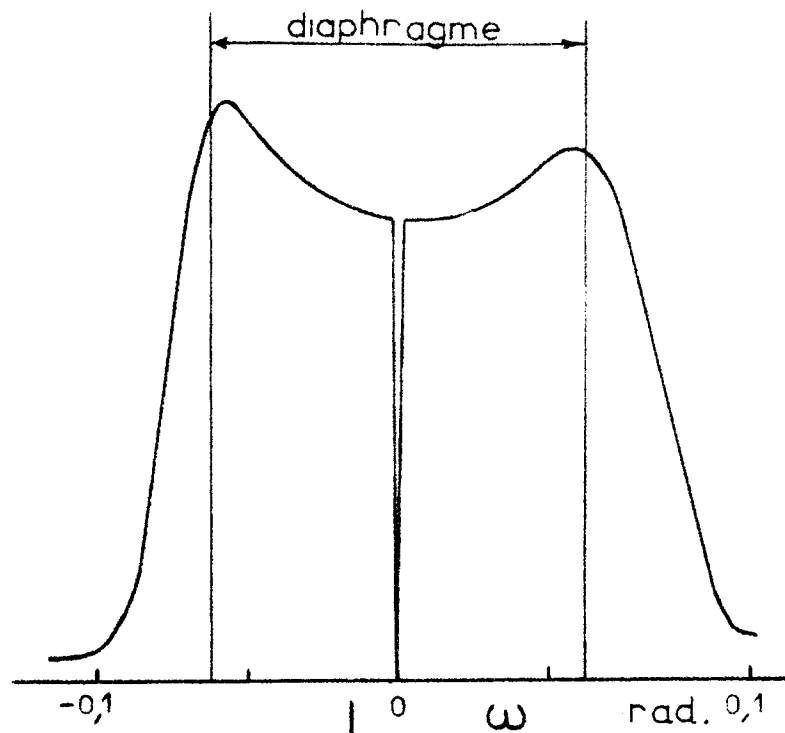
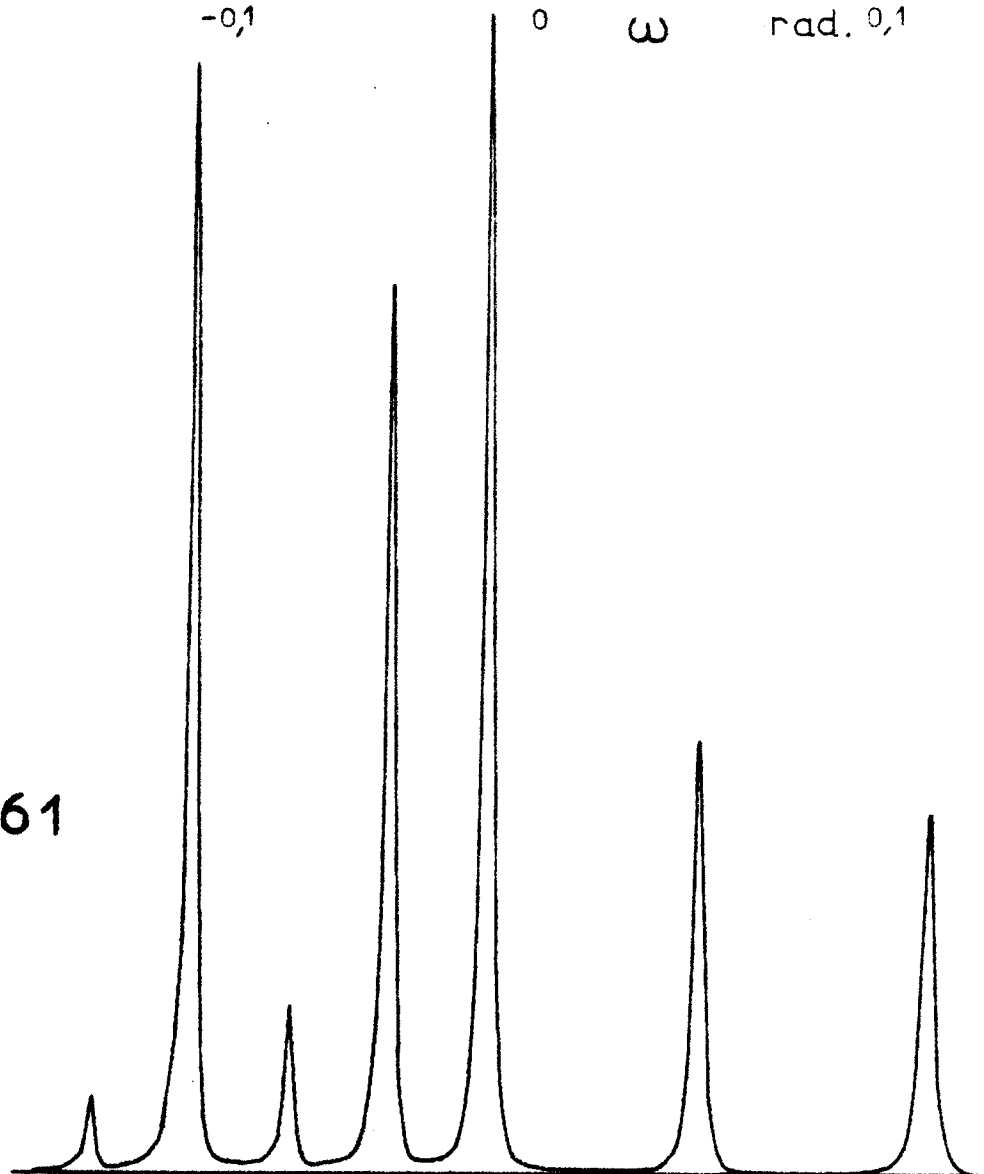


FIG 61



le facteur représentant la diffusion pour $f_c = 2$ y; est $K_D = 0,93$ et celui représentant l'échange de charge $K_E = 0,51$ seulement. La "transmission" nette du séparateur serait ainsi $K_d \times K_D \times K_E = 0,37$, ce qui nous ramène à un rendement global de $38 \times 0,37 = 14\%$ et à un courant net au collecteur de $14,5 \times 0,37 = 5,4$ mA.

4. AMELIORATIONS PROPOSEES

L'exemple précédent illustre bien les résultats déjà acquis dans la présente étude et les lacunes qui restent encore à combler dans une étude ultérieure expérimentale ou technique ; ainsi, on peut conclure, qu'à part quelques points faibles à élucider, le problème est essentiellement résolu en ce qui concerne la source d'ions (rendement intrinsèque, stabilité, reproductibilité, contrôle des paramètres) et le système d'extraction, mais que les efforts futurs devront porter surtout sur l'amélioration de la transmission du séparateur et la réduction des facteurs de contamination.

A. Améliorations techniques (*)

- a) Pompage beaucoup plus énergique de l'enceinte du séparateur, surtout au voisinage de la source. Ceci est essentiel pour réduire la diffusion et l'échange de charge et améliorer ainsi la transmission et le coefficient d'enrichissement.
- b) Installation en permanence d'une sonde horizontale rapide.
- c) Installation à l'entrée de l'analyseur d'un diaphragme, réglable de préférence de l'extérieur.
- d) Amélioration de l'étanchéité de la chambre d'arc de la source.
- e) Construction de cette chambre en un matériau facile à dégazer ; les impuretés résiduelles ayant pour effet de réduire le rendement-limite.
- f) Accroissement de la puissance de l'alimentation d'arc.
- g) Accroissement de la puissance disponible de l'alimentation H.T. pour permettre l'usage courant d'une tension plus élevée (40-45 KV) ; ceci doit améliorer sensiblement le coefficient d'enrichissement sans réduire pour autant les limites du rendement (cf. § IV-1A). Par ailleurs, on est loin d'exploiter avec l'alimentation actuelle toute la "capacité" de l'analyseur.

(*)

Une partie de ces améliorations a déjà été réalisée après l'arrêt de notre travail.

B. Sujets d'étude

Un certain nombre de points que nous avons rencontré au cours de ce travail nous paraissent importants et mériteraient une étude plus poussée afin de parfaire le contrôle des conditions expérimentales qui a été notre objectif principal. Nous les signalons brièvement ci-dessous :

- a) Effet de la distance cathode-plaque d'émission x_a sur la limite de la tension d'arc V_a^* .
- b) Recherche, dans le fonctionnement de la source d'ions, des facteurs responsables de la divergence parasite et, en général, de la détérioration de la qualité du faisceau quand α est faible. Dans cette étude, le second étage du séparateur serait d'une grande utilité.
- c) Influence des dimensions de la cathode sur la limite pratique du rendement.
- d) Effet des extrémités de la fente d'émission sur la distribution angulaire du faisceau en z ; parfaire la méthode de contrôle de cette distribution.
- e) Effet du champ de fuite (après avoir contrôlé la divergence en z) sur les trajectoires du faisceau soit : déflexion en z et aberrations en y ; élaborer une méthode pour réduire ces effets.
- f) Mesure de chacun des facteurs de contamination (cf. note 22) en fonction des variables correspondantes après l'avoir isolé autant que possible (en cherchant des conditions qui amplifient le facteur étudié et réduisent les autres). Ceci devrait permettre d'estimer à priori le taux de contamination correspondant à un ensemble de conditions initiales données et de choisir ainsi les meilleures valeurs des différents paramètres.

NOMENCLATURE

- a indice d'ionisation ; relations (27) ou (28).
- B constante de claquage entre les électrodes d'émission et d'extraction ; relation (42) ; $V.cm^{-1}$.
- b aberration d'ouverture produite au voisinage de l'émission du faisceau ; relation (39) ; cm.
- b' aberration d'ouverture de l'analyseur ; relation (40) ; cm.
- b_t aberration d'ouverture totale ; relation (41) ; cm.
- C rapport du courant ionique extrait au courant ionique calculé pour un ménisque plan ; relation (2).
- c₀ c₁ c₂... c'₀ c'₁ c'₂... coefficients des fonctions d'aberration b et b' ; cm.
- D débit de gaz par unité de surface de la fente d'émission : $cm^3(1\text{ Atm}.20^{\circ}C)s^{-1}/cm^2$ - sauf au § II-2 ; nombre de molécules s^{-1}/cm^2 .
- D₀ valeur de D minimum nécessaire pour établir un arc stable d'intensité donnée ; mêmes unités.
- D' valeur de D minimum nécessaire pour établir le plus petit courant d'arc ; mêmes unités.
- D_t débit total du gaz à travers la fente d'émission : $cm^3(1\text{ Atm}.20^{\circ}C)s^{-1}$ - sauf au § II-2 ; nombre de molécules s^{-1} .
- D_{ts} débit total du gaz alimentant la source ; relation (38) ; mêmes unités.
- d distance interélectrode ; fig. 2 ; cm.
- d₀ valeur de d correspondant à un ménisque plan ; relation (1) ; cm.
- d* valeur minimum de d correspondant à la limite de claquage ; relation (42) ; cm.
- E_i intégrale exponentielle ; relation (26).
- F fonction établissant la limite de l'extraction ; relation (46) ; $cm^{-1/2}$.
- F_z distance séparant l'électrode et le foyer en z du faisceau ; relation (18) ; cm.
- f largeur de la fente d'émission ; fig. 2 ; cm.
- f_c largeur de la fente du collecteur ; cm.
- f_e largeur de la fente de l'électrode extractrice ; fig. 2 ; cm.
- H_s champ magnétique de source ; gauss.
- H_s* valeur optimum de H_s pour un courant d'arc donné ; fig. 37.
- h hauteur de la cathode dans la direction y ; cm.
- I_k intensité du courant de chauffage de cathode ; A.
- i densité du courant d'ions émis par la fente d'émission ; $A.cm^{-2}$ - sauf au § II-2 ; nombre d'ions $s^{-1}cm^{-2}$.
- i* valeur de i correspondant à H_s* ; mêmes unités.
- i_e courant reçu par l'électrode extractrice ; fig. 3 ; A.

i_t	courant total d'ions émis par la fente d'émission ; A - sauf au § II-2 , nombre d'ions s^{-1}
j	densité du courant d'arc ; $A \cdot cm^{-2}$ - sauf au § II-2 ; nombre de charges élémentaires $s^{-1}cm^{-2}$
j_+	densité du courant d'arc ionique ; relation (20) ; nombre d'ions $s^{-1}cm^{-2}$
j_e	densité du courant d'arc électronique = j ; nombre d'électrons $s^{-1}cm^{-2}$
j_u	intensité du courant d'arc utile (ionisant) frappant l'antithode ; A.
j_u^*	valeur de j_u correspondant à H_s^* ; A
j_t	intensité totale du courant d'arc émis par la cathode ; A
K_c	coefficient de transmission de la fente du collecteur dans le cas où $f_c \neq 2y_i$; relation (51)
K_D	coefficient de transmission relatif à la diffusion des ions du faisceau par le gaz résiduel ; relation (50)
K_d	coefficient de transmission du diaphragme installé à l'entrée de l'analyseur ; relation (48)
K_E	coefficient de transmission relatif à l'échange de charge entre les ions du faisceau et le gaz résiduel ; relation (49)
k	coefficient de chute de la densité ionique le long de la fente d'émission ; $k = \Delta i / i \Delta x$; cm^{-1}
L	longueur de la trajectoire ionique moyenne ; cm
l	longueur de la fente d'émission ; cm
M	masse atomique des ions.
m	masse de l'ion ; g
m_e	masse de l'électron ; g
N	exposant apparaissant dans la théorie de la diffusion des ions du faisceau par le gaz résiduel ; réf. {17}
n	concentration des atomes dans la chambre d'arc ; cm^{-3}
n_+	concentration des ions dans le plasma ; cm^{-3}
n_o	valeur de n minimum pour établir un arc stable d'intensité donnée ; relation (29) ; cm^{-3}
n'_o	valeur de n minimum pour établir le plus petit courant d'arc ; relation (30) ; cm^{-3}
(P)	pouvoir de résolution à mi-hauteur des pics ; $(P) = R/y_i$
p	pression dans la chambre d'arc ; Torr
p_s	pression résiduelle dans le séparateur ; Torr
Q	facteur de correction pour une ionisation poussée ; relation (24) ; fig. 22
R	rayon de courbure des trajectoires ioniques dans l'analyseur, cm
R_e	rayon de courbure de l'électrode extractrice dans le plan xz ; cm
R_p	rayon de courbure de l'électrode d'émission dans le plan xz ; cm
R_t	taux de production des ions dans la colonne de plasma ; relation (22) ; nombre d'ions s^{-1}
R'_t	valeur de R_t correspondant à n'_o ; relation 23 ; mêmes unités.

- r rayon de courbure du ménisque d'extraction dans le plan xy ; positif dans le cas d'un ménisque convexe ; relation (6) ; fig. 7 ; cm.
 r_e rayon de Larmor des électrons primaires de l'arc ; cm.
 r_x rayon de courbure fictif de l'électrode extractrice dans le plan xy ; relation (4) ; fig. 7 ; cm.
 S_f surface de la fente d'émission ; cm^2 .
 S_p surface d'un orifice en paroi mince équivalent aux fuites parasites de la source ; cm^2 .
 T_a température de la chambre d'arc ; degré K.
 T_e température des électrons du plasma ; degré K.
 T_k température de la cathode ; degré K.
 T_ϕ facteur introduit dans la théorie de la diffusion et relatif à la configuration du champ magnétique ; réf. {17}.
 U potentiel de la source d'ions par rapport à la masse, correspondant à l'énergie des ions du faisceau ; V
 U_0 tension correspondant à l'énergie thermique initiale des ions de l'arc ; V
 U_1 différence de potentiel entre la source et l'électrode extractrice ; V
 $-U_2$ différence de potentiel entre l'électrode accélératrice et la masse ; V
 V_a tension d'arc ; V.
 V_a^* valeur maximum de V_a pratiquement utilisable pour la source à cathode interne ; V.
 v vitesse des atomes dans la chambre d'arc ; $cm.s^{-1}$.
 w épaisseur de la cathode dans la direction x ; cm.
 x, y, z coordonnées définies à la figure 1.
 x_a distance entre la cathode et la paroi antérieure de la chambre d'arc ; cm.
 x_c largeur de la fenêtre de collimation des électrons primaires.
 y_i largeur de l'image à mi-hauteur du pic (relevé avec une fente de collecteur très fine) ; cm.

 α divergence du faisceau dans la direction y ; relation (9) ; fig. 8 ; radian.
 α^* ouverture maximum du faisceau pour laquelle l'analyseur n'introduit pas d'aberrations nuisibles à la qualité des séparations ; radian.
 β divergence parasite du faisceau ; fig. 8 ; radian.
 γ courbure du ménisque d'extraction dans le plan xy ; positive dans le cas d'un ménisque convexe ; relation (11) ; cm^{-1} .
 δ angle d'ouverture de la fente d'émission dans le plan xy ; fig. 2 ; degré.
 δ_z angle d'ouverture de la fente d'émission dans le plan x_z , fig. 18 ; degré.
 ζ angle défini à la figure 19 ; radian.
 η rendement mesuré à la fente d'émission ; relations (34) (35) et (36).
 η_s rendement de la source en tenant compte des fuites parasites ; relation (33).

- θ facteur de correction tenant compte des trajectoires hélicoïdales des électrons primaires de l'arc ; compris entre 1 et 3
- λ facteur de correction tenant compte de l'état de surface de la cathode ; compris entre 1/3 et 2/3
- μ facteur de correction tenant compte des pertes d'ions sur les parois de la chambre d'arc ; compris entre 1/2 et 1
- ν facteur de correction tenant compte de la chute de pression au voisinage de la fente ; compris entre 1/2 et 1 ; relation (25)
- ρ rapport de n à n_0
- σ section efficace d'ionisation pour une tension d'arc donnée ; cm^2
- σ_0 constante (correspondant à une section efficace) apparaissant dans la théorie de la diffusion ; réf. {17} ; cm^2
- σ_E section efficace d'échange de charge entre les ions du faisceau et les molécules du gaz résiduel ; cm^2
- χ facteur de correction tenant compte de l'ionisation par les électrons secondaires de l'arc.
- ω angle d'ouverture des trajectoires ioniques ; fig. 50 (angle NMH)

BIBLIOGRAPHIE.

Un grand nombre de renseignements précieux sur la technique des séparateurs se trouvent dans les compte-rendus du développement des calutrons édités par A. Guthrie et R. Wakerling dans la série National Nuclear Energy Series (Mc Graw-Hill) ou publiés sous forme de rapports T.I.D. par U.S.A.E.C. Nous citerons surtout :

"Electromagnetic separation of isotopes in commercial quantities"

(N.N.E.S. 1-4 ou T.I.D. 5217)

"The characteristics of electrical discharges in magnetic fields"

(N.N.E.S. 1-5)

"Sources and collectors for use in calutrons"

(N.N.E.S. 1-6 ou T.I.D. 5218)

"Problems of physics in the ion source"

(T.I.D. 5219)

D'autre part les développements ultérieurs aux calutrons sont exposés longuement avec une bibliographie très complète dans le livre de J. Koch et al. {11}. Une revue plus concise du sujet due à R.H. Bernas se trouve dans : "Separation of Isotopes" édité par H. London (George Newnes, London, 1961)

Enfin, dans les compte-rendus des derniers congrès sur la séparation électromagnétique d'isotopes, sont exposés les plus récents progrès réalisés dans ce domaine :

Congrès de Harwell, 1955

M.L. Smith : "Electromagnetically enriched isotopes and mass spectrometry" (Butterworth, 1956)

Congrès d'Amsterdam, 1957

J. Kistemaker, J. Bigeleisen & A.O.C. Nier

"Proceedings of the international symposium on isotope separation" (North-Holland Publishing Co, Amsterdam, 1958)

Congrès de Vienne, 1960

M.J. Hingatsberger et F.P. Viehböck

"Electromagnetic separation of radioactive isotopes" (Springer 1961)

Congrès d'Orsay, 1962

Les communications n'ont pas été éditées, mais peuvent être obtenues séparément en s'adressant à l'organisateur du Congrès

M. R.H. Bernas, Laboratoire de Physique Nucléaire, B.P.1,
Orsay, S.et O.

- {1} K.O. Nielsen
Nucl. Inst. 1,289(1957).
O. Almén & K. O. Nielsen
idem p.302
- {2} J.H. Freeman
A.E.R.E. - R 4083
- {3} R.H. Bernas
Thèse, Université de Paris, 1954
- {4} R.H. Bernas, J.L. Sarrouy et J. Camplan
J. Phys. Rad. 21,191(1960)
Rev. Sc. Inst. 32,96(1961)
- {5} R.K. Wakerling et A. Guthrie
N.N.E.S. 1-4 ou T.I.D. 5217 (U.S.A.E.C.,1949)
Chap. 7
- {6} T. Alväger et J. Uhler
Arkiv f. Fysik 13,145(1958)
- {7} W.L. Rautenbach
Nucl. Inst. Meth. 12,169(1961)
- {8} M. von Ardenne
"Tabellen zur Angewandter Physik", DVW Berlin, 1962
2ème édit. p.128
- {9} M. von Ardenne, G. Jäger, F. Köhler et G. Petter
Kernenergie 3,1177(1960)
- {10} D. Bohm et al.
"The characteristics of electrical discharges in magnetic
fields"
A. Guthrie et R.K. Wakerling, éditeurs, N.N.E.S. 1-5 (Mc Graw-
Hill,1949).
- {11} J. Koch, R.H.V.M. Dawton, M.L. Smith et W. Walcher
" Electromagnetic isotope separators and applications of
electromagnetically enriched isotopes" (North Holland Publis-
hing Co Amsterdam,1958). Chap. XIII

- {12} Jahnke-Emde
Tafeln Höherer Funktionen (Teubner, Leipzig, 1952)
p. 1
- {13} I. Chavet
J. Sc. Inst. 39, 530 (1962)
- {14} W. Ploch et W. Walcher
Z. f. Physik 127, 274 (1950)
- {15} J.H. Freeman
A.E.R.E. - R 4047
- {16} Réf. {11} p. 292
- {17} M. Menat
Canad. J. Phys. 42, 164 (1964)
- {18} P.R. Jones, F.P. Ziemba, H.A. Moses et E. Everhart
Phys. Rev. 113, 182 (1959)

Une bibliographie supplémentaire sera donnée avec l'annexe.

LISTE DES NOTES EN ANNEXE.

- 1 - Système d'extraction.
- 2 - Mesure du courant d'ions du faisceau.
- 3 - Courant reçu par l'électrode extractrice.
- 4 - Orientation du faisceau.
- 5 - Polarisation de l'électrode extractrice
- 6 - Observations concernant les claquages.
- 7 - Etude de la résolution dans diverses régions de divergence du faisceau.
- 8 - Facteurs de la divergence parasite.
- 9 - Théorie sommaire de l'arc.
- 10 - Détails supplémentaires sur la source d'ions.
- 11 - Mesure des paramètres de source.
- 12 - Jauge ionique de source.
- 13 - Etudes préliminaires concernant la cathode.
- 14 - Comparaison des performances de la source pour les trois positions de cathode.
- 15 - Zone de fonctionnement de la source à cathode interne.
- 16 - Réflecteur d'électrons.
- 17 - Source à cathode transversale du type Freeman.
- 18 - Remarques sur le contrôle de la température de cathode.
- 19 - Influence de la courbure du ménisque sur le courant ionique extrait.
- 20 - Facteurs secondaires du régime d'arc.
- 21 - Chute de la densité du courant ionique extrait le long de la fente d'émission.
- 22 - Facteurs de contamination.
- 23 - Description du collecteur de mesure.
- 24 - Effets du champ de fuite de l'analyseur.
- 25 - Rendement global moyen.
- 26 - Limites du débit ionique.
- 27 - Quelques résultats supplémentaires.

TABLE DES MATIERES

	page
AVANT PROPOS	1
INTRODUCTION	3
<u>CHAPITRE I - SYSTEME D'EXTRACTION.</u>	
1. <u>Divergence du faisceau.</u>	5
A. Introduction	5
B. Description des dispositifs et méthodes de mesure.	6
C. Premières observations expérimentales.	7
D. Hypothèse sur l'origine de la divergence	8
E. Calcul de la divergence.	8
F. Etude expérimentale détaillée.	10
G. Influence des conditions de fonctionnement de la source sur la divergence.	12
H. Influence de la divergence sur la résolution du faisceau.	14
I. Conclusions.	16
2. <u>Distribution angulaire du faisceau en z.</u>	17
A. Introduction.	17
B. Calcul de la distance focale en z.	18
C. Résultats expérimentaux.	19
3. <u>Autres questions concernant le système d'extraction.</u>	20
<u>CHAPITRE II - SOURCE D'IONS.</u>	
1. <u>Introduction.</u>	21
2. <u>Théorie sommaire de l'arc.</u>	22
3. <u>Etude expérimentale.</u>	28
A. Description de la source et mesure de ses paramètres	28

B. Résultats expérimentaux.	30
a. Introduction.	30
b. Résultats de l'étude préliminaire.	31
c. Confirmation expérimentale de la théorie.	33
d. Etude détaillée des différents paramètres.	35
e. Conclusions.	41

CHAPITRE III - ABERRATIONS OPTIQUES.

A. Introduction.	43
B. Généralités sur l'ensemble des aberrations optiques.	43
C. Méthode de mesure.	46
D. Résultats - diaphragme.	47
E. Effet de diffraction.	48
F. Conclusions.	49

CHAPITRE IV - LIMITES DU RENDEMENT.

1. <u>Facteurs limitant le rendement au niveau de la fente d'émission.</u>	50
A. Limites du système d'extraction.	50
B. Limites dues à la source d'ions.	54
2. <u>Rendement global.</u>	56
A. Rendement net de la source.	56
B. Pertes dues à la transmission.	57
3. <u>Application des résultats précédents au cas d'un faisceau d'ions de xénon.</u>	59
4. <u>Améliorations proposées.</u>	61
A. Améliorations techniques.	61
B. Sujets d'étude.	62

NOMENCLATURE.	63
BIBLIOGRAPHIE.	67
LISTE DES NOTES EN ANNEXE.	70

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Étude de réactions nucléaires par spectrométrie de masse

Vu et approuvé :

Paris, le 15 Décembre 1964

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE