

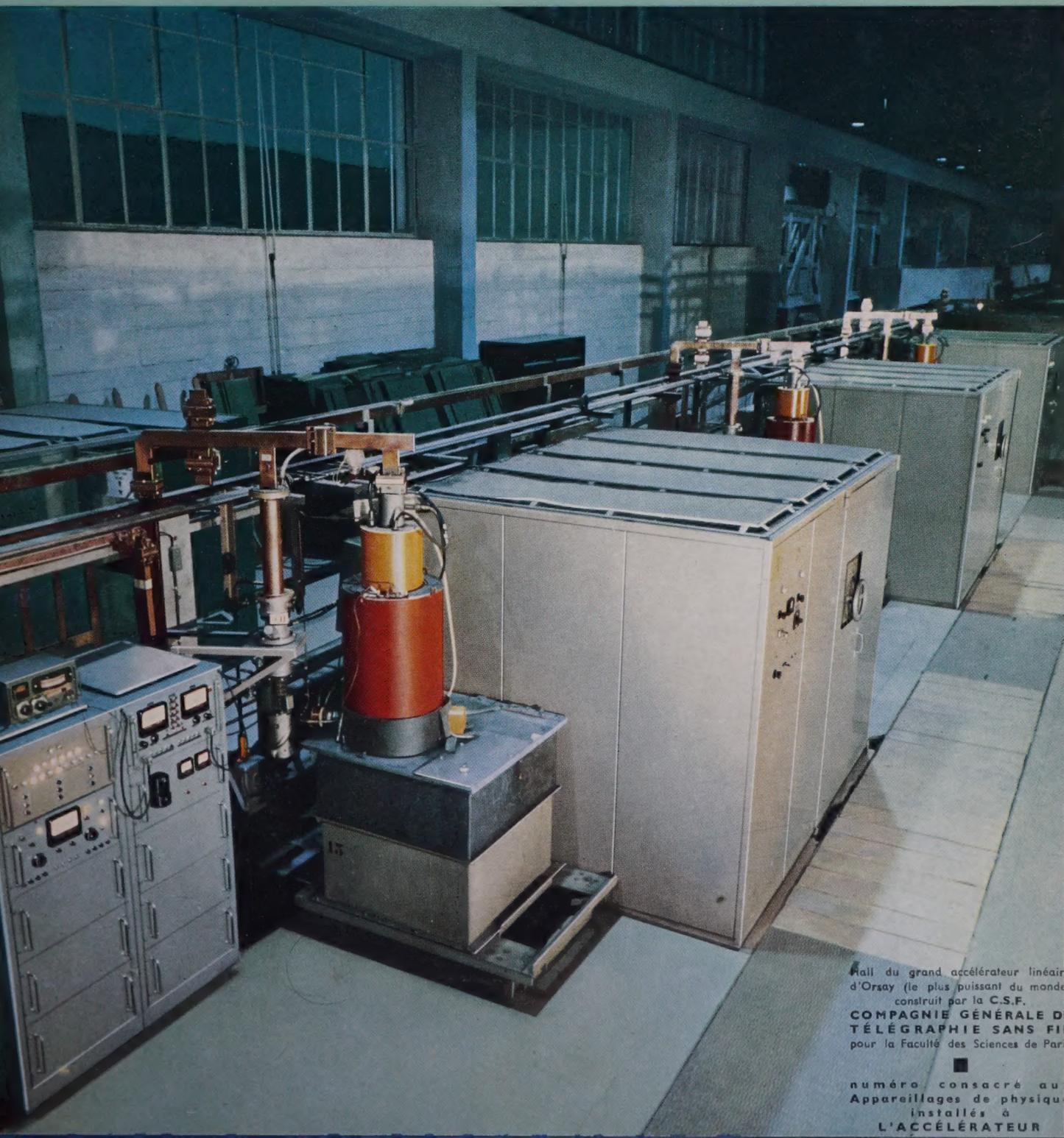
L'ONDE ÉLECTRIQUE

42^e ANNÉE - N° 421

AVRIL 1962

PRIX : 8 NF

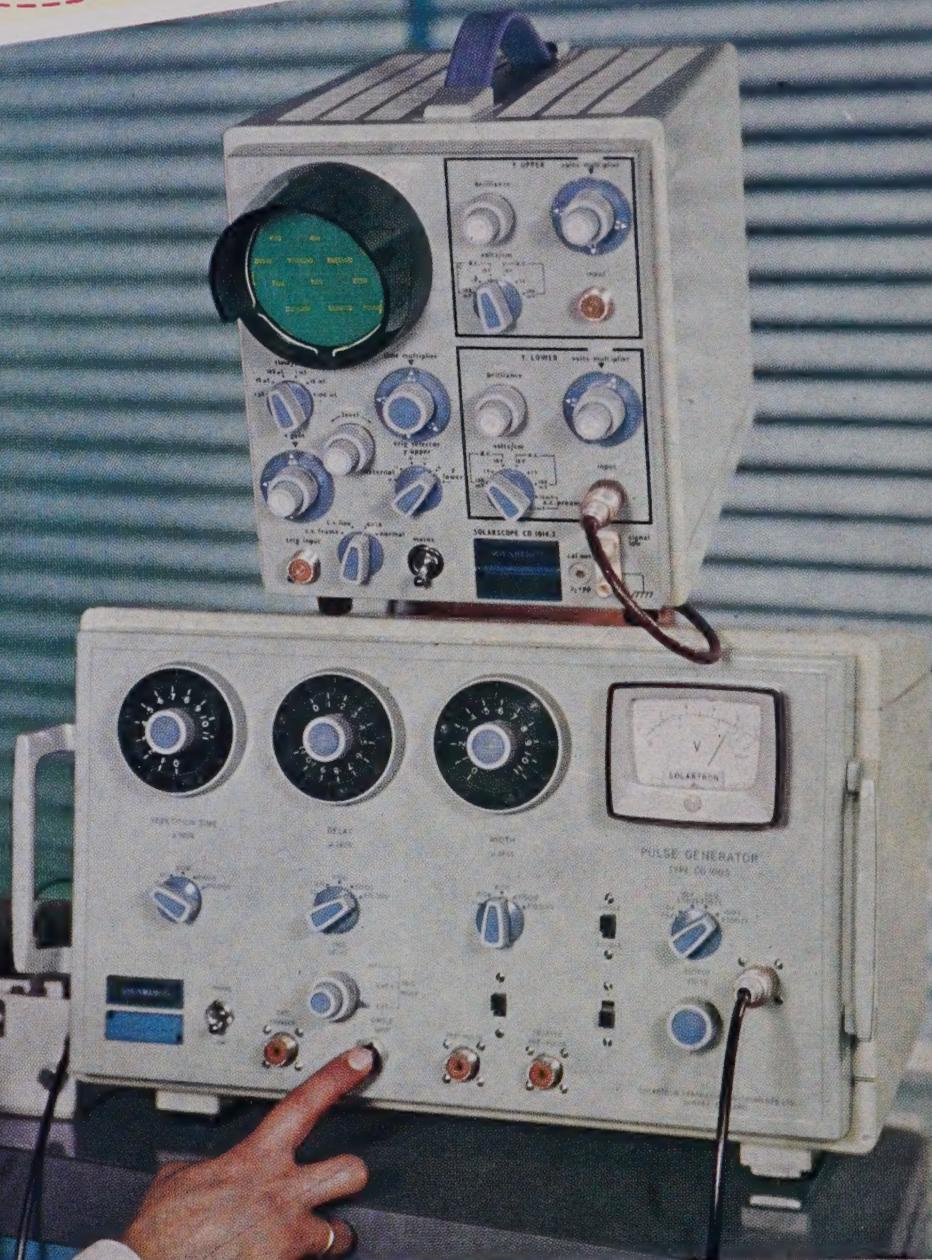
REVUE MENSUELLE de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE des ÉLECTRONICIENS et des RADIOÉLECTRICIENS
— PUBLIÉE PAR LES ÉDITIONS CHIRON, PARIS —



Hall du grand accélérateur linéaire
d'Orsay (le plus puissant du monde
construit par la C.S.F.)
COMPAGNIE GÉNÉRALE DE
TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
pour la Faculté des Sciences de Paris

numéro consacré au
Appareillages de physique
installés à
L'ACCÉLÉRATEUR

SOLARTRON



disponibles sur stock

DOCUMENTATION TECHNIQUE DÉTAILLÉE SUR DEMANDE

SOLARTRON S. A.

TÉLEX 22.686

OSCILLOSCOPE PORTATIF CD 1014-2 à double faisceau

Bande passante : 0 à 5 MHz à - 3 dB ; vitesse de balayage 0,2 μ s/cm à 1 s/cm ; précision d'étalonnage \pm 5 %

Prix : 2880 NF.

Modèle en RACK type CD 1016, mêmes caractéristiques générales que le CD 1014 — Prix : 3325 NF.

GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS à décades, type GO 1005

Fréquence de répétition 10 Hz à 1 MHz ; impulsions rectangulaires simples ou doubles ; durées d'impulsions 250 ns à 100 ms ; précision \pm 5 %

Prix : 5620 NF.

22 bis, RUE DE TERRE-NEUVE - PARIS-20° - PYR. 48-40

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Vol. XLII

AVRIL 1962

N° 421

Rédaction de l'Onde Électrique :

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

10, Avenue Pierre-Larousse - Malakoff (Seine) - Tél. : ALÉSIA 04-16 - C.C.P. Paris 697-38

Cotisations des Membres de la Société : Voir au verso "Extraits des Statuts"

Les appareillages de physique installés à l'accélérateur linéaire D'ORSAY

L'Onde Électrique, revue mensuelle publiée par la Société Française des Électroniciens et des Radioélectriciens, est éditée par les

ÉDITIONS CHIRON

40, Rue de Seine - PARIS-6^e - Tél. : MÉD. 18-93 - C.C.P. Paris 53-35

Abonnement annuel souscrit directement aux Éditions Chiron : France 45 NF — Etranger 51 NF — Ce n° 8 NF

Exclusivité de la Publicité : M. R. DOMENACH, 161, Bd St Germain, Paris 6^e - Tél. BAB. 41-97 et 41-98

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

- † Général FERRIÉ, Membre de l'Institut.
† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne (M. p. F.).
† A. BLONDEL, Membre de l'Institut.
M. P. BRENOT, Directeur de la Cie Générale de T.S.F.
† J. CORNU, Chef de Bataillon du Génie e.r.
† A. PÉROT, Professeur à l'Ecole Polytechnique.
† J. PARAF, Directeur de la Sté des Forces Motrices de la Vienne.
La Société des Ingénieurs Coloniaux.

PRÉSIDENTS D'HONNEUR

- † R. MESNY (1947) — † H. ABRAHAM (1947) — † R. RIGAL (1959).
Le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences, Prix Nobel de Physique (1956).

ANCIENS PRÉSIDENTS DE LA SOCIÉTÉ

MM.

- 1922 † Le Duc Maurice de BROGLIE, Membre de l'Institut.
1923 † H. BOUSQUET, Prés. du Cons. d'Adm. de la Cie Gle de T.S.F.
1924 † R. de VALBREUZE, Ingénieur.
1925 † J.-B. POMEY, Inspecteur Général des P.T.T.
1926 † E. BRYLINSKI, Ingénieur.
1927 † Ch. LALLEMAND, Membre de l'Institut.
1928 Ch. MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris.
1929 † L. LUMIÈRE, Membre de l'Institut.
1930 Ed. BELIN, Ingénieur.
1931 C. GUTTON, Membre de l'Institut.
1932 † P. CAILLAUX, Conseiller d'Etat.
1933 † L. BRÉGUET, Ingénieur.
1934 Ed. PICAULT, Directeur du Service de la T.S.F.
1935 † R. MESNY, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité.
1936 † R. JOUAUST, Directeur du Laboratoire Central d'Electricité.
1937 † F. BEDEAU, Agrégé de l'Université, Docteur ès Science.
1938 † P. FRANCK, Ingénieur Général de l'Air.
1939 † J. BETHENOD, Membre de l'Institut.
1940 † H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.
1945 L. BOUTHILLON, Ingénieur en Chef des Télégraphes.
1946 † R.P. P. LEJAY, Membre de l'Institut.
1947 R. BUREAU, Directeur du Laboratoire National de Radioélectricité.
1948 Le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences.
1949 M. PONTE, Directeur Général Adjoint de la Cie Gle de T.S.F.
1950 P. BESSON, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.
1951 Le Général LESCHI, Directeur des Services Techniques de la Radio-diffusion-Télévision Française.
1952 J. de MARE, Ingénieur Conseil.
1953 P. DAVID, Ingénieur en Chef à la Marine.
1954 G. RABUTEAU, Directeur Général de la Sté « Le Matériel Téléphonique ».
1955 H. PARODI, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers.
1956 † R. RIGAL, Ingénieur Général des Télécommunications.
1957 R. AUBERT, Directeur Général Technique de la C.S.F.
1958 G. DUPOUY, Directeur Général Honoraire du C.N.R.S.
1959 P. ABADIE, Ingénieur en Chef des Télécommunications.
1960 L'Ingénieur Général A. ANGOT.
1961 Le Général de C.A. J. GUERIN.

MEMBRES D'HONNEUR

- Sir Edward APPLETON, Principal and Vice-Chancellor of Edinburgh University, Prix Nobel de Physique.
† André BLONDEL, Membre de l'Institut, Inspecteur Général des Ponts et Chaussées.
M. Paul BRENOT, Président d'Honneur de la S.F.R. Afrique et de la Société Fabrications Radioélectriques Marocaines.
M. Jean COULOMB, Membre de l'Institut, Directeur Général du Centre National de la Recherche Scientifique.
† Eugène DARMOIS, Membre de l'Institut.
M. Gaston DUPOUY, Membre de l'Institut Directeur Général du C.N.R.S.
† Général FERRIÉ, Membre de l'Institut, Commandant Supérieur des Troupes et Services de Transmissions.
M. Alfred FESSARD, Professeur au Collège de France, Directeur du Centre d'Etudes de physiologie nerveuse et d'électrophysiologie.
† Paul JANET, Membre de l'Institut, Directeur de l'Ecole Supérieure d'Electricité.
† Frédéric JOLIOT-CURIE, Membre de l'Institut, Prix Nobel de Chimie.
† Arthur E. KENNELLY, Professeur au Massachusetts Institute of Technology.
M. André LALLEMAND, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, Astronome titulaire à l'Observatoire de Paris.
M. Louis LEPRINCE-RINGUET, Membre de l'Institut.
M. Charles MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris, e. r.
M. Louis NEEL, Membre de l'Institut, Directeur du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Président de la Section Electronique du Comité National de la Recherche Scientifique, Directeur du Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique, d'Hydraulique, de Radioélectricité et de Mathématiques Appliquées.
† H. PERCY-MAXIM, Président de l'International Amateur Radio-Union et de l'American Radio Relay League.
M. Francis PERRIN, Membre de l'Institut, Haut-Commissaire à l'Energie Atomique.

MEMBRES DU CONSEIL

MM.

- R. ARNOULT, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.
G. BOUTRY, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers.
F. DACOS, Professeur à l'Université de Liège, Institut Montefiore.
F.D. DAYONNET, Ingénieur en Chef des Télécommunications au C.N.E.T.
P. LAPOSTOLLE, Ingénieur des Télécommunications, Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire.
G. PIRCHER, Chef de Service à la Compagnie Française Thomson-Houston
L. ROBIN, Ingénieur en Chef des Télécommunications au C.N.E.T.
J. VILLEMAGNE, Ingénieur, Chef d'un Département Radar au L.C.T.
L. BOITHIAS, Ingénieur en Chef des Télécommunications au C.N.E.T.
A. CHEVALLIER, Chef adjoint de la Division Télécommunications d'Electricité de France.
Mme CUBAIN, Licenciée ès Sciences.
L. GOUSSOT, Ingénieur en Chef des Télécommunications à la R.T.F.
M.de.MIRBECK, Ingénieur Militaire en Chef des Télécommunications à la S.E.F.T.
J. MENOT, Directeur technique de la C.I.F.T.E.
J. OSWALD, Sous-Directeur technique à la C.I.T.
J.C. SIMON, Directeur du Département de Physique Appliquée à la C.S.F.
R. BERTEROTTIÈRE, Chef du Service Orientation Technique, Groupe Electronique C.F.T.H.
Cl. CARDOT, Ingénieur en Chef des Télécommunications e.d., Ingénieur au C.R. de la C.G.E.
J.-L. DELCROIX, Maître de conférences (Physique des plasmas) à la Faculté des Sciences de Paris.
J. DEZOTEUX, Ingénieur des Télécommunications au C.N.E.T.
J. FRANÇOIS, Ingénieur des Télécommunications à l'E.N.S.T.
A. LAURENS, Directeur Technique à la Société T.R.T.
Ph. OLMER, Directeur de l'E.S.E., Directeur du L.C.I.E.
J.-P. VASSEUR, Chef de Laboratoire à la C.S.F.

COMMISSAIRES AUX COMPTES

MM.

- P. CHAVANCE, Ingénieur à la C.F.T.H.
C. DUMOUSSEAU, Ingénieur au L.C.T.
R. de VERDIÈRE, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

SOMMAIRE DE CE NUMÉRO

Description générale des expériences réalisées	G.R. BISHOP	289
Aimants spectromètres et appareillages de détection	B. MILMAN	310
L'électronique associée aux instruments de mesure	G. ALON	330
La mesure de l'intensité du courant produit par l'accélérateur linéaire	D. ISABELLE	354
Indications sur les expériences projetées	J.B. PEREZ Y JORBA	370
Informations		
Documentation technique		380
Communiqués		386

Sur notre couverture :

Hall du grand accélérateur linéaire d'Orsay (le plus puissant du monde) construit par la C.S.F. COMPAGNIE GÉNÉRALE de TÉLÉGRAPHIE SANS FIL, pour la Faculté des Sciences de Paris, Cliché C.S.F. — René Bouillot.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1962)

M. B. DECAUX, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

Président désigné pour 1963

M. G. LEHMANN, Directeur Scientifique à la C. G. E.

Vice-Présidents

MM. H. PORTIER, Directeur des Etudes à l'E.S.E.

J. DAUVIN, Ingénieur Général des Télécommunications e.r., Directeur délégué du Centre de Recherches de la C.G.E.

P. GRIVET, Professeur d'Electronique à la Faculté des Sciences de Paris.

Secrétaire Général

M. A. FLAMBARD, Ingénieur Militaire en Chef.

Secrétaires Généraux Adjoints

MM. R. CABESSA, Ingénieur à la Société L.M.T., Directeur de la Division systèmes électroniques à la Société Le Matériel Téléphonique.

B. GAUSSOT, Chef du Service Radioélectricité et Electronique à l'E. S. E.

Trésorier

M. J.M. MOULON, Directeur Général Adjoint de la Société M.E.C.I.

Secrétaires

MM. M. THUÉ, Ingénieur des Télécommunications.

J. BLOUET, Chef de la Section Métrologie de la Division Radioélectricité et Electronique du L.C.I.E.

.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications.

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Président	Secrétaire
1	Etudes générales. Groupe de mathématiques appliquées à la radio-électricité.	M. L. ROBIN	M. E. JULIER
2	Matériel radioélectrique.	M. J. FAGOT	M. AFANASSIEFF
3	Electro-acoustique.	M. BUFFARD	M. R. LEHMANN
4	Télévision.	M. ANGEL	M. DE THIEULLOY
5	Hyperfréquences.	M. P. ASSENS	M. D. COULMY
6	Electronique.	M. PICQUENDAR	M. O. CAHEN
7	Documentation.	M. CHEREAU	
8	Electronique appliquée.	M. LOEB	M. G. ROTH
9	Electronique nucléaire.	M. LABEYRIE	M. BENOIT
10	Formation du Personnel technique.	M. RIVÈRE	M. GILABERT
11	Electronique Biologique et Médicale.	M. POLONSKY	M. E. ALLARD

Rédaction de l'Onde Electrique

M. L.J. LIBOIS, Ingénieur en Chef des Télécommunications, Président du Comité de Rédaction.

M. J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications, Rédacteur en Chef de l'Onde Electrique.

M. M. CAMUS, Ingénieur des Télécommunications.

M. A. PROFIT, Ingénieur des Télécommunications

GROUPES RÉGIONAUX

GRUPE D'ALGER

Président. — M. A. SARAZIN, Directeur-adjoint de l'Institut d'Etudes Nucleaires, Faculté des Sciences d'Alger.

Secrétaire. — M. P. CACHON, Assistant à la Faculté des Sciences d'Alger.

GRUPE DE L'EST

Président. — M. R. GUILLIEN, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy.

Secrétaire. — M. E. GUEFIN, Assistant à l'E.N.S.E.M.

GRUPE DE GRENOBLE

Président. — M. J. BENOIT, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble, Directeur de la Section de Haute Fréquence à l'Institut Polytechnique de Grenoble.

Secrétaire. — M. J. MOUSSIEGT, Maître de Conférence à la Faculté des Sciences de Grenoble.

GRUPE DE MARSEILLE

Président. — M. Th. VOGEL, Directeur de Recherches au C.N.R.S.

Secrétaire. — M. J. GIRAUD, Ingénieur des Télécommunications.

GRUPE DU NORD

Président. — M. N. SEGARD, Professeur, Directeur de l'I.S.E.N.

Vice-Présidents. — M. R. CARPENTIER, Chef du Centre de Télévision à la R.T.F.

— M. R. GABILLARD, Professeur, Directeur de l'Institut Radiotechnique.

Secrétaire — M. BOUVET Secrétaire Général de l'I.S.E.N.

EXTRAITS DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société FRANÇAISE DES ELECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS a pour but :

1° De contribuer à l'avancement de la radioélectricité et de l'électronique théoriques et pratiques ainsi qu'à celui des sciences et industries qui s'y rattachent.

2° D'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité.

Elle tient des réunions destinées à l'exposition et à la discussion de questions concernant la radio-électricité, l'électronique et tout ce qui s'y rattache

ART. 2. — La Société se compose de membres titulaires, dont certains en qualité de membres bienfaiteurs ou de membres donateurs, et de membres d'honneur.

Pour devenir membre titulaire de la Société il faut :

1° Adresser au Président une demande écrite

appuyée par deux membres, non étudiants, de la Société.

2° Etre agréé par le Bureau de la Société.

Tout membre titulaire qui, pour favoriser les études et publications scientifiques ou techniques entreprises par la Société, aura pris l'engagement de verser, pendant cinq années consécutives, une cotisation égale à dix fois la cotisation annuelle, recevra le titre de membre bienfaiteur.

Ceux qui, parmi les membres titulaires, verseront une cotisation égale à cinq fois la cotisation annuelle, seront inscrits en qualité de donateurs.

Tous les membres de la Société sauf les membres d'honneur, paient une cotisation dont le montant est fixé par une décision de l'Assemblée Générale.

Les membres âgés de moins de 25 ans, en cours d'études, pourront sur leur demande, bénéficier d'une réduction de 50 % sur leur cotisation. Cette

réduction ne leur sera accordée que pendant cinq années au plus.

Les membres titulaires reçoivent une publication périodique ayant un caractère technique*.

Cette publication leur est adressée gratuitement. Toutefois, les membres résidant à l'étranger devront verser, en sus de leur cotisation annuelle, une somme destinée à couvrir les frais supplémentaires.

MONTANT DES COTISATIONS

Particuliers	25 NF
Particuliers âgés de moins de 25 ans en cours d'études	12,50 NF
Sociétés ou Collectivités	150 NF
	ou 350 NF
	ou 750 NF

au gré de la Société ou Collectivité.

Particuliers résidant à l'étranger

plus frais postaux

* NDLR. Cette revue est l'Onde Electrique.

Changement d'adresse : joindre 0,50 NF à toute demande

DESCRIPTION GÉNÉRALE DES EXPÉRIENCES RÉALISÉES

PAR

G.R. BISHOP

Ecole Normale Supérieure

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay

1. L'équivalence entre le champ effectif d'un électron relativiste et le champ électromagnétique

Les électrons fournis par l'Accélérateur Linéaire d'Orsay ont une vitesse très proche de celle de la propagation des ondes électromagnétiques c . En considérant leur interaction avec la matière il est donc très utile de représenter le champ réel de l'électron par un champ de photons virtuels. L'utilité d'une telle approximation a été soulignée en 1924, la première fois par FERMI (Z. Physik, 29, 315, 1924), lorsqu'il essayait de relier la perte d'énergie par ionisation des particules alpha aux propriétés électromagnétiques de la matière telle que la constante diélectrique. Le champ des photons virtuels présente cependant des différences notables avec le champ des photons réels. Tandis que ce dernier possède uniquement des composantes transversales, le champ virtuel a des composantes longitudinales et transversales. On peut voir ceci rapidement en transformant, par les relations relativistes de LORENTZ, le champ coulombien de l'électron au repos. Dans le système de l'électron au repos K' nous avons un

champ électrique constant $\vec{E}' = \frac{e\vec{R}'}{R'^3}$ et pas de champ magnétique. Dans le système de l'observateur K , pour lequel l'origine de K' a les coordonnées $x = Vt$, $y = z = 0$, le champ électrique est donné par

$$\begin{aligned} E_x &= E'_x = e v' / R'^3 \\ E_y &= \gamma E'_y = e j' \gamma / R'^3 \\ E_z &= e z' \gamma / R'^3. \end{aligned}$$

et les coordonnées par

$$x' = (x - Vt) \gamma, \quad y' = y, \quad z' = z \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$$

$$R'^2 = \gamma^2 \left\{ (x - Vt)^2 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) (y^2 + z^2) \right\}.$$

Donc nous avons

$$\underline{E} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} \frac{e\vec{R}}{R'^3}$$

où \underline{R} est le vecteur entre la charge e et le point (x, y, z) (les composantes de \underline{R} sont $z - vt, y, z$).

Si nous appelons θ l'angle entre le sens de mouvement de l'électron et le vecteur \underline{R} , alors

$$y^2 + z^2 = R^2 \sin^2 \theta$$

$$R'^2 = \gamma^2 R^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \theta\right)$$

$$\text{et} \quad \underline{E} = \frac{e\vec{R}}{R^3} \frac{1 - v^2/c^2}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \theta\right)^{3/2}}.$$

Ce champ a des composantes parallèles et perpendiculaires à la vitesse de l'électron.

$$E_{||} = \frac{e}{R^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$$

$$E_{\perp} = \frac{e}{R^2} (1 - v^2/c^2)^{-1/2}.$$

Si la vitesse v s'approche de c nous voyons que $E_{||}$ devient très faible et E_{\perp} très grand. Donc le champ effectif de l'électron en mouvement ressemble de plus en plus à un champ transversal à mesure que la vitesse augmente.

Pour connaître le spectre de photons virtuels WEIZSACKER et WILLIAMS [1] ont analysé en composantes de Fourier le champ produit à un point donné par un électron d'énergie ε et de moment $p \gg mc$. Ils ont montré que le champ de photons virtuels est principalement transversal et en ont conclu qu'un

électron incident produit les mêmes effets qu'un faisceau de photons réels avec un spectre $N_e(p, k_f)$ donné par

$$N_e(p, k_f) dk_f/k_f = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dk_f}{k_f} \{ z^2 [K_1^2(z) - K_0^2(z)] - 2z K_0(z) K_1(z) \} \quad (\text{A.1})$$

où k_f est l'énergie du photon, $z = \{ mb_{\min} k_f / \varepsilon \}$ avec b_{\min} le paramètre d'impact minimum pour le phénomène produit, $K_0 K_1$ étant les fonctions de BESSEL. Le paramètre b_{\min} est égal à $1/k_{\max}$, où k_{\max} est le plus grand transfert de moment transverse effectif dans le processus. Or k_{\max} peut être égal à p , mais si le rayon de la région d'interaction avec le système bombardé est R , alors $k_{\max} R \sim 1$. Donc pour des électrons très relativistes une comparaison de l'efficacité relative des électrons et des photons pour produire le même processus nous renseigne directement sur le rayon R de l'interaction. Nous décrivons par la suite une expérience de ce type visant à la détermination du rayon de l'interaction dans la réaction photonucléaire $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$.

WEIZSACKER et WILLIAMS dans leur équation approximative (1) négligent les composantes longitudinales. Or ces composantes, bien que de faible intensité, peuvent nous donner des renseignements précieux sur les propriétés électromagnétiques des systèmes nucléaires qui ne sont pas susceptibles d'étude par les interactions avec les photons réels. Par exemple, les transitions monopolaires dans les noyaux ne peuvent pas être excitées par un faisceau de photons réels, mais cette excitation est facilement produite par l'intermédiaire des composantes longitudinales d'un faisceau d'électrons. En particulier la diffusion élastique des électrons est un processus monopolaire et l'analyse de telles expériences sur les noyaux nous renseigne sur la distribution de charge statique dans l'état fondamental.

Un calcul des spectres plus développé [2] prend comme point de départ le quadripotential obtenu par MØLLER pour un électron transférant une énergie k_0 et un moment \underline{q} au système.

$$A_\mu(k_0, \underline{q}) = e \frac{\bar{u}(\underline{p} - \underline{q}) \gamma_\mu u(\underline{p})}{k_0^2 - q^2}$$

$\bar{u}(\underline{p} - \underline{q})$ et $u(\underline{p})$ sont les spineurs pour l'électron diffusé et incident, γ_μ est l'opérateur de Dirac. L'interaction de ce potentiel avec un système quelconque est

$$H'(k) = J_\mu(k_0, \underline{q}) A_\mu(k_0, \underline{q})$$

où $J_\mu(k_0, \underline{q})$ est le quadrivecteur de courant pour le système. Il est habituel de décomposer A_μ et J_μ en leurs composantes multipolaires électriques et magnétiques puisque ce procédé est déjà à la base de l'analyse des photo-réactions analogues. On obtient par exemple pour la diffusion inélastique sur les noyaux les expressions suivantes pour la section

efficace [3]

$$d\sigma = \sum_{\lambda=0}^{\infty} d\sigma_{E\lambda} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} d\sigma_{M\lambda}$$

$$d\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{e}{\hbar c}\right)^2 \frac{4\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{q^{2\lambda}}{k_0^2} \times$$

$$\left\{ \frac{\lambda}{\lambda+1} B(C\lambda, q) V_L(\theta) + B(E\lambda, q) V_T(\theta) \right\} d\Omega$$

$$d\sigma_{M\lambda} = \left(\frac{e}{\hbar c}\right)^2 \frac{4\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \times$$

$$\frac{q^{2\lambda}}{k_0^2} B(M\lambda, q) V_T(\theta) d\Omega \quad (\text{A.2})$$

λ est l'ordre multipolaire, $E\lambda$ indique les multipôles électriques avec parité $(-1)^\lambda$ et $M\lambda$ les multipôles magnétiques avec parité $(-1)^{\lambda+1}$. q est le transfert de moment, les B sont les multipôles du système pour un transfert q , et les V sont les densités de photons virtuels longitudinales et transversales. Pour des électrons de grande énergie ces densités deviennent

$$V_T = (\cos^2 \theta/2) / 4 \sin^4 \theta/2$$

$$V_L = (1 + \sin^2 \theta/2) / 8 \sin^4 \theta/2 \quad (\text{A.3})$$

où θ est l'angle de diffusion de l'électron.

La relation avec le processus radiatif analogue se fait si on remarque que pour des photons réels le quadritransfert $k_0^2 - k^2$ est nul. La limite des facteurs $B(q)$ pour q tendant vers zéro est donc la quantité correspondante à la force multipolaire des processus radiatifs. L'excitation des transitions électromagnétiques par des électrons présente donc par rapport au processus analogue produit par des photons, l'avantage de pouvoir faire varier à volonté le transfert de moment. Cela permet d'employer l'extension spatiale des moments et par la relation de Heisenberg $\Delta q \Delta r \sim \hbar$, nous voyons que pour mesurer des distances de plus en plus faibles, il suffit d'augmenter le transfert de moment Δq . L'électron est donc une excellente sonde pour la mesure des distributions de charge et de courant dans les systèmes nucléaires de très petites dimensions.

Pour un système ponctuel doté d'une charge Ze la section efficace élastique est

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze}{2k_0}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} = \sigma_M$$

formule établie pour la première fois par MOTT pour un électron relativiste. Cette formule ressemble à la section efficace pour la diffusion de particules alpha dans un champ coulombien obtenue par RUTHERFORD, la différence étant la présence du terme $\cos^2 \theta/2$ qui est dû au spin de l'électron. Pour une charge distribuée dans un volume fini suivant une densité $\rho(r)$

l'équation devient

$$\frac{d\sigma_{e1}}{d\Omega} = \sigma_M \times |F_{e1}(q)|^2 \quad (A.4)$$

où $|F_{e1}(q)|^2$ est le carré du facteur de forme élastique relié à $\rho(r)$ par l'équation

$$F_{e1}(q) = \int_{\text{(volum. nucléaire)}} \rho(r) e^{iq \cdot r} dr$$

et $\rho(r)$ est normalisé à l'unité par

$$\int_0^\infty 4 \pi \rho(r) r^2 dr = 1 .$$

Il est habituel d'exprimer la section efficace inélastique de la même façon en écrivant

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\Omega} = \sigma_M \times |F_{in}(q)|^2 .$$

Les équations ci-dessus peuvent être transformées dans cette forme et on obtient

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\Omega} = \sigma_M \left[(F_{in}^L(q))^2 + \frac{1}{2} (F_{in}^T(q))^2 + tg^2 \theta / 2 ((F_{in}^T(q))^2) \right] \quad (A.5)$$

où les facteurs de formes longitudinaux et transversaux sont des sommations sur les contributions électriques et magnétiques.

Pour des systèmes ayant un spin différent de zéro dans leur état fondamental il y a une contribution à la section efficace élastique due aussi à la diffusion par la magnétisation du système. Cette contribution augmente en importance avec l'augmentation du transfert q .

Par exemple pour les protons et les neutrons et d'autres particules de spin 1/2 la section efficace s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{Mott} \left[(F_1(q))^2 + \frac{\hbar^2 q^2}{4 mc^2} \left\{ (F_1(q) + K F_2(q))^2 tg^2 \theta / 2 + K^2 (F_2(q))^2 \right\} \right] \quad (A.6)$$

Le cas des nucléons est compliqué par le fait qu'il y a deux sources de magnétisation, le spin intrinsèque du proton considéré comme une particule de Dirac, et le moment magnétique anormal K dû aux nuages mésiques autour de la particule de Dirac. Ces distributions ont des facteurs de forme F_1 et F_2 différents puisque leurs extensions spatiales sont différentes. Donc pour des grandes valeurs de q on peut effectuer une séparation de F_1 et F_2 et étudier la structure du nucléon même.

2. Effets du cortège électronique des atomes

Puisque les noyaux bombardés avec un faisceau sont entourés de leur cortège électronique il faut examiner les processus de diffusion et de perte d'énergie introduits par la présence de ces électrons. Au premier ordre ce sont deux processus, la diffusion élastique électron-électron et le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung. Tous les deux sont caractérisés par le fait que l'angle moyen d'émission de l'électron secondaire ou du photon, relatif à la direction de l'électron incident, est de l'ordre de $\theta = \frac{m c^2}{E}$,

donc pour E de l'ordre de 200 MeV, θ est très petit (2,5 milliradians). L'électron incident est dévié d'un angle du même ordre de grandeur, pour ces processus simples, donc l'observation d'un électron diffusé à grand angle est due presque uniquement à la diffusion nucléaire. Les sections efficaces par contre sont assez différentes et à titre d'exemple nous calculons les valeurs suivantes dans le cas du carbone. Pour la diffusion électron-électron nous obtenons, d'après la formule de MØLLER, (4)

$$d\sigma/d\Omega = 2,4 \times 10^{-30} \left[\frac{E}{W(E-W)} - \frac{1}{E} \right]^2 dW \text{ cm}^2$$

pour la section efficace de production d'un électron secondaire ayant l'énergie comprise entre W et $W + dW$. Pour le rayonnement de freinage nous obtenons d'après la formule de BETHE et HEITLER [4]

$$d\sigma/d\Omega = 1,3 \times 10^{-25} \frac{dk}{k} \text{ cm}^2 ,$$

la section efficace de production d'un photon avec énergie comprise entre k et $k + dk$. La section efficace élastique pour $E = 180$ MeV et $\theta^0 = 30$ est de $1,85 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$. Il est donc évident que pour des faibles pertes d'énergie dues au cortège électronique, les sections efficaces deviennent de plusieurs ordres de grandeurs plus élevées que pour la diffusion élastique. Cependant, les distributions angulaires étant concentrées vers l'avant, il est tout de même facile de distinguer les électrons diffusés par le noyau à grands angles.

En traversant la matière d'une cible, l'électron incident subit des milliers de chocs élastiques avec les électrons du cortège électronique, perdant chaque fois une petite quantité d'énergie mais restant essentiellement dans la direction incidente. L'énergie perdue produit de l'ionisation dans la matière. En rencontrant un noyau, l'électron peut être dévié sous un grand angle, en perdant ensuite de l'énergie par ionisation et par rayonnement dans le reste de la cible. Les pertes d'ionisation et de rayonnement modifient le spectre observé. En leur absence on observerait une raie spectrale pour chaque collision nucléaire élastique ou inélastique, ayant une largeur déterminée par la convolution des fonctions de résolution du système d'extraction du faisceau incident et du système de détection des électrons diffusés. Les pertes causent un élargissement de la raie dû principalement

aux nombreux chocs avec faible perte d'énergie. D'après la formule de MØLLER cette contribution diminue comme $1/W^2$, mais en plus, la perte par rayonnement, qui décroît comme $1/W$ seulement, provoque une extension du spectre vers les basses énergies qui s'étend jusqu'à l'énergie $E - mc^2$. Nous appelons cette extension du spectre la queue radiative.

Le calcul de la queue radiative est nécessaire pour deux raisons, lorsqu'on étudie la diffusion sur un noyau complexe. En général le spectre observé à l'allure de la figure 1 où on voit le pic élastique suivi

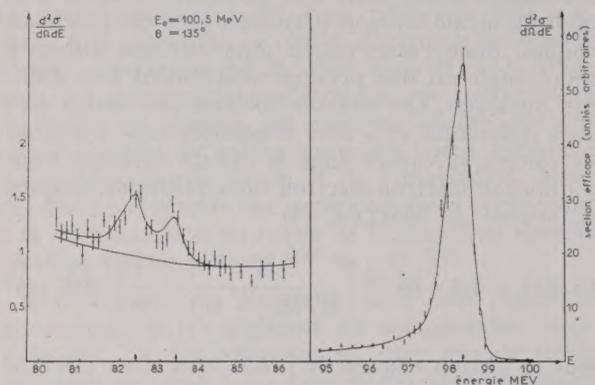


FIG. 1. — Spectre d'électrons diffusés sur carbone 12. Le pic élastique et deux pics inélastiques à 15,1 et 16,1 MeV.

d'une série de pics inélastiques correspondant aux niveaux excités discrets, et ensuite un continuum correspondant aux niveaux non résolus et à la désintégration du noyau. Chaque pic est accompagné de sa queue radiative vers les basses énergies. Donc il faut connaître la queue radiative d'abord pour pouvoir soustraire d'un pic donné la contribution provenant des pics à plus faible énergie d'excitation, et ensuite pour appliquer une correction à l'aire du pic considéré pour rendre compte des électrons trop dégradés en énergie, et qui ne sont en conséquence pas attribués au pic en question.

La perte d'énergie par ionisation n'est pas une quantité constante pour des électrons de la même énergie incidente traversant la même épaisseur de matière. Les chocs individuels sont effectivement indépendants et le processus est donc essentiellement statistique. Du fait de la variation en $1/W^2$ de la section efficace, les faibles pertes d'énergie sont favorisées et une perte finie est la somme statistique de beaucoup de petites pertes séparées. Puisque le nombre de chocs est donc grand la fluctuation de la perte est faible et presque gaussienne. Néanmoins la probabilité d'une grande perte dans un seul choc n'est pas négligeable pour les électrons incidents et ceci tend à déformer la distribution gaussienne vers les basses énergies finales. Le problème général a été résolu par LANDAU [5] en appliquant la transformation de Laplace à l'équation de transfert. Nous décrirons par la suite une expérience faite pour vérifier la validité de ses résultats.

3. Produits secondaires d'un faisceau d'électrons.

Nous avons vu, ci-dessus, que les électrons de grande énergie constituent une sonde très efficace pour étudier les propriétés de la matière ordinaire. De l'étude de la diffusion des électrons par les systèmes nucléaires on déduit des renseignements sur les distributions de charge et de magnétisation de ceux-ci. Les cas fondamentaux sont ceux du proton et du neutron puisque ces deux particules élémentaires constituent les noyaux des atomes.

Le succès de l'interprétation de telles expériences dépend essentiellement du fait qu'il existe une théorie quantitative de l'interaction électromagnétique d'un électron avec la matière. Cette théorie, basée sur la loi d'interaction des charges énoncée par Coulomb, reste valable même pour les petites distances caractéristiques des dimensions nucléaires (10^{-13} cm \equiv 1 fermi). La limite supérieure de sa validité est pour l'instant de 0,3 fermi, c'est-à-dire qu'aucune modification à la loi de Coulomb pour des séparations entre charges supérieures à $0,3 \times 10^{-13}$ cm ne semble nécessaire pour expliquer des phénomènes très divers. Or la même théorie prévoit que les électrons de grande énergie sont capables de produire, en des circonstances convenables, d'autres particules élémentaires qui sont toutes instables.

Ces particules élémentaires instables sont connues d'après les études faites sur les rayons cosmiques et aussi auprès des accélérateurs de protons. Historiquement toutes ont été découvertes dans les rayons cosmiques, mais on les y trouve en nombre beaucoup trop faible pour permettre l'étude de leur interaction avec la matière, ou de leur interaction entre elles. Les protons de grande énergie les produisent par l'intermédiaire des forces nucléaires, elles-mêmes aujourd'hui assez peu connues quantitativement. Leur production par des électrons se faisant par l'intermédiaire des forces électromagnétiques permet des calculs quantitatifs puisque ces forces, comme nous venons de le dire, sont suffisamment bien connues.

La production est un processus de collision. Toute particule élémentaire interagissant avec une autre est capable de produire d'autres combinaisons de particules élémentaires. Il suffit que les particules interagissant se rencontrent avec suffisamment d'énergie et à des distances assez proches l'une de l'autre. A Orsay ces deux conditions sont satisfaites pour que la réaction



ait lieu dans la salle de cible 250 MeV. La particule π^+ , ou méson positif, est instable et sa durée de vie est de $2,2 \times 10^{-8}$ s.

Puisque l'énergie des électrons augmente proportionnellement à la longueur de l'accélérateur linéaire, d'autres réactions de production deviennent possibles dans les salles de cible 500 MeV et 1 GeV. On peut observer la production multiple de mésons- π ,

des paires de mésons- μ , et au-delà de 940 MeV la production des particules étranges par la réaction



Les particules étranges s'appellent ainsi puisque pour expliquer leur zoologie, ou l'interdépendance de leurs interactions, on a dû invoquer un nouveau nombre quantique, l'étrangeté. Elles sont caractérisées par une durée de vie encore plus courte que celle des mésons- π , de l'ordre de 10^{-18} s. Evidemment la détection de ces particules d'une durée de vie extrêmement courte pose beaucoup de problèmes à l'expérimentateur, mais avec la flexibilité d'un faisceau dont on peut contrôler l'énergie et qui est extrait de l'accélérateur, on dispose de conditions de départ très favorables.

Ces réactions de production peuvent être provoquées également par des photons réels. En ce cas le faisceau d'électrons frappe d'abord un radiateur, une épaisseur de cuivre par exemple, où sont produits des photons par rayonnement de freinage. Les électrons polluant le faisceau de photons sont éliminés par un électroaimant balai situé après le radiateur. Si on détermine le courant incident sur le radiateur par un mesureur à émission secondaire, on peut calculer l'intensité et la distribution angulaire du rayonnement de freinage disponible.

Les sections efficaces de production sont cependant très faibles. En les mesurant on obtient des renseignements sur les propriétés des particules, leur spin, leur parité et la force de leur couplage avec la matière ordinaire. Si on disposait de courants d'électrons plus intenses on pourrait espérer produire ces particules sous forme de faisceaux secondaires, c'est-à-dire construire une véritable usine de la matière instable, avec en conséquence une grande facilité pour étudier leur nature. En ce cas, des expériences de diffusion, analogues à celles faites avec des électrons, pourraient nous renseigner sur la structure intérieure de ces particules mêmes; on obtiendrait le facteur de forme du méson- π , par exemple, bien que le méson- π ne dure que de 2×10^{-8} secondes. Or les mésons- π existent d'une façon virtuelle à l'intérieur du proton; ils sont responsables du nuage mésique et donc de la distribution de charge du proton. Il est concevable, mais difficile à réaliser, d'envisager l'étude de la réaction



d'une façon telle que le neutron joue un rôle de « spectateur » de la réaction, et donc que l'électron diffusé e' interagisse surtout avec le méson- π virtuel. Là encore, du fait du grand transfert de moment, la section efficace est faible, mais les courants fournis par l'accélérateur d'Orsay permettent d'envisager cette expérience.

Il y a un cas de faisceau secondaire qui présente beaucoup d'intérêt et pour la production duquel nous avons déjà fait des études préliminaires. C'est

le cas d'un faisceau de positrons, particules élémentaires ayant la même masse qu'un électron mais une charge positive. Lorsqu'un électron traverse la matière il provoque la production de photons du rayonnement de freinage. Ces photons, interagissant plus loin dans la matière, produisent des paires électrons-positrons. Ces particules produisent encore des photons et le cycle se répète jusqu'à ce que les particules quittent la matière. Donc par ces réactions en cascade dans un radiateur épais le faisceau initial d'électrons est converti en un faisceau mélangé d'électrons, de photons et de positrons. Ensuite les positrons sont séparés et focalisés par un système d'électroaimants, constituant un faisceau de charges énergétiques et positives. Ce même faisceau peut être réinjecté dans l'accélérateur qui augmente son énergie exactement de la même façon que pour les électrons. L'intérêt de cette réalisation est évident si nous nous rappelons que la force entre deux charges positives est une force de répulsion. Le positron donc, s'approche moins près d'un noyau chargé positivement qu'un électron de la même énergie. En conséquence la diffusion du positron est plus influencée par la distribution de charge à la surface du noyau. Une comparaison d'expériences faites avec des électrons et des positrons pour le même couple d'énergie et d'angle doit permettre de déterminer avec plus de précision le rayon du système bombardé.

4. Expériences faites auprès de l'accélérateur linéaire

Dans cette section nous discuterons les moyens employés et les résultats obtenus pour une série d'expériences typiques. Ce ne sera pas une liste complète de toutes les expériences terminées ou de celles qui sont en cours, mais plutôt une sélection ayant pour but d'illustrer la discussion générale ci-dessus. La plupart des expériences imposent l'utilisation de la gamme complète d'appareils construits à Orsay par les physiciens et les ingénieurs. En particulier les spectromètres magnétiques sont d'une grande utilité pour séparer les événements étudiés de ceux qui constituent le bruit de fond, ou événements parasites. Le coefficient d'utilisation de l'accélérateur (1/20 000 puisqu'il est pulsé 50 fois par seconde pour une durée d'impulsion d'une microseconde) ajoute une complication à la réalisation d'une expérience, puisqu'on est obligé de limiter souvent le taux de comptage à un niveau de un ou deux coups par seconde pour pouvoir appliquer ensuite les corrections imposées par le temps mort de l'appareillage. Cela limiterait sérieusement la précision statistique des mesures. C'est pourquoi nous avons mis au point à Orsay plusieurs moyens permettant un taux de comptage élevé.

Il y a néanmoins quelques expériences faites qui ne demandent qu'un appareillage relativement simple et c'est avec celles-là que nous commencerons notre discussion.

4.1. COMPARAISON DE L'ÉLECTRO DÉSINTÉGRATION ET DE LA PHOTODÉSINTÉGRATION DE L'OXYGÈNE 16

Nous avons vu ci-dessus que cette comparaison peut nous renseigner sur la nature des multipôles responsables pour les réactions et aussi sur le rayon effectif de charge du système. L'expérience [6] se faisait en bombardant une cible d'eau avec un faisceau d'électrons et un faisceau de photons d'intensités relatives connues. L'oxygène de l'eau est désintégré soit par les photons réels du rayonnement de freinage, soit par les photons virtuels associés à l'électron diffusé. L'énergie fournie dans les deux cas est suffisante pour provoquer des désintégrations donnant des produits différents, par exemple, $^{16}\text{O}(\gamma, n)$, $^{16}\text{O}(\gamma, 2n)$, ^{14}O , $^{16}\text{O}(\gamma, p)$, ^{15}N , $^{16}\text{O}(\gamma, pn)$, ^{14}N , $^{16}\text{O}(\gamma, p2n)$, ^{13}N , $^{16}\text{O}(\gamma, 2p3n)$, ^{11}C etc. Certains corps ainsi produits (^{14}N , ^{15}N) sont stables et d'autres sont radioactifs. Trois d'entre eux émettent des positrons avec des durées τ de décroissance de l'activité $-\beta^+$ assez longues pour permettre leur détection après l'irradiation. Ce sont : ^{15}O ($\tau = 2$ minutes), ^{13}N ($\tau = 10,1$ minutes) et ^{11}C ($\tau = 20,2$ minutes). On pouvait donc déterminer les quantités de ces corps produites après bombardement d'une quantité d'eau connue par un nombre de photons connu, et cela en fonction de l'énergie de bombardement. La séparation des trois corps finaux s'effectue en mesurant la courbe de décroissance de l'activité en fonction du temps. Cette courbe en effet est décomposée en trois intervalles de temps, pour chacun desquels la radioactivité de l'un des corps est prédominante.

Pour éviter des erreurs de mesure de courant et d'étalonnage en énergie, les mesures d'électrodésintégration et de photodésintégration se font simultanément de la façon suivante.

La cible d'eau comprend deux compartiments d'épaisseurs égales, séparés par une paroi de cuivre. L'hydrogène de l'eau n'introduit pas de réaction parasite. La feuille de cuivre a pour rôle de donner naissance aux photons réels du rayonnement de freinage. Après irradiation dans le faisceau d'électrons la différence entre les radioactivités des deux échantillons d'eau représente la radioactivité induite par le rayonnement de freinage produit dans le cuivre. Cette activité doit être normalisée au courant d'électrons. Au cours de l'irradiation la charge ayant traversé la cible est mesurée à intervalles réguliers pour permettre de faire les corrections nécessitées par les variations du courant et pour la désintégration des noyaux radioactifs formés pendant l'irradiation.

Une fois l'irradiation terminée, les deux compartiments de la cible sont vidés dans deux récipients identiques en plexiglass ; les positrons émis par les isotopes ^{15}O , ^{13}N et ^{11}C sont ralentis puis annihilés dans la paroi de ces récipients. Les récipients sont posés sur les scintillateurs de compteurs sensibles aux photons d'annihilation. Alors commence la deuxième phase de l'expérience, le comptage, qui permet d'obtenir les courbes de décroissance radioactive, et à partir de là, les quantités respectives des

isotopes ^{15}O , ^{13}N et ^{11}C produites dans l'irradiation. Cette opération est répétée plusieurs fois pour des énergies des électrons incidents comprises entre 60 et 150 MeV. On obtient une courbe d'excitation pour chaque réaction, c'est-à-dire la quantité d'isotope radioactif produite en fonction de l'énergie de bombardement. Plusieurs corrections doivent être appliquées aux résultats bruts avant d'arriver à la section efficace de production. Elles sont suffisamment compliquées et se répètent assez souvent pour imposer l'utilisation d'un ordinateur IBM 650.

Les courbes correspondant à l'électroproduction et à la photoproduction sont analysées différemment. Prenons le cas le plus simple de la réaction $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ ^{15}O .

On sait que la section efficace de photoproduction se trouve principalement concentrée dans une bande étroite d'énergie centrée autour de 24 MeV. C'est le phénomène de la résonance géante de photoproduction. La section efficace part de zéro au seuil de la réaction (l'énergie nécessaire pour séparer le neutron de l'Oxygène 16) monte rapidement à un maximum et descend ensuite à de très faibles valeurs (1 % environ de la résonance géante). On explique théoriquement ce phénomène en supposant que l'absorption des rayons gamma se produit pour la plupart au moyen d'un seul multipôle de caractère électrique dipolaire. Or plusieurs modèles nucléaires montrent que de telles transitions électriques dipolaires mènent à des états excités du noyau ^{16}O très voisins en énergie d'excitation. En plus il existe une limite supérieure à la somme totale des intensités de transitions du type électrique dipolaire. Cette limite est imposée par les dimensions finies du noyau et nous l'appelons la règle de sommation pour les transitions électriques dipolaires. Les modèles nucléaires montrent aussi que la règle de sommation est presque satisfaite par le groupe de transitions électriques dipolaires en question, donc après la résonance géante la section efficace diminue rapidement. Evidemment la désintégration peut avoir lieu au moyen de transitions multipolaires d'ordre supérieur, mais les énergies d'excitation correspondantes ne sont pas groupées dans une bande étroite, et en tout cas la règle de sommation prévoit pour celles-ci des limites bien inférieures en valeur absolue.

Notre expérience a donc pour but de vérifier que les transitions responsables de la résonance géante sont électriques dipolaires, et que la section efficace est concentrée dans une bande étroite d'énergie autour de la position de cette résonance. La courbe d'excitation de photoproduction est comparée avec un isochromate d'énergie 24 MeV, calculé d'après la formule de Bethe-Heitler pour le rayonnement de freinage. La probabilité pour un électron d'énergie E , traversant une épaisseur d g cm^{-2} , d'émettre un photon d'énergie comprise entre E' et $E' + dE'$, est de $\varphi_{\text{rad}}(E, E') dE' dx$ où,

$$\varphi_{\text{rad}}(E, E') = 4 \alpha \frac{M}{A} Z^2 r_e^2 \frac{dE'}{E'} F(E, \nu).$$

La dépendance de l'énergie incidente est contenue dans la fonction $F(E, v)$ qui est :

$$F(E, v) = \left[1 + (1 - v^2) - \frac{2}{3} (1 - v) \right] \cdot \log_e 183 Z^{-1/2} + \frac{1}{q} (1 - v)$$

où $v = E'/E$. Pour calculer l'isochromate nous prenons $E' = 24$ MeV et nous variions E entre 60 et 150 MeV, gamme d'énergie de notre expérience. Ceci nous donne la courbe de la figure 2 sur laquelle

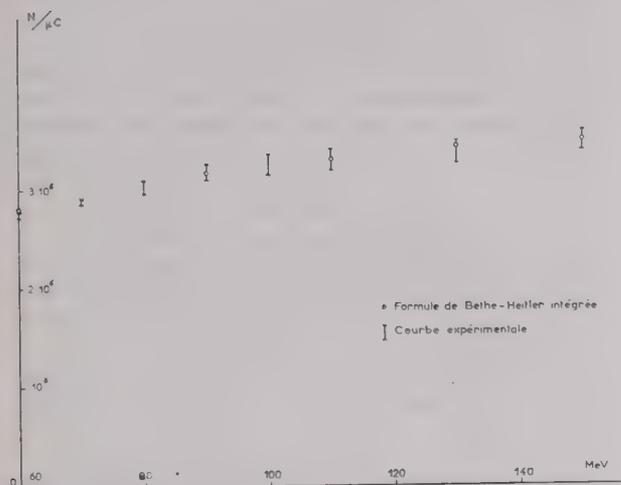


FIG. 2. — Isochromate d'énergie 24 MeV. Points expérimentaux de photoproduction de ^{15}O .

nous indiquons aussi les points expérimentaux de la photoproduction de ^{15}O . En valeur absolue nous obtenons un bon accord pour une valeur de la section efficace d'excitation de la résonance géante de 64 ± 9 millibarns (1 barn = 10^{-24} cm²). L'accord confirme que la section efficace est pour la plupart concentrée autour de 24 MeV.

Nous pouvons procéder maintenant au dépouillement de la courbe d'excitation d'électroproduction. Nous calculons également l'intensité d'un isochromate de 24 MeV en fonction de l'énergie de bombardement mais cette fois pour les photons virtuels. Le spectre de photons virtuels est décomposé dans ses composantes multipolaires ce qui permet par comparaison avec l'expérience de déterminer le multipôle, ou le mélange de multipôles responsables de l'électroproduction. Le calcul du spectre est plus compliqué que celui du rayonnement de freinage du fait que l'électron peut en ce cas pénétrer le noyau. Il est donc nécessaire d'introduire un facteur de forme pour la distribution de charge du noyau avec l'avantage évident de déterminer en même temps le rayon quadratique moyen $\langle r \rangle$ de cette distribution. Nous présentons dans les figures 3 et 4, la comparaison des courbes d'excitation théoriques avec nos résultats expérimentaux pour l'électroproduction de ^{15}O . Cette comparaison montre qu'un accord satisfaisant existe pour deux hypothèses

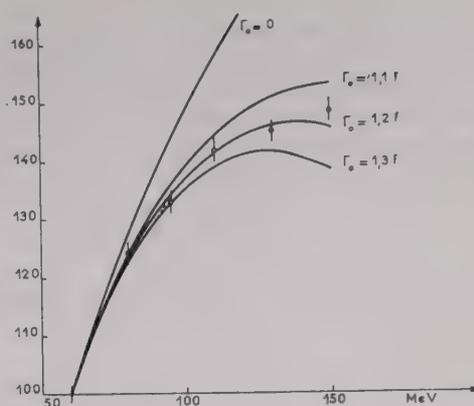


FIG. 3. — Isochromate de 24 MeV du spectre de photons virtuels. La transition est supposée E_1 pur, et le rayon d'interaction prend les valeurs indiquées. Les points expérimentaux correspondent à l'électroproduction de ^{15}O .

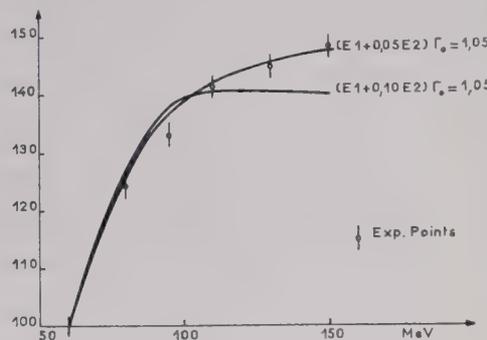


FIG. 4. — Isochromate de 24 MeV du spectre de photons virtuels pour un rayon d'interaction de $1,05 \times A^{1/3}$ fermis. Cas de mélange E_1 et E_2 dans les pourcentages indiqués.

différentes :

La transition est dipolaire électrique (E_1) pure avec $\langle r \rangle = 3,04$ fermis.

La transition est un mélange de 95 % $E_1 + 5$ % E_2 avec $\langle r \rangle = 2,65$ fermis. De ces deux hypothèses la deuxième est préférable puisque la valeur de $\langle r \rangle$ obtenue d'après l'étude de la diffusion élastique sur l'Oxygène 16 est de 2,65 fermis. En plus la proportion obtenue de transitions E_1 et E_2 est approximativement celle prévue par les règles de sommation.

L'analyse des deux autres réactions d'électroproduction, ^{13}N et ^{11}C , est moins précise pour deux raisons. D'abord le seuil de production peut prendre plusieurs valeurs selon que les nucléons émis sont entièrement libres ou liés entre eux. S'ils sont liés le seuil se trouve plus bas du fait de l'énergie de liaison. Par exemple au lieu d'envisager l'émission de 2 protons et 3 neutrons libres dans la formation de ^{11}C à partir de ^{16}O , on peut envisager leur émission sous forme de particule- α et d'un neutron (la particule- α étant formée de deux protons et deux neutrons liés). Il n'est pas possible en conséquence de préciser une seule valeur de l'énergie d'absorption et de calculer l'isochromate correspondant, par analogie au cas de ^{15}O . La deuxième raison est que la courbe d'excitation de ^{11}C est sujette à des fluc-

tuations non prévues par la théorie de rayonnement qui sont dues à l'échappement de la cible des atomes radioactifs de ^{11}C sous forme de composés chimiques gazeux. Il n'était pas possible d'effectuer des corrections valables pour ce phénomène qui est d'ailleurs très peu connu. Nous avons pu néanmoins déterminer les sections efficaces moyennes de production de ces deux activités. Les résultats sont discutés dans l'article déjà cité [6].

4.2. ÉTUDE DE LA PERTE D'ÉNERGIE PAR IONISATION ET LA COURBE DE LANDAU

L'ionisation de la matière produite par le passage de particules chargées en mouvement est à la base de toutes les méthodes utilisées en physique nucléaire pour leur détection. En particulier les fluctuations statistiques de cette perte contribuent à la largeur des raies spectrales observées au cours de nos expériences de diffusion nucléaire des électrons. L'expérience que nous décrivons maintenant avait pour but de vérifier les estimations théoriques de cette perte et aussi de déterminer la forme de la courbe de fluctuations de la pente (straggling) obtenue par le physicien russe LANDAU [5]. La théorie de Landau prévoit l'expression suivante pour la perte d'énergie la plus probable (au maximum de la distribution de straggling) lorsqu'un électron traverse une épaisseur mince de matière.

$$\varepsilon_{\text{prob}} = \frac{2\pi n e^4 Z^2 t}{m v^2 \rho} \times \left[\log_e \frac{2 m v^2 (2\pi n e^4 Z^2 t / m v^2 \rho)}{I^2 (1 - \beta^2)} \beta - \beta^2 + 0,37 - \delta \right]$$

où les symboles représentent, t l'épaisseur en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$, ρ la densité en g/cm^3 , Ze la charge de la particule (e pour l'électron), et v sa vitesse, n le nombre d'électrons par cm^3 de la matière, et I le potentiel moyen d'ionisation des atomes de la matière. La distribution de straggling est asymétrique, presque gaussienne du côté des hautes énergies et avec une longue queue du côté des faibles énergies.

Cette formule prévoit une augmentation logarithmique de $\varepsilon_{\text{prob}}$ avec l'énergie incidente de l'électron, puisque $(1 - \beta^2)^{-1} = (E/mc^2)^2$. Ceci est dû à l'augmentation relativiste (paragraphe I) du rayon d'interaction du champ électrique de l'électron, qui est capable d'ioniser des atomes se trouvant de plus en plus loin de son trajet, si son énergie augmente. Or, entre l'atome ionisé et l'électron incident se trouvent des atomes neutres qui, du fait qu'ils se polarisent, tendent à réduire la valeur du champ électrique de l'électron à longues distances. L'électron ionise donc avec moins d'efficacité les atomes distants. La réduction d'efficacité est fonction de la densité de la matière et nous appelons ce phénomène « l'effet de densité ». Sa valeur a été calculée par FERMI [7] en supposant que l'on rend assez bien compte de la modification du champ électrique si on utilise la constante diélectrique statique ϵ . En ce cas on obtient $\delta = \log_e \epsilon$, mais puisque la matière est

dispersive cela représente une approximation valable seulement pour les très faibles transferts d'énergie. Plusieurs auteurs [8] ont calculé l'effet de densité pour la matière dispersive en faisant appel aux propriétés dispersives connues des spectres d'émission et d'absorption. Pour des particules très relativistes on obtient :

$$\delta = -\log_e (1 - \beta^2) - \log_e (I^2 / h^2 v_p^2) - 1 .$$

Le terme $-\log_e (1 - \beta^2)$ dans cette expression annule exactement l'augmentation relativiste de $\varepsilon_{\text{prob}}$, donc ce dernier tend à une valeur asymptotique pour $\beta \approx 1$ qu'on appelle le plateau de Fermi.

Les expériences ont pour but de déterminer d'une part le spectre d'énergie du faisceau incident, et d'autre part le spectre des pertes d'énergie de ce faisceau après la traversée d'une cible. Un schéma général de l'expérience est donné figure 5. Un faisceau incident de très faible ouverture est focalisé

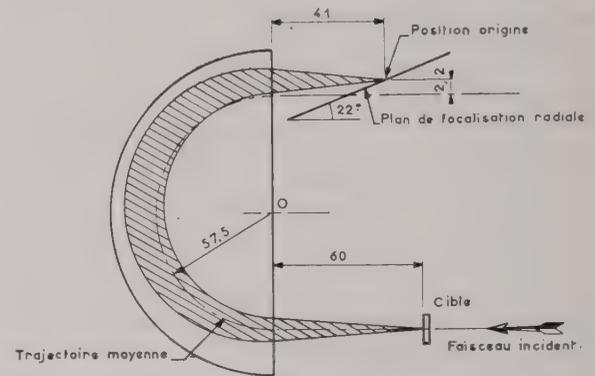


Fig. 5. — Schéma général du dispositif expérimental des expériences du straggling de la perte d'énergie.

sur la cible en une tache aussi fine que possible. A la sortie de la cible, le faisceau, par suite de diffusion multiple, présente une certaine divergence. Les électrons pénètrent dans le champ du spectromètre et se refocalisent suivant leur énergie finale, dans le plan de focalisation transverse, lieu des focales transversales quand l'énergie varie ; on les détecte dans ce plan. Le trajet des électrons se fait dans le vide jusqu'à la sortie du spectromètre. Ainsi, les électrons ne traversent rien d'autre que la cible. La fenêtre de sortie du spectromètre est fermée par une feuille mince d'aluminium dans laquelle la diffusion multiple est négligeable. On a choisi des cibles ayant des numéros atomiques dans une gamme étendue, et faciles à préparer. Elles sont toutes métalliques. Leur épaisseur a été choisie de manière à obtenir une perte de $\varepsilon_{\text{prob}}$ de 2 MeV environ. On obtient ainsi un spectre assez large par rapport à la largeur du spectre du faisceau incident, qui est de l'ordre de 100 keV. Ce spectre ne doit pas être trop étalé, car on veut en avoir la plus grande partie possible sur le plan de focalisation. Les épaisseurs ont été mesurées au palmer, à 5μ près. On a également mesuré leurs densités. Les cibles sont montées sur un support télécommandé qui permet de changer de cible à distance, sans pénétrer dans la salle de

cible. Le plan de focalisation transverse a été déterminé expérimentalement pour un objet situé à 60 cm de la face avant du spectromètre. Ce plan est incliné à 22° sur l'horizontale. Le pouvoir dispersif vaut théoriquement pour ce type de spectromètre :

$$\frac{\Delta h}{\Delta E} = \frac{4 R}{E}$$

où R est le rayon de courbure de la trajectoire moyenne 575 mm, Δh le déplacement vertical de l'image pour la variation d'énergie ΔE . A 150 MeV ce rapport est de 1,53 cm/MeV, ce qui correspond, pour un plan incliné à 22°, à 4,1 cm/MeV le long du plan de focalisation. Mais la théorie n'étant qu'approchée, il est nécessaire de faire un étalonnage précis de la position du faisceau à la sortie du spectromètre, en fonction de son énergie, pour un courant magnétisant donné. La méthode adoptée sera décrite après discussion de la détection des électrons. Nous voulons mesurer avec une précision de 1%, une perte d'énergie de l'ordre de 1%, donc il nous faut une précision absolue de mesure de un pour dix mille. Le champ magnétique doit rester constant avec cette précision, pendant la mesure ce qui est assuré par la régulation du courant magnétisant. En plus il faut pouvoir mesurer la position du faisceau sur le plan focal avec cette précision. D'après la formule ci-dessus pour la dispersion du spectromètre, il faut déterminer Δh à $230 \times 10^{-4} = 0,23$ mm près. Ceci correspond à un déplacement le long du plan focal de 0,63 mm.

Les deux méthodes permettant d'obtenir cette précision sont basées sur la radioactivité induite par les électrons dans la matière, et sur le noircissement de plaques de verre lors du passage des électrons. Dans la première méthode nous posons le long du plan focal un cadre sur lequel sont tendus des fils de cuivre de 2/10 mm de diamètre. Les électrons qui les frappent y produisent, par l'électrodésintégration du ^{62}Cu radioactif- β^+ avec une période de 10,5 minutes, en quantité proportionnelle à leur nombre. Chacun des fils, une fois l'irradiation terminée, est détaché du cadre et placé sur un détecteur à scintillations. En tenant compte de la période de décroissance, on en déduit l'activité produite par les électrons sur chaque fil, et on construit le spectre. De cette façon nous avons pu étudier la structure du faisceau incident pour une résolution en énergie de 0,05 %. Les distributions trouvées sont presque gaussiennes. Dans cette méthode la précision est limitée principalement par l'erreur statistique de comptage qui croît avec le temps puisque la radioactivité diminue.

La deuxième méthode utilise le noircissement du verre. Un faisceau intense d'électrons produit sur une plaque de verre un noircissement mesurable par des méthodes photométriques. Ce noircissement est proportionnel à la quantité d'électrons reçue pour des doses de radiation allant de 10^3 à $1,5 \times 10^5$ rad. (1 rad est la quantité de radiations qui dégage une énergie de 100 ergs par gramme de matière traversée). Cette limite à la région linéaire correspond à une intensité intégrée de 10^{13} électrons/cm². La mesure du noircissement se fait sur un densitomètre optique.

L'avantage de cette méthode est de pouvoir enregistrer sur la même plaque de verre le spectre du faisceau incident et le spectre du faisceau dégradé en énergie sans changer le champ du spectromètre.

Le dépouillement de la plaque peut se faire après l'expérience puisque le noircissement dure très longtemps (il est encore mesurable deux ans après l'irradiation).

L'étalonnage du spectromètre se fait avec les plaques de verre. Pour une énergie fixe du faisceau incident on expose la plaque au faisceau et on varie le champ magnétique par variation du courant magnétisant. Pour différentes valeurs de ce courant la tache de noircissement se déplace le long de la plaque de verre. On détermine la position du maximum de la distribution gaussienne avec une précision du quart de millimètre, ce qui donne la précision absolue souhaitée. Les courbes d'étalonnage ainsi obtenues sont des lignes droites sur une gamme de 2,5 % de résolution. En dehors de cette gamme les déviations de ligne droite sont inférieures à un pour mille. L'étalonnage absolu du spectromètre a été fait avec des particules alpha.

Dans l'expérience on choisit d'abord une valeur de champ du spectromètre qui situe le faisceau incident convenablement sur la plaque de verre. L'irradiation avec un faisceau incident de 5/1 000 μ a dure 60 secondes. Ensuite, la cible étudiée est introduite dans le faisceau et le spectre de pertes d'énergie est enregistré sur la même plaque pendant 10 minutes. Cette durée d'irradiation donne un noircissement dans la région linéaire. Le spectre obtenu est donné figure 6 pour le cas d'une cible d'or. Nous avons examiné de la même façon des cibles de C, Al, Fe, Ni, Cu, Ag, Ta et Au.

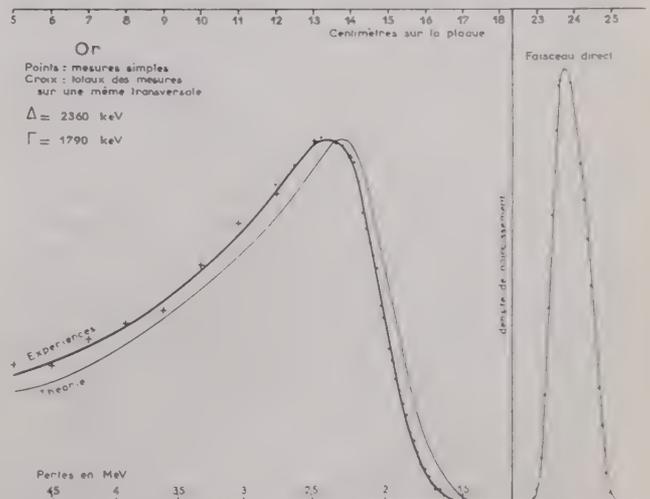


FIG. 6. — Spectre du faisceau incident et du faisceau déformé après traversée d'un échantillon d'or.

La perte d'énergie la plus probable se déduit de la distance séparant, sur la plaque, les maxima des distributions correspondant au faisceau incident et au faisceau modifié. Le spectre du faisceau modifié est comparé avec la courbe théorique de Landau, après convolution de cette dernière par le spectre faisceau incident. Le rayonnement de freinage dans

la cible modifie aussi la courbe de Landau mais on peut facilement effectuer les corrections nécessaires.

Les résultats de nos mesures sont donnés dans la table I, [9] où nous donnons aussi les valeurs théoriques pour $\varepsilon_{\text{prob}}$ et la largeur à demi-hauteur de la courbe de LANDAU. L'accord est très satisfaisant pour $\varepsilon_{\text{prob}}$ corrigé pour l'effet de densité. Les distributions expérimentales sont plus larges que la courbe de Landau. Cela provient de l'approximation que Landau a utilisée pour la section efficace $\varphi(W)$ de l'atome pour une perte d'énergie W de l'électron incident. Si on tient compte jusqu'au 2^e ordre des termes de résonance qui entrent dans $\varphi(W)$ on obtient un élargissement sensible et un déplacement négligeable du pic de la courbe de Landau. Avec cette modification l'accord est satisfaisant pour tous les éléments étudiés, sauf le carbone qui était le plus léger d'entre eux.

4.3. LES DISTRIBUTIONS DE CHARGE DES NOYAUX OXYGÈNE 16 ET OXYGÈNE 18

Nous décrivons maintenant la première expérience de diffusion nucléaire faite à Orsay. Le problème est de déterminer si l'addition de deux neutrons au noyau de l'Oxygène 16 pour former l'Oxygène 18, modifie la distribution de charge ou de protons. Le principe de l'expérience est de mesurer les facteurs de forme $F(q)$ des deux noyaux pour la même série de valeurs du transfert de quantité de mouvement q . S'il n'y a pas de différence des distributions de

charge le rapport $R = \frac{F^{18}(q)}{F^{16}(q)}$ est égal à 1 pour toutes

valeurs de q . Une différence se traduit par un rapport R inférieur à l'unité et l'écart augmente avec la valeur de q . On a donc intérêt de mesurer R pour les valeurs de q les plus grandes possibles. Or la section efficace diminue rapidement lorsque q augmente et l'erreur statistique obtenue pour une expérience de durée raisonnable limite la précision. Puisqu'on s'attend à une différence très faible il faut faire attention à beaucoup de petits détails. Les sections efficaces sont comparées pour des cibles de dimensions comparables au cours de la même expérience, c'est-à-dire pour le même angle de diffusion et la même énergie. L'avantage de cette comparaison est d'éliminer les erreurs dues :

a) A la mesure de l'énergie incidente et de l'intensité du faisceau.

b) A la mesure de l'angle de diffusion, l'angle de la cible par rapport au faisceau et le centrage du faisceau.

c) Au changement de l'efficacité de détection du Compteur Cerenkov.

De plus, en utilisant des cibles d'épaisseurs comparables on réduit l'importance des erreurs dues au calcul des corrections radiatives. Les cibles sont constituées d'eau ordinaire et d'eau enrichie en Oxygène 18. Un récipient constitué d'un cadre en

aluminium fermé par des parois minces d'aluminium d'épaisseur 50 μ , est rempli d'eau. Lorsque ces cibles sont placées sous vide les parois sont gonflées légèrement par la pression de vapeur d'eau (1 cmHg à 15 °C). Il reste donc le problème de déterminer leur épaisseur. L'épaisseur effective est déterminée par l'observation de la diffusion élastique sur l'hydrogène contenu dans l'eau. Les épaisseurs relatives des cibles d'Oxygène 16 et d'Oxygène 18 sont donc connues avec la précision de la comparaison des pics élastiques de l'hydrogène. Ce n'est que l'erreur statistique qui contribue en ce cas. Pour connaître l'épaisseur absolue il faut connaître la section efficace de l'hydrogène. La détermination du rapport R pour deux cibles impose donc la mesure de quatre pics élastiques. Il faut trouver les moyens de réduire l'erreur statistique sur chacune de ces mesures.

Dans ce but nous avons amélioré la conduite d'une expérience de diffusion nucléaire de deux façons : d'une part en modifiant la mesure du spectre diffusé, et d'autre part en augmentant le taux de comptage acceptable. Le spectre diffusé est généralement mesuré avec une résolution du spectromètre (déterminée par une fente) inférieure à la largeur de la raie spectrale. On trace la forme de la raie en variant le champ magnétique et le nombre d'électrons diffusés est obtenu par intégration de l'aire sous le pic avec un planimètre. Evidemment tout changement de l'énergie du faisceau incident donne suite à une modification de la forme de la raie spectrale et peut introduire une erreur considérable. La reproductibilité de cette méthode est entachée d'une erreur qui est rarement inférieure à quelques pour cent. Nous avons modifié cette méthode en utilisant une fente sur le spectromètre, assez large pour encadrer entièrement la raie spectrale en question, sans déborder sur une autre raie spectrale due à la diffusion inélastique par exemple. La méthode est applicable à notre problème puisque les premiers états excités de l'Oxygène 16 et de l'Oxygène 18 se trouvent à 6 MeV et 2 MeV respectivement. Nous appelons cette procédure la méthode « plateau » ou « intégrale » puisque le taux de comptage reste presque constant en fonction du champ magnétique tant que la raie spectrale est bien encadrée par la fente du spectromètre.

Evidemment le taux de comptage dans la méthode plateau est plus élevé que celui obtenu dans la méthode différentielle. Or les taux de comptage utilisables sont limités par le fonctionnement par impulsion de l'accélérateur et par le temps mort des appareils d'enregistrement (échelles de comptage, etc.) L'accélérateur livre le faisceau d'électrons par petits paquets d'une durée d'une microseconde environ, répétés 50 fois par seconde (à la fréquence du secteur). Pour un courant moyen de 1/10 μ A, il y a donc $1,2 \times 10^{10}$ électrons par paquet incident sur la cible dans un intervalle d'une microseconde. Si n de ces électrons sont diffusés par la cible et arrivent au compteur Cerenkov, le taux de comptage instantané est de $n \times 10^6$ coups/seconde. Deux électrons qui arrivent dans un intervalle de temps inférieur au temps mort τ de l'échelle sont enregistrés comme un seul événement, il y a donc une perte du taux de comptage. Cette perte est de $1/(1 - N\tau)$

où N est le taux de comptage moyen. Donc pour une perte de 1 % on doit disposer d'une échelle avec un temps mort de $10^{-8}/n$ secondes. Actuellement les échelles les plus rapides ont une valeur de τ de l'ordre de $2 \cdot 10^{-8}$ secondes ; leur utilisation semble exclue sauf si on accepte de devoir faire une correction importante. Cette conclusion est encore plus renforcée puisque le calcul ci-dessus n'est valable que pour le cas où le courant de l'accélérateur est

du passage des électrons un par un, figure 7, montre un pic relativement étroit dû aux électrons qui traversent le plexiglas parallèlement à son axe, et une queue de faible intensité due aux électrons diffusés en dehors du bloc après traversée d'une fraction de sa longueur. Donc on peut considérer que le passage d'un électron provoque une impulsion de tension bien définie. Le passage de deux électrons donne une impulsion de deux fois cette tension si le temps d'intégration des circuits suivant le compteur est supérieur à une microseconde, et ainsi de suite pour trois, quatre, cinq etc., électrons simultanés. Il suffit d'emmagasiner ces impulsions pendant un temps de quelques microsecondes et ensuite de les envoyer sur un analyseur d'impulsions multicanaux, opération pour laquelle on dispose de l'intervalle de 20 millisecondes entre impulsions successives de courant incident de l'accélérateur. Nous avons ainsi une échelle rapide analogique plutôt que digitale. Le fonctionnement de cette échelle est facile à vérifier. On augmente le courant pour obtenir un accroissement du taux de comptage moyen m par impulsion de l'accélérateur, et on applique la loi de Poisson à la distribution du temps d'arrivée des impulsions Cerenkov pour calculer la perte de taux de comptage correspondant à m . S'il y a α_i impulsion Cerenkov dans l'intervalle de tension correspondant au passage de i électrons, le nombre total d'électrons est de $\sum_{i=1} i \alpha_i$. Une échelle de $\tau > 1 \mu s$ n'enregistre que de $\sum_{i=1} \alpha_i$ événements, donc la perte est de $\sum_{i=1} (i - 1) \alpha_i$. Or nous pouvons calculer la

perte théorique selon la loi de Poisson pour la comparer avec cette valeur expérimentale et vérifier ainsi le fonctionnement de l'échelle rapide. La comparaison est très satisfaisante [10] et montre que l'échelle rapide peut être utilisée pour des taux de comptage allant jusqu'à 75 coups/seconde avec une erreur inférieure à 1 %. Ceci représente une amélioration d'un facteur supérieur à 30 par rapport à l'échelle normale.

L'application de ces deux méthodes de mesure nous a permis de déterminer le rapport R avec la précision nécessaire pour mettre en évidence une différence de seulement $2,5 \pm 0,6$ % entre les rayons de distribution de charge de l'Oxygène 16 et de l'Oxygène 18. En plus nous avons étudié la diffusion inélastique sur l'Oxygène 18 jusqu'à une énergie d'excitation de 6 MeV. Un spectre typique, figure 8, montre une diffusion importante avec excitation du niveau à 1,98 MeV. L'analyse du facteur de forme pour la diffusion inélastique nous a permis de déterminer que la durée de vie de ce niveau est de $(3,3 \pm 1) \times 10^{-12}$ s. Une discussion de ces résultats a été publiée [11].

4.4.1. DIFFUSION ÉLASTIQUE ET INÉLASTIQUE DES ÉLECTRONS SUR LES NOYAUX

L'expérience décrite ci-dessus sur l'Oxygène 16 et l'Oxygène 18 est un exemple typique des nombreuses études faites depuis janvier 1960. Elle a été mentionnée en première position puisqu'elle était

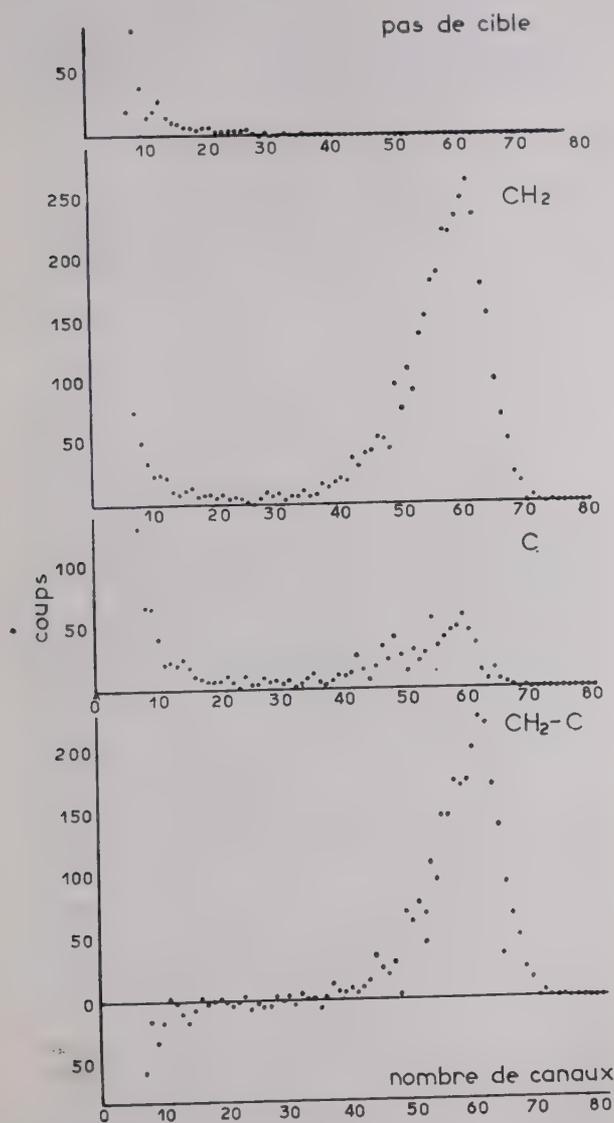


FIG. 7. — Spectre des impulsions du compteur Cerenkov pris sur des cibles de C et de CH_2 . La différence $CH_2 - C$ est due aux électrons diffusés élastiquement par des protons.

uniforme pendant la durée de l'impulsion, ce qui est loin de la réalité.

Nous avons résolu cette difficulté à partir de l'observation suivante. Les électrons sont détectés au moyen d'un compteur Cerenkov, un bloc de plexiglas couplé avec un photomultiplicateur 56 AVP. Le spectre des impulsions obtenu dans ce compteur lors

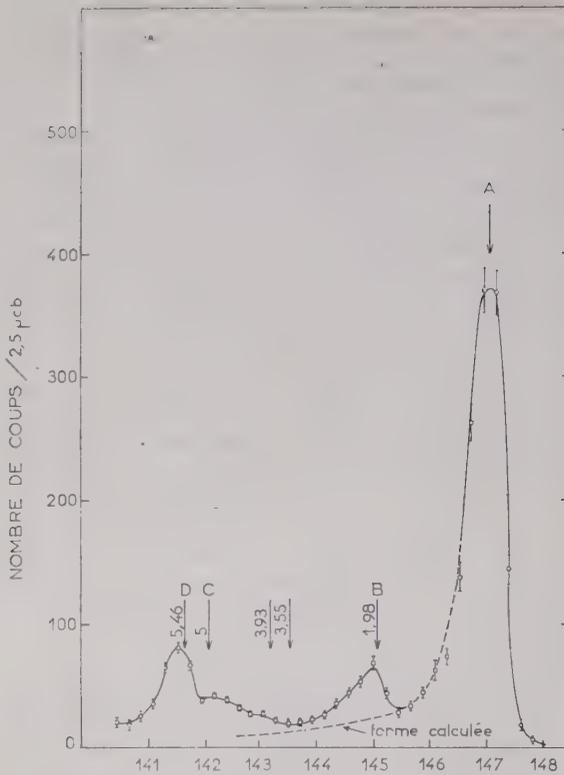


FIG. 8. — Spectre des électrons diffusés par ^{18}O . Le pic A correspond à la diffusion élastique et les pics B, C, D à la diffusion inélastique aux énergies d'excitation indiquées.

la première expérience de ce genre faite à Orsay ; elle s'ajoute à la longue liste d'expériences identiques réalisées à Stanford. Une étude systématique de tous les éléments est certainement possible, mais serait mieux adaptée à l'exploitation des nouveaux accélérateurs linéaires en construction dans le monde et qui auront un courant moyen plus intense pour une énergie maximum plus faible. On peut citer à ce propos le projet de construction en France d'un accélérateur linéaire de 300 MeV et courant moyen de 500 $\mu\text{-A}$, qui permettrait le raffinement des techniques expérimentales discutées ici. A Orsay le problème était de choisir un programme d'étude des noyaux, destiné soit à illustrer la valeur de la technique de diffusion des électrons, soit à améliorer nos connaissances d'un phénomène nucléaire peu étudié par les moyens classiques. Dans la première catégorie, des études ont été réalisées sur les noyaux suivants : ^9Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{18}O , ^{27}Al , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{54}Fe et ^{56}Fe . De nouvelles études sont en cours sur les noyaux de ^6Li , ^{10}B , ^{14}N , ^{31}P , ^{52}Cr . Le but de ces études est toujours de déterminer les propriétés des niveaux excités à basse énergie d'excitation en utilisant les méthodes d'analyse exposées ci-dessus. Dans la deuxième catégorie nous pouvons placer les études faites sur le phénomène de la résonance géante dans les noyaux de ^9Be , ^{12}C , ^{16}O et ^{40}Ca , et la détermination de la distribution de quantité de mouvement des protons dans le noyau du ^{12}C . Finalement une troisième application importante des techniques mises au point à Orsay est la détermination des sections efficaces de diffusion électron-nucléon avec

la plus grande précision possible. Ces mesures sont d'une importance fondamentale et une bonne fraction du temps de fonctionnement leur sera consacré dans l'avenir.

Nous décrirons par la suite quelques unes de ces études choisies pour illustrer la diversité des renseignements qu'elles donnent sur les noyaux.

4.4.2. ÉTUDE DU NOYAU ^{27}Al

Ce noyau composé de 13 protons et de 14 neutrons présente l'intérêt particulier que son schéma d'états excités, figure 9, est bien reproduit par le modèle

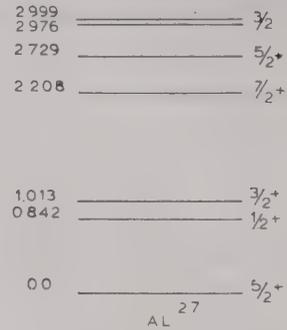


FIG. 9. — Schéma des niveaux de l'aluminium 27.

collectif. Dans ce modèle on suppose que les propriétés des niveaux à basse excitation (énergie d'excitation, nombres quantiques, probabilités de transitions, moments magnétiques et électriques) sont déterminées par le couplage entre le proton impair et le reste du noyau considéré comme une goutte de matière nucléaire. Cette goutte, le « cœur » du noyau, est sujette à des mouvements quantifiés de rotation et de vibration, mais les nucléons qu'elle contient ne se manifestent pas individuellement. La rotation du cœur donne suite à une série de niveaux rotationnels basés sur un état dont les caractéristiques sont déterminées par le proton qui orbite autour du cœur. L'état fondamental du noyau est donc celui qui correspond à une énergie rotationnelle ou vibrationnelle nulle, et à l'énergie minimum du proton dans le puits de potentiel de force nucléaire déterminé par le cœur. Or le cœur peut provoquer une forme non-sphérique, ce qui donne lieu à un moment quadrupolaire électrique plus grand que celui dû à l'orbite non-circulaire du proton impair. L'un de nos buts est précisément de mesurer ce moment quadrupolaire par l'étude de la diffusion élastique. La méthode a déjà été utilisée à Stanford [12] sur des noyaux lourds. Les variations de la section efficace sur les noyaux lourds en fonction du quadritransfert présentent une structure de diffraction prononcée dans certains cas (Au, Pb, Bi), tandis que pour d'autres noyaux (Ta, W, U) cette structure est absente.

Il faut souligner ici que les méthodes d'analyse par l'approximation de Born (Paragraphe I) ne sont plus applicables au cas des noyaux lourds. En effet l'approximation de premier ordre du Born prévoit que le facteur de forme élastique est proportionnel à $J_0(qa)$, fonction de Bessel présentant un certain

nombre de zéros. Or, même pour les noyaux légers, le facteur de forme observé n'est jamais rigoureusement nul, mais montre tout de même des valeurs minimales pour les transferts q correspondant aux zéros de $J_0(qa)$. Pour rendre compte de la valeur minimale nulle on devrait calculer les contributions à la section efficace dues aux approximations de Born d'ordre supérieur. Cela est possible pour les noyaux légers pour lesquels les modèles nucléaires existants permettent un calcul de ce genre. Néanmoins une méthode plus générale est utilisée habituellement, applicable à tous les noyaux. Elle consiste en la résolution numérique de l'équation de Dirac pour les électrons diffusés par un puits de potentiel dont les caractéristiques sont déterminées par la distribution de charge du noyau. L'onde plane représentant l'électron incident sur le noyau est décomposée en ondes partielles sphériques de moment angulaire orbital l défini, et par l'équation de DIRAC on calcule le déphasage δ_l de chaque onde partielle produit par le puits de potentiel. La section efficace est ensuite calculée d'après les valeurs des déphasages δ_l .

Pour un noyau lourd on est obligé de calculer les valeurs de δ_l pour des ondes partielles allant jusqu'à $l = 12$, avec une précision d'un millionième puisque leurs contributions tendent à s'annuler. Ces calculs très précis sont faits avec un ordinateur électronique, à partir d'une hypothèse pour la distribution de charge. Le calcul entier doit être répété pour chaque distribution de charge supposée, donc cette méthode, bien qu'elle soit exacte, n'est pas très souple. La plupart des résultats obtenus à Stanford et à Orsay sont interprétables néanmoins par un puits de potentiel de la forme Saxon-Woods, qui dépend essentiellement de deux paramètres c , rayon du puits à mi-hauteur de la densité de charge, et t , épaisseur de la surface ou région extérieure de la distribution figure 10. Les mesures existantes de c et de t s'accordent avec les relations générales $c \sim 1,1 A^{1/3}$ fermis, où A est la masse du noyau considéré, et $t = 2,7$ fermis, constant pour

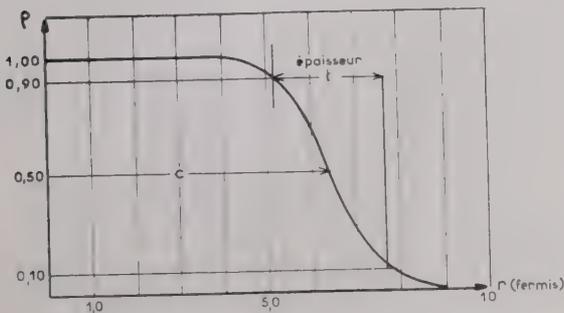


FIG. 10. — La densité de charge ρ correspond au potentiel Saxon-Woods. La distance c est le rayon pour $\rho = 0,5$, et la distance t est l'épaisseur de la surface du noyau.

tous les noyaux. Ces relations sont valables sauf pour les noyaux très légers.

Or le calcul exact par résolution de l'équation de Dirac donne des facteurs de forme élastiques montrant une structure de diffraction pour laquelle les minimums correspondent aux zéros de l'approxima-

tion de Born. Ceci marche bien pour tous les noyaux ayant un moment quadrupolaire électrique nul ou très faible, mais pour les cas de Ta, W, et U mentionnés ci-dessus, la structure est presque totalement absente. Ces noyaux ont des moments quadrupolaires très grands, donc il est naturel d'attribuer l'absence des minimums à leur présence. Cette hypothèse est confirmée par le calcul exact du déphasage, et aussi par l'approximation de Born. La densité de charge dans l'état fondamental pour un noyau déformé s'écrit :

$$\rho(\vec{r}) = \rho_0(\vec{r}) + \rho_2(\vec{r}) P_2(\cos \theta)$$

où θ est l'angle du vecteur r avec l'axe nucléaire. Le moment quadrupolaire électrique mesuré par rapport à un axe fixe dans l'espace est

$$Q = A_I Z \frac{8 \pi}{5} \int_0^\infty \rho_2(r) r^4 dr.$$

où A_I est un facteur qui rend compte du fait que toutes les orientations possibles du noyau entrent en jeu pour une expérience sur cible non-polarisée. Dans l'approximation de Born le facteur de forme correspondant à cette distribution de charge est

$$\langle F^2(q) \rangle_{\text{moyen}} = 16 \pi^2 \left[\int_0^\infty \rho_0(r) j_0(qr) r^2 dr \right]^2 + \frac{16 \pi^2}{5} \left[\int_0^\infty \rho_2(r) j_2(qr) r^2 dr \right]^2.$$

Dans cette expression nous reconnaissons dans le premier terme le facteur de forme pour une distribution de symétrie sphérique $\rho_0(r)$ multiplié par $j_0(r)$. Le second terme contient par contre la partie non sphérique $\rho_2(r)$ de la distribution de charge. Il est multiplié par $j_2(qr)$ qui a des maximums pour les valeurs de l'argument (qr) qui rendent $j_0(qr)$ nul. Donc la présence du terme $\rho_2(r)$ a pour effet de faire disparaître les minimums dus au terme $\rho_0(r)$. Ceci donne la possibilité de mesurer le moment quadrupolaire Q en étudiant le facteur de forme élastique près de ses minimums. En effet la comparaison entre le facteur de forme mesuré pour ^{27}Al , figure 11, et celui calculé par déphasage montre un bon accord partout sauf près du minimum de diffraction. On rend compte du facteur de forme entier si on ajoute un terme $\rho_2(r)$ qui correspond à une valeur Q de $(14 \pm 4) \times 10^{-26} \text{ cm}^2$; cela est en bon accord avec la valeur spectroscopique de $Q = (15 \pm 2) \times 10^{-26} \text{ cm}^2$.

Nous passons maintenant à l'interprétation du spectre inélastique observé dans nos expériences sur l'Aluminium 27. Le schéma des niveaux de ce noyau, figure 9, indique la possibilité d'exciter plusieurs de ceux-ci par des transitions dipolaires magnétiques (M_1) ou quadrupolaires électriques (E_2). En effet le spectre inélastique contient plusieurs pics correspondant en énergie d'excitation aux niveaux connus. Nous avons mesuré les facteurs de forme de plusieurs de ces transitions, en particulier celle du niveau à 2,2 MeV d'excitation. Ce niveau a spin et

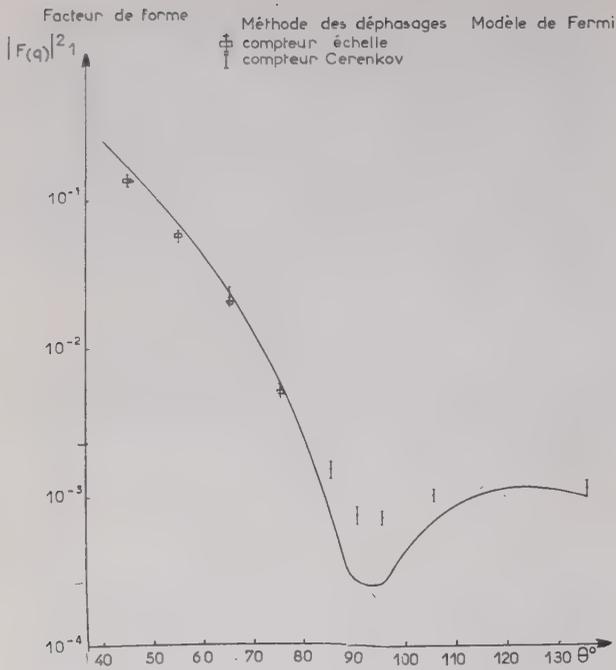


FIG. 11. — Le facteur de forme élastique de l'aluminium 27. La ligne continue est obtenue d'après le calcul de déphasage. On voit que près du minimum les points expérimentaux sont écartés ; cela est explicable par la diffusion quadrupolaire.

parité $7/2^+$ et peut donc être excité par une transition M_1 à partir de l'état fondamental $5/2^+$. Une transition E_2 est aussi permise pour cette combinaison de spins et de parités, mais normalement avec une intensité de l'ordre de 100 fois inférieure à celle de la transition M_1 . L'étude de transitions mélangées de ce type peut nous renseigner sur les détails de structure des niveaux en question. Or le modèle collectif prévoit une accélération des transitions électriques analogue à l'augmentation du moment quadrupolaire électrique que nous avons déjà mis en évidence pour l'état fondamental. Cette accélération, due aux contributions du cœur du noyau, peut rendre 100 fois plus grande la probabilité de transition électrique, tendant à rapprocher les intensités des transitions mélangées.

En se rappelant les formules exposées au paragraphe I, il est évident que l'étude du facteur de forme de ce niveau nous permet de séparer les composantes. Selon l'équation A-2, la contribution magnétique suivrait une distribution angulaire $(1 + \sin^2 \theta/2)$, et la contribution électrique $\cos^2 \theta/2$, pour une valeur du transfert q fixe. Pour la diffusion inélastique d'angle θ nous avons

$$q^2 = 2 E_i E_f (1 - \cos \theta)$$

où E_i et E_f sont respectivement. l'énergie incidente et finale de l'électron, Nous pouvons garder q constant en variant simultanément

$$E_i \quad \text{et} \quad \theta \quad [(E_f = (E_i - E_n)] ,$$

E_n étant l'énergie d'excitation, choisissant les couples de valeurs (E_i, θ) qui satisfont cette relation. En

plus, nous profitons du fait que le facteur de forme dipolaire est proportionnel à $j_1(qr)$, et le facteur de forme quadrupolaire à $j_2(qr)$, figure 12, ce qui permet

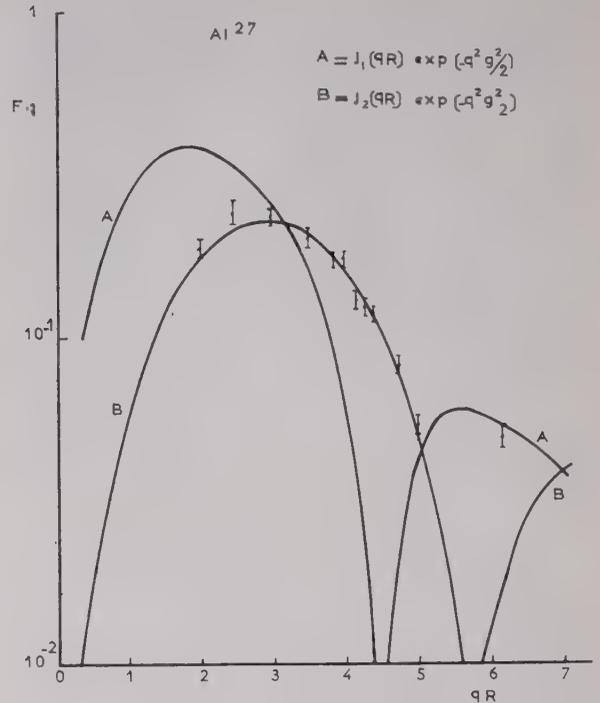


FIG. 12. — Le facteur de forme inélastique du niveau à 2,2 MeV. Les points expérimentaux s'accordent avec la fonction :

$$\{ j_2(qa) \exp(-q^2 g^2/2) \} \text{ normalisée.}$$

La fonction $\{ j_1(qa) \exp(-q^2 g^2/2) \}$ est portée sur le même graphique (voir texte).

d'accentuer la contribution de l'une des transitions relative à l'autre par choix du transfert q .

Le cas du niveau 2,2 MeV de l'Aluminium 27 est particulièrement intéressant puisque le mélange de M_1 et E_2 est connu d'après les mesures d'excitation coulombienne par ions lourds et la diffusion résonante de rayons gamma. On peut vérifier ainsi l'applicabilité des formules exposées ci-dessus pour le cas de diffusion des électrons. Les premières expériences faites à Orsay sur l'Aluminium 27 montraient en effet une séparation du facteur de forme de ce niveau en deux composantes transversale et longitudinale. La composante longitudinale (proportionnelle à $\cos^2 \theta/2$) donne une valeur de l'intensité de la transition quadrupolaire électrique en très bon accord avec la valeur connue. La composante transversale

$$(1 + \sin^2 \theta/2)$$

par contre donne une intensité de transition M_1 au moins dix fois supérieure à celle trouvée par les autres méthodes. L'explication de cette différence, que nous avons vérifiée ensuite par des mesures supplémentaires, est qu'il y a en effet une autre source de contribution au facteur de forme transversal, qui s'ajoute à celle de la transition M_1 . Cette nouvelle contribution est de nouveau du type E_2 . La partie

longitudinale E_2 est due à l'interaction coulombienne de l'électron avec la densité de charge de transition. Or, à l'intérieur d'un noyau excité faisant une transition, il existe aussi des courants de convection et de magnétisation. Ces courants contribuent très peu à l'absorption et à l'émission de photons réels, mais leur importance relative à la distribution de charge est augmentée par l'absorption de photons virtuels. D'après la figure 12 il suffit de mesurer les facteurs de forme transversaux et longitudinaux pour deux valeurs du transfert q , la première choisie au maximum de $j_1(qa)$ et la deuxième loin de ce maximum. Dans le deuxième cas on détermine surtout la contribution transversale E_2 .

La conclusion est que ces deux séries de mesures permettent la séparation en trois contributions du facteur de forme inélastique du niveau à 2,2 MeV. Les contributions longitudinale E_2 et transversale M_1 sont en bon accord avec les résultats obtenus par les autres méthodes de physique nucléaire. La contribution transversale E_2 n'est pas accessible aux mesures classiques, au moins avec leur précision actuelle. Notre valeur expérimentale semble néanmoins en accord avec les précisions du modèle collectif [13].

4.4.3. ETUDE DES NIVEAUX COLLECTIFS DES NOYAUX ^{54}Fe , ^{56}Fe et ^{32}S .

L'étude de l'Aluminium 27 portait sur un nombre de niveaux dont les propriétés sont décrites par le modèle collectif, en supposant une classification par bandes rotationnelles basées sur les états intrinsèques d'excitation du neutron impair. Or, comme nous l'avons déjà signalé, le cœur du noyau peut être aussi excité en un mouvement vibrationnel, et les états quantifiés de ce mouvement constituent une nouvelle série d'états de base pour des bandes rotationnelles. Les oscillations de la forme du cœur sont classifiées selon leur ordre multipolaire λ . Les quanta de vibration, appelés phonons, ont un moment angulaire total λ , une parité $(-1)^\lambda$, et une composante μ le long d'un axe fixe dans l'espace. Le mouvement vibrationnel est associé avec un moment multipolaire électrique calculable d'après l'amplitude de vibration $\alpha_{\lambda\mu}$. L'équation de la surface du noyau est alors

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \gamma_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right\}.$$

Pour les petites valeurs de $\alpha_{\lambda\mu}$, on peut écrire l'énergie du cœur sous la forme :

$$H_{\text{collectif}} = \sum_{\lambda\mu} \left(\frac{1}{2} B_\lambda (\alpha_{\lambda\mu})^2 + \frac{1}{2} C_\lambda (\alpha_{\lambda\mu})^2 \right)$$

et quantifier le mouvement de la même façon que pour l'oscillateur harmonique. Les paramètres B_λ et C_λ dépendent de la structure nucléaire et correspondent respectivement à la masse associée avec le mouvement et à la tension de surface du noyau.

L'énergie du phonon est $\hbar W_\lambda = \hbar \sqrt{\frac{C_\lambda}{B_\lambda}}$. Les plus basses valeurs de W_λ sont associées avec $\lambda = 2$, c'est-à-dire des vibrations quadrupolaires ($\lambda = 1$ représente simplement un déplacement du centre de masse), mais il existe aussi des vibrations octupolaires $\lambda = 3$ et parité impaire.

Pour étudier ce type d'excitation nucléaire nous avons choisi les noyaux ^{54}Fe , ^{56}Fe et ^{32}S . Ce sont tous les trois des noyaux pair-pair ayant donc l'état fondamental 0^+ , et en conséquence leur schéma de niveaux sont plus simples que celui de l'Aluminium 27 où la présence du proton impair donne naissance à plusieurs niveaux de base de bande rotationnelle. Le but de nos expériences est d'identifier les niveaux vibrationnels et de déterminer les valeurs correspondantes de B_λ et C_λ . Pour les isotopes du fer notre intérêt portait principalement sur les excitations octupolaires, et pour ^{32}S sur les excitations quadrupolaires.

Les cibles métalliques de Fer étaient constituées d'isotopes de ^{54}Fe et de ^{56}Fe enrichis respectivement à 94 % et 99 %, avec des densités superficielles allant de 170 à 340 mg/cm². Les spectres observés figures 13 et 14 montrent plusieurs pics inélastiques pour lesquels ont été mesurés les facteurs de forme.

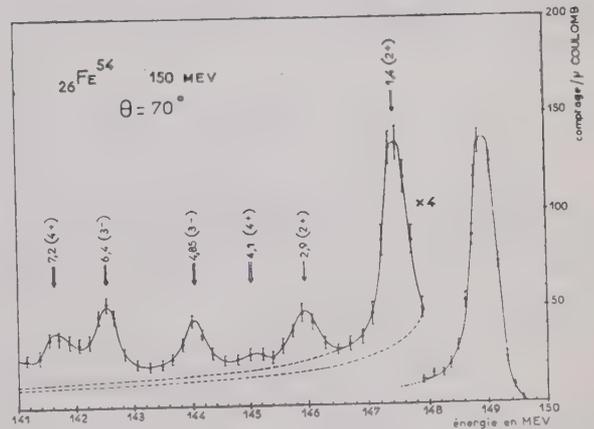


FIG. 13. — Le spectre total observé par diffusion d'électrons sur ^{54}Fe .

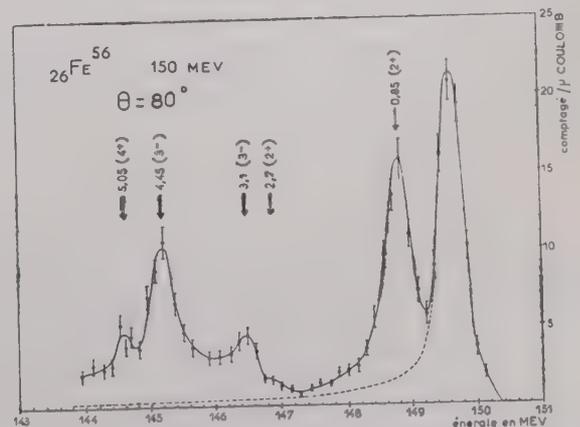


FIG. 14. — Le spectre total observé par diffusion d'électrons sur ^{56}Fe .

Ces facteurs de forme ont été analysés par les formules de l'approximation de Born, à partir d'une hypothèse très simple pour la distribution de charge de transition

$$M = \rho(\underline{r}) = \int \rho_0(\underline{r}' - \underline{r}) \rho_1(\underline{r}') d^3 r'$$

où

$$\rho_0(\underline{r}) = \delta(\underline{r} - \underline{R})$$

et

$$\rho_1(\underline{r}) = (2 \pi g^2)^{-1/2} \exp(-r^2/2g^2).$$

M est donc la convolution de deux distributions, le résultat étant une sorte de fonction- δ étalée. L'utilité de cette hypothèse est que le facteur de forme théorique devient simplement le produit des transformées de Fourier par rapport au transfert q , de $\rho_0(\underline{r})$ et $\rho_1(\underline{r})$. Nous avons

$$|F_\lambda(I_i, I_f)|^2 = \beta_\lambda(I_i, I_f) [J_\lambda(qR)]^2 \exp(-g^2 q^2) \dots$$

où $\beta_\lambda(I_i, I_f)$ est un facteur de normalisation à déterminer expérimentalement. Le rayon R est normalement pris égal à $1,2 \times A^{1/3}$ fermis, et $g = 0,95$ fermi, ce qui rend assez bien compte du facteur de forme élastique sur les mêmes noyaux au moins dans le domaine de validité de l'approximation de Born.

Rappelons maintenant les formules A 2 ; pour les transitions électriques nous avons

$$|F_{E\lambda}(I_i \rightarrow I_f, q)|^2 = \frac{4 \pi q^{2\lambda}}{Z^2 [(2\lambda + 1)!!]^2} \cdot B(C_\lambda, q),$$

où le facteur $B(C_\lambda, q)$ est appelé la probabilité de transition réduite pour le transfert q . Ces deux équations pour le facteur de forme conduisent à la relation

$$B(C_\lambda, q) = \frac{Z^2 [(2\lambda + 1)!!]^2}{4 \pi q^{2\lambda}} \beta_\lambda(I_i, I_f) [J_\lambda(qR)]^2 \exp(-q^2 g^2).$$

Il est intéressant maintenant de considérer la valeur de cette expression lorsque $q \rightarrow 0$, c'est-à-dire pour q tendant vers la valeur qui correspond à l'absorption de photons réels. En ce cas la valeur limite $B(C_\lambda, 0)$ correspond à la probabilité de transition radiative, quantité mesurée par observation des rayons gamma. (La probabilité de transition gamma par seconde est donnée par :

$$T_\lambda = \frac{8 \pi (\lambda + 1)}{\lambda [(2\lambda + 1)!!]^2} \frac{e^2 K^{2\lambda+1}}{\hbar} \frac{(2 I_i + 1)}{(2 I_f + 1)} B(C_\lambda, 0)$$

où $K = \Delta E / \hbar c$, le nombre d'onde du rayon gamma). Or pour les petites valeurs de qR nous avons :

$$J_\lambda(qR) \xrightarrow{q \rightarrow 0} \frac{(qR)^{2\lambda}}{[(2\lambda + 1)!!]^2},$$

ce qui donne finalement :

$$B(C_\lambda, 0) = \frac{Z^2}{4 \pi} \beta_\lambda(I_i, I_f) R^{2\lambda}.$$

Nous mesurons la quantité $\beta_\lambda(I_i, I_f)$, et ensuite par ces formules nous déterminons T_λ pour la comparer avec les valeurs obtenues par d'autres méthodes. L'ordre multipolaire est donné évidemment par l'ordre λ de la fonction de Bessel $J_\lambda(qR)$.

Ce type d'analyse par l'approximation de Born est sujet en principe aux mêmes objections que pour la diffusion élastique. Sa justification semble bien fondée néanmoins, puisque les résultats obtenus sont en accord avec ceux fournis par d'autres types d'expériences.

Dans l'étude [14] des isotopes de fer on a pu identifier des transitions E_2, E_3 et E_4 , et déterminer les paramètres collectifs B et C . Ceux des transitions E_3 sont particulièrement utiles, puisque nous ne disposons actuellement que de relativement peu de renseignements quantitatifs sur ce genre d'excitation collective. Un travail identique est en cours sur le ^{52}Cr .

L'étude du ^{32}S a été entreprise pour une raison spéciale ; le deuxième état excité à 3,80 MeV a pour spin et parité 0^+ . Puisque l'état fondamental est aussi 0^+ la transition radiative est interdite car un photon réel a un spin unité. L'état 3,80 MeV se désexcite par conversion interne ou par formation de paires d'électrons. Ces processus deviennent possibles uniquement parce que les électrons en question (conversion interne ou paires) pénètrent le noyau et interagissent avec lui par la force coulombienne. Les électrons de haute énergie pénètrent aussi le noyau

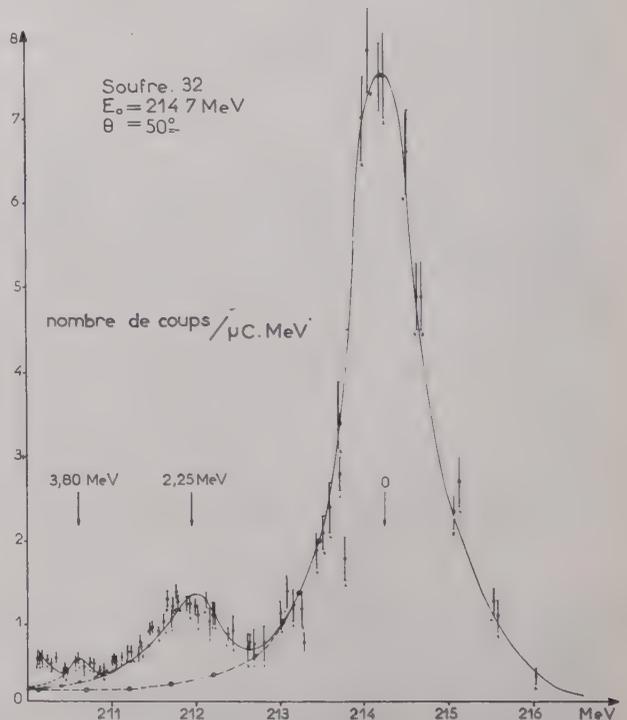


FIG. 15. — Le spectre total observé par diffusion d'électrons sur ^{32}S . Ce spectre a été obtenu à l'aide du compteur échelle. Les canaux de ce compteur sont indiqués.

et peuvent de ce fait provoquer l'excitation de l'état 0^+ . Un spectre figure 15, pris avec le compteur échelle montre un pic correspondant au niveau de 3,8 MeV, et nous avons mesuré le facteur de forme de cette transition monopolaire électrique. Or nous ne pouvons pas représenter ce facteur de forme par l'intégrale de $j_0(qR)$ prise entre les fonctions d'onde des états initiaux et finaux puisque ces fonctions d'onde sont orthogonales ($j_0(qR) \xrightarrow{q \rightarrow 0} 1$). Nous avons pu représenter F_{in} par la fonction

$$\{1 - j_0(qR)\} \exp(-q^2 g^2 / 2) \beta(I_i, I_f),$$

et c'est donc le deuxième terme de l'expression de $j_0(qR)$ qui est responsable de la transition. La valeur limite pour $q \rightarrow 0$ correspond maintenant à $\langle \Sigma r_p^2 \rangle_{00}$ le rayon carré moyen de la distribution de charge évalué entre les états $I_i = 0$ et $I_f = 0$. D'après nos mesures nous trouvons pour cette quantité :

$$\langle \Sigma r_p^2 \rangle_{00} = (11,8 \pm 2) \times 10^{-26} \text{ cm}^2.$$

L'intérêt de cette mesure est évident si nous nous rappelons que le noyau ^{32}S dans son état fondamental présente une déformation d'équilibre assez prononcée. Nous avons déterminé la valeur du paramètre de déformation $\beta = (R_{\text{max}} - R_{\text{min}}) / R_{\text{moyen}}$, à partir de nos mesures du facteur de forme du premier état excité à 2,25 MeV. Pour un noyau déformé les plus basses excitations collectives sont plutôt rotationnelles, ce qui nous conduit à considérer ce niveau comme le deuxième membre d'une bande rotationnelle partant de l'état fondamental. En ce cas l'état à 3,81 MeV ne peut pas être le troisième membre de la même bande puisqu'il est 0^+ au lieu de 4^+ . Nous croyons qu'il s'agit en effet d'une excitation vibrationnelle. Comme pour les noyaux sphériques ^{54}Fe et ^{56}Fe , le noyau ^{32}S peut exécuter des vibrations autour de sa déformation d'équilibre, avec la différence que le couplage entre les mouvements de rotation et de vibration rend λ dépendant du mouvement. Pour un noyau de symétrie axiale les vibrations sont classifiées comme auparavant par leur ordre multipolaire λ , mais aussi par leur composante ν le long de l'axe de symétrie. La fréquence W_λ dépend de λ et de ν . Une déformation d'ordre $\lambda = 2$ avec $\nu = \pm 1$ équivaut à une rotation, et donc les vibrations quadrupolaires ont $\nu = 0$ ou $\nu = \pm 2$. En cas de $\nu = 0$ l'état correspondant a spin et parité 0^+ ce qui suffit pour l'état à 3,81 MeV. A partir de ce modèle nous pouvons expliquer la présence de nombreux pics inélastiques du spectre de ^{32}S , mais nous ne présentons pas ici ces arguments [15].

4.4.4. EXCITATION DE LA RÉSONANCE GÉANTE ET LA QUEUE RADIATIVE

Nous avons déjà (paragraphe 4.1) mentionné le phénomène de la résonance géante qui se manifeste dans la section efficace de photo-désintégration des noyaux. La plupart des études très nombreuses de

ce phénomène ont été réalisées à l'aide d'accélérateurs circulaires d'électrons, béta-trons ou synchrotrons. Dans ces machines le faisceau circulant frappe un radiateur situé à l'intérieur de la chambre à vide et on utilise le faisceau externe de photons produits par rayonnement de freinage dans le radiateur. Le spectre d'énergie des photons est donc continu ; il est alors compliqué d'en déduire la valeur de la section efficace pour une énergie donnée des photons. En effet les complications sont telles que les expériences visant à l'étude détaillée avec des photons de la résonance géante sur les noyaux légers ont été entreprises seulement récemment. Pour certains noyaux lourds on sait depuis plusieurs années que la résonance géante présente une structure due à leur déformation (il y a deux fréquences d'oscillation le long des axes mineur et majeur); Pour certains noyaux légers on s'attend à une structure due à la répartition de la probabilité de transitions E_1 entre plusieurs niveaux distincts. Ce genre d'étude peut être aisément réalisé à Orsay où nous disposons d'un faisceau incident d'électrons ayant une énergie bien déterminée, et des moyens de mesurer le spectre inélastique avec la résolution d'énergie nécessaire. L'analyse se fait ensuite par le spectre de photons virtuels.

Des expériences ont été faites sur ^9Be , ^{12}C , ^{16}O et ^{40}Ca . Nous discuterons ici le cas de ^{16}O pour lequel la structure est très prononcée. Un spectre typique, figure 16, obtenu sur une cible d'eau montre

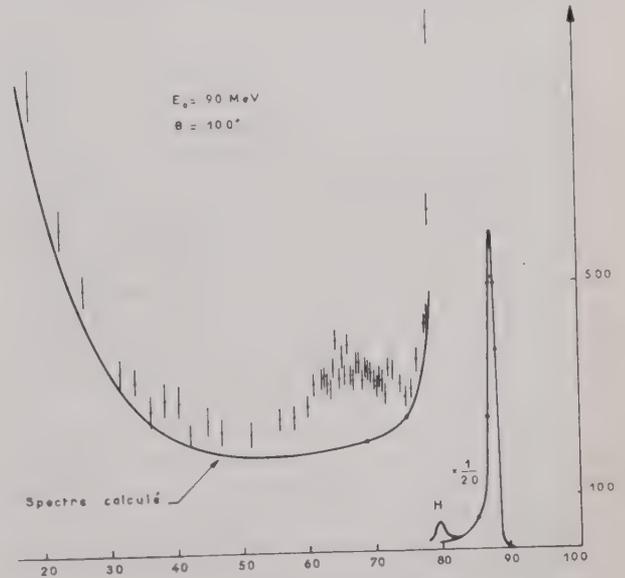


FIG. 16. — Le spectre total observé par diffusion d'électrons sur ^{16}O , et la queue radiative calculée.

les pics élastiques de l'oxygène et de l'hydrogène (lequel permet de déterminer l'épaisseur de la cible), et après une région étroite de diffusion inélastique au voisinage d'une perte d'énergie de 25 MeV pour les électrons diffusés. A plus basses énergies finales encore le spectre total remonte, mais, pour le transfert q en question, la plupart de ces électrons inélastiques correspondent à la queue radiative du pic élastique (noter la différence d'échelle). Si on examine

avec une résolution finie la région d'excitation comprise entre 20 et 30 MeV, on trouve en effet, figure 17,

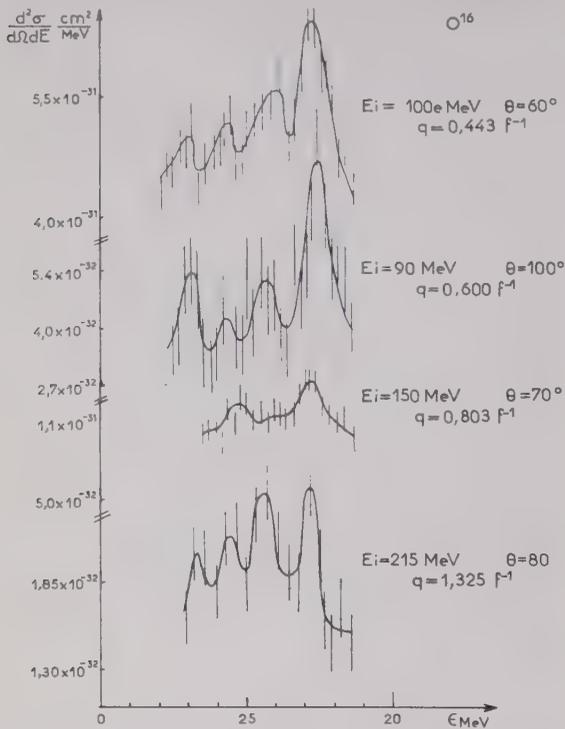


FIG. 17. — La structure observée par diffusion sur ^{16}O pour des énergies d'excitation entre 20 et 30 MeV.

une série de raies spectrales distinctes. Nous avons mesuré les facteurs de forme de chaque raie pour déterminer la multipolarité des transitions responsables, et pour mesurer leurs intensités. Comme prévu par la théorie nous avons trouvé deux transitions E_1 à 22,6 et 25,7 MeV, avec des intensités qui ajoutées, ont une valeur égale à environ 90 % de la valeur prévue par la règle de sommation. Ce sont les deux transitions E_1 responsables de la résonance géante. La transition à 24,1 MeV entre les deux pics principaux présente un caractère E_2 , en accord avec l'interprétation donnée ci-dessus (4.2) de l'expérience de l'électro-désintégration de l'Oxygène 16.

L'analyse de ces spectres d'énergie d'excitation élevée est faite de la même manière que pour ceux à basses énergies, avec la différence importante que la soustraction de la queue radiative a beaucoup plus d'influence sur les résultats. D'après la figure 12 on voit qu'une erreur de calcul de la queue pourrait changer considérablement le taux de comptage at-

tribué à un pic inélastique. Nous admettons que la queue radiative est due principalement aux phénomènes schématisés sur la figure 18.

1a) L'électron d'énergie E_0 émet par rayonnement de freinage au voisinage d'un noyau, un photon d'énergie k sans être dévié de sa trajectoire, puis il est diffusé sous l'angle θ par un autre noyau.

2a) Au lieu de perdre l'énergie k par rayonnement, l'électron la perd par collision avec un autre électron du cortège électronique du noyau.

1b et 2b Mêmes effets dans l'ordre inverse.

3) Les phénomènes 1a et 1b, au lieu de se produire sur deux noyaux différents, se produisent sur le même noyau ; il s'agit alors de rayonnement de freinage avec grande déviation angulaire de l'électron.

Lorsque la déviation de l'électron sur le noyau est principalement due à la diffusion élastique,

$$k = E_0 - E_2,$$

et en négligeant le recul du noyau, la section efficace des phénomènes radiatifs pour les effets 1) et 2) s'écrit :

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \text{ rad} = t/2 (\varphi_{\text{rad}} + \varphi_{\text{coll}}) (E_0, E_2) \times [\sigma(E_0) + \sigma(E_2)]$$

où t est l'épaisseur de la cible. φ_{rad} et φ_{coll} sont respectivement les probabilités qu'a un électron, en traversant t , de perdre une énergie k par rayonnement de freinage ou par collision avec un électron de la cible.

Pour l'ensemble des effets 1, 2 et 3 on trouve

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \text{ rad} = [\sigma(E_0) + \sigma(E_2)] [A \Psi(E_0, E_2) + \frac{t}{2} (\varphi_{\text{rad}} + \varphi_{\text{coll}}) (E_0, E_2)]$$

avec

$$\left\{ \begin{aligned} A &= \frac{\alpha}{\pi} \left[\log \left(\frac{(2 E_0 \sin \theta/2)}{m c^2} \right) - \frac{1}{2} \right] \\ \Psi(E_0, E_2) &= \left(1 + \frac{E_2^2}{E_0^2} \right) \frac{1}{E_0 - E_2} \end{aligned} \right.$$

Pour la cible d'eau les expressions utilisées sont plus compliquées puisqu'il s'agit de deux espèces nucléaires, l'hydrogène et l'oxygène, pour lesquelles les sections efficaces $\sigma(E_0)$ et $\sigma(E_2)$ suivent des fonctions différentes du transfert q .

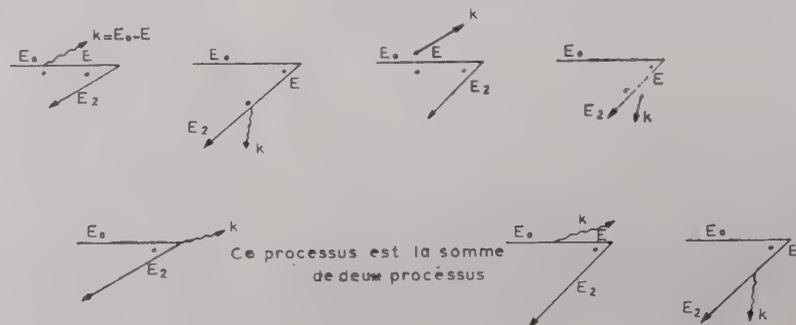


FIG. 18. — Les processus qui contribuent à la queue radiative.

On explique tout de suite d'après ces formules la remontée des spectres inélastiques à basses énergies. L'électron ayant perdu une fraction de son énergie par rayonnement ou par collision vient ensuite être diffusé à grand angle par un noyau avec la section efficace $\sigma(E_2)$. Cette section efficace peut être de plusieurs ordres de grandeur supérieure à $\sigma(E_0)$ parce que le facteur de forme élastique a un transfert q plus petit. L'expression ci-dessus est valable pour calculer la queue du pic élastique pour laquelle on dispose même d'une formule analytique pour le facteur de forme. La queue ainsi calculée s'accorde bien avec les spectres expérimentaux à toutes énergies finales pour des transferts q faibles. Il y a un désaccord qui croît avec le transfert q , pour le spectre à basse énergie finale, le spectre calculé pouvant être jusqu'à 30 % inférieur au spectre observé. La différence est attribuable aux queues radiatives correspondant aux pics inélastiques individuels, et au continuum inélastique. Puisque les contributions de ces deux sources de diffusion augmentent en général avec le transfert q , on peut expliquer l'augmentation de l'écart entre les queues calculées et observées. La généralisation de l'expression ci-dessus peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \text{ rad} = A I_1 + \frac{t}{2} I_2$$

avec

$$I_1 = \int_{E=E_2}^{E=E_0} \left\{ \sigma(E, E_2) \Psi(E_0, E) + \sigma(E_0, E) \Psi(E, E_2) \right\} dE$$

$$I_2 = \int_{E=E_2}^{E=E_0} \left\{ \sigma(E, E_2) (\varphi_{\text{rad}} + \varphi_{\text{coll}})(E_0, E) + \sigma(E_0, E) (\varphi_{\text{rad}} + \varphi_{\text{coll}})(E, E_2) \right\} dE$$

Malheureusement pour évaluer les intégrales on doit connaître les sections efficaces inélastiques du type $\sigma(E, E_2)$, qui sont en fait les quantités que nous essayons de déterminer. On procède en ce cas par itération des données expérimentales et des équations intégrales, pour arriver à la section efficace inélastique en fonction de l'énergie d'excitation. Compte tenu de la complexité de ces calculs il est souhaitable de mettre au point une méthode de vérification. Deux méthodes ont été développées, l'une expérimentale et l'autre théorique. La première a pour point de départ la forme de l'équation donnant $\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE}$: En effet si on note que l'expression se sépare en deux termes, l'un proportionnel à l'épaisseur t de la cible (les contributions des processus 1 et 2) et l'autre indépendant de t (la contribution du processus 3). On a sensiblement :

$$\Psi(E, E') \neq X_0 [(\varphi_{\text{coll}} + \varphi_{\text{rad}})(E, E')]$$

où X_0 est la longueur de radiation de la cible. Par conséquent

$$I_1 \neq X_0 I_2$$

$$\text{et } \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \text{ rad} = (A X_0 + t/2) I_2$$

En fait nous avons pensé avoir une meilleure approximation en écrivant :

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \text{ rad} \neq (\lambda + t) I$$

avec

$$\lambda = \frac{2 A \Psi(E_0, E_2)}{(\varphi_{\text{coll}} + \varphi_{\text{rad}})(E_0, E_2)} \quad \text{et} \quad I = \frac{I_2}{2}$$

Si nous déterminons donc pour la même énergie finale E_2 la section efficace expérimentale correspondant à deux cibles d'épaisseurs différentes t_1 et t_2 nous pouvons en déduire $\sigma(E, E')$ en résolvant un système de deux équations linéaires à deux inconnues.

L'application de cette méthode [16] au cas de diffusion sur le Carbone 12 nous a permis de déterminer le spectre inélastique total indépendamment de tout calcul de la queue radiative. L'expérience était faite pour un transfert q si élevé que la diffusion était presque incohérente. En ce cas la section efficace intégrée doit être égale à la somme de la diffusion par Z protons indépendants, c'est-à-dire

$$\int \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_2} \right) dE_2 = Z \sigma_p$$

où σ_p est la section efficace de diffusion d'électrons sur des protons. Nous avons trouvé une valeur de $273 \pm 13 \text{ m}\mu \text{ barn/stéradian}$, qui s'accorde bien avec $Z \sigma_p = 267 \text{ m}\mu \text{ barn/stéradian}$, ce qui donne confiance dans la méthode.

La méthode théorique revient à comparer nos sections efficaces expérimentales intégrées sur l'énergie finale, avec les prévisions des règles de sommation. La relation ci-dessus est un cas particulier de la règle de sommation pour la section efficace totale de diffusion des électrons par un noyau composé de Z protons et $N = (A - Z)$ neutrons.

$$\sigma_e d\Omega_f = \sigma_M f^2(q_0) d\Omega_f \times$$

$$\left(\bar{\sigma} + \frac{Z q_0^2}{2 A M^2} + (2 \sec^2 \theta/2 - 1) \right)$$

$$\times \left[\frac{2}{3} \frac{Z}{A M} \langle T \rangle + \frac{q_0^2}{4 M^2} (Z \mu_p^2 + N \mu_n^2) + \right.$$

$$\left. \frac{1}{3} \sum_{i=j} \langle \sigma_i \cdot \sigma_j \cdot \mu_i \mu_j \exp(i \vec{q}_0 \cdot \rho_{ij}) \rangle \right]$$

où $\sigma_M f^2$ est la section efficace de diffusion sur un proton libre.

$\mathcal{F} = Z + Z(Z-1)f_2$, f_2 étant le facteur tenant compte de la corrélation nucléon-nucléon,

$$f_2 = \int e^{iq(\underline{r}_1 - \underline{r}_2)} |\Psi_0|^2 d\tau.$$

Les termes dépendant des moments magnétiques ne sont pas très grands si le transfert q est faible par rapport à $2M$. En ce cas nous avons

$$\int \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_f} \right) dE_f = \sigma_M f^2(q_0) [Z + Z(Z-1)f_2].$$

Or pour $q \sim 0$, $f_2 \sim 1$ et la diffusion est presque entièrement élastique; pour q très large, le facteur exponentiel de f_2 oscille rapidement et f_2 devient en conséquence très faible. La section efficace tend vers $Z\sigma_p$ et la diffusion est incohérente. Pour des valeurs intermédiaires de q la section efficace totale est partagée entre la diffusion élastique et la diffusion inélastique. En effet nos mesures de section efficace totale s'accordent très bien avec cette règle de sommation, et par conséquent nous avons confiance dans le calcul de la queue radiative et dans la méthode expérimentale. Néanmoins une règle de sommation encore plus sensible à la diffusion inélastique est celle où l'intégrale sur la section efficace est pondérée avec l'énergie d'excitation :

$$\int \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_f dE_f} (E_0 - E_f) dE_f.$$

En effet une petite erreur sur la section efficace à $E_x = (E_0 - E_f) = 80 \text{ MeV}$, par exemple, provoque une grande erreur sur cette intégrale. De plus si l'intégrale est évaluée pour une valeur constante de q on peut la calculer théoriquement à partir d'un modèle pour le noyau et des hypothèses sur les forces d'interaction des nucléons. En résumé, on essaie de déterminer si, oui ou non, un noyau se comporte simplement comme une collection de protons et de neutrons ayant gardé à l'intérieur du noyau leurs propriétés connues dans l'état libre. Nous avons terminé dans ce but une série d'expériences sur l'Oxygène 16 mais leur dépouillement n'est pas encore complet [17].

Les autres corps examinés au point de vue de la résonance géante sont ^9Be , ^{12}C et ^{40}Ca . Les résultats [18] sur ^{12}C montrent particulièrement bien la transition en fonction du transfert q de la diffusion cohérente à la diffusion incohérente. Un autre cas pour lequel existent des calculs théoriques analogues à ceux pour l'Oxygène 16, est le Calcium 40. L'analyse des résultats devient très compliquée du fait qu'une expression analytique pour le facteur de forme élastique n'existe pas puisque l'approximation de Born n'est plus valable. Il est possible néanmoins de calculer la queue radiative pour des énergies d'excitation de 0 à 25 MeV, dans une région couvrant la résonance géante. Une structure de la résonance géante a été observée et la section efficace d'absorption photonucléaire déterminée [19].

4.4.5. SECTION EFFICACE DE DIFFUSION ÉLECTRON-PROTON

Puisque la connaissance de la section efficace de diffusion électron-proton est d'une importance fondamentale nous faisons un effort continu pour la mesurer en fonction du transfert q avec la plus grande précision possible. Ceci impose l'examen très soigné du fonctionnement de tout l'appareillage utilisé, le spectromètre, les mesureurs de courant, les compteurs et leur électronique associée. En plus il faut chercher et éliminer toutes les sources de bruit de fond et réaliser un fonctionnement de l'accélérateur très stable. L'utilisation de la méthode de plateau et la mise au point du comptage rapide élimine la considération de l'erreur statistique associée aux mesures. Pour déterminer une section efficace absolue il faut connaître avec précision l'angle solide du spectromètre, le courant incident sur une cible de composition et d'épaisseur connues, l'efficacité du compteur et les corrections de taux de comptage, ainsi que l'énergie du faisceau incident. En plus de cette précision expérimentale il faut connaître les corrections théoriques à appliquer aux résultats bruts, telle que la correction radiative. La précision absolue obtenue à Orsay permet d'envisager l'étude de toutes sortes de phénomènes nouveaux. Une première expérience [20] pour transferts $q^2 = 2,98 \text{ fermi}^{-2}$ et $1,05 \text{ fermi}^{-2}$, avec une précision totale de 2,1 %, a permis la séparation des deux facteurs de forme du proton, F_1 et F_2 . La poursuite de ces expériences est prévue pour des transferts q^2 plus élevés et plus bas. Nous espérons obtenir une précision identique dans le cas de la diffusion électron-deuteron et d'en déduire la section efficace électron-neutron.

4.4.6. PHOTOPRODUCTION DES MÉSONS- π

La dernière expérience que nous mentionnons dans cet article concerne la photoproduction des mésons π^+ par la réaction



L'interaction méson-nucléon peut être étudiée par une série de réactions très différentes à première vue, et il est assez remarquable qu'une analyse théorique de tous les résultats ainsi obtenus, réussisse à expliquer des phénomènes divers. Il y a une énorme quantité de données expérimentales qui ne sont pas toujours en accord entre elles, même pour des conditions expérimentales semblables. En particulier il existe deux mesures de la distribution angulaire de photoproduction des π^+ , à une énergie de photon de 185 MeV, qui diffèrent entre elles bien qu'elles aient été faites toutes les deux en utilisant les émulsions nucléaires. L'une d'entre elles s'accorde parfaitement avec les prévisions de la théorie qui explique, avec succès, les autres données expérimentales. A Orsay nous avons fait une expérience à cette énergie mais en utilisant une méthode de détection autre que les émulsions nucléaires. Les mésons π^+ sont analysés en énergie par le spectromètre magnétique, et détectés avec des compteurs à scintillation. Ceux qui sont

produits par la réaction aux grands angles par rapport à la direction du faisceau de rayonnement de freinage ont une énergie de 12 MeV, et ceux produits aux faibles angles, une énergie de 40 MeV. Avant d'arriver aux compteurs les mésons font un trajet de 2,6 mètres dans le vide du spectromètre. Puisque leur durée de vie est $\tau = 2 \times 10^{-8}$ secondes, une fraction des mésons émis à la cible se désintègre en mésons- μ avant d'arriver au compteur. Cette fraction varie de 60 % à 40 % pour les énergies cinétiques en question, et donc une erreur serait introduite, fonction de l'énergie, si on essayait de corriger pour la décroissance à partir de τ et les trajectoires dans le spectromètre. En tout cas la correction calculée serait applicable seulement si les détecteurs sont capables de distinguer entre les mésons- π et les mésons- μ , ce qui est difficile à réaliser dans la gamme d'énergie en question. La difficulté est évitée de la façon suivante. Ce que nous mesurons est un taux de comptage dû aux mésons- π entrant dans le spectromètre et aux mésons- μ de décroissance qui sont capturés par le spectromètre et focalisés sur les compteurs. Ce que nous voulons en déduire est le nombre de mésons- π^+ entrant dans le spectromètre pour une énergie déterminée par son champ magnétique. Il nous faut donc un facteur de normalisation, ou une mesure de l'efficacité de détection de l'ensemble spectromètre et compteurs, en fonction de l'énergie des mésons- π^+ incidents. Cet étalonnage a été effectué pour les conditions cinétiques voulues par mesure des taux de comptage obtenus à des énergies de photons incidents et à des angles d'émission de mésons π^+ tels que la section efficace est bien décrite par la théorie et les expériences faites dans d'autres Laboratoires. La distribution angulaire obtenue de cette façon à 185 MeV s'accorde parfaitement avec l'une des deux expériences précédentes, et aussi avec la théorie [21].

5. Remerciements

Il est impossible dans un article d'intérêt général de transmettre plus qu'une faible impression de l'enthousiasme et de l'application de tous les physiciens,

expérimentés et débutants, qui ont contribué à la réalisation des expériences décrites ci-dessus. Qu'ils soient remerciés et félicités ici, même si la brièveté de l'exposé ne permet pas de citer plus en détail leurs travaux. L'auteur est persuadé qu'ils se joignent sans réserve à lui en remerciant Monsieur le Professeur H. HALBAN pour l'encouragement et l'intérêt qu'il a prodigués au cours de ces dernières années.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] WEIZSACKER K.F., WILLIAMS E.J. — Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd., **13**, 4, 1935.
- [2] DALITZ R.H., YENNIE D.R. — *Phys. Rev.*, **105**, 1 598, 1957.
- [3] ALDER K., BOHR A., HUUS T., MOTTELSON B. et WINTHER A. — *Rev. Mod. Phys.*, **2**, 432, 1956.
- [4] BETHE H.A., ASHKIN J. — *Experimental Nuclear Physics*, Vol. 1, Wiley, 1953.
- [5] LANDAU L. — *J. Phys. U.S.S.R.*, **8**, 201, 1944.
- [6] BISHOP G.R., GROSSETETE B., RISSET. — *Journal de Physique et le Radium*, **23**, 31 (1962).
- [7] FERMI E. — *Rev. Phys.*, **5**, 485, 1940.
- [8] STERNHEIMER — *Phys. Rev.*, **103**, 511, 1956.
- [9] ARMAND M., BISHOP G.R. — Rapport LAL 1 013, 1960.
- [10] LACOSTE F., LEISS J.E. — *Nuclear Instruments*, **10**, 189, 1961.
- [11] LACOSTE F., BISHOP G.R. — *Nuclear Physics*, **26**, 511, 1961.
- [12] DOWNS B.W., RAVENHALL D.G., YENNIE D.R. — *Phys. Rev.*, **10**, 1 285, 1957.
- [13] BISHOP G.R., LOMBARD R., MILMAN B. — LAL 1 022.
- [14] BELLICARD J., BARREAU P. — *Nuclear Physics*, à paraître.
- [15] BISHOP G.R., PROCA G.A. — *Journal de Physique et le Radium*, **22**, 541, 1961.
- [16] BOUNIN P., BISHOP G.R. — *Journal de Physique et le Radium*, **22**, 555, 1961.
- [17] ISABELLE D., BISHOP G.R. — *Journal de Physique et le Radium*, **22**, 548, 1961. LAL 1 017, 1961.
- [18] LEISS J.E., TAYLOR R.E. — Contributions to the Karlsruhe Photonuclear Conference, 1960.
- [19] PEREZ J.P., JORBA Y., NGUYEN NGOC H. — *Journal de Physique et le Radium*, **22**, 551, 1961.
- [20] LEHMANN P., TAYLOR R., WILSON R. — Proceedings of the Aix-en-Provence Conference, et *Phys. Rev.*, à paraître.
- [21] WALKER J.K., BURQ J.P. — *Phys. Rev. Letters*, **8**, 37, 1962.

AIMANTS SPECTROMÈTRES ET APPAREILLAGES DE DÉTECTION UTILISÉS

PAR

B. MILMAN

*Ecole Normale Supérieure
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay*

I. Introduction

La nature et l'intérêt des expériences en cours de réalisation au Laboratoire d'Orsay, avec l'Accélérateur Linéaire d'électrons de 1,3 GeV, sont décrits dans l'article de M. G.R. BISHOP (page 289).

Les expériences en préparation, et celle projetées pour l'avenir, sont décrites par M. J. PÉREZ Y JORBA (page 370).

Dans leur réalisation toutes ces expériences ont un certain nombre de besoins et de caractéristiques communs.

1) Le faisceau d'électrons produit par l'accélérateur doit être amené à frapper une cible à l'aide d'un système qui :

a) détermine l'énergie moyenne des électrons incidents.

b) définit la dispersion en énergie de ces électrons autour de leur valeur moyenne.

c) permet de former sur la cible des images dont la forme et les dimensions sont imposées par les besoins des différentes expériences.

Les systèmes qui réalisent ces conditions s'appellent des *système d'extraction*. Leur discussion forme l'objet du chapitre 3 de cet article.

2 — Il faut obtenir, pour un, ou plusieurs angles, par rapport à l'axe du faisceau la distribution en énergie, le spectre des particules (électrons diffusés mésons, nucléons de recul) produites par la réaction qui a lieu dans la cible frappée par le faisceau. Les *spectromètres* qui servent à ces mesures sont décrits dans le chapitre 4.

3 — Les particules transmises par le spectromètre doivent être détectées par des compteurs. Les caractéristiques des différents compteurs sont imposées par la nature et l'énergie des particules. Nous discutons les différents types de compteurs dans le chapitre 5.

4 — Il faut disposer d'une électronique capable de compter, analyser en amplitude et enregistrer les impulsions produites par les détecteurs. Les détails de conception et de réalisation des différents éléments électroniques sont décrits dans l'article de M. ALON (page 330).

5 — Toutes les mesures doivent être normalisées à un même nombre d'électrons incidents sur la cible. Les mesureurs de courant utilisés à cette fin sont décrits dans l'article de M. ISABELLE (page 354).

II. Optique électronique

Les spectromètres et les différents éléments qui constituent les systèmes d'extraction sont des électro-aimants qui fournissent des champs dont la distribution et l'intensité sont déterminées par l'effet qu'ils doivent exercer sur les trajectoires des particules. Nous donnons ici quelques considérations d'optique électronique, dont nous aurons besoin pour expliquer le comportement des spectromètres et autres systèmes (1)

1) Les champs magnétiques que nous considérons ne sont pas fonction du temps, ce sont des champs stables. La valeur et la direction du champ en un point de l'espace sont fonctions seulement des coordonnées de ce point. La quantité de mouvement des particules qui traversent ces champs reste

(1) Nous nous limitons au cas des champs magnétiques. En effet l'utilisation des champs électriques dans la physique des hautes énergies est limitée à des situations très spéciales. Cela est dû au fait que la force subie par une particule qui passe dans un champ magnétique B est donnée par $F_m = e B \times \bar{V}$ où e est la charge et \bar{V} est la vitesse de la particule. On bénéficie donc, pour des particules de très grande vitesse, de forces importantes pour des valeurs raisonnables du champ B . Par contre, dans le cas d'un champ électrique d'intensité E la force est donnée par $F_e = e E$, la vitesse de la particule n'intervenant pas, on est conduit à des valeurs exagérées de E .

Pour obtenir l'effet équivalent à un champ magnétique de 1 000 gauss, il faudrait utiliser un champ électrique de 300 000 V/cm.

inchangée en valeur absolue. Seule la direction de propagation de la particule est influencée.

2) Les équations du mouvement se déduisent de la formule générale

$$\frac{d}{dt} m \bar{V} = Ze\bar{B} \times \bar{V} \quad (II,1)$$

où m est la masse de la particule, \bar{V} sa vitesse, Z le nombre de charges électroniques e de la particule et $\bar{B}(x, y, z)$ le champ. Pour des électrons relativistes :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad \text{et } Z = 1 \quad (II,2)$$

où m est la masse au repos et c la vitesse de la lumière. Dans ce cas on obtient par intégration

$$\frac{p}{e} = \frac{mV}{e} = \rho(x, y, z) B_{\perp} \quad (II,3)$$

où p est la quantité de mouvement,

$\rho(x, y, z)$ est le rayon de courbure de la trajectoire au point de coordonnées x, y, z et

B_{\perp} est la composante de \bar{B} perpendiculaire au plan de la trajectoire au point (x, y, z) .

On voit que pour une quantité de mouvement donnée, le produit $B_{\perp}\rho$ est constant. Une particule qui se déplace dans un champ de valeur constante et perpendiculaire à sa trajectoire décrit un cercle de rayon.

$$\rho_0 = \frac{p}{eB} \quad (II,4)$$

3) Imaginons une zone de l'espace où existe une distribution de champ $B(x, y, z)$. Nous définissons une *trajectoire moyenne* qui est celle décrite par des particules qui pénètrent dans le champ au point $A(x_0, y_0, z_0)$ et qui ont une quantité de mouvement

p en A (fig. 1). Cette trajectoire moyenne est aussi nommée *l'axe optique* du système.

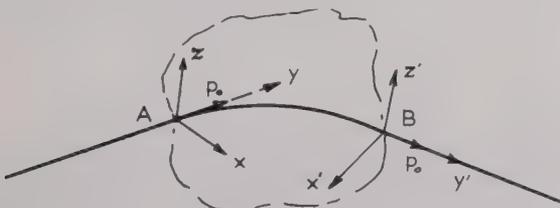


FIG. 1

L'équation de la trajectoire moyenne s'obtient en intégrant l'équation (II,3) et en éliminant la variable t des relations $x = x(t), y = y(t)$ et $z = z(t)$ qui en résultent.

4) Le système d'axes $Axyz$ (fig. II,1) a été choisi tel que Ay est tangent à la trajectoire en A , Ax

est dans le plan de la trajectoire et normal à Ay et Az est normal au plan Axy . Imaginons un autre système d'axes $Bx'y'z'$ orienté de la même façon autour d'un point B quelconque de l'axe optique, par exemple à la sortie de cet axe de la région de champ.

On peut montrer que si une particule de quantité de mouvement p pénètre dans le champ, en perçant le plan zAx en (x, z) en faisant les angles θ et φ avec Ax et Az respectivement, les valeurs correspondantes x', z', θ' et φ' peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} x' &= a_1 x_1 + a_2 z + a_3 \theta + a_4 \varphi + a_5 \Delta p / p_0 \\ &\quad + a_6 x \theta + a_7 z \varphi + a_8 x \Delta p / p_0 + \dots \\ z' &= b_1 x + b_2 z + b_3 \theta + b_4 \varphi + b_5 \Delta p / p_0 \\ &\quad + b_6 x \theta + b_7 z \varphi + b_8 x \Delta p / p_0 + \dots \\ \theta' &= c_1 x + c_2 z + c_3 \theta + c_4 \varphi + c_5 \Delta p / p_0 + c_6 x \theta \\ &\quad + c_7 z \varphi + c_8 x \Delta p / p_0 + \dots \\ \varphi' &= d_1 x + d_2 z + d_3 \theta + d_4 \varphi + d_5 \Delta p / p_0 + d_6 x \theta \\ &\quad + d_7 z \varphi + d_8 x \Delta p / p_0 + \dots \end{aligned} \quad (II,5)$$

où $\Delta p = p - p_0$ et où les coefficients a_i, b_i, c_i et d_i prennent des valeurs qui dépendent de la configuration du champ.

5) Si dans les équations (II,5) on néglige tous les termes d'ordre supérieur et on se limite aux premiers cinq termes dans chaque équation, on dit que l'on établit la théorie au premier ordre du système (2). On appelle aberration toutes les déviations d'un système réel par rapport aux valeurs prédites par la théorie au premier ordre. Les aberrations s'expriment par les termes d'ordre supérieur négligés en première approximation c'est-à-dire par les valeurs des coefficients $a_i, b_i, c_i, d_i, i > 5$, correspondant à chaque cas particulier; elle sont grandement influencées par les imperfections de réalisation de l'appareil. Nous nous limiterons dans ce qui suit à la théorie au premier ordre, en indiquant seulement qualitativement l'influence des termes d'ordre supérieur.

6) Les équations (II,5) sont très simplifiées lorsque les aimants utilisés possèdent un élément de symétrie. Les aimants couramment utilisés sont les aimants en secteur et les quadropôles (fig. 2a et 2b respectivement).

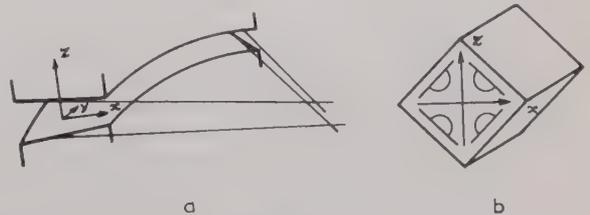


FIG. 2

(2) La théorie du premier ordre est valable pour des trajectoires paraxiales et pour des particules dont la quantité de mouvement est voisine de p_0 .

Dans les deux cas :

$$B_y \neq f(S) = 0$$

B_x et $B_y \neq f(S)$ où S est la distance mesurée le long de l'axe optique à partir d'un point quelconque de cet axe.

Dans le cas des aimants en secteur :

$$B_x(x, z) = -B_x(x, -z); B_x(x, 0) = 0$$

$$B_z(x, z) = B_z(x, -z)$$

Le plan $z = 0$ est un plan de symétrie.

Dans le cas des quadrupôles

$$B_x(x, z) = B_x(-x, z)$$

$$B_z(x, z) = B_z(x, -z)$$

$$B_x(x, z) = -B_x(-x, -z); B_x(0, 0) = 0$$

$$B_z(x, z) = -B_z(-x, -z); B_z(0, 0) = 0$$

$$B_x(x, z) = -B_x(x, -z); B_x(x, 0) = 0$$

$$B_z(x, z) = -B_z(x, z); B_z(0, z) = 0$$

Les plans $x = 0$ et $z = 0$ sont des plans de symétrie.

On démontre (I) que si le système est symétrique par rapport à un plan, le plan xy par exemple, les variables x, x', θ et θ' sont découplés des variables z, z', φ et φ' dans les équations 11,5, au premier ordre. Cela signifie que l'on est justifié de considérer au lieu d'une trajectoire dans l'espace, les projections de cette trajectoire sur les deux plans xy et yz . Cela constitue l'extension au domaine de l'optique électronique du principe de LIPPICH comme en optique géométrique.

Les équations 11,5 deviennent dans ce cas :

$$x' = a_1 x + a_2 \theta + a_3 \frac{\Delta p}{p}$$

$$\theta' = b_1 x + b_2 \theta + b_3 \frac{\Delta p}{p} \tag{11,6}$$

dans le plan xy , et :

$$z' = c_1 z + c_2 \varphi + c_3 \frac{\Delta p}{p}$$

$$\varphi' = d_1 z + d_2 \varphi + d_3 \frac{\Delta p}{p} \tag{11,7}$$

dans le plan yz

Si dans un de ces deux plans l'axe optique est une droite, les coefficients des termes en $\Delta p/p$ sont égaux à zéro dans ce système. C'est le cas des aimants en secteur pour le plan yz , et pour les quadrupôles dans les deux plans xy et yz .

Les équations deviennent donc :

1) pour les aimants en secteur :

$$x' = a_1 x + a_2 \theta + a_3 \frac{\Delta p}{p}$$

$$\theta' = b_1 x + b_2 \theta + b_3 \frac{\Delta p}{p} \tag{11,8}$$

$$z' = c_1 z + c_2 \varphi$$

$$\varphi' = d_1 z + d_2 \varphi$$

2) Pour les quadrupôles :

$$x' = a_1 x + a_2 \theta$$

$$\theta' = b_1 x + b_2 \theta \tag{11,9}$$

$$z' = c_1 z + c_2 \varphi$$

$$\varphi' = d_1 z + d_2 \varphi$$

3) pour une zone sans champ :

$$x' = x + l\theta$$

$$\theta' = \theta$$

$$z' = z + l\varphi$$

$$\varphi' = \varphi \tag{11,10}$$

où l est la distance entre les plans xz et $x'z'$ et où on a considéré $\text{tg } \theta = \theta$

7) Considérons un système qui comporte un plan de symétrie. Ce plan porte le nom de *plan médian*, ou *plan radial*. L'axe optique du système est contenu dans ce plan.

Considérons (fig. 3) une particule de quantité de

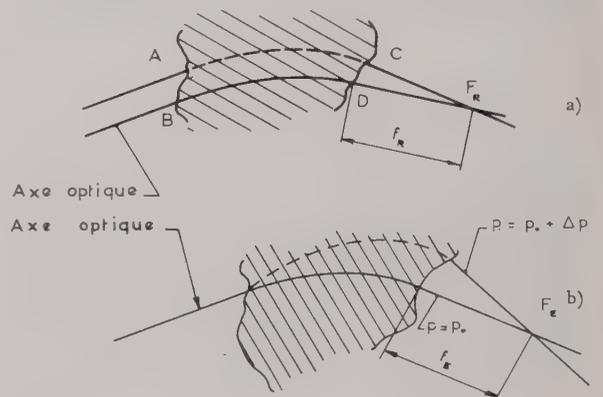


FIG. 3

mouvement p_0 dont la trajectoire est voisine et parallèle à l'axe optique avant de pénétrer dans le système. A la sortie du système la particule suivra une trajectoire rectiligne qui coupe l'axe optique en un point F_R . Ce point s'appelle le foyer radial du système. Toutes les particules de quantité de mouvement p_0 qui pénètrent dans le système suivant des parallèles voisines à l'axe optique passent à leur sortie du système par le foyer F_R .

Tout comme en optique ce point peut être virtuel ou bien se trouver à l'infini. Dans ce dernier cas le système est dit afocal. La figure 3a porte le nom de *diagramme radial*.

Considérons maintenant une particule de quantité de mouvement $p_0 + \Delta p$ qui pénètre dans le système suivant une trajectoire qui coïncide avec l'axe optique (fig. 3b). A la sortie du système sa trajectoire coupe l'axe optique en F_E , le foyer d'énergie. La figure 3b porte le nom de *diagramme d'énergie*.

La surface normale au plan radial, après développement, s'appelle *plan transverse*. On définit similairement un foyer transverse F_T et le diagramme transverse.

Les trois diagrammes radial, d'énergie et transverse, définissent complètement le comportement du système. On voit qu'un système comporte trois foyers F_R , F_E , et F_T , qui en général ne coïncident pas. Un système dont deux foyers coïncident s'appelle un système à double focalisation.

Un système à triple focalisation a les trois foyers coïncidents. Les distances f_R (fig. 3a), f_E (fig. 3b) et f_T ne correspondent pas aux distances focales, car elles sont mesurées à partir du bord du système et non pas à partir d'un plan principal.

8) Les équations II. 8, II.9, et II.10, se prêtent facilement à un formalisme matriciel de la forme (3)

$$\begin{pmatrix} x' \\ \theta' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = M_{RE} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} z' \\ \varphi' \end{pmatrix} = M_T \begin{pmatrix} z \\ \varphi \end{pmatrix}$$

Dans ces équations M_{RE} est la matrice de transfert radial et d'énergie, et M_T est la matrice transverse. Ces matrices s'écrivent :

$$M_{RE} = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (II,11)$$

$$M_T = \begin{pmatrix} c_1 & c_2 \\ d_1 & d_2 \end{pmatrix}$$

où les termes a_i b_i c_i d_i sont les mêmes que ceux qui apparaissent dans les équations II.8, II.9, II.10. Les matrices M_{RE} et M_T ont la propriété suivante :

si

$$\begin{pmatrix} x' \\ \theta' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = M_{RE} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}$$

et

$$\begin{pmatrix} x'' \\ \theta'' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = M'_{RE} \begin{pmatrix} x' \\ \theta' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}$$

alors

$$\begin{pmatrix} x'' \\ \theta'' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = M''_{RE} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}$$

où $M''_{RE} = M_{RE} \times M'_{RE} \quad (II,12)$

similairement $M''_T = M_T \times M'_T$

L'expression (II, 12) montre que si l'on connaît les matrices correspondantes aux éléments qui forment un système (aimants, quadrupôles et régions sans champ), la matrice du système s'obtient par la multiplication de ces matrices.

9) Détermination des matrices M_{RE} et M_T pour le cas des aimants en secteur.

A. Aimants à champ uniforme, l'axe optique étant normal aux faces d'entrée et de sortie de l'aimant.

A l'intérieur de l'aimant l'axe optique est un secteur de cercle de rayon.

$$\rho = \frac{p}{eB}$$

Donc $OA = OC = \rho$ (fig. 4). Pour une particule de quantité de mouvement $p + \Delta p$ le rayon de courbure de sa trajectoire sera $\rho + \Delta\rho$ ou :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta\rho}{\rho}$$

donc

$$O'B = O'D = \rho + \Delta\rho$$

Les coordonnées de la trajectoire à l'entrée et à la sortie de l'aimant sont respectivement $x = AB$ et θ , et $x' = CD$ et θ' .

Au premier ordre $x_0 \ll \rho$, $\text{tg } \theta = \theta = \sin \theta$ et $\frac{\Delta p}{p} \ll 1$.

En utilisant ces simplifications, et en écrivant des simples relations géométriques qui résultent de la figure 4, il vient (4) :

$$x' = x \cos \alpha + \theta \rho \sin \alpha + \rho (1 - \cos \alpha) \frac{\Delta p}{p}$$

$$\theta' = -\frac{x}{\rho} \sin \alpha + \theta \cos \alpha + \sin \alpha \frac{\Delta p}{p} \quad (II,13)$$

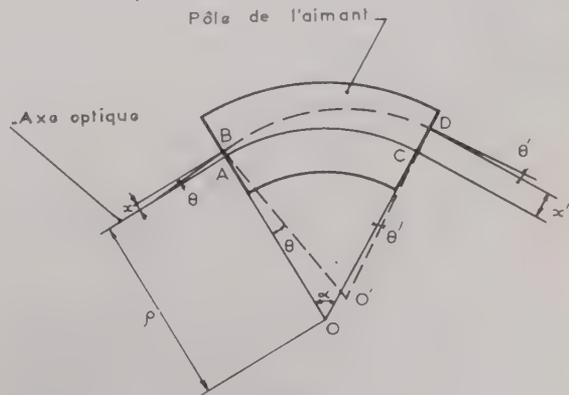


FIG. 4.

(3) Nous suivons ici la présentation utilisée par PENNER S, R.S.I., 32, 150, 1961 et de BELBEOCH R. et BOUNIN P., rapport LHE,5 oct. 1959 (Orsay).

(4) Voir réf. PENNER pour le détail du calcul.

La matrice M_{RE} est donc pour ce cas :

$$M_{RE} = \begin{vmatrix} \cos \alpha & \rho \sin \alpha & \rho (1 - \cos \alpha) \\ -\frac{\sin \alpha}{\rho} & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (II,14)$$

Dans le plan transverse il n'y a, en aucun point, une composante du champ normal à ce plan. Les trajectoires ne souffrent donc aucune déviation dans ce diagramme. Les équations sont donc :

$$\begin{aligned} z' &= z + \alpha \rho \varphi \\ \varphi' &= \varphi. \end{aligned} \quad (II,15)$$

La matrice M_T s'écrit dans ce cas

$$M_T = \begin{vmatrix} 1 & \alpha \rho \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (II,16)$$

B. Aimants à champ uniforme avec entrée et sortie non normales.

La figure 5 montre le cas d'un aimant où l'axe optique n'est pas perpendiculaire à la face d'entrée.

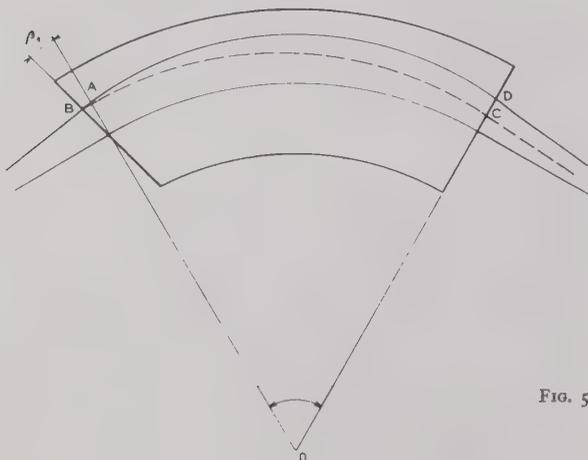


FIG. 5.

Cette figure montre l'effet de l'angle β_1 sur une trajectoire du plan radial. Si $\beta_1 = 0$ la trajectoire serait rectiligne jusqu'au point A. Si $\beta_1 \neq 0$ la trajectoire s'incurve à partir du point B, elle sort de l'aimant en C et non plus en D comme pour $\beta_1 = 0$. On voit donc que aussi bien x' que θ' sont influencées par l'angle β_1 . Un angle β_2 à la sortie de l'aimant a une influence similaire.

On montre que la matrice est [2]

$$M_{RE} = \begin{vmatrix} \cos(\alpha - \beta_1) & \rho \sin \alpha & \rho (1 - \cos \alpha) \\ -\frac{(1 - \text{tg } \beta_1 \text{ tg } \beta_2) \alpha \sin(\alpha - \beta_1 - \beta_2)}{\rho \cos(\beta_1 + \beta_2)} & \frac{\cos(\alpha - \beta_2)}{\cos \beta_2} \sin \alpha + (1 - \cos \alpha) \text{tg } \theta_2 & \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (II,17)$$

Les angles β_1 et β_2 jouent aussi un rôle dans le plan transverse. En effet, lors de son passage à travers les champs de fuites à l'entrée et à la sortie de l'aimant la particule éprouve l'effet d'une composante du champ qui est normale au diagramme

transverse. Cet effet a été mis en évidence par LAVATELLI [3] et COTTE [4]. L'expression de la matrice M_T se trouve par exemple dans PENNER [2]

$$M_T = \begin{vmatrix} 1 - \alpha \text{tg } \beta_1 & \alpha \rho \\ -\frac{1}{\rho} (\text{tg } \beta_1 + \text{tg } \beta_2) & 1 - \alpha \text{tg } \beta_2 \end{vmatrix} \quad (II,18)$$

En inspectant les expressions de M_{RE} et M_T on s'aperçoit que si on fait varier β_1 ou β_2 on influence de façon opposée les diagrammes radial et transverse. Si l'on augmente la puissance de focalisation dans un des diagrammes, on la réduit dans l'autre. Nous verrons plus bas comment des faces tournantes des aimants d'un système d'extraction sont utilisées pour optimiser les réglages.

C. Aimants à champs non uniformes

Les équations des trajectoires de particules ont été établies par D.W. KERST et R. SERBER [5] pour le cas des champs ayant la forme

$$B_z = B_0 \left(1 - n \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \quad (II,19)$$

$$B_x = -n B_0 \frac{z}{\rho_0}$$

des champs de cette forme étant nécessaires pour la réalisation d'accélérateurs circulaires de particules. D'autre part la même forme du champ a été employée par K. SIEGBAHN et N. SVARTHOLM [6] pour la réalisation d'un spectromètre β à double focalisation. Les spectromètres à double focalisation utilisés dans la physique des hautes énergies sont construits sur le même principe (voir chapitre sur spectromètres).

Dans les formules II,19 B_0 est la valeur du champ le long de la trajectoire moyenne, qui a un rayon

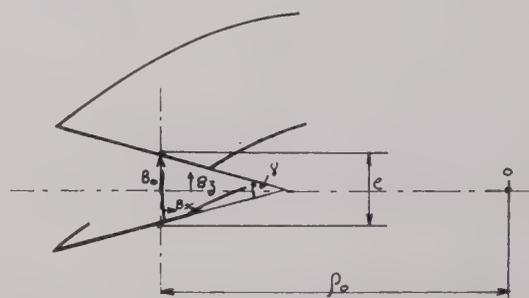


FIG. 6.

$$M_{RE} = \begin{vmatrix} \cos(\alpha - \beta_1) & \rho \sin \alpha & \rho (1 - \cos \alpha) \\ -\frac{(1 - \text{tg } \beta_1 \text{ tg } \beta_2) \alpha \sin(\alpha - \beta_1 - \beta_2)}{\rho \cos(\beta_1 + \beta_2)} & \frac{\cos(\alpha - \beta_2)}{\cos \beta_2} \sin \alpha + (1 - \cos \alpha) \text{tg } \theta_2 & \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (II,17)$$

ρ_0 par rapport à l'origine O. B_z est la valeur du champ en un point du plan radial qui se trouve à une distance ρ de O. B_x est la composante du champ perpendiculaire au plan transverse à un point qui se trouve à une distance z du plan médian (fig. 6).

On obtient un champ qui a une telle distribution en inclinant les surfaces des pôles par rapport au plan médian d'un angle γ donné par

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{en}{\rho_0} \text{ où } e \text{ est l'entrefer à } \rho = \rho_0 \quad (\text{II,20})$$

et où n , l'indice du champ, est défini par II,19.

D.L. JUDD [7] a montré que les propriétés focalisantes d'un tel aimant sont équivalentes à un aimant à champ uniforme aussi bien dans le diagramme radial que dans le diagramme transverse, ayant des angles :

$$\begin{aligned} \alpha' &= \sqrt{1-n} \alpha \text{ dans le diagramme radial et} \\ \alpha'' &= \sqrt{n} \alpha \text{ dans le diagramme transverse.} \end{aligned}$$

On voit donc qu'un tel aimant a des propriétés focalisantes aussi dans le plan transverse. Cela est dû au fait qu'en chaque point du plan transverse à l'exception des points situés sur l'axe optique il existe une composante du champ normal à ce plan. Si $n = \frac{1}{2}$, alors $\sqrt{1-n} = \sqrt{n}$, et les diagrammes radial et transverse deviennent identiques (voir fig. 7).

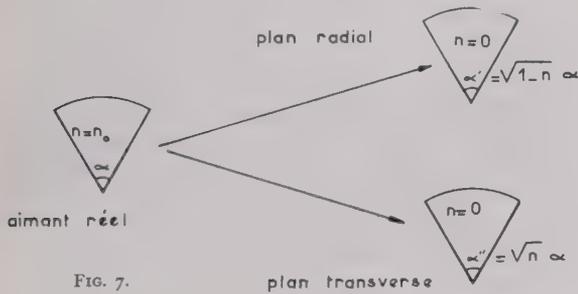


Fig. 7.

Un aimant à $n = 1/2$ a donc les mêmes propriétés focalisantes dans les deux plans, ses foyers F_R et F_T seront confondus et l'aimant est dit à double focalisation.

Pour les aimants à indice n , les matrices sont

$$M_{RE} = \begin{vmatrix} \cos \sqrt{1-n} \alpha & \frac{\rho_0}{\sqrt{1-n}} \sin \sqrt{1-n} \alpha & \frac{\rho}{1-n} \left(1 - \cos \sqrt{1-n} \alpha\right) \\ -\frac{\sqrt{1-n}}{\rho_0} \sin \sqrt{1-n} \alpha & \cos \sqrt{1-n} \alpha & \frac{1}{\sqrt{1-n}} \sin \sqrt{1-n} \alpha \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

$$M_T = \begin{vmatrix} \cos \sqrt{n} \alpha & \frac{\rho_0}{\sqrt{n}} \sin \sqrt{n} \alpha \\ -\frac{\sqrt{n}}{\rho_0} \sin \sqrt{n} \alpha & \cos \sqrt{n} \alpha \end{vmatrix}$$

10) Détermination des matrices dans le cas de quadrupôles

On démontre [2] que si les pôles d'une lentille quadrupolaire ont une forme hyperbolique, le champ à l'intérieur du quadrupôle est tel que

$$\frac{dB_z}{dx} = -\frac{dB_x}{dz} = \text{constant} \quad (\text{II,21})$$

Donc un gradient constant et de même valeur existe dans les deux plans de symétrie du quadrupôle. H.A. ENGE [8] a montré que les relations entre les coordonnées d'une trajectoire à l'entrée et à la sortie d'un quadrupôle sont

$$x' = x \cosh kl + \frac{\theta}{k} \sinh kl \quad (\text{II,22})$$

$$\theta' = xk \sinh kl + \theta \cosh kl$$

$$\text{et } z' = z \cos kl + \varphi \sin kl \quad (\text{II,23})$$

$$\varphi' = -zk \sin kl + \varphi \cos kl$$

où l est la longueur du quadrupôle (*) et où

$$k = \sqrt{\frac{1}{B\rho} \frac{dB_z}{dx}}$$

$$\text{pour des électrons } k = 5,5 \cdot 10^{-2} \frac{1}{a} \sqrt{\frac{NI}{W}}$$

NI = ampère-tours par pôle W = l'énergie des électrons (MeV) a = diamètre cylindre inscrit (cm).

$B\rho$ étant la rigidité magnétique de la particule considérée. Au premier ordre il n'y a pas de termes en $\Delta p/p$.

Les équations II,22 et II,23 montrent qu'un quadrupôle est convergent dans un des plans de symétrie, et divergent dans l'autre. Les matrices s'écrivent

$$M_{\text{convergent}} = \begin{vmatrix} \cos kl & \frac{1}{k} \sin kl & 0 \\ -k \sin kl & \cos kl & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

$$M_{\text{divergent}} = \begin{vmatrix} \cosh kl & \frac{1}{k} \sinh kl & 0 \\ k \sinh kl & \cosh kl & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

(*) La longueur L est la longueur « efficace » du quadrupôle. Elle tient compte des champs de bord à l'entrée et sortie du quadrupôle. On emploie souvent :

$$L = l + \varepsilon a$$

où l est la longueur du quadrupôle, a le diamètre du cercle inscrit tangent aux pôles et ε un facteur compris entre 0,3 et 0,7.

11) Détermination de la matrice correspondant à une région sans champ.

Les équations II.10 donnent directement.

$$M = \begin{vmatrix} 1 & l & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

La matrice M est évidemment valable pour tous les plans qui contiennent l'axe optique.

12) Détermination des points conjugués.

Considérons un élément — aimant en secteur ou quadrupôle — et une source de particules comme indiqué dans la figure 8. La source est située sur

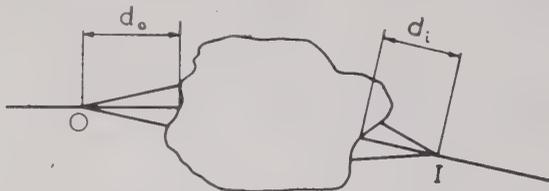


FIG. 8.

l'axe optique à une distance d_0 de la face d'entrée de l'élément.

Toutes les particules ayant la quantité de mouvement p_0 seront refocalisées en un point I qui se trouve sur l'axe optique à une distance d_i de la face de sortie de l'élément. Les points O et I (objet et image) s'appellent des points conjugués. La méthode matricielle nous permet de déterminer la relation entre d_0 et d_i , donc de déterminer le point image correspondant à un point objet quelconque. Écrivons la matrice qui dans le plan de la figure 8 relie les coordonnées en O et I d'une trajectoire

$$M = M_{d_0} \times M_e \times M_{d_i} = \begin{vmatrix} A & B & C \\ D & E & F \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (II,24)$$

où M_{d_0} et M_{d_i} sont les matrices correspondant à l'espace sans champ, côté objet et image respectivement, et où M_e est la matrice de l'élément magnétique. Les coefficients A, B, \dots sont donc des fonctions des éléments de la matrice M_e et de d_0 et d_i . La première ligne de la matrice M signifie :

$$x_i = Ax_0 + B\theta_0 + c \frac{\Delta p}{p} = 0 \text{ au point image} \quad (II,25)$$

or

$x_0 = 0$ et $\frac{\Delta p}{p} = 0$ (nous considérons des particules monocinétiques), donc :

$$x_i = B\theta_0 = 0 \quad (II,26)$$

Cette relation doit être valable pour tous les

angles θ_0 avec lesquels les particules quittent O . Il faut donc que

$$B = 0 \quad (II,27)$$

B étant une fonction de d_0 et d_i la relation II,27 définit la corrélation cherchée entre d_0 et d_i .

Le même procédé s'applique dans le cas d'un système comprenant plusieurs éléments. Dans ce cas la matrice M s'obtient en multipliant les matrices de tous les éléments et de toutes les régions sans champ.

13) Grandissement.

Si dans le cas précédent $x_0 \neq 0, B = 0$, alors pour des particules monocinétiques ($\frac{\Delta p}{p} = 0$) :

$$x_i = Ax_0 \quad (II,28)$$

Le coefficient A représente donc le rapport x_i/x_0 et porte le nom de *grandissement linéaire*.

On montre similairement que

$$E = \frac{\theta_i}{\theta_0}$$

E porte le nom de *grandissement angulaire*.

14) Dispersion

Si nous considérons maintenant des particules émises par l'objet O mais ayant une quantité de mouvement $p = p_0 + \Delta p$, nous observons qu'en I leur coordonnée $x_i p$ sera modifiée par rapport à x_i par la quantité

$$C \frac{\Delta p}{p}$$

Le coefficient C représente la dispersion du système. Il mesure l'écart par rapport au point I des trajectoires décrites par des particules ayant une quantité de mouvement différente de p_0 ; la dispersion s'exprime en cm par pourcent de variation de p .

III. Systèmes d'extraction

Un des plus grands avantages que présente un accélérateur linéaire par rapport à une machine circulaire est la grande facilité avec laquelle on peut obtenir un faisceau très fin et presque mono-énergétique. Le faisceau de l'accélérateur d'Orsay par exemple a une divergence de quelques millièmes de radians et son spectre d'énergie présente une dispersion de quelques pourcents seulement. En plus, il suffit de placer à la fin de la machine une fenêtre mince (nous avons utilisé des feuilles de 50μ d'aluminium) pour obtenir un faisceau extérieur. À l'aide d'un système d'extraction les qualités du faisceau « brut » sont encore améliorées : on peut obtenir sur la cible un faisceau bien focalisé (dimension transversales de quelques millimètres) et dont la dispersion

en énergie peut être réduite jusqu'à 0,2 %. De plus à l'aide de plusieurs systèmes d'extraction on peut obtenir plusieurs faisceaux utilisables pour des expériences, en augmentant de cette manière la flexibilité de l'installation. L'accélérateur d'Orsay est formé de quatre tranches, chacune pouvant augmenter l'énergie des électrons de 250 MeV. Nous avons installé des systèmes d'extraction après la 1^{re}, la 2^e et la quatrième tranche. Nous disposons ainsi en ce moment de trois salles de cible, l'énergie disponible dans ces salles étant respectivement 250, 500 et 1 000 MeV (fig. 9). Comme dans tout système d'extraction le faisceau direct de l'accélérateur est dévié plusieurs fois, ces systèmes sont aussi connus sous le nom de systèmes de déviation ou simplement de déviations.

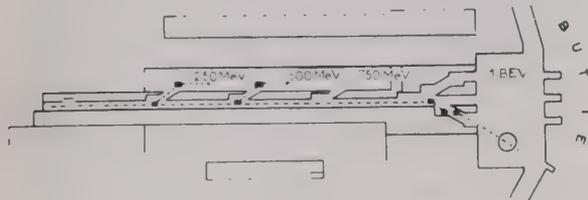


FIG. 9.

2. Déviations à deux aimants.

Le système de déviation le plus simple est formé de deux aimants. Le rôle du premier aimant est de dévier le faisceau et de lui donner une dispersion importante. Des fentes d'analyse placées sur le faisceau dévié, permettent de déterminer la bande d'énergie des électrons transmis.

Le deuxième aimant refocalise le faisceau sur la cible (fig. 10). Des déviations de ce type ont été

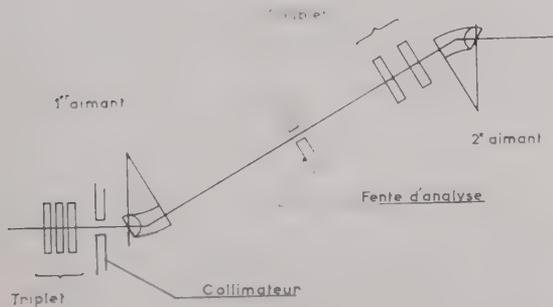


FIG. 10.

construites pour la machine de Stanford (Californie) et pour les salles 250 et 500 MeV à Orsay. Aussi bien le système de Stanford que ceux d'Orsay ont déjà été décrits [9, 10, 11]. Nous nous limiterons donc à donner ici un résumé de leurs caractéristiques en prenant comme modèle la déviation à 500 MeV. (fig. 10) (4).

(4) Ce système a été étudié et mis au point par LEBOUTET, PINEL et Mme AUCOUTURIER, C.S.F.

Les deux aimants sont de constructions identiques chacun ayant une face polaire tournante. Ces faces tournantes se trouvent respectivement à l'entrée du premier et à la sortie du deuxième aimant. Elles servent à obtenir sur la cible les conditions de focalisation requises par l'expérience.

La figure 11 représente le diagramme d'énergie du système.

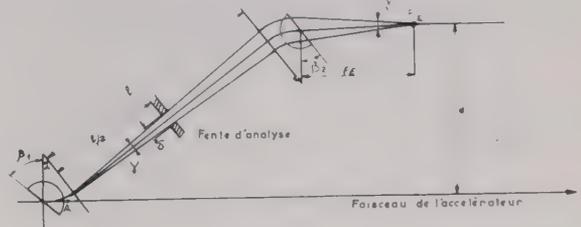


FIG. 11.

On montre que :

$$f_E = \frac{\rho (1 - R_2)}{\text{tg } \alpha} \quad (\text{III},1)$$

où ρ est le rayon de la trajectoire moyenne, α est l'angle de déviation et $R_2 = \text{tg } \beta_2 / \text{tg } \alpha$. Le foyer d'énergie du premier aimant est virtuel et se trouve en A, à l'intersection de l'axe incident avec l'axe dévié. La séparation angulaire γ entre deux trajectoires correspondant à des électrons dont les quantités de mouvement diffèrent de Δp est

$$\gamma = \frac{\Delta p}{p} \frac{d}{\rho} (1 - R_2) \sin \alpha \quad (\text{III},2)$$

Si l'ouverture de la fente d'analyse est δ les électrons transmis ont une dispersion

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\delta}{d} \quad (\text{III},3)$$

à condition que le faisceau incident soit parallèle et que le foyer radial du premier aimant coïncide avec la position de la fente. Pour des particules relativistes ($E \gg m_0 c^2$) :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta p}{p}$$

et la relation III.3 peut donc s'écrire :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\delta}{d} \quad (\text{III},3')$$

Si le foyer radial du premier aimant se trouve à une distance ϵ de la fente d'analyse,

$$\frac{\Delta E'}{E} = \frac{\delta}{d} + \frac{\Delta a}{\rho} f(\epsilon) \quad (\text{III},3'')$$

où Δa est la dimension transversale du faisceau primaire. La face tournante du premier aimant doit donc être réglée de façon que $\varepsilon = 0$ si l'on désire obtenir une faible dispersion du faisceau analysé.

La figure 12 montre le diagramme radial du système (dans cette figure nous avons représenté le cas $\varepsilon = 0$).

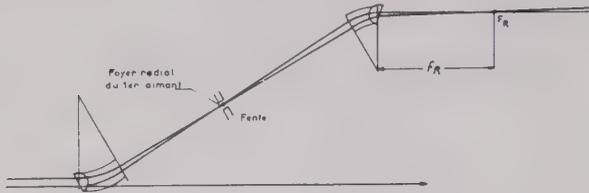


FIG. 12.

On trouve que :

$$f_R = \frac{\rho (A - R_2)}{\operatorname{tg} \alpha} \quad (\text{III,4})$$

où

$$A = \frac{(d/\rho - 2) (1 - R_1) - R_1 \sec \alpha}{(d/\rho - 2) (1 - R_1) + (1 - 2 R_1) \sec \alpha}$$

et

$$R_1 = \operatorname{tg} \beta_1 / \operatorname{tg} \alpha .$$

La distance au foyer transverse est donnée par

$$f_T = \frac{\rho}{\operatorname{tg} \alpha} \cdot \frac{1}{R_2 + \frac{R_1}{1 - R_1 l / \rho \operatorname{tg} \alpha}} \quad (\text{III,5})$$

Toutes ces relations sont valables pour un faisceau direct sans divergence. Dans l'analyse faite par K.L. BROWN [10] on trouve les corrections qu'il faut appliquer si cette condition n'est pas satisfaite.

Si nous imposons la condition de dispersion optimale $\varepsilon = 0$, l'angle β_1 est imposé et le seul paramètre réglable du système est β_2 .

Pour les expériences de physique il est désirable que les dimensions transversales du faisceau incident sur la cible soient les plus petites possibles. La solution idéale serait d'obtenir une triple focalisation à l'emplacement de la cible. Cette condition ne peut être réalisée avec le système à deux aimants, car β_2 agit simultanément sur F_E , F_R et F_T , et les courbes $f_E = f(\beta_2)$, $f_R = \varphi(\beta_2)$ et $f_T = \Psi(\beta_2)$ ne présentent pas de point commun. Les points d'intersection de ces courbes deux par deux représentent des points de double focalisation. La double focalisation transverse et en énergie correspond au réglage le plus utile pour les expériences. Ce réglage donne, d'une part, la plus faible dimension verticale du faisceau, ce qui conduit à une meilleure résolution du spectromètre (voir chapitre IV). D'autre part la dimension latérale du faisceau est déterminée par le grandissement linéaire dans le plan radial du système. On peut montrer que ce grandissement est voisin de 2. On peut donc contrôler cette dimension du faisceau en agissant sur l'ouverture du collimateur placé avant le premier aimant (fig. 10).

Le système est complété par deux groupes de lentilles quadrupolaires. Le premier groupe est formé par un triplet T (12) qui est placé sur l'axe du faisceau direct entre le collimateur et le premier aimant. Son rôle est de rattraper toute divergence du faisceau de l'accélérateur. Il peut aussi être utilisé avec le deuxième groupe de quadrupôles pour donner une plus grande flexibilité de réglage au système. Les quadrupôles θ_1 et θ_2 qui forment ce deuxième groupe [13] (fig. 10) ont comme rôle de réduire la divergence du faisceau à l'entrée dans le deuxième aimant. De cette manière le système peut transmettre une bande d'énergie plus grande que celle qui est imposée par la largeur des pôles du 2^e aimant en l'absence de θ_1 et θ_2 .

Ce système a permis d'obtenir un faisceau de caractéristiques suivantes lors des essais de réception de l'accélérateur :

courant moyen 0,6 μ ampères

largeur de bande 2,8 %

dimensions transversales du faisceau < 8 mm.

3.3. LE SYSTÈME DE DÉVIATION A 1 BEV

3.3.1. Description du système

Pour la salle de cible à 1 BeV nous avons étudié et construit un système d'extraction à trois aimants. Les 3 aimants sont de construction identique, sans faces tournantes, l'axe optique étant normal aux faces d'entrée et de sortie des trois aimants (fig. 13).

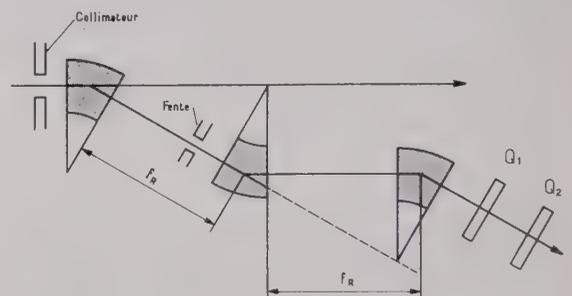


FIG. 13.

Les aimants dévient le faisceau alternativement à droite et à gauche.

Si les distances entre les aimants sont choisies de façon que le foyer radial F_R de chaque aimant se trouve au centre de l'aimant suivant, la matrice dans le plan radial du système s'écrit [2] :

$$M_{R_E} = \begin{vmatrix} -1 & \left[\cotg \alpha - \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right] & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Cette matrice indique que :

- l'agrandissement linéaire = - 1
- l'agrandissement angulaire = - 1
- la dispersion est nulle

Un système ayant ces propriétés est un système afocal, non dispersif : il transforme un faisceau parallèle en un faisceau toujours parallèle, quelle que soit la quantité de mouvement des particules.

De même dans le plan transverse le système est afocal, l'axe optique étant normal à toutes les faces. Le système transforme donc un faisceau cylindrique en un faisceau toujours cylindrique quelle que soit la quantité de mouvement des particules.

Un tel système a été suggéré par LEBOUTET et PINEL [14] pour la réalisation d'un debuncher. Le Dr K.L. BROWN, lors de sa visite dans notre laboratoire, nous a donné l'idée d'utiliser ce système dans le rôle de déviation. P. BOUNIN et R. BELBOECH [15] ont calculé les aberrations du système dues aux termes du deuxième ordre. Leurs calculs montrent que, grâce à ses propriétés de symétrie, le système présente des aberrations très faibles. Par exemple :

Un rayon $x_0 = 10$ mm, $\theta_0 = 10^\circ$, $\frac{\Delta p}{p} = 25\%$ ressort avec, à 8 m de la face de sortie du dernier aimant, $x = -6$ mm, $\theta = -10^\circ 16'$,

En plus des trois aimants, la déviation comporte un collimateur, une fente d'analyse F , un doublet de quadrupôles θ_1 et θ_2 et des bobines de guidage (fig. 13). Le rôle du collimateur est de définir le point d'entrée du faisceau dans le 1^{er} aimant et de limiter les dimensions transversales de ce faisceau. La fente F devrait se trouver au centre du 2^e aimant, le foyer radial du 1^{er} aimant (voir équations III,3'). Cette solution présentant des grandes difficultés techniques, nous l'avons installée juste avant le 2^e aimant, ce qui entraîne une perte de résolution de $\sim 0,1\%$. Le doublet θ_1 , θ_2 est le seul élément focalisant du système ; il doit contrôler les dimensions transversales du faisceau incident sur la cible.

Les avantages du système sont premièrement une grande facilité de réglage (les dimensions du faisceau incident sur la cible sont déterminées à l'aide de deux paramètres : les courants dans les deux quadrupôles θ_1 et θ_2) et, deuxièmement une grande flexibilité d'utilisation car on peut focaliser le faisceau sur une cible placée à un point quelconque de l'axe dévié.

3.3.2. Construction des aimants

a) Les paramètres principaux des aimants sont :

1) L'angle de déviation $\alpha = 28^\circ$. Cette valeur nous a été imposée par la disposition du bâtiment.

2) Rayon de courbure moyen $\rho = 433$ cm. Cette valeur de ρ correspond à un champ de $\sim 16\ 000$ gauss pour des électrons de 2 BeV (?).

3) Largeur des pôles $l = 35,5$ cm. La largeur des pôles est imposée par la bande d'énergie que le système doit pouvoir transmettre. Nous avons considéré $\Delta E/E = 6\%$, ce qui donne $l \cong 26$ cm (voir équation 3.3').

Il a fallu augmenter cette valeur à la valeur de 35,5 cm pour tenir compte de la nonuniformité du champ au voisinage des bords des pôles.

4) L'entrefer $e = 5$ cm. Le faisceau direct de l'accélérateur a des dimensions transversales de l'ordre de 2 cm et une divergence maximum de $[2 \times 10^{-3}$ radians. La valeur choisie pour e doit assurer que le faisceau ne frappe pas les pôles des aimants.

Le choix de ces paramètres a mené à la construction d'aimants ayant les caractéristiques suivantes :

Hauteur : 65 cm

Largeur : 107 cm

Longueur : 210 cm

Poids : 10,2 tonnes.

Nombre de spires : 2×60

Courant maximum 700 A sous 130 V (300 A pour 1 BeV).

Conducteurs en cuivre électrolytique de section carrée 11×11 mm avec un canal central $6,4 \times 6,4$ mm pour l'eau de refroidissement.

Echauffement maximum 30°C pour un débit d'eau de refroidissement de $2,7$ m³/h.

Les détails de construction sont indiqués dans la figure 14 qui représente une section normale à l'axe optique. On y distingue les particularités suivantes :

1. La valeur de l'entrefer est déterminée par les colonnettes C en acier amagnétique. Les colonnettes pour les trois aimants ont été usinés ensemble de manière que leur hauteur soit la même à $2\ \mu$ près. Cette précaution garantit les entrefers identiques pour les trois aimants.

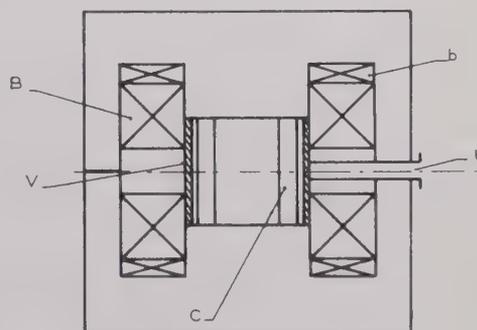


FIG. 14.

2) La chambre à vide est formée par les pôles mêmes et par une enceinte latérale V en acier inoxydable amagnétique, ce qui augmente le volume utilisable par le faisceau, d'où une grosse économie de la puissance électrique et du poids de l'aimant. L'enceinte V est soudée aux pôles (?).

3) Des bobines supplémentaires (b) sont prévues pour permettre des petites variations du champ autour de la valeur imposée par les bobines principales (B).

(?) De cette manière, les mêmes aimants seront utilisés si l'extension de l'accélérateur à 2 BeV est entreprise.

(?) Nous avons essayé de réaliser l'étanchéité par l'écrasement d'un point métallique entre V et les pôles, mais sans succès.

4) Des trous de visite (*t*) sont prévus radialement. Ils permettent l'introduction de sondes pour les mesures du champ.

3.3.3. Détermination des corrections sur les pôles

Nous avons prévu sur les pôles trois types de correction.

a) Corrections le long des bords des pôles. Ces corrections ont pour but d'augmenter la largeur utile (*) des pôles. La forme à donner à ces corrections a été déterminée à l'aide de mesures faites sur des maquettes dans la cuve rhéoelectrique. Les courbes de la figure 15 donnent les résultats des mesures

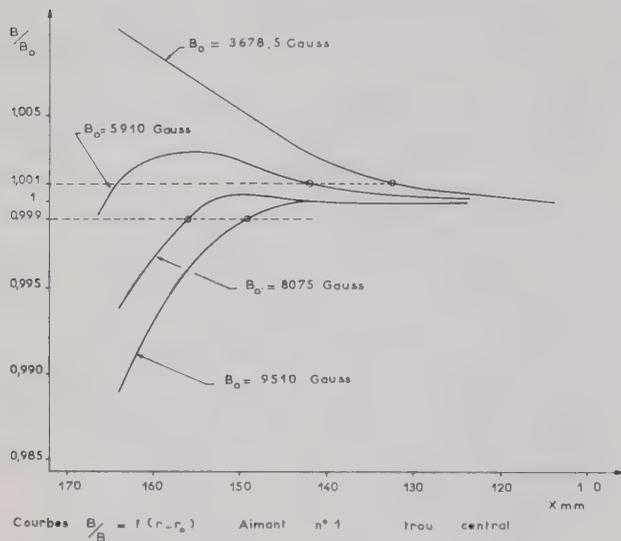


FIG. 15.

faites sur un aimant. Elles montrent que la correction est trop forte pour $B_0 < 8\ 000$ gauss et trop faible pour des valeurs plus grandes du champ. Néanmoins les corrections augmentent la largeur utile des pôles d'une valeur égale à l'entrefer. En particulier, à $B_0 = 8\ 000$ gauss (correspondant à ~ 1 BeV) la largeur utile atteint 87 % de la largeur totale des pôles.

b) La présence des champs de fuite à l'entrée et à la sortie d'un aimant a comme effet un allongement de l'aimant [16] ce qui mène à un angle de déviation plus grand que celui prévu.

A l'aide de mesures faites dans la cuve rhéoelectrique sur maquette, nous avons pu prédéterminer la réduction en longueur des pôles, ainsi que la forme à donner aux faces des aimants pour que l'angle « magnétique » soit égal à 28° .

Nous avons pu mesurer la variation du champ le long de la trajectoire moyenne à l'entrée de l'aimant

(*) A l'intérieur de la largeur utile $\frac{\Delta B}{B_0} < 10^{-3}$.

(fig. 16) et nous avons déterminé par intégration graphique de la courbe $B = f(l)$ la position de la face d'entrée d'un aimant idéal sans champ de fuite. La

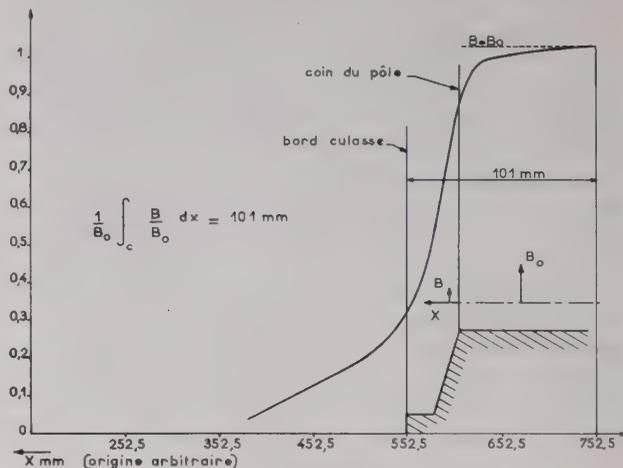


FIG. 16.

figure 16 montre que la face de cet aimant idéal coïncide à un millimètre près avec la face de l'aimant réel ; l'angle de déviation de cet aimant est donc bien de 28° .

c) Les courbes équichamp à l'entrée et à la sortie d'un aimant dans le plan médian ne sont pas des droites parallèles aux faces de l'aimant. Elles présentent une convexité vers l'extérieur dont l'importance augmente en s'éloignant de l'axe optique. Pour le 1^{er} et le 3^e aimant cet effet est sans importance, le faisceau étant concentré au voisinage de l'axe optique. Par contre, cette distorsion des lignes équichamp pourrait introduire des aberrations dans le 2^e aimant. Pour éviter cet effet nous avons rapporté des plaquettes d'acier doux de diverses épaisseurs sur les faces verticales des extrémités des pôles. Le profil de ces plaquettes a été déterminé expérimentalement, et nous avons pu obtenir des lignes équichamp droites sur une largeur de 20 cm.

3.3.4. Mesure de champ et étalonnage

Nous avons tracé des cartes de champ dans le plan médian d'un des aimants, à l'aide d'une sonde à effet Hall et d'une sonde à résonance protons. Sur toute la surface des pôles le champ était uniforme à mieux que 10^{-3} .

L'étalonnage en énergie a été fait par la méthode de l'hodoscope. Cette méthode consiste à passer par l'aimant un fil qui est tendu avec une force P et dans lequel circule un courant I . On montre [9] que, si le fil est supposé sans poids et parfaitement flexible, il prend une position qui coïncide avec la trajectoire d'une particule dont la quantité de mouvement est :

$$p = 2,943 \frac{P}{I}$$

et dont l'énergie pour un électron :

$$E = 2,943 \frac{P}{I} - 0.51$$

où p est donné en MeV/c, E en MeV, P en grammes et I en ampères.

En utilisant cette méthode on tient compte des effets des champs de bord et de toutes les inégalités du champ le long de la trajectoire. On évite de cette manière la nécessité de tracer une carte complète de la distribution du champ, ainsi que le calcul pénible d'une trajectoire dans la configuration de champ donnée par la carte.

A un bout, le fil est suspendu à un point fixe, tandis que à l'autre bout le fil passe sur une poulie pour supporter un poids P qui détermine la tension dans le fil. Le point fixe est placé à l'aide d'un théodolite sur l'axe du faisceau direct de l'accélérateur, la poulie étant placée sur l'axe du faisceau dévié, à l'emplacement prévu pour la fente d'analyse. Pour chaque valeur du champ dans l'aimant, on détermine le courant dans le fil pour que la direction de celui-ci coïncide avec l'axe du faisceau direct à l'entrée de l'aimant. Cette condition est vérifiée à l'aide du théodolite.

Le courant dans le fil était fourni par une alimentation stabilisée en courant à 10^{-4} , la valeur absolue du courant étant connue à 10^{-3} près. La poulie avait un diamètre de 10 cm. Son axe étant suspendu par des roulements à billes de faible diamètre.

Nous avons vérifié que le frottement dans ces roulements correspondait à une force de l'ordre de 20 mg, à la périphérie de la poulie. Les poids utilisés étant supérieurs à 200 g, l'erreur commise sur la tension dans le fil ne dépassait pas 0,1 %. En tenant compte aussi des erreurs d'alignement nous estimons que l'erreur totale des mesures d'étalonnage est de 0,3 %.

IV. Spectromètres

4.1. CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES ET DÉFINITIONS

Nous avons indiqué dans l'introduction qu'un spectromètre doit permettre à l'expérimentateur d'obtenir le spectre des particules produites par la réaction qui a lieu dans la cible, c'est-à-dire de tracer la courbe :

$$\frac{\Delta N}{\Delta p} = f(p) \quad (IV,1)$$

où ΔN est le nombre de particules émises par unité d'angle solide et dont la quantité de mouvement est comprise entre p et $p + \Delta p$.

D'une manière générale, un spectromètre est donc un aimant, ou un groupe d'aimants, qui est suivi par une fente d'analyse dont l'ouverture définit la bande Δp des particules qui sont détectées par un appareil placé derrière cette fente. En changeant le champ dans le spectromètre on fait varier la valeur de p à laquelle on fait le comptage. On obtient de cette manière un spectre

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = f(p) \quad (IV,2)$$

si l'on a déterminé préalablement la courbe $p = f(B)$ l'étalonnage du spectromètre.

Dans IV,2, n représente le nombre de particules détectées.

Pour passer de n à N il faut connaître l'angle solide Ω du spectromètre :

$$N = \frac{n}{\Omega} \quad (IV,3)$$

Pour faire des mesures absolues il est donc essentiel de connaître Ω avec précision et de s'assurer que Ω est indépendant de la valeur du champ.

La capacité d'un spectromètre de séparer des particules de quantités de mouvement différentes est indiquée par le pouvoir résolvant, ou la résolution R de l'appareil.

La résolution est l'inverse du pouvoir résolvant, elle s'exprime en pourcents, et représente la largeur à la base d'une « ligne » correspondante à un groupe de particules monocinétiques émises par la source. Si la fente est placée au point image de la source, on peut montrer que :

$$R = \frac{gs + x}{l} \quad (IV,4)$$

où s est la dimension de la source, normale à l'axe optique ⁽¹⁰⁾ x l'ouverture de la fente, g et D respectivement le grandissement linéaire et la dispersion du spectromètre ⁽¹¹⁾. Pratiquement R représente l'écart minimum $\Delta p/p$ entre deux groupes de particules monocinétiques que le spectromètre peut séparer.

Le rapport Ω/R est un bon critère pour juger de la qualité d'un spectromètre, un grand angle solide assurant un taux de comptage élevé, et une faible résolution permettant une bonne séparation de particules de p différent.

Les particules émises par la source avec une quantité de mouvement p_0 seront refocalisées dans un point image I_0 ; des particules d'une quantité de mouvement p_1 seront refocalisées à un autre point I . Le lieu des points I porte le nom de *surface image*. Pour des variations faibles de p cette surface peut, en général, être assimilée à un plan, le *plan image*.

4.2. LE SPECTROMÈTRE A DOUBLE FOCALISATION

4.2.1. Théorie du spectromètre à double focalisation

La théorie des spectromètres à double focalisation a été étudiée en détail, tenant compte aussi des termes d'ordre supérieur, pour pousser à la limite les excellentes qualités d'angle solide et de résolution

⁽¹⁰⁾ Dans notre dispositif expérimental s représente la dimension verticale du faisceau incident. Pour obtenir une bonne résolution il faut que cette dimension soit faible, que le foyer vertical transverse du système d'extraction coïncide avec la cible (voir chapitre III).

⁽¹¹⁾ Si la fente ne se trouve pas au point image la résolution est moins bonne.

de ces appareils. Ce type de spectromètre a été développé pour des mesures de spectroscopie β . La théorie au premier ordre a été établie par N. SVARTHOLM et K. SIEGBAHN [6], qui ont aussi construit le premier de ces appareils, en se basant sur les équations de mouvement des particules dans des champs à gradient établies par KERST et SERBER [5]. SCHULL et UENISON [5] ont développé la théorie aux deuxième et troisième ordres. Dans le type de spectromètre étudié par les auteurs, aussi bien la source que le détecteur se trouvaient dans le champ magnétique du spectromètre. Cela était possible, la source étant un élément radioactif et le détecteur étant du type Geiger-Müller. Par contre, dans les expériences de physique de haute énergie la source est constituée par la cible frappée par le faisceau de l'accélérateur, et le détecteur est, dans la majorité des cas, un détecteur à scintillation. Ni la cible ni le détecteur ne peuvent être logés dans le champ. Pour ces raisons D.L. JUDD [7] a établi la théorie au premier ordre du spectromètre à double focalisation, où la source et le détecteur sont en dehors du champ. D.L. JUDD et S.A. BLUDMAN [17] ont établi la théorie au deuxième ordre pour ce type d'aimant. Cette théorie montre que :

a) La distribution du champ doit être de la forme :

$$B_z = B_0 \left[1 - n \frac{\Delta r}{r_0} + \beta \left(\frac{\Delta r}{r_0} \right)^2 - \gamma \left(\frac{\Delta r}{r_0} \right)^3 \dots \right] \quad (\text{IV},5)$$

dans le plan de symétrie de l'aimant ou $\Delta r = r - r_0$ r_0 est le rayon de courbure de la trajectoire moyenne, r le rayon au point où on mesure le champ B_z et B_0 , la valeur du champ pour $r = r_0$.

Pour satisfaire la condition de double focalisation il faut que $n = 1/2$ ⁽¹²⁾

Les paramètres β et γ doivent être choisis pour réduire au minimum les aberrations. Pour β , deux valeurs sont possibles : $\beta = 1/8$ et $\beta = 3/8$. Chacune de ces valeurs de β annule les aberrations dans un des plans radial ou transversal. Dans les applications qui nous intéressent, $\beta = 1/8$, pour obtenir une résolution optimum. Le choix du paramètre γ , est déterminé par la nécessité de tenir compte des effets dus aux champs de bord. Les détails de cette théorie sortent du cadre de cet article.

b) Si d_0 et d_t représentent les distances objet et image de deux points conjugués, on montre que en général :

$$\text{Arc tg } \sqrt{1-n} \frac{d_0}{r_0} + \text{Arc tg } \sqrt{1-n} \frac{d_t}{r_0} + \sqrt{1-n} \alpha = \pi$$

où α est l'angle de déflexion du spectromètre ⁽¹³⁾.

⁽¹²⁾ Voir chapitre II.

⁽¹³⁾ L'équation IV.6 se réfère au plan radial. L'équation équivalente pour le plan transverse s'obtient en remplaçant $\sqrt{1-n}$ par \sqrt{n} dans IV.6. Les deux équations deviennent identiques pour $n = 1/2$.

Si $n = 1/2$, $\alpha = 180^\circ$ on trouve pour des points conjugués symétriques :

$$d_0 = d_t = 0,705 r_0$$

c) La dispersion d'un spectromètre avec $\alpha = 180^\circ$ et $n = 1/2$ est :

$$D = \frac{2(1+g)r_0}{100} \text{ cm}/\Delta p/p \quad (\text{IV},8)$$

où $\Delta p/p$ est exprimé en pourcents, r_0 en cm et g est le grandissement linéaire. Dans le cas de points conjugués symétriques $g = 1$ et

$$D_{\text{symr}} = \frac{4r_0}{100} \text{ cm}/\Delta p/p \quad (\text{IV},8')$$

d) l'angle solide d'un aimant d'indice n est en général

$$\Omega = \frac{S}{r_0^2} \left[\frac{1 + (d_0/r_0)^2}{n(1-n)} + \frac{(d_0)^4}{r_0^2} \right]^{-1/2} \quad (\text{IV},9)$$

où S est la surface libre au passage des particules dans l'entrefer. Pour $n = 1/2$ et pour des points conjugués symétriques :

$$\Omega = 0,4 \frac{S}{r_0^2} \quad (\text{IV},9')$$

4.2.2. Le spectromètre à double focalisation, 180° , 250 MeV/c.

Nous avons installé dans la salle de cible 250 MeV un spectromètre à double focalisation dont le projet a été fait dans notre laboratoire par M. B. BOUTOUYRIE et qui a été construit par la SFAC. Cet aimant est en service depuis trois ans. Les caractéristiques sont :

Angle de déflexion $\alpha = 180^\circ$

Indice $n = 1/2$

Rayon moyen $r_0 = 57,5$ cm

p max = 270 MeV/c pour 16 000 gauss

Largeur des pôles 21 cm

Entrefer moyen 6 cm. Précision : $\pm 0,02$ mm.

Inclinaison des faces polaires : $2,61 \times 10^{-3}$ radian

Diamètre extérieur : 180 cm

Poids : 5,2 tonnes.

Bobines en conducteurs de cuivre électrolytique $10,5 \times 10,5$ mm avec trou central pour eau de refroidissement

Courant maximum : 500 ampères

Débit d'eau de refroidissement 11 : m³/h

Echauffement maximum : 7 °C.

Le spectromètre est monté sur une tourelle qui lui permet de tourner autour d'un axe vertical passant par la cible. Le mécanisme de rotation permet le

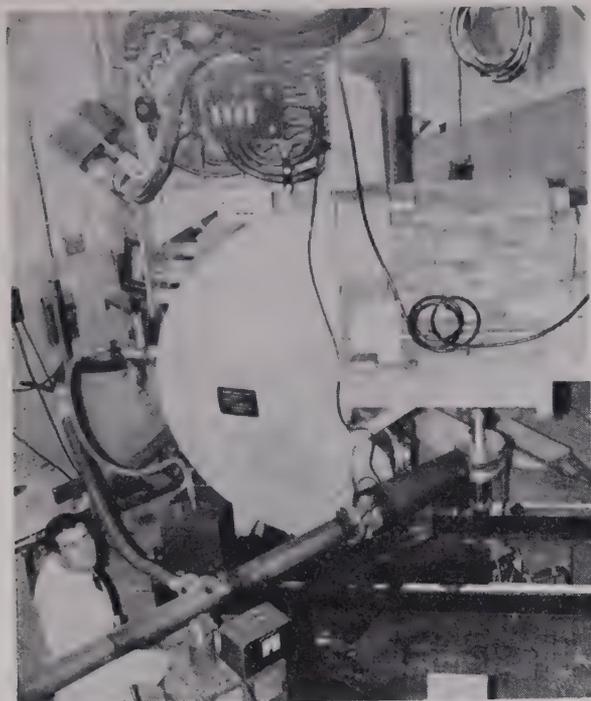


FIG. 17.

positionnement du spectromètre avec une précision de trois minutes d'angle, la commande ainsi que la lecture de la position pouvant se faire à distance.

Cette précision est nécessaire à cause de la variation rapide de la section efficace de certaines réactions en fonction de l'angle mesuré par rapport à l'axe du faisceau incident. Le spectromètre repose

sur la tourelle par l'intermédiaire d'un chariot qui rend possible la variation de la distance d_0 entre la cible et l'aimant.

Sur la face avant du spectromètre est fixée une plateforme qui supporte le détecteur et le blindage. Le poids du blindage peut atteindre 5 tonnes. La figure 17 donne une image de l'ensemble.

Le courant est fourni par un groupe tournant de 100 kW et stabilisé à mieux que 5×10^{-4} . La lecture du courant se fait en mesurant la tension aux bornes d'un shunt de 2×10^{-3} ohm. La stabilité de ce shunt, qui a été calculé et construit dans notre laboratoire, ainsi que tous les autres shunts qui y sont utilisés, est de l'ordre de 10^{-5} pour des variations de courant de 50 à 600 ampères.

Comme pour les aimants de la déviation 1 BeV, nous avons prévu des corrections le long des bords des pôles pour augmenter la zone utile de l'entrefer. Dans l'entrefer se trouve une chambre à vide indépendante, faite en acier inoxydable spécial amagnétique, qui présente trois trous de visite par lesquels on peut introduire des sondes pour la mesure du champ.

Mesure du champ

Nous avons fait des mesures du champ en utilisant une bobine et fluxmètre et une sonde à effet Hall.

La figure 18 montre des courbes B/B_0 en fonction de $\Delta r = r - r_0$ pour plusieurs valeurs de B_0 . On voit que les corrections sont trop fortes pour $B_0 < 13\ 000$ gauss et trop faibles pour des valeurs plus grandes de B_0 . Ce phénomène de corrections inégales pour différentes valeurs du champ est inévitable ; on obtient quand même de cette manière la zone utile la plus grande pour une largeur de pôle donnée.

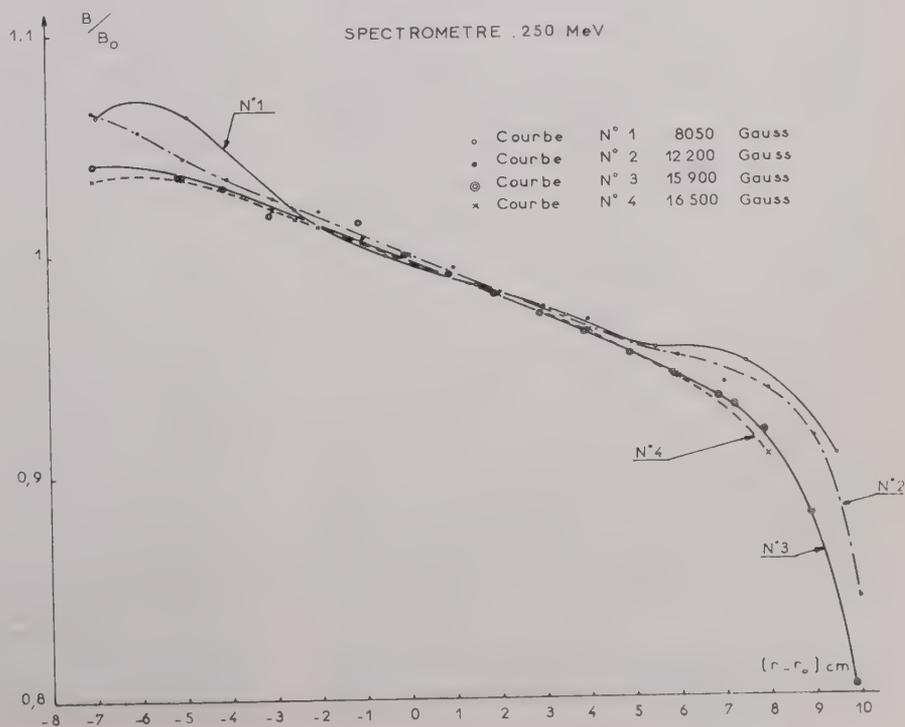


FIG. 18.

Mesure de $\frac{B}{B_0} = f(r - r_0)$

A partir des courbes de la figure IV.2 on peut calculer l'indice n .

$$n = \frac{r_0}{B_0} \left(\frac{\Delta B}{\Delta r} \right)_0$$

où $\left(\frac{\Delta B}{\Delta r} \right)_0$ représente la pente à l'origine de la courbe $B = f(r)$.

En faisant ce calcul nous trouvons :

$$n = 0,50 \pm 0,02$$

Cette valeur est une moyenne sur toutes les mesures. Il existe une faible variation systématique de n (quelques pourcents) en fonction de B_0 , dont il faut tenir compte dans le calcul de la résolution et d'angle solide pour des expériences de grande précision.

Étalonnage

L'étalonnage du spectromètre a été fait à l'aide de la méthode de l'hodoscope que nous avons décrite au paragraphe 3.3.4. Le plan de symétrie du spectromètre étant vertical, il est nécessaire d'introduire une correction qui tient compte du poids du fil utilisé. Pour éviter les incertitudes d'une telle correction, nous avons préféré normaliser l'étalonnage fait avec l'hodoscope en utilisant une calibration absolue que nous avons réalisée à l'aide d'une source de Th. C. ⁽¹⁴⁾.

La source avait une surface dont la largeur était de 5 mm et dont la hauteur ne mesurait que 0,1 mm. Les particules α émises par la source étaient détectées par un compteur à scintillation utilisant du sulfure de zinc comme scintillateur. La surface active du détecteur avait 3 mm de large et 1 mm de haut. Aussi bien la source que le détecteur se trouvaient dans l'enceinte à vide.

La source et le détecteur étaient placés avec une grande précision à l'endroit destiné respectivement à la cible et à la fente d'analyse. Le tableau ci-dessous donne les résultats obtenus :

Energie des particules α -MeV.	Energie des électrons ayant le même $B\rho$ MeV	Tension aux bornes du shunt mV
8,780	127,46	292,67
6,086	106,00	243,21
6,047	105,67	242,41

Détermination des propriétés optiques du spectromètre

a) Nous avons fait des mesures pour déterminer l'emplacement correct de la fente d'analyse. Ces mesures ont été faites à l'aide de la source de ThC et du compteur décrit plus haut. Le compteur pouvait

être déplacé, à l'intérieur du vide du spectromètre, suivant des directions parallèles et normales à l'axe optique à la sortie de l'aimant. Pour chaque position du détecteur nous avons tracé le spectre du groupe des particules α de 8,78 MeV et avons calculé la résolution correspondante. La figure 19 donne les

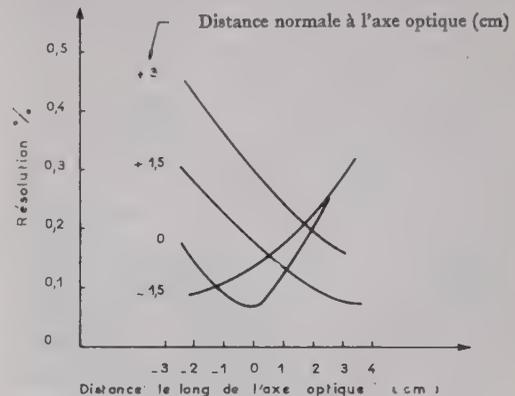


FIG. 19.

résultats obtenus. Nous avons porté en abscisse la distance du détecteur de la face de sortie du spectromètre et en ordonnées la résolution. Chaque courbe correspond à un déplacement vers le bas ou le haut du détecteur par rapport à l'axe optique. On voit nettement l'existence d'un point de résolution optimum. Les coordonnées de ce point correspondent bien avec les valeurs calculées. La valeur de la résolution optimum est de 0,067 %. La valeur théorique pour une fente de 1 mm (la hauteur du détecteur) est de 0,044 %. La différence entre ces deux valeurs s'explique par régulation du courant qui était de $\sim 0,05$ %.

On voit sur la figure 19 que les courbes correspondantes à des points déplacés par rapport à l'axe optique ont aussi la tendance de passer par des points de résolution minimum. Ces points déterminent le plan image. Cette méthode ne nous a pas permis de déterminer avec précision la position de ce plan, la course du détecteur à l'intérieur du vide étant trop courte.

b) La détermination du plan image a été faite en utilisant le faisceau d'électrons. Le spectromètre était placé à zéro degré par rapport à l'axe du faisceau. Celui-ci pénétrait donc dans l'aimant, était dévié et venait frapper un écran fluorescent placé à la sortie du spectromètre. Cet écran était monté sur un chariot de manière que la distance de la face de sortie du spectromètre pouvait être réglée à distance, la précision de positionnement étant de quelques millimètres. Le faisceau émergent produit sur l'écran une tache lumineuse de faibles dimensions que l'on pouvait observer à l'aide d'une lunette et d'un système de miroirs. Avant de pénétrer dans le spectromètre le faisceau passe dans l'entrefer d'un petit aimant alimenté en courant alternatif à 1 hertz. Le faisceau pénétrant dans le spectromètre semble venir du centre du petit aimant, qui représente en quelque sorte un point objet pour le spectromètre. En faisant

⁽¹⁴⁾ Nous devons la réalisation de cette source à M. WALLÉN du groupe de l'aimant permanent, Orsay.

varier la position de l'écran, on trouvait une position où la tache restait immobile. Cette position donne la distance image. En faisant cette mesure pour plusieurs valeurs du champ dans le spectromètre nous avons pu déterminer le plan image. Ces mesures ont été faites pour plusieurs valeurs de la distance objet. Les résultats sont donnés dans la figure 20.

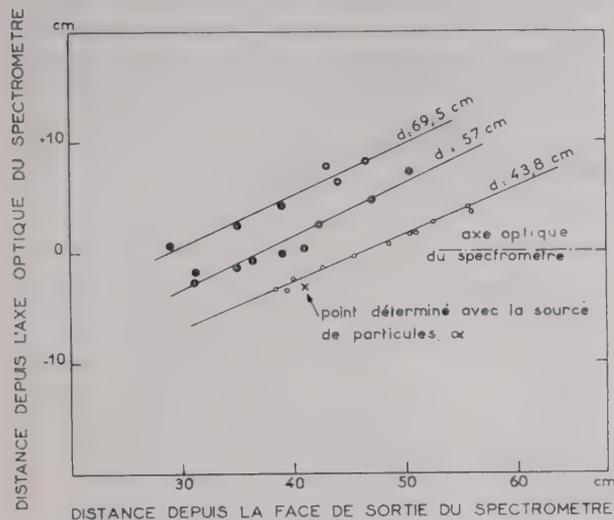


FIG. 20.

4.3. LE SPECTROMÈTRE A TRIPLE FOCALISATION

Un spectromètre à triple focalisation ramène en un point toutes les particules émises par une source ponctuelle, quel que soit leur angle d'émission et leur quantité de mouvement.

L'appareil a ses trois foyers F_E, F_R et F_T confondus. Pour un $\Delta p/p$ donné ce type de spectromètre permet l'utilisation d'un détecteur de taille minimum, et donc de réduire le plus possible l'importance du bruit de fond. A cause de la valeur très faible des sections efficaces aux hautes d'énergies, l'importance du bruit de fond, qui est proportionnel au volume du détecteur, peut être l'élément qui décide si une expérience est faisable ou non. Nous avons entrepris l'étude et la construction d'un spectromètre à triple focalisation pour la salle de cible 1 BeV.

Optique du spectromètre

Imaginons un système qui dans les diagrammes radial et transversal présente un même plan de symétrie normal à l'axe optique. Il est suffisant d'imposer la condition que dans le diagramme d'énergie les trajectoires percent ce plan de symétrie normalement pour que le système soit à triple focalisation⁽¹⁵⁾.

On peut montrer d'une façon générale qu'un tel système doit être formé de trois éléments.

Le système que nous avons adopté est formé de trois aimants (fig. 21). Les aimants I et III ont un champ à gradient, d'indice n , l'aimant II étant par

contre à champ uniforme. Le plan de symétrie P coupe l'axe optique en A .

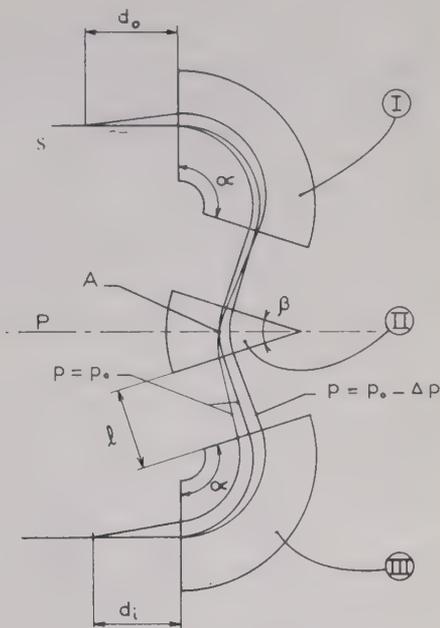


FIG. 21.

Pour obtenir la condition de symétrie il faut que dans les diagrammes radial et transversal les trajectoires soient ou bien normales à P , ou bien qu'elles passent toutes par A .

C'est cette dernière condition que nous avons choisie pour le diagramme radial. Elle permet l'emplacement d'une fente d'analyse dans le plan P pour définir $\Delta p/p$. Par contre, dans le plan transverse, nous imposons aux trajectoires une direction normale à P . Cela nous laisse la possibilité d'introduire entre les aimants une structure $H.F.$ pour réaliser un sélecteur de masse.

Ecrivons les matrices de transfert entre la source S et le plan P sous la forme

$$M_{Rz} = \begin{vmatrix} A & B & C \\ D & E & F \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

$$M_T = \begin{vmatrix} R & S & 0 \\ T & U & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Pour que les trajectoires se croisent en A dans le plan radial il faut que

1) $B = 0$.

Pour que les trajectoires soient normales à P dans le plan transverse il faut que

2) $U = 0$.

⁽¹⁵⁾ Cette solution n'est pas la seule possible, mais elle conduit grâce à la symétrie du système, aux aberrations les plus faibles.

Pour que les trajectoires soient normales à P dans le diagramme d'énergie

3) $F = 0$.

Nous avons imposé la condition que le faisceau émergent soit parallèle au faisceau incident ; ceci pour simplifier l'installation du détecteur et du blindage. Cette condition s'écrit

4) $\beta = 2\alpha - \pi$.

Avec ces quatre relations nous pouvons déterminer plusieurs groupes de valeurs possibles pour les cinq paramètres d_0 , n , l , α et β . Pour simplifier le calcul nous avons imposé la cinquième condition

5) $\sqrt{1-n} \alpha = \pi/2$ et nous avons obtenu les résultats suivants :

$\alpha = 108^\circ$

$\beta = 36^\circ$

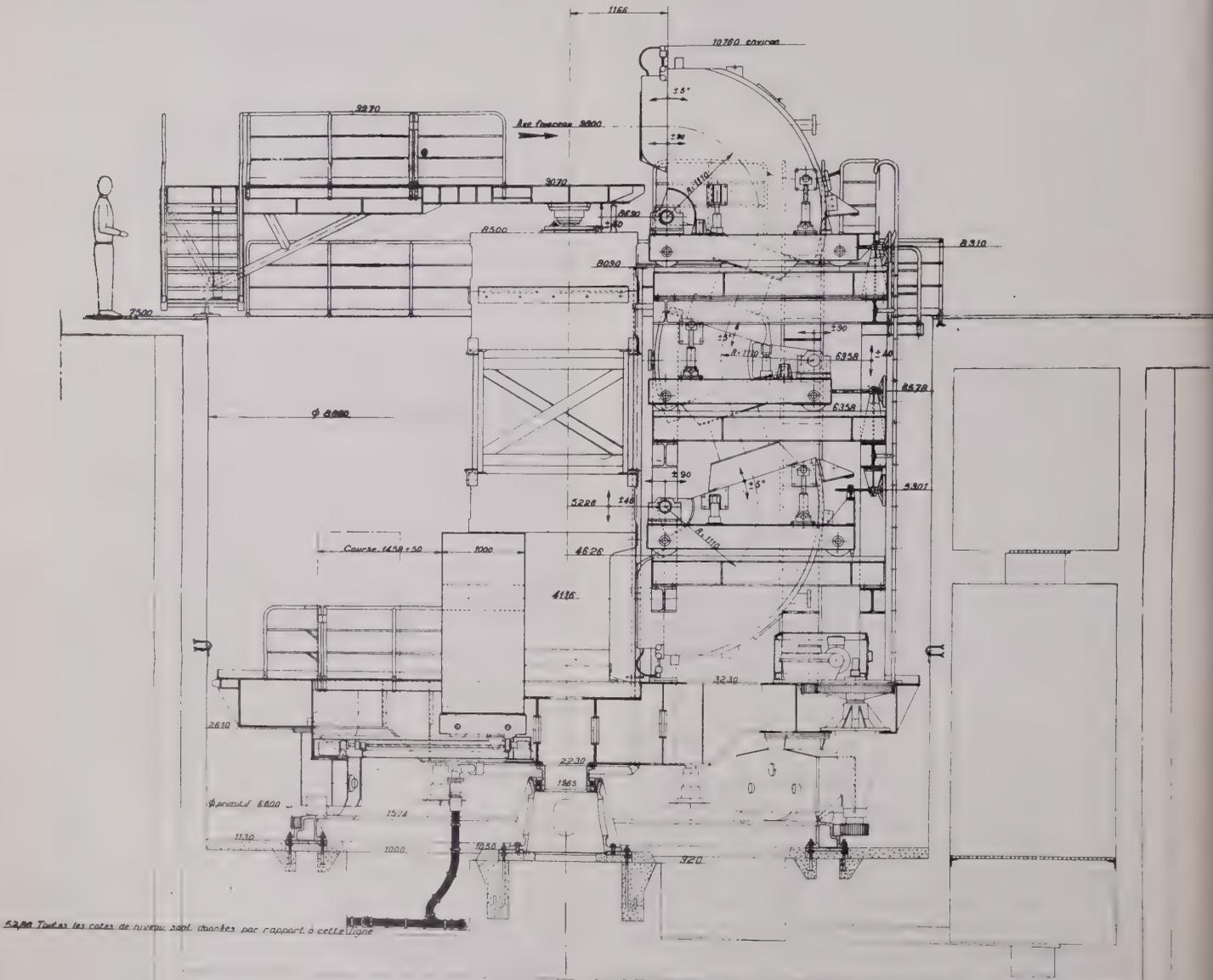
$n = 0,3056$

$l = 1,038 r_0$

$d_0 = 1,957 r_0$.

Nous avons choisi $r_0 = 111$ cm, ce qui permet d'analyser des particules de 500 MeV/c pour un champ de 16 000 gauss.

Les aimants ont été construits, et le système est en cours d'installation. La figure 22 donne une idée de l'ensemble.



5228 Toutes les cotes de niveau sont données par rapport à cette ligne

ÉLEVATION

FIG. 22.

Description sommaire du spectromètre à triple focalisation

La figure 22 représente l'ensemble monté sur sa plateforme.

Pour diminuer le bruit de fond et réduire au minimum la zone à blinder, il a été nécessaire de creuser une grande fosse (prof. 8 m, diamètre 8 m), dans laquelle sera placé cet appareil.

La fosse a été construite par les Grands Travaux de l'Est dans un terrain assez mouvant et très humide, ce qui a posé des problèmes délicats.

Au fond de la fosse sera placé un rail sur lequel rouleront les galets portant une plateforme. La rotation est commandée par deux moteurs de vitesse et de puissance différentes, à l'aide d'un pignon attaquant un rail circulaire denté. Sur l'axe du pignon se trouvera un réducteur et un potentiomètre de haute précision pour la télécommande de la position du spectromètre (précision ± 3 minutes).

Sur la plateforme se trouve une charpente à trois étages, chacun destiné à un aimant. La position de chaque électro-aimant est réglable par une translation radiale et une rotation autour du centre du secteur magnétique. De plus, on peut régler la distance entre chaque aimant.

Enfin l'entrefer de chacun des 3 électros est réglable séparément. Sur les deux gros aimants, ce réglage modifie l'indice n et permet donc de l'ajuster à la valeur optima donnant les meilleures conditions de triple focalisation avec le minimum d'aberrations. Sur le petit aimant ce réglage n'a pour but que d'assurer le même champ moyen B_0 que dans les 2 autres secteurs (le champ dans cet aimant étant uniforme).

Le réglage de l'entrefer a posé un nombre important de problèmes dont le plus difficile a été de réaliser des chambres à vide élastiques, et soudées sur les pôles afin d'utiliser tout l'entrefer pour le passage des particules (gain de 30 % sur l'angle solide, dans la zone centrale des pôles où le champ est le plus conforme à la théorie).

Actuellement, un vide de 10^{-5} torr est très facilement obtenu.

Les connexions entre chambres à vide se font par des tuyaux métalliques souples de 50×15 cm d'ouverture, afin de permettre de petits déplacements relatifs des aimants entre eux.

Il est actuellement prévu de placer dans le milieu du petit aimant, une fente mobile fonctionnant sous vide et permettant de régler le $\frac{\Delta p}{p}$ des particules analysées, et cela sans diminution sensible de la largeur d'entrefer utile dans le plan transversal.

Les aimants seront montés en série électriquement et les circuits d'eau seront en parallèle. La puissance consommée sera de 630 kW (700 ampères, 900 volts).

Le blindage est constitué par des blocs d'acier entre cible et compteur. Ces blocs reposent à la base sur la tourelle et portent en haut un pivot fixé par une

poutre au bord de la fosse, et portant la chambre à cibles. On peut placer sur la poutre une charge de l'ordre de 15 tonnes (aimant défecteur ou quadrupôles...) et qui reste fixe quand la tourelle tourne. La chambre du compteur est obturée par une porte épaisse motorisée.

Le poids total de la partie tournante est voisin de 300 tonnes portés uniquement par les galets roulant sur le rail circulaire. Le pivot central ne peut encaisser que des efforts horizontaux pour assurer le centrage. Une rotule sphérique est prévue pour encaisser les débattements angulaires dus à un nivellement non parfait du rail circulaire.

V. Détecteurs de particules

Pour compléter la description du dispositif expérimental nous donnons ici quelques détails sur les détecteurs utilisés dans notre laboratoire. Nous nous bornerons à indiquer les conditions spéciales dans lesquelles ils sont appelés à fonctionner et à donner une description sommaire de quelques uns des types de détecteurs utilisés.

CONDITIONS SPÉCIALES

1) Les sections efficaces des réactions à haute énergie ont des valeurs très faibles ($10^{-26} - 10^{-33}$ cm²). Pour maintenir une bonne résolution nous sommes obligés d'utiliser des cibles de faible épaisseur (quelques centièmes de longueur de radiation). Il résulte d'une part, un taux de comptage faible, et d'autre part, un bruit de fond très intense dû au faisceau qui se perd dans les murs de la salle après avoir traversé la cible. On est donc amené à prendre les mesures suivantes :

a) éloigner le plus possible l'endroit où le faisceau est arrêté. A Orsay les distances entre ce point et la cible sont de l'ordre de 20 mètres;

b) protéger le détecteur par un blindage suffisant pour réduire le bruit de fond. A 250 MeV le blindage en plomb pèse 5 tonnes, et nous prévoyons des poids de l'ordre de 20 tonnes pour la salle 500 MeV ;

c) choisir un type de détecteur qui discrimine en faveur des particules que l'on désire compter. Par exemple, on utilise des compteurs CERENKOV [18] pour la détection des électrons, ces compteurs étant insensibles au passage de particule non relativiste.

Pour la détection des particules non relativistes, protons, deutérons ou mésons π on doit utiliser des scintillateurs [19]. On construit, dans ce cas, des télescopes de compteurs qui favorisent la détection des particules ayant une certaine direction.

d) L'accélérateur donne un faisceau par impulsion dont la longueur est de l'ordre de la microseconde, et avec une fréquence de répétition de 50 impulsions par seconde. Les particules que l'on veut compter sont produites pendant la durée de l'impulsion de l'accélérateur. Par contre le bruit de fond persiste bien plus longtemps, essentiellement à cause des neutrons produits dans la salle. On est donc amené à faire le comptage seulement pendant l'impulsion du faisceau et de

l'arrêter pour le reste du temps ; c'est le rôle d'un circuit électronique, le circuit « porte ». Le comptage ne se fait donc que pendant 50 microsecondes/seconde, 1/20 000 du temps. Le rapport entre le taux de comptage moyen et le taux de comptage réel est aussi de 1/20 000. Ce mauvais facteur d'utilisation impose des compteurs rapides, à faible temps mort pour avoir un taux de comptage moyen acceptable.

COMPTEUR CERENKOV

Dans un milieu transparent les électrons relativistes produisent de la lumière Cerenkov, qui est émise suivant les génératrices d'un cône axé sur la trajectoire, dont le sommet coïncide avec la position de l'électron, et dont le demi angle est donné par

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (\text{V},1)$$

où $\beta = V/c$ et avec n l'indice de réfraction du milieu.

Le nombre de photons émis par unité de longueur dans une bande de fréquence $\Delta\nu$ est

$$I = \frac{2\pi \Delta\nu}{137 c} \sin^2 \theta \quad (\text{V},2)$$

On voit que pour des électrons relativistes ($\beta \approx 1$), I est pratiquement indépendant de leur énergie ⁽¹⁶⁾. La quantité de lumière produite sera fonction de la longueur du détecteur.

Le compteur Cerenkov que nous utilisons pour la détection des électrons est formé d'un bloc en plexiglass de qualité optique $6 \times 6 \times 10$ cm, aux faces bien polies pour favoriser la réflexion totale. Le bloc est plaqué avec de la graisse silicone sur

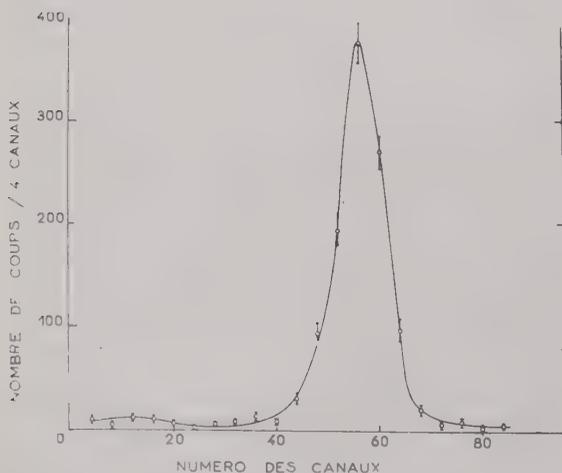


FIG. 23.

⁽¹⁶⁾ Pour des électrons de 2 MeV, $\beta = 0,98$.

un photomultiplicateur du type 56 AVP Radio-technique. Les faces libres du bloc sont entourées d'un réflecteur en aluminium.

Les impulsions produites au collecteur du photomultiplicateur sont transmises par un câble coaxial de 200Ω d'impédance caractéristique au système électronique qui se trouve dans la salle de mesure. Ici, après avoir été acceptées par le circuit « porte », elles sont formées, amplifiées et transmises à un analyseur multicanaux qui permet de tracer leur spectre en amplitude. Un tel spectre est reproduit dans la figure 23. Ce spectre montre d'une part, que la dispersion en amplitude des impulsions est faible ⁽¹⁷⁾, d'autre part, que le nombre des impulsions dues au bruit de fond est négligeable.

Détecteur multicanaux, compteur en échelle.

Nous avons vu au chapitre 4.1. que les particules émises par une source avec des valeurs différentes de p sont focalisées en des points différents le long du plan image. En plaçant des détecteurs le long du plan image du spectromètre, il est donc possible de compter simultanément plusieurs groupes d'électrons, chacun ayant une quantité de mouvement différente. On obtient de cette manière une importante réduction du temps nécessaire à une expérience.

La largeur de la bande Δp correspondant à chacun des détecteurs est déterminée par la dimension radiale des détecteurs mêmes.

Nous avons réalisé un tel appareil, formé de onze détecteurs et dont la résolution est de l'ordre de 0,40 %, conçu pour l'utilisation avec le spectromètre à double focalisation 250 MeV/c. Pour satisfaire à ces conditions la dimension du détecteur doit être de 5 mm. La taille du détecteur est donc très faible, ce qui rend impossible l'utilisation de compteur Cerenkov, car la quantité de lumière, et donc l'amplitude des signaux produits, seraient insuffisants. Pour ces raisons nous avons utilisé pour les onze canaux des scintillateurs plastiques (Radio-technique) où la quantité de lumière produite est bien plus importante ⁽¹⁸⁾.

Par contre les neutrons produits dans la salle donnent dans ces scintillateurs un bruit de fond important.

Pour éliminer ce bruit de fond nous avons placé derrière les scintillateurs un compteur Cerenkov dont les signaux sont mis en coïncidence avec ceux produits par chacun des canaux. La figure 24 donne une idée de la disposition des éléments ⁽¹⁹⁾. Le système électronique est formé de onze unités de coïncidence,

⁽¹⁷⁾ Cette dispersion est due à une collection non uniforme de la lumière et aux variations statistiques.

⁽¹⁸⁾ La quantité de lumière est proportionnelle à la perte d'énergie que subit un électron lors de son passage dans le scintillateur. Cette perte d'énergie est donnée par la formule de BERTHE [20]. Pour les scintillateurs que nous utilisons elle est de ~ 800 KeV.

⁽¹⁹⁾ Chaque scintillateur est relié à un photomultiplicateur du type 52 AVP par un guide de lumière. La figure 25 montre la forme de l'appareil. On y distingue « l'échelle » formée par les scintillateurs, les guides de lumière, les écrans cylindriques qui abritent les photomultiplicateurs et les préamplificateurs transistorisés.

chacune ayant un temps de résolution de $2 > 10^{-8}$ s.

Chaque unité de coïncidence reçoit, d'une part,

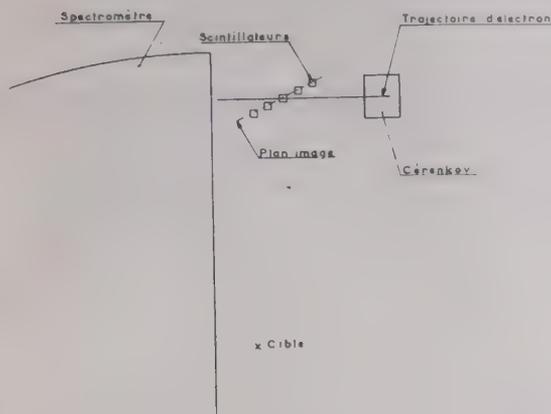


FIG. 24.

les signaux de Cerenkov, et d'autre part, les signaux d'un des scintillateurs. On compte les signaux de coïncidence produits par des électrons qui traversent aussi bien un scintillateur que le compteur Cerenkov. Le bruit de fond, par contre, est réduit d'un facteur important à cause du faible temps de résolution. La figure 15, page 304, (article de Monsieur Bishop) reproduit une partie du spectre des électrons diffusés par une cible de soufre, obtenu avec cet appareil. Une description détaillée du compteur a été présentée par ailleurs [21, 22].

Remerciements

Tous les appareils et toutes les mesures que nous avons décrits dans cet article ont été réalisés grâce à un effort commun d'un grand nombre d'ingénieurs, techniciens et physiciens de notre laboratoire.

Nous tenons à remercier spécialement M. B. BOUTOUYRIE, qui a calculé tous nos spectromètres et les aimants de la déviation 1 BeV, M. A. ALON, qui a assuré la réalisation des régulations et du matériel de mesure, et M. V. ROUND grâce à qui nous avons pu disposer d'un excellent matériel technique.

Nous remercions la C.S.F., et tout particulièrement MM. LEBOUTET, PINEL et Mme AUCOUTURIER de nous avoir autorisé à publier ici une description de la déviation 500 MeV qui a été calculée et construite par leurs soins.

Les spectromètres 250 MeV et à triple focalisation, les aimants de déviation 1 BeV, les tourelles 250 MeV, 500 MeV et 1 BeV, ainsi que divers aimants et quadripôles ont été construits par la Société des Forges et Ateliers du Creusot et nous tenons tout spécialement à remercier MM. LE BIHAN et MOREL pour leur aide efficace dans les problèmes mécaniques soulevés par la construction de ces appareils.

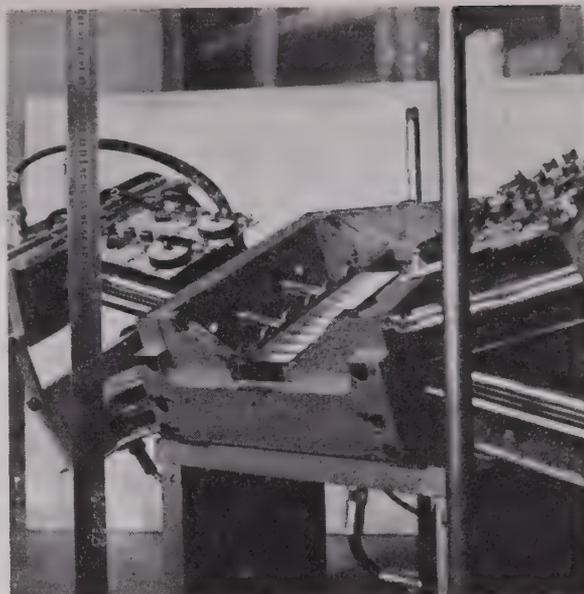


FIG. 25.

RÉFÉRENCES

- [1] GLASER W., *Elektronen und Ionenoptik. Handbuch der Physik*, **33**.
- [2] PENNER S., *R.S.I.*, **32**, 150, 1961.
- [3] LAVATELLI L.S., PB-52433, U.S. Department of Commerce, O.T.S., Report 350, 1946.
- [4] COTTE M., Thèse Paris 1938 ; *Ann. Phys.*, **10**, 333, 1938.
- [5] KERST D.W. et SERBER R., *Phys. Rev.*, **60**, 53, 1941.
- [6] SIEGBAHN K. et SVARTHOLM N., *Nature*, **157**, 872, 1946.
- [7] JUDD D.L., *R.S.I.*, **21**, 213, 1950.
- [8] ENGE H.A., *R.S.I.*, **30**, 248, 1959.
- [9] PINEL J., *Annales de Radioélectricité* XIV, I, 1959, et XV, 21, 1960.
- [10] BROWN K.L., *R.S.I.*, **27**, 959, 1956.
- [11] PANOFKY W. et McINTYRE J., *R.S.I.*, **25**, 287, 1954.
- [12] ENGE H.A., *R.S.I.*, **32**, 662, 1961.
- [13] ENGE H.A., *R.S.I.*, **30**, 248, 1959.
- [14] LEBOUTET H. et PINEL J., Brevet français No PV 788192, 1959 (C.S.F.).
- [15] BOUNIN P. et BELBEOCH R., Rapport interne, Orsay.
- [16] COGGESHALL N.D., *J. Appl. Phys.*, **18**, 855, 1947.
- [17] JUDD D.L. et BLUDMANN S.A., *Nuclear Instruments*, **1**, 46, 1957.
- [18] JELLEY J.V., *Cerenkov Radiation*, Pergamon Press. 1958.
- [19] CURRAN S.C., *Luminescence and the Scintillation counter* 1953.
- [20] BETHE H.A., *Handbuch der Physik*, Julius Springer Verlag, Berlin, **24**, 273, 1933, cf. Segré : *Experimental Nuclear Physics* (Wiley-N.Y.), **1**, 252.
- [21] ZAJDE C., ALON G., MILMAN B. et RAUSCH R., L.A.L. 1018, 1960, Orsay.
- [22] KENDALL H.W., *IRE Transactions* NS **5**, 1958.

(*) Voir l'article de M. ALON pour les détails de ces circuits.

ÉLECTRONIQUE ASSOCIÉE AUX INSTRUMENTS DE MESURE

PAR

G.I. ALON

*Ecole Normale Supérieure
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire*

L'extraction du faisceau d'électrons de l'accélérateur linéaire et l'analyse magnétique des particules diffusées ou émises par une cible se font à l'aide d'électro-aimants (Article sur l'Instrumentation). Une équation valable pour des électrons relativistes déviés dans un champ magnétique est

$$B\rho = \frac{10^4}{3} E ; \quad E \gg 1$$

où B est l'induction en gauss, ρ le rayon de courbure de l'aimant en cm et E l'énergie en MeV.

Si dl est une longueur différentielle le long de la trajectoire et $d\theta$ l'élément d'angle, alors :

$$\rho = \frac{dl}{d\theta}$$

Sans prendre en considération la saturation des aimants on peut écrire

$$E = \frac{3}{10^4} B \frac{dl}{d\theta} = \frac{3 I}{10^4 \theta} \int B_0 dl$$

où θ est la déviation angulaire du faisceau d'électrons, B_0 l'induction pour 1 ampère et I le courant en ampères dans les bobines de l'électro-aimant.

Dans cette relation on voit que la précision avec laquelle on mesure l'énergie des électrons analysés dépend de la valeur absolue et de la stabilité dans le temps de l'induction B .

Lors de l'analyse des particules à l'intérieur d'une bande d'énergie $\frac{\Delta E}{E}$ de 0,2 %, il est souvent nécessaire de faire des mesures à des points discrets définis

à mieux que 0,02 %. La stabilité et la précision des appareils de mesure de l'induction B doivent être de 10^{-4} pendant toute la durée des expériences.

En assimilant les électro-aimants d'analyse à des systèmes optiques qui ne possèdent pas de symétrie de révolution, la configuration particulière du champ dans les entrefers détermine les trajectoires comprises dans un plan horizontal et celles comprises dans un plan vertical. On définira ainsi les focales horizontales et verticales et en plus une focale achromatique produite par les particules émises dans un même angle solide à l'entrée du système mais d'énergie différente. L'indice de champ

$$n = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial B}{\partial \rho} \right)$$

détermine la position de plans focaux.

Pour l'étude complète des propriétés magnétiques des électro-aimants on a réalisé un ensemble d'appareils permettant la mesure de l'induction B en grandeur et direction et la régulation du courant I parcourant les bobines. Dans les conditions d'emploi particulières à chaque expérience, la mesure d'induction ne doit pas perturber le faisceau d'électrons. Dans la précision des étalonnages on doit tenir compte de la sensibilité à la température et des défauts produits par les rayonnements sur les appareils.

I. Mesure de champ magnétique

Les gaussmètres peuvent se diviser en deux catégories : 1) ceux qui sont sensibles à la grandeur et la direction du champ, permettant une construction

vectorielle de l'intensité magnétique (gaussmètre à bobines tournantes, gaussmètre à effet Hall),

2) ceux qui sont sensibles seulement à l'amplitude du champ. La résonance paramagnétique nucléaire étant dans cette catégorie.

I.1. GAUSSMÈTRE A BOBINES TOURNANTES

La force électro-motrice qui apparaît aux bornes d'une bobine tournant dans un champ magnétique est proportionnelle à l'intensité de ce champ (I.4).

Si l'on suppose que la résistance par tour et que

2×10^{-4} . Les vibrations et les torsions de l'axe portant les deux bobines contribuent autant que l'alignement mécanique statique au déphasage.

— Réalisations : nous avons construit un gaussmètre à bobines tournantes pour la mesure de l'induction dans la chambre à vide d'un spectromètre magnétique. Ce dispositif apporte peu de perturbations locales et la présence du faisceau d'électrons n'empêche pas son fonctionnement. La précision relative obtenue est de 0,1 %.

Un moteur synchrone entraîne à la vitesse de 3 000 tr/mn deux ensembles de deux fois deux bobines montées sur le même axe mécanique (fig. 1). Chaque

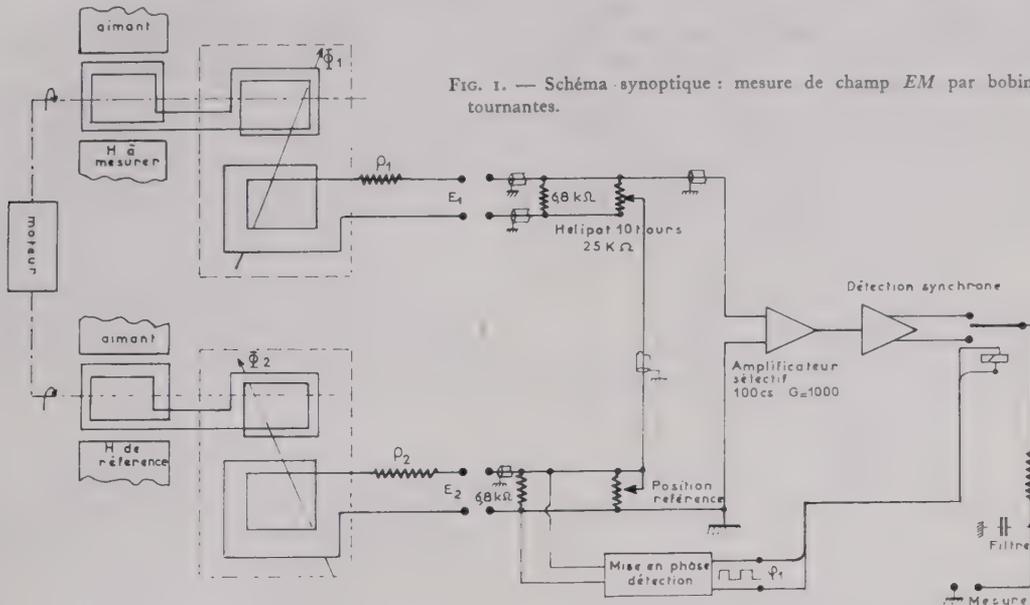


FIG. 1. — Schéma synoptique : mesure de champ EM par bobines tournantes.

la section de la bobine sont constantes, la tension de sortie V_b est donnée par la relation

$$V_b = - \mu \mu_0 NK \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{M.K.S.})$$

où K est une constante dépendant du rapport résistance/résistivité du fil et du rapport masse/densité du matériau. N est le nombre de spires.

Cette tension est prise sur un commutateur par des balais ; une méthode d'opposition sur un pont de mesure permet d'atteindre une précision de 0,1 % à condition que la vitesse angulaire reste constante pendant la mesure.

— système à deux bobines : Afin d'éviter les problèmes d'étalonnage de la bobine et de la constance de vitesse de rotation, une deuxième bobine, montée sur le même axe que la première, tourne à la même fréquence et même phase dans un champ permanent connu (3.4). On équilibre les tensions de sortie sur un pont de mesure.

La précision de ce système est fonction du déséquilibre du zéro du pont de mesure et de la précision du champ permanent.

On peut montrer que pour un déphasage de 3'' entre les deux tensions, l'erreur est supérieure à

ensemble est constitué par deux bobines tournantes en court-circuit, dont une tourne à l'intérieur de la chambre à vide et l'autre à l'extérieur de la culasse magnétique du spectromètre, concentrique à une bobine fixe aux bornes de laquelle on prélève la tension de mesure. Un ensemble identique tourne à l'intérieur d'un champ permanent maintenu à une température constante (± 2 °C) [5]. Après l'opposition des deux tensions, un amplificateur sélectif, suivi d'une détection synchrone, augmente la sensibilité de la mesure. On règle la phase des deux tensions par le positionnement angulaire des bobines fixes.

Une limitation pratique est due aux champs de fuites à l'extérieur des spectromètres magnétiques pour des inductions supérieures à 5 000 gauss. L'aimantation induite par ces champs sur les roulements à billes du moteur synchrone, malgré un blindage important, provoque un ralentissement de vitesse et un échauffement excessif. En les remplaçant par des paliers en bronze la durée de vie du système a diminué.

Dans une nouvelle version on a remplacé le moteur synchrone par une turbine à air tournant à la vitesse de 10 000 tr/mn éliminant ainsi les perturbations dues au freinage décrites précédemment.

Les caractéristiques des bobines sont les suivantes :

bobines tournantes	—	1 000 sp/50 Ω
bobines fixes	—	10 000 sp/1 000 Ω
axe porteur en nylon		
tension de sortie	0,3 volts/100 Hz	— à 2 000 gauss

I.2. GAUSSMÈTRE A EFFET HALL

L'utilisation de l'effet Hall pour la mesure de moyenne précision des champs magnétiques est largement traitée dans la littérature [1.5]. Nous décrivons ici un gaussmètre qui permet des mesures précises ($\leq 2 \cdot 10^{-4}$) pour des champs de 1 000-20 000 gauss. On prend en considération tous les effets physiques limitatifs.

— Principe : Si un champ magnétique est perpendiculaire à la direction d'un courant circulant dans un conducteur on observe deux phénomènes connexes : l'effet Hall et l'effet magnétorésistif. En se

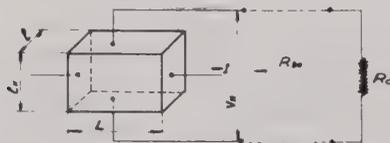


FIG. 2.

référant à la figure 2, l'effet Hall produit une tension transverse

$$V_{H_0} = \frac{R_h IB}{l} \text{ volts}$$

l — l'épaisseur du spécimen (en cm)

I — le courant en ampères,

B — l'induction en gauss,

R — constante de Hall

$$\left(\text{volt} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{gauss}^{-10} = \frac{\mu_n}{\sigma} \right)$$

(pour un modèle simple, la conduction se faisant par les électrons).

L'effet magnétorésistif [6] produit un accroissement de la résistivité ρ_0

$$\Delta \rho = \alpha (\mu_n B)^2 \rho_0$$

α la constante du matériau,

ρ_0 la résistivité à induction zéro.

La déflexion des électrons d'une vitesse moyenne donnée, dans le champ magnétique extérieur B , est annulée par la présence du champ électrique de Hall. Les électrons suivent alors en moyenne une trajectoire droite dans le matériau.

— Choix du matériau : En se limitant aux matériaux commercialement disponibles, notre choix s'est porté sur le germanium (Ge) ou sur deux composés intermétalliques, l'antimoniure d'indium (InSb) et l'arséniure d'indium (InAs). La précision de la mesure est inversement proportionnelle au coefficient de température de la mobilité des porteurs majoritaires dans le semiconducteur. Pour le Ge le $\frac{\partial \mu H}{\partial T}$ est plus faible que celui du InSb et on peut s'attendre à une meilleure précision. La mobilité μ_n de InSb est beaucoup supérieure à la mobilité du Ge et puisque le rapport

$$\frac{\text{Puissance de sortie}}{\text{Puissance d'entrée}} = \alpha (\mu_n B)^2$$

l'antimoniure d'indium possède un avantage évident sur le germanium. L'arséniure d'indium (InAs) est à conseiller quand les mesures sont faites dans une large gamme de température (0 °C — 100 °C).

— Sources d'erreur dans la tension de Hall :

Si dans la formule qui donne V_H on suppose que le rapport longueur/épaisseur du cristal Hall est grand et que les électrodes de sortie sont ponctuelles, alors on peut écrire :

$$V_{H_0} = K_0 IB$$

K_0 est la sensibilité en circuit ouvert et qui dépend des paramètres suivants :

- propriétés du matériau,
- géométrie des électrodes,
- induction extérieure B .

Cette sensibilité peut s'exprimer encore :

$$K_0 = \frac{A R_h}{l}$$

En général, A est une fonction de la longueur (L), de l'épaisseur (l) et de l'induction B . Pour des dimensions très petites des électrodes et pour un rapport L/l du cristal grand, $A = 0,94$ et reste indépendant de B .

Dépendance en température de R_h : Dans la gamme de température jusqu'à 100 °C, R_h de InSb décroît avec un coefficient de 1,5 % par °C par contre R_h de InAs décroît seulement 0,06 % par °C.

Dépendance en température de la résistivité :

La résistivité croît au début lentement avec un coefficient de 0,1 % par °C.

La variation de la résistivité en fonction de la température est compensée dans notre gaussmètre de précision en alimentant en courant constant le cristal de Hall. On réajuste, par contre-réaction, la valeur de ce courant pour tenir compte des variations de R_h avec la température. L'élément « témoin »

des variations de température est une résistance R_c bobinée sur toute la longueur du cristal, ayant un coefficient de température positif.

— L'effet de charge des électrodes de Hall : On peut montrer facilement qu'en charge la sensibilité K de la mesure devient :

$$K = \frac{K_0}{1 + \frac{R_{20}}{R_{20}^0} \cdot \frac{1}{\beta_2}} ; \quad \beta_2 = \frac{R_c}{R_{20}^0}$$

où R_{20} est la résistance de sortie en charge,
 R_{20}^0 est la résistance de sortie à vide,
 R_c est la résistance de charge.

En écrivant alors :

$$\frac{V_H}{V_{H_0}} = \frac{K}{K_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_{20}}{R_{20}^0} \cdot \frac{1}{\beta_2}}$$

Pour que K soit indépendant de B il faut que

$$\frac{R_{20}}{R_{20}^0} \times \frac{1}{\beta_2} \ll 1 .$$

Dans la méthode de mesure de V_H par opposition, que nous avons adoptée, R_c est beaucoup plus grand que R_{20}^0 et alors

$$V_H \approx V_{H_0} .$$

— Erreurs de zéro : En dérivant la formule qui donne V_H on a supposé que les électrodes de sortie se trouvent sur une même équipotentielle. Pratiquement, dans les cristaux disponibles commercialement, une asymétrie existe et elle produit une tension en absence de toute induction extérieure [8].

Cette tension de déséquilibre comporte deux composantes : une symétrique et une asymétrique. L'erreur symétrique est quadratique en I et s'explique par l'effet Hall de I sur son propre champ magnétique. Un tri des cristaux réduit cette erreur à 0,6 %.

Dans l'étalonnage du pont de mesure on tient compte de cette tension et de sa dépendance en fonction de la température.

Une autre erreur de zéro est introduite quand on alimente le cristal en courant alternatif, par l'apparition d'une tension continue due à l'effet de redressement aux bornes des électrodes. En alimentant le cristal en courant continu constant on ne tient pas compte de cette dernière limitation.

— Bruit dans les cristaux : Le bruit limite les mesures de grande sensibilité. En absence de champ extérieur le spectre de bruit est normal en $\frac{1}{f}$. Quand on applique un champ la valeur quadratique moyenne

varie linéairement en B^2 . Cela s'explique par la variation de conductibilité dans le cristal due aux fluctuations de densité de porteurs majoritaires [9.] La valeur quadratique moyenne de ces bruits dans la bande de fréquence utilisée ne limite pas la précision ni la sensibilité de ce gaussmètre.

Réalisations : Nous avons construit un gaussmètre pour la mesure de l'induction dans les spectromètres d'analyse.

Conditions de mesures :

1. la tension qui apparaît aux bornes du cristal mesure directement le champ magnétique.
2. la sonde mesure ce champ en un point de la trajectoire centrale du spectromètre. Cette mesure se fait en deux points A et B respectivement situés sur l'axe et en dehors de celui-ci (fig. 3). Un système pneumatique déplace la sonde de B vers A (10).

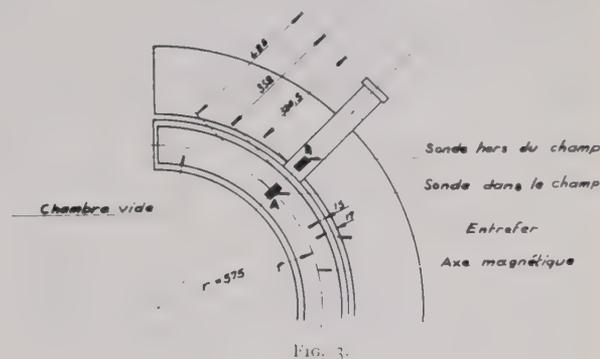


Fig. 3.

3. le temps de mesure n'est pas limité. Dans la gamme de stabilisation de température du spectromètre (30 à 35 °C) les lectures sont indépendantes de la température.

Précision des mesures. Etalonnage :

1. la précision relative de lecture est $2 \cdot 10^{-4}$ pour la sonde se trouvant à la température du spectromètre. Cette précision est obtenue par une méthode d'opposition (fig. 4), dont la tension de référence est stable à mieux que $3 \cdot 10^{-5}$ dans une gamme de température allant de 15 à 44 °C. Le tarage du pont de mesure se fait avec une pile étalon extérieure.

2.a) l'étalonnage de l'appareil se fait en traçant les lectures du potentiomètre en fonction de la tension affichée sur le shunt de mesure de la régulation du spectromètre.

b) un étalonnage absolu se fait en comparant ces indications aux lectures de champ d'une sonde à résonance nucléaire. Cet étalonnage ne se fait que dans un champ dont les inhomogénéités ne dépassent pas 1 gauss par cm.

Description des circuits :

Le gaussmètre comporte trois ensembles de circuits : le circuit d'alimentation du cristal, avec la

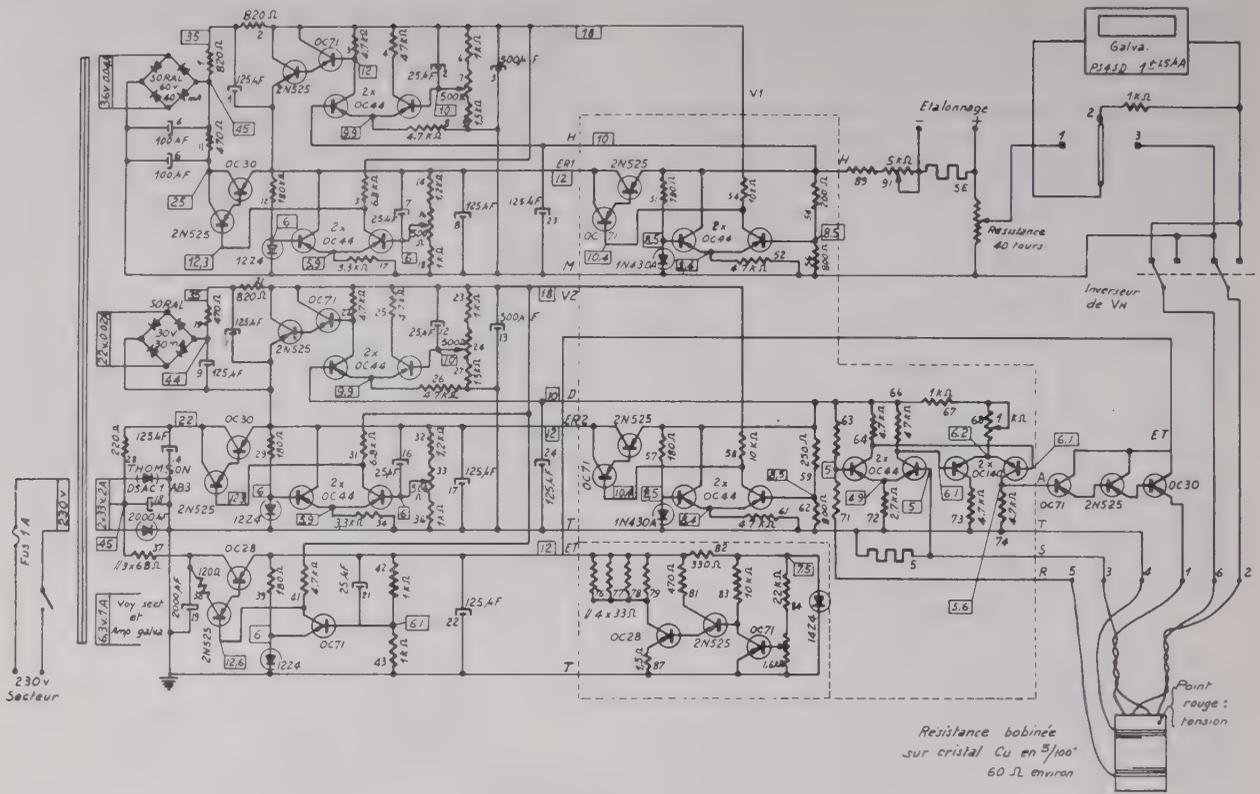


FIG. 4. — Mesure champ magnétique Hall.

Cristal HALLTRON HR31

compensation en température, le circuit de mesure de la tension de Hall, le thermostat (fig. 3 et 4).

A. le circuit d'alimentation du cristal :

Le cristal de Hall est alimenté sous courant constant I . Mais la valeur de ce courant est à chaque instant réajustée en fonction des variations de température que subit le cristal. L'élément « témoin » des variations de température est une résistance R_c bobinée sur toute la longueur du cristal, ayant un coefficient de température positif non négligeable. Pour un champ magnétique constant et une tension de référence E_A constante, les variations de la résistance R_c en fonction de la température, provoquent un déséquilibre à l'entrée de l'amplificateur différentiel qui fournit la tension de contrôle de l'amplificateur de puissance alimentant le cristal. Les résistances R_1 et R_3 (R_{63} et R_{71} sur le schéma général) sont choisies de façon que

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta u}{u} - \frac{\Delta K}{K}$$

ce qui donne la relation suivante, α et α' étant les coefficients de température respectifs du cristal et de la résistance R_c :

$$\frac{R_1 R_c}{(R_c + R_3)(R_c + R_3 + 1)} = -\frac{\alpha}{\alpha' \cdot 1}$$

La deuxième donnée permettant de calculer chacune des résistances R_1 et R_3 concerne la polarisation du transistor de l'amplificateur différentiel

$$u = \frac{R_c + R_3}{R_c + R_3 + R_1} E_A$$

E_A est la tension de référence « alimentation » de -10 V fournie entre les bornes D et T (fig. 4), T étant la masse générale reliée au châssis.

Les résistances R_1 et R_3 ont un coefficient de température nul. L'amplificateur différentiel est placé dans une enceinte thermostatée et sort la tension d'erreur en A. L'amplificateur de puissance est alimenté par la tension E_T qui fournit également la tension d'alimentation du thermostat. Le shunt S aux bornes duquel on prélève la tension envoyée sur la deuxième voie de l'amplificateur différentiel est également placé dans la boîte thermostatée.

B. le circuit de mesure de la tension Hall :

Sur le schéma général, nous voyons trois positions possibles du commutateur de mesure : la position 2 met le galvanomètre en court-circuit ; c'est la position de repos et de manœuvre ; la position 3 permet d'envoyer la tension de Hall directement aux bornes du galvanomètre ; la position 1 est celle où l'on fait la mesure par opposition : le galvanomètre fonctionne au zéro ; on oppose ainsi et on égalise la tension de Hall à une fraction de la tension de référence E_M prise sur le curseur d'un potentiomètre de 40 tours. La tension de référence E_M est constituée par une chaîne identique à celle qui fournit E_A . On vérifie le courant qui parcourt le shunt SE aux bornes duquel on applique la tension délivrée par une pile-étalon. La tension E_M de référence est fournie entre

les points H et M du schéma, M étant une masse isolée du châssis.

C. le thermostat :

Le thermostat est constitué par un transistor sensible à la température, un transistor de puissance, et les résistances chauffantes. On place l'ensemble dans une enceinte calorifugée. A l'intérieur de cette enceinte est placée une seconde enceinte uniquement métallique qui ne contient que les éléments que l'on maintient à température constante (à savoir les transistors, diodes et résistance fournissant E_M à partir de V_1 (18 volts) et ER_1 (12 volts) et E_A à partir de V_2 (18 volts) et ER_2 (12 V) ainsi que l'amplificateur différentiel). L'enceinte intérieure n'a pour rôle que d'augmenter l'inertie thermique de l'ensemble des éléments à thermostat.

I.3. GAUSSMÈTRE A RÉSONANCE NUCLÉAIRE

La mesure de champ magnétique par la résonance nucléaire est classique [1.3]. Nous décrivons un appareil de laboratoire, facile à construire et peu coûteux, d'une précision $\leq 10^{-4}$ dans une gamme d'inductions de 2 500 — 16 000 gauss :

Principe : Soit un champ magnétique formé d'une composante H constante, dirigée selon OZ et d'une composante H_1 très petite devant H , sinusoïdale, avec une pulsation w_0 , et placé dans le plan XOY , perpendiculaire à OZ ; si l'on plonge un échantillon de substance paramagnétique dans ce champ, l'échantillon prend un moment magnétique non nul qui est constamment dirigé selon OZ , sauf dans le cas où la pulsation w_0 de H_1 devient voisine de la valeur

$$w = \gamma H .$$

γ rapport gyromagnétique des noyaux de la substance.

On a alors un phénomène de résonance.

Le moment magnétique résultant M , s'écartant de la direction OZ , a une composante selon OZ et deux composantes dans le plan XOY , l'une u en phase avec H_1 , l'autre v en quadrature avec H_1 . La composante en quadrature avec H_1 est proportionnelle à la puissance qu'absorbe l'échantillon au champ H_1 , quand son moment magnétique M s'écarte de H .

Les composantes de M dans un trièdre mobile tournant à la vitesse $-w_0$ autour de l'axe OZ sont u, v, M_z , dont l'expression, au voisinage de la résonance, est :

$$u = \frac{\gamma^2 T_2^2 H_1 \left(H - \frac{w_0}{\gamma} \right)}{\lambda + \gamma^2 T_2^2 \left(H - \frac{w_0}{\gamma} \right)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0$$

$$v = \frac{-\gamma H_1 T_2}{\lambda + \gamma^2 T_2^2 \left(H - \frac{w_0}{\gamma} \right)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0$$

$$M_z = \frac{\lambda + \gamma^2 T_2^2 \left(H - \frac{w_0}{\gamma} \right)^2}{\lambda + \gamma^2 T_2^2 \left(H - \frac{w_0}{\gamma} \right)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0$$

où T_1 = temps de relaxation spin-réseau. C'est la constante de temps de la loi exponentielle qui décrit, en première approximation, l'évolution du moment magnétique résultant \vec{M} , quand on plonge la substance dans le champ \vec{H} .

\vec{M} passe alors de la valeur O à la valeur \vec{M}_0 .

\vec{M}_0 valeur finale du moment magnétique quand on plonge la substance dans un champ constant \vec{H} :

$$\vec{M}_0 = \psi_0 \vec{H}$$

ψ_0 est la susceptibilité statique de la substance.

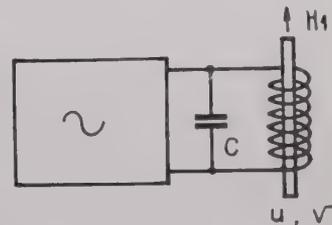
$$\psi_0 = N \frac{\mu^2}{3 KT} \left\{ \begin{array}{l} N \text{ nombre de noyaux par} \\ \text{unité de volume,} \\ \mu \text{ moment magnétique du} \\ \text{noyau,} \\ T \text{ température absolue.} \end{array} \right.$$

Pour les protons, dans les conditions normales :

$$\psi_0 = 3,410 \cdot 10^{-10} \text{ u.é.m.}$$

$$\gamma = 2,6751 \cdot 10^4 \text{ gauss}^{-1} \text{ s}^{-1} .$$

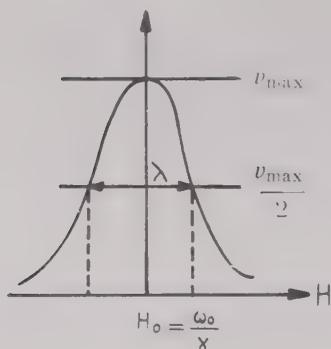
Principe de détection : Si le champ H_1 est fourni par une bobine entourant l'échantillon, parcourue par le courant d'un oscillateur transistor, le passage par la résonance se traduit par une diminution d'amplitude de la tension HF aux bornes du circuit oscillant de l'oscillateur :



L'amplitude de la tension HF est proportionnelle à $\frac{\Delta Q}{Q^2}$, Q étant le coefficient de surtension du circuit

oscillant, c'est-à-dire qu'elle est proportionnelle à la composante v du moment magnétique :

$$v_{\max} = \frac{\gamma H_1 T_2 \psi_0 H_0}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2}$$



La valeur du maximum dépend de l'amplitude du champ H_1 ainsi que de la largeur λ de la courbe $v = f(H)$ à mi-hauteur. Il existe une valeur optimale de H_1 , soit $\frac{1}{\gamma \sqrt{T_1 T_2}}$ qui rend v_{\max} maximal. Nous avons ensuite saturation.

En fonction de λ , c'est-à-dire de T_2 , v_{\max} varie de façon monotone et décroît quand λ croît.

Un autre élément intervient dans la valeur de l'amplitude du pic de résonance ; c'est l'homogénéité du champ H . Si le champ H n'est pas constant sur tout le volume de l'échantillon, l'amplitude de la tension HF devient proportionnelle à la valeur moyenne \bar{v} de la composante v sur tout le volume — il s'ensuit un élargissement de la raie, donc une diminution de l'intensité du pic.

Pour observer le phénomène de résonance, on superpose au champ directeur \vec{H} un champ sinusoïdal, d'amplitude H_m , largement plus grande que la demi-largeur de raie, et de fréquence F (50 Hz). La composante du champ selon OZ passe ainsi $2F$ fois par cycle par la valeur de résonance. Si nous restons dans le domaine d'un balayage lent c'est-à-dire si $\frac{dH}{dt} \ll \frac{\lambda}{T_2}$, les composantes du moment magnétique restent u, v, M_z , telles qu'elles sont données plus haut et l'amplitude de la tension HF , au passage par la résonance, à l'allure en fonction du temps de la courbe $v = f(H)$.

Si l'amplitude de la tension HF devenait très faible, l'amplitude de la tension HF deviendrait proportionnelle à la pente de la courbe $v = f(H)$ au point autour duquel on effectuerait le balayage.

Réalisation : Le gaussmètre à résonance nucléaire qu'on a construit peut mesurer des champs magnétiques compris entre 2 500 et 16 000 gauss (à condition que ces champs n'aient pas une inhomogénéité supérieure à 5 gauss par cm). La limitation créée par l'homogénéité du champ dépend en fait des dimensions de la sonde.

On peut faire varier l'amplitude du balayage (0 à 40 gauss) de façon à pouvoir obtenir la raie la plus

fine, compte tenu de l'inhomogénéité du champ à mesurer.

La raie apparaît sur l'écran d'un oscilloscope incorporé à l'appareil. Quand le pic est placé au centre de la trace, la mesure du champ revient à une mesure d'une fréquence :

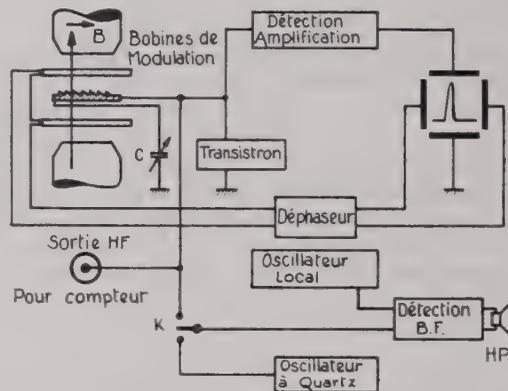
$$H = \frac{2\pi}{\gamma} F$$

γ est connu à mieux que 10^{-5}

La précision de la mesure du champ dépend donc de la précision avec laquelle est fait le pointé sur l'écran de l'oscilloscope et de la précision de la mesure de fréquence. Nous avons deux possibilités :

— mesurer la fréquence avec un compteur extérieur, pour une précision de 10^{-4} .

— mesurer la fréquence à l'aide du système incorporé dans l'appareil, pour une précision $\sim 10^{-3}$. Le contacteur K à deux positions permet de choisir l'une ou l'autre méthode.



Description des circuits

Les circuits du magnétomètre se composent de quatre ensembles principaux :

1. la sonde proprement dite (oscillateur et détection),
2. le tube cathodique,
3. le système de mesure de fréquence,
4. les alimentations.

1. la sonde :

L'oscillateur est du type transistron (tube T_1 sur le schéma des circuits de la sonde). Le circuit oscillant est constitué par la self qui est placée dans la tête de sonde (fig. 5 représentant la tête) et par le condensateur variable Aréna, en parallèle sur des capacités en mica pour constituer les trois gammes de fréquence. La self est constituée par 7 tours de fil émaillé de 1 mm de diamètre. La bobine a 10 mm

ficateurs et de tous les tubes de la sonde et des oscilateurs (fig. 7).

En outre, on a la tension alternative de balayage en champ.

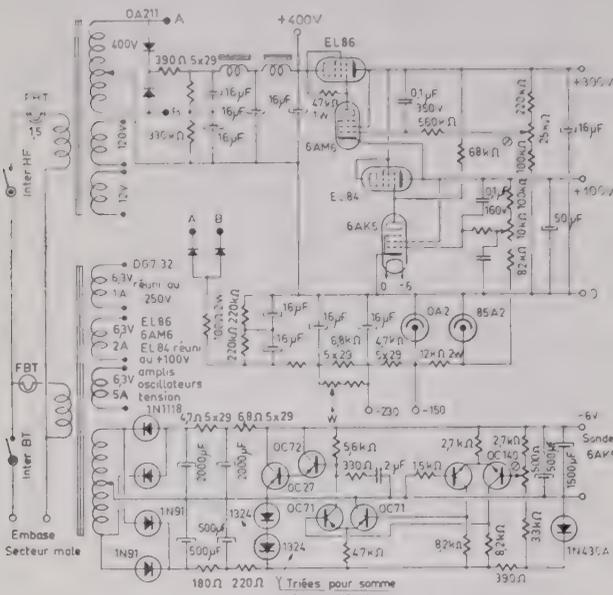


FIG. 7. — Alimentations.

1.4. GAUSSMÈTRE DE ZÉRO DE CHAMP

Pour certaines expériences, où il s'avère nécessaire d'utiliser le faisceau d'électrons « en direct », on arrête l'alimentation en courant des électro-aimants de déviation : ceux-ci, lorsqu'ils cessent d'être alimentés, présentent une induction rémanente (25 gauss) qui introduit une déviation gênante. On a prévu, sur certains de ces électro-aimants de déviation, des bobines supplémentaires de dégaussage qui ramènent, lorsqu'elles sont alimentées, l'induction rémanente dans l'entrefer à une valeur de ± 1 gauss. On excite ces enroulements avec une alimentation régulée en intensité. Un gaussmètre de zéro de champ permet de mesurer le champ dans l'entrefer avec une sensibilité ≤ 1 gauss et avec une précision de $\pm 0,3$ gauss.

Principe : la caractéristique non linéaire ($B - H$) d'un matériau magnétique à cycle d'hystérésis étroit permet de réaliser un gaussmètre qui utilise cette propriété pour engendrer des harmoniques dont les amplitudes dépendent du champ à mesurer [1-2].

Si on suppose un matériau ferromagnétique dont le rapport longueur/largeur est grand, on peut alors écrire que $B = \mu\mu_0 H$. Si on bobine sur le matériau deux enroulements, dont on alimente le primaire avec un courant de pulsation w , alors $H = H_0 \sin \omega t + H_1$, où H_1 est le champ de polarisation (le champ inconnu qu'il s'agit de mesurer). Si H' ($\sim 0,5$ oersted) est le champ pour lequel $B = B_0$ (saturation), la tension au secondaire (e_2) est proportionnelle à H_1 (pour $H_1 < H'$). En supposant que le cycle d'hystérésis du matériau est très étroit,

et que la courbe $B-H$ est symétrique, on trouve que les harmoniques pairs de e_2 s'annulent quand $H_1 = 0$. En accordant le secondaire sur l'harmonique deux, e_2 est proportionnelle à H_1 . Les expressions qui donnent les diverses amplitudes d'harmoniques pairs et impairs pour un cycle d'hystérésis réel sont par leurs complexités inutilisables.

Nous avons trouvé qu'un gaussmètre de ce genre se calibre empiriquement ; l'harmonique trois étant celui qui s'adapte le mieux, dans notre cas, aux mesures de champ rémanent (fig. 8).

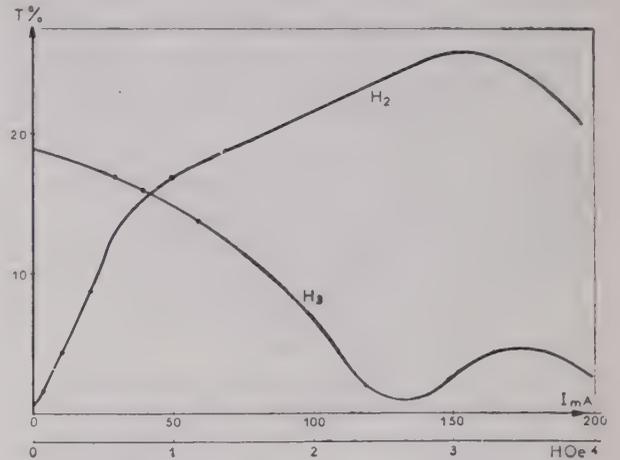


FIG. 8. — Echantillon en essai : mumétal. Pour fondamental de 1 kHz, variation du taux harmonique 2 et 3 en fonction du champ continu.

Réalisation :

— La sonde : le matériau utilisé est du ruban de Rectimphy dont les dimensions sont les suivantes :

longueur : 20 mm

largeur : 5 mm

épaisseur : 15/100 mm

Le primaire comporte 200 spires jointives et le secondaire quatre couches superposées de 200 spires jointives, en fil de 5/100 émaillé. Le bobinage est réalisé sur une gaine semi-rigide en matière plastique, de forme cylindrique et de diamètre égal à 5 mm. Le tout est aplati afin d'améliorer le coefficient de remplissage, rendu rigide par l'utilisation d'une résine et le ruban de Rectimphy est alors introduit dans la gaine.

Description des circuits : la figure 9 donne une vue détaillée de l'ensemble. L'oscillateur à 1,5 kHz est du type Colpits. Pour la précision exigée aucune précaution n'est à prendre en ce qui concerne les dérives possibles en fréquence ou en niveau. L'amplificateur qui suit le secondaire est accordé sur 4,5 kHz. Des relais de sécurité permettent d'éviter que l'alimentation de dégaussage (fig. 10) et l'alimentation principale ne soient branchées simultanément.

Cet appareil nous permet de réduire le champ rémanent de l'entrefer à une valeur ≤ 1 gauss, limite inférieure de la précision requise.

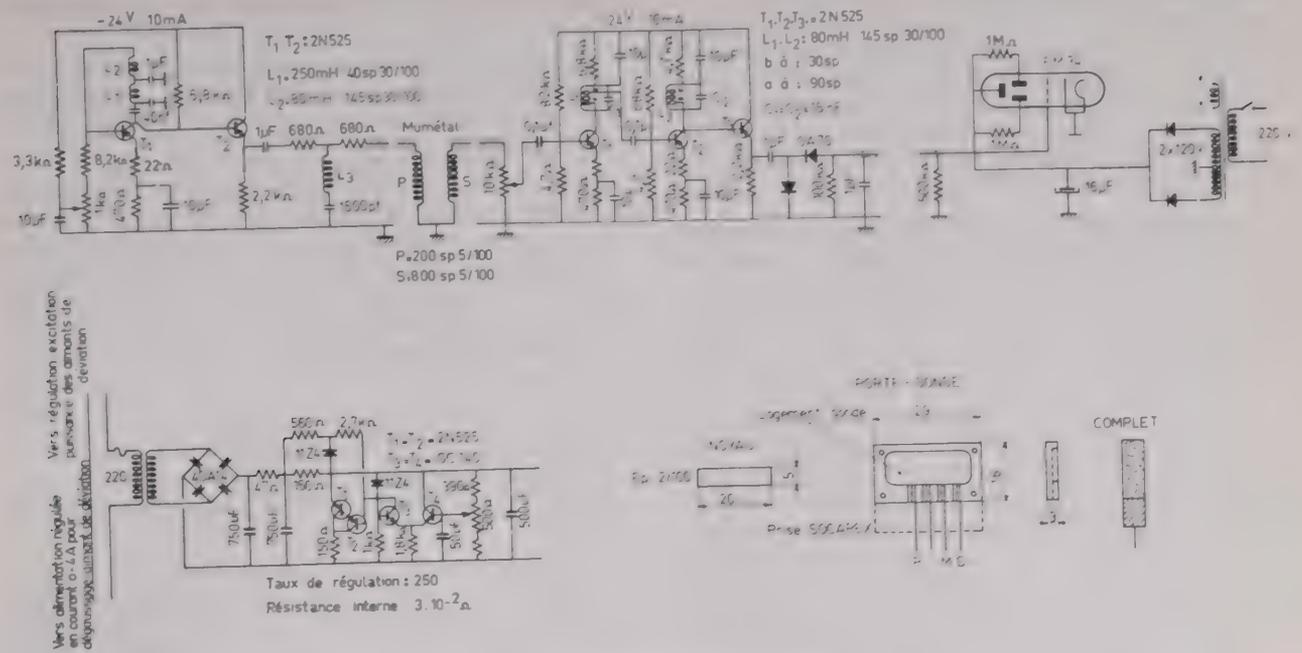


Fig. 9. — Détecteur de zéro de champ.

Principe : Nous utilisons dans tous les cas un groupe moteur génératrice continu pour fournir la puissance nécessaire à la charge (les spectromètres) et on contrôle par contre-réaction le courant continu dans l'enroulement de l'inducteur principal ou dans les enroulements auxiliaires de la génératrice. Ces enroulements, constitués d'une ou plusieurs parties, sont couplés magnétiquement malgré la séparation électrique des circuits d'excitation.

Des considérations dynamiques déterminent les courants nécessaires pour augmenter ou diminuer rapidement l'excitation des enroulements ainsi que les puissances à fournir pour maintenir la précision exigée.

2.1. CHOIX DU GROUPE MOTEUR GÉNÉRATRICE

Pour les régulateurs utilisés les groupes tournants doivent satisfaire aux conditions suivantes :

- la puissance disponible doit être compatible avec la charge et ses variations.
- Le gain en puissance doit être élevé, afin de diminuer la dynamique de l'excitation. Dans les machines courantes ce gain se situe entre 100 et 150.
- Le taux de croissance ou de décroissance de la tension aux bornes de l'induit (V_m) à partir d'une valeur nominale V_0 quand on contrôle l'excitation dans le sens positif ou dans le sens négatif doit être grand.

On définit le coefficient a , qui caractérise l'excitation instantannée, par :

$$a = \frac{d(V_m/V_0)}{dt} = \frac{dU}{dt} \approx \frac{\Delta u}{T_1}$$

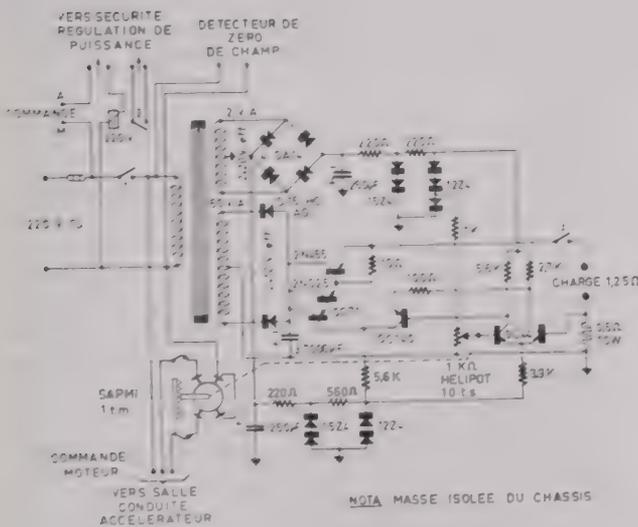


Fig. 10. — Alimentation régulée en courant 0-4 A.

II. Régulateurs d'intensité et d'induction de spectromètres magnétiques.

La précision avec laquelle nous pouvons mesurer la quantité de mouvements de particules analysées dépend initialement de la stabilité de l'induction B . Pour certaines expériences, elle doit être meilleure que $2 \cdot 10^{-4}$ pendant la durée normale des mesures.

Nous décrivons brièvement dans cette partie les appareils utilisés permettant d'atteindre cette précision, en régulant soit l'intensité du courant, soit directement l'induction des spectromètres [1-4].

où T_1 est la constante de temps de l'inducteur

$$T_1 = \frac{L}{R_1}$$

R_1 est la résistance de l'inducteur à la température de fonctionnement (~ 40 °C).

Le coefficient a prend des valeurs différentes suivant qu'on travaille dans la région linéaire ou dans la région non linéaire de la machine. En effet dans la région de saturation la constante de temps prend une valeur T_{ls} ($T_{ls} < T_1$). Cette variation n'atteint que 20 % de la valeur nominale de T_1 parce que la carcasse est surdimensionnée.

Le taux d'harmoniques total de la tension (V_m) aux bornes de l'induit n'excédera pas 3%. Une analyse d'harmoniques, sur les génératrices utilisées, montre qu'à la fréquence de 97 Hz nous avons un maximum de 2% et que pour le reste du spectre la valeur moyenne est inférieure à 0,5%. Les harmoniques d'encoques et des lames du collecteur sont à l'extérieur du spectre de perturbations que nous contrôlons (par exemple : $f_{encoques} = 1\,530$ Hz, $f_{lames} = 3\,060$ Hz pour une vitesse en charge $N = 1\,480$ tr/mn).

L'amplitude moyenne des harmoniques n'est pas gênante pour la précision de 10^{-4} sur l'intensité (ou l'induction) dans la charge. Leur présence dans le détecteur d'erreur du régulateur risque de saturer les amplificateurs ; l'amplitude instantanée des harmoniques dépasse souvent de cent fois la tension d'erreur contrôlée. La gamme dynamique des amplificateurs doit donc être compatible avec ces perturbations.

L'inertie du groupe tournant doit être grande car une variation de V_m est produite par le glissement du moteur avec la fréquence et la tension du secteur d'alimentation. La constante de temps (T_t) associée à ce phénomène varie avec la charge (par exemple : $I_{max} = 700$ A, $T_t = 3$ s. ; $I_{min} = 50$ A, $T_t = 30$ s.). Dans l'établissement du gain de la chaîne de contrôle on tiendra compte de l'amplitude et du spectre de ces perturbations.

En fonction de la puissance contrôlée et de l'étendue du spectre de perturbations, la génératrice comportera un ou deux enroulements d'excitation :

Pour des puissances ≤ 100 kW contrôlées nous avons choisi la génératrice du type *U 130/S.W.* à un seul enroulement inducteur.

Pour des puissances supérieures nous avons choisi la génératrice du type *SR 260/S.W.* à un enroulement inducteur principal et deux enroulements auxiliaires à ± 10 % des ampères tours principaux. Les avantages sont évidents : l'enroulement inducteur est utilisé pour le positionnement du courant à 1 %, et les enroulements auxiliaires pour une régulation « fine », autour de cette valeur affichée.

Ainsi la gamme dynamique est sensiblement réduite.

2.2. LA CHARGE (LE SPECTROMÈTRE MAGNÉTIQUE)

L'expérience montre qu'on peut assimiler, en première approximation, la charge à un transformateur en court-circuit, la carcasse magnétique étant en acier forgé.

Si on mesure la tension en fonction de la fréquence aux bornes d'un shunt (R_s) branché en série avec la charge et alimenté par un générateur de tension à fréquence variable, pour une gamme de 10^{-3} Hz à 8 Hz l'affaiblissement est celui d'un réseau à phase non minimale : la pente asymptotique (3-4 dB/octave) et la phase dépendent du courant nominal (I_0) dans la charge.

Pour les fréquences supérieures les pertes totales magnétiques sont prédominantes et l'affaiblissement est constant et égal au rapport de la résistance en continu de la charge à celle du shunt branché en série.

L'affaiblissement des harmoniques de champ dans l'entrefer est très important ; pour une bande de fréquence de 1 Hz à 100 Hz on atteint 80 à 100 dB.

La constante de temps T_2 $\left(\frac{L \text{ charge}}{R \text{ charge}} \cong 1 \text{ s} \right)$

associée à l'établissement du courant (I_m) dans la charge, pour une excitation en échelon, dépend de la valeur nominale du courant (I_0). On constate une variation de 50 % de T_2 pour I_0 compris entre 50 A et 400 A.

Les pertes magnétiques totales expliquent ce comportement.

L'induction suit avec un retard le courant magnétisant. Elle atteint $2.3 \cdot 10^{-3}$ de sa valeur nominale avec une constante de temps T_2 , et sa valeur finale avec une précision de 10^{-4} au bout de 5 à 10 minutes (Pour certains types de spectromètres magnétiques ce temps se mesure en heures). Ce phénomène est expliqué par l'amortissement produit par les courants de Foucault dans un transformateur dont le secondaire est en court-circuit.

Un régulation d'induction prend en considération ces perturbations.

L'élévation de température par pertes Joule produit une augmentation de la résistance des bobines. Cette résistance (0,4 Ω à 30 °C) augmente de 50 % pour le courant maximal, avec un taux de croissance de l'ordre de 2 % par minute. Nous avons construit les bobines en conducteur de cuivre creux à l'intérieur duquel circule de l'eau à température constante (30 °C) avec une précision de ± 2 °C. L'inertie thermique de la charge et le débit d'eau imposent alors à la résistance une variation maximale de l'ordre de 2 % avec une constante de temps de l'ordre de 100 s.

2.3. PERTURBATIONS ET BRUITS

Par des méthodes classiques nous pouvons déterminer la fonction de transfert βA , en chaîne ouverte, qui tient compte des variations de la charge et des

éléments de puissance. Les perturbations contrôlées sont les suivantes :

- la variation de la résistance de la charge avec la puissance dissipée, dont la période moyenne est de 100 s.
- la variation de la tension aux bornes de l'induit en fonction des fluctuations de vitesse du moteur d'entraînement dont la période moyenne est de 3 s.
- les modifications de caractéristiques des amplificateurs excitant les enroulements de la génératrice.

Nous tenons encore compte de l'erreur en présence des bruits suivants sur l'élément comparateur du régulateur :

- la tension produite par les harmoniques de la génératrice dont le spectre s'étend jusqu'à 3 000 Hz, et l'amplitude desquelles dépend du courant dans la charge.

de la charge, en maintenant les pôles du réseau correcteur loin à gauche dans le plan complexe. On peut montrer qu'une relation précise existe, en présence de bruit, entre la sensibilité et la réponse d'un système aux variations de charge. Ceci avec les retards de transfert et les effets à non minimum de phase de la charge imposent une limitation à l'analyse classique.

Des études non linéaires en cours détermineront les caractéristiques optimales de ces régulateurs.

2.4. ÉLÉMENTS COMPAREURS

La détection de l'erreur entre la tension de référence et la valeur affichée en courant se fait sur un shunt en manganèse de $2 \cdot 10^{-3} \Omega$ et dont la résistance varie de $2 \cdot 10^{-5} \Omega / ^\circ C$. Pour les régulations en champ la référence est un gaussmètre à effet Hall (voir la description de cet appareil dans I).

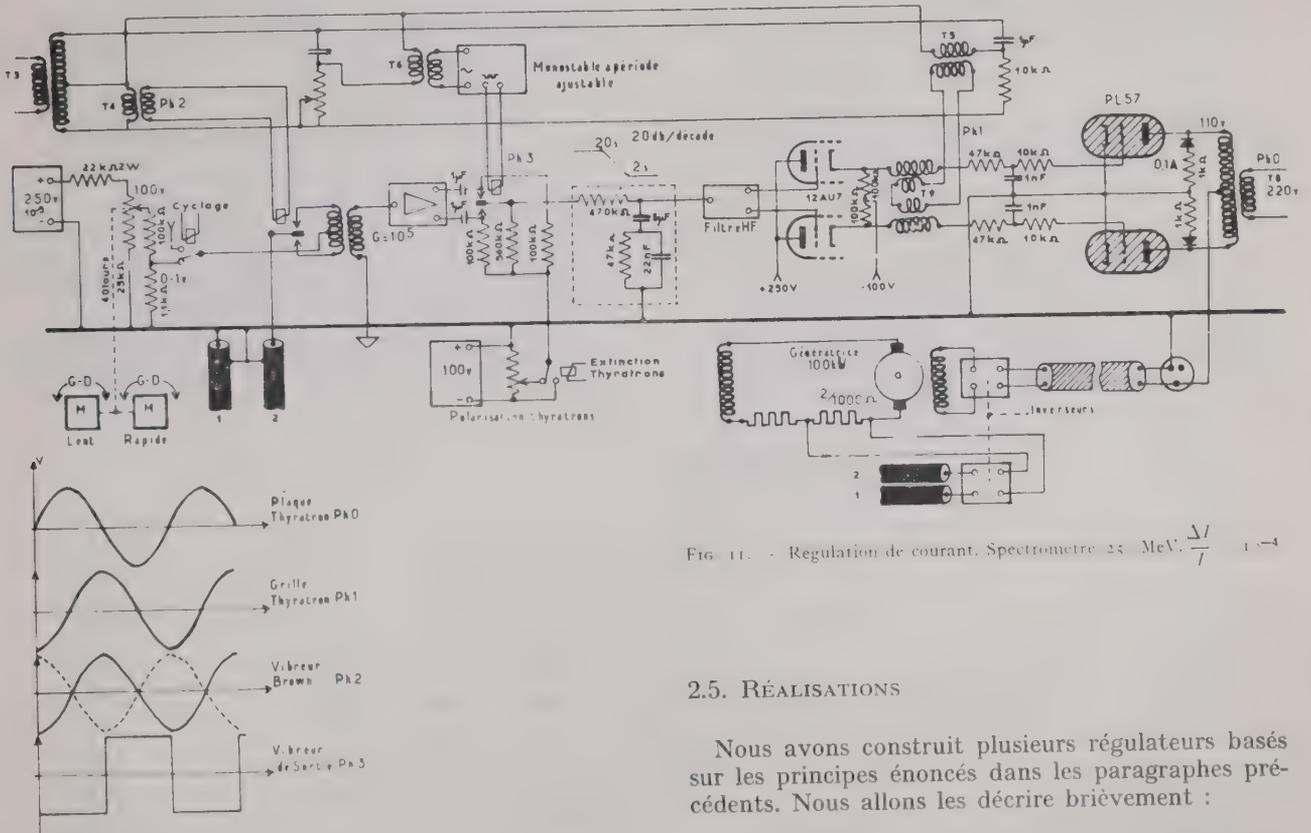


FIG. 11. - Régulation de courant. Spectromètre 25 MeV.

2.5. RÉALISATIONS

Nous avons construit plusieurs régulateurs basés sur les principes énoncés dans les paragraphes précédents. Nous allons les décrire brièvement :

a) Régulation en courant d'un spectromètre magnétique de 250 MeV :

La figure 11 représente le schéma simplifié de ce régulateur dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Puissance contrôlée : 90 kW
- Intensité maximale : 500 A
- Intensité minimale : 10 A.
- Précision et stabilité : $\leq 2 \cdot 10^{-4}$
- Fréquence de coupure : 1,8 Hz
- Shunt de comparaison : 2/1 000 Ω (manganèse).

- le bruit blanc présent à l'entrée des amplificateurs,
- la tension induite d'origine industrielle (50 Hz). La valeur crête de la somme de ces bruits est de 1 millivolt.

La présence de ces bruits et le comportement non linéaire des éléments de boucle modifient la conception du régulateur. En effet, on sait qu'on peut rendre la réponse du système, en boucle fermée, indépendante de la fonction de transfert de la charge en utilisant des réseaux correcteurs et en augmentant le gain de boucle. Cette boucle est stabilisée par l'introduction de zéros aux voisinages des pôles

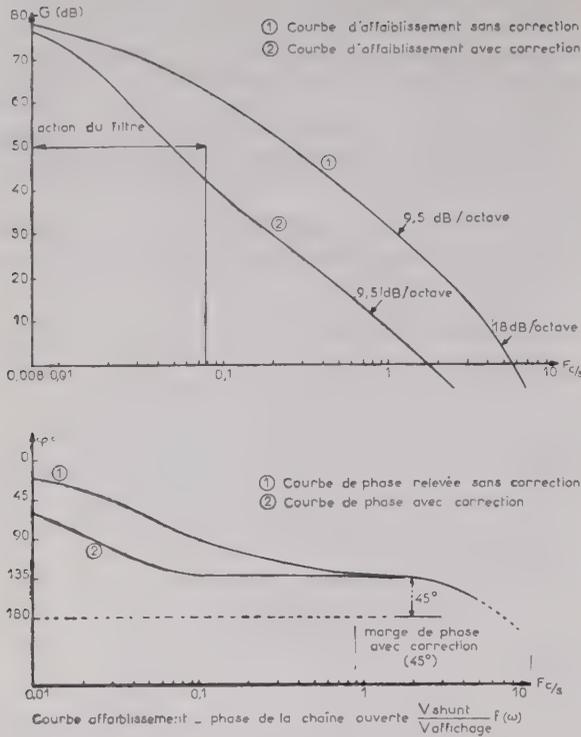


FIG. 12

La figure 12 représente les diagrammes atténuation-phase avec et sans réseaux correcteurs.

L'erreur est obtenue par comparaison entre la tension aux bornes du shunt et une alimentation de référence. La précision et la stabilité de cette ali-

mentation sont de $2 \cdot 10^{-5} / 24$ h pour des variations secteur et de charge.

L'ensemble de la comparaison se trouve thermostaté à $30 \text{ }^\circ\text{C} \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$. Un amplificateur à vibreur ($G = 100$ dB) amplifie la tension d'erreur que l'on applique par l'intermédiaire d'un filtre correcteur et de deux cathodines à deux thyratrons PL 57.

L'affichage de la référence et la mise en route de la régulation sont télécommandées. Enfin on a prévu un système de sécurité qui empêche d'une part de démarrer le groupe en charge, et d'autre part de faire débiter les thyratrons dans l'inducteur quand la génératrice est arrêtée. Nous avons actuellement 5 régulations de ce type en état de fonctionnement. Pendant la durée de l'utilisation de ces régulateurs (2 ans) le nombre de pannes est resté faible.

b) Régulation d'induction dans un aimant type C : la figure 13 représente le schéma de cet ensemble dont les caractéristiques sont les suivantes :

Puissance contrôlée : 55 kW

Intensité maximale : 400 A

Intensité minimale : 30 A

Précision et stabilité de l'induction : 10^{-4}

Fréquence de coupure : 0,8 Hz.

Élément de comparaison : Gaussmètre à effet Hall.

La figure 14 représente le diagramme atténuation-phase avec et sans réseau correcteur.

La tension d'erreur est fournie par un gaussmètre à effet Hall dont la sonde est introduite dans l'entrefer de l'aimant. Cette tension est amplifiée, et après le

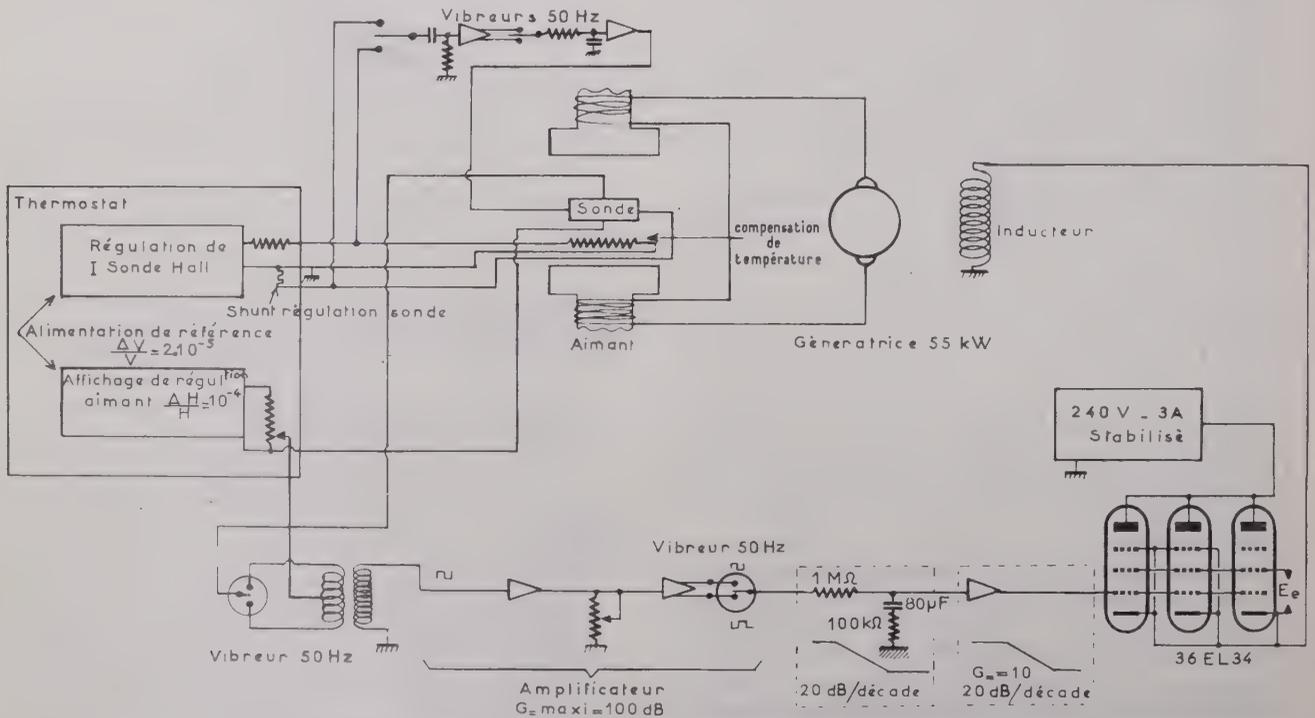


FIG. 13 - Schéma synoptique de l'alimentation d'un aimant type C. $\frac{\Delta H}{H} \sim 10^{-4}$.

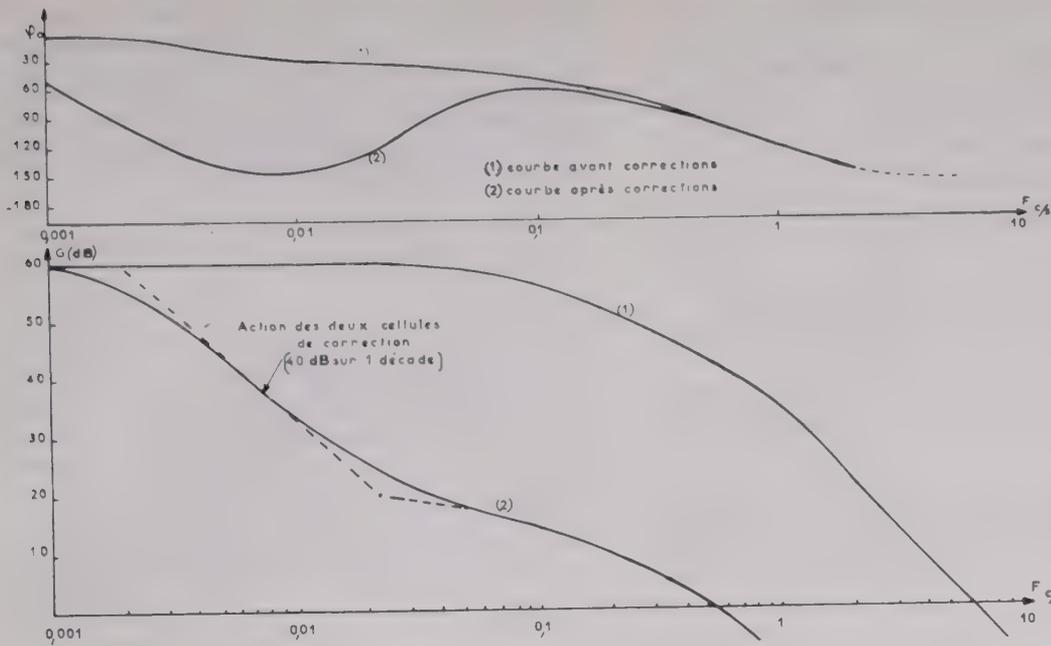


FIG. 14. — Courbes affaiblissement - phase de la chaîne

$$\frac{V_{\text{sonde hall}}}{V_{\text{affichage}}} = f(\omega)$$

passage dans un filtre dynamique attaque l'étage de puissance.

Le courant d'excitation est fourni par une alimentation stabilisée (240 V/3 A) commandée par des thyatron. Un groupe de tubes balast (EL 34) est en série avec l'inducteur et contrôle le courant.

Des expériences qui sont en cours on déterminera la tenue aux rayonnements de la sonde Hall.

c) Régulation de courant des spectromètres magnétiques 500 MeV.

La figure 15 représente le schéma simplifié de ce

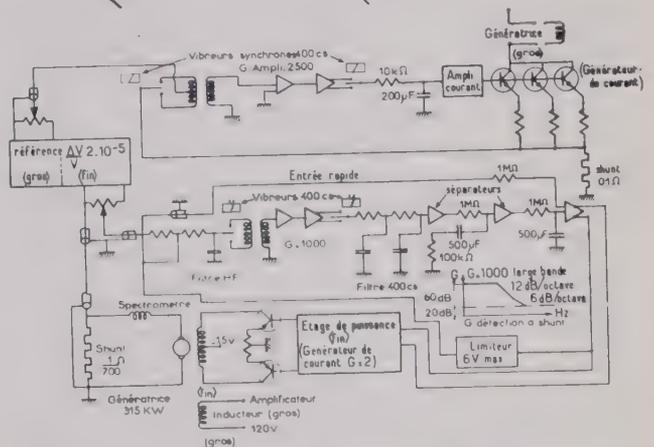


FIG. 15. — Schéma synoptique de l'alimentation du spectromètre 500 MeV.

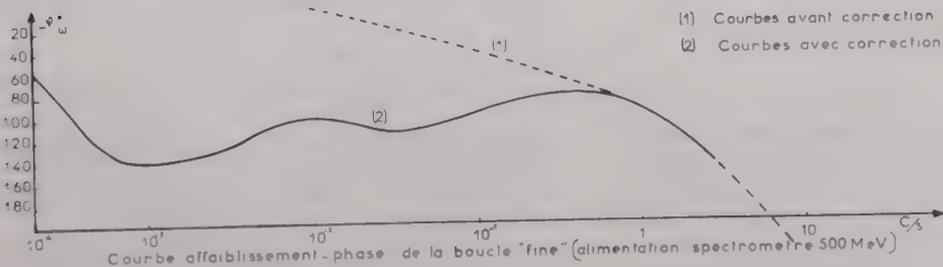
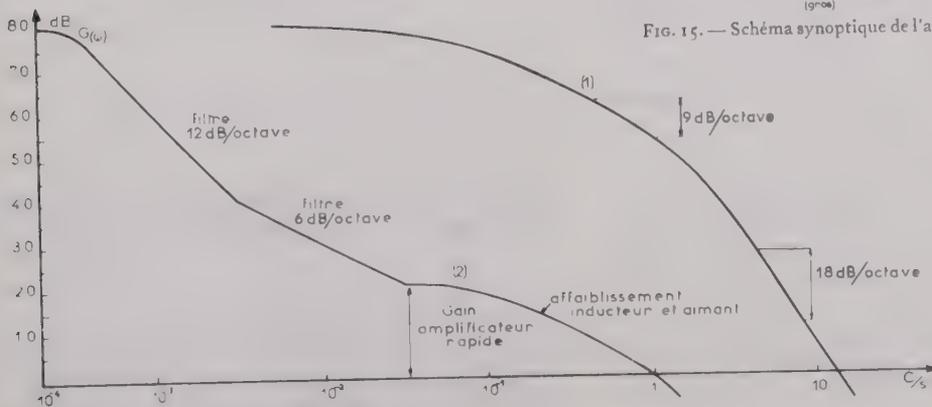


FIG. 16.

Dans le schéma de la figure 18 nous avons les éléments suivants :

A : Amplificateur à courants continus de gain k .

Z_1 : Impédance comprenant la résistance de fuite R_1 et la capacité C_1 du mesureur de courant, du câble et du circuit d'entrée de l'amplificateur. C_1 peut atteindre 10^{-8} F.

Z_2 : Impédance comprenant la capacité d'intégration et la résistance de fuite aux bornes de celle-ci.

i : Courant à intégrer

\bar{i}_d : Générateur de courant représentant les fluctuations de courant introduites par le circuit d'entrée.

\bar{U}_d : Générateur de tension représentant les fluctuations de tension de l'amplificateur ramenées à l'entrée.

Puisque le circuit d'entrée se compose d'un tube électromètre, les deux générateurs de fluctuations seront indépendants l'un de l'autre. Nous négligerons l'impédance de sortie de l'amplificateur ainsi que les effets dus à la bande passante de A. En se rapportant à la figure 18 on peut écrire

$$U_2 = \frac{k Z_2}{(k+1) + \frac{Z_2}{Z_1}} \left(i + \bar{i}_d \right) + \frac{1 + \frac{Z_2}{Z_1}}{(k+1) + \frac{Z_2}{Z_1}} k \bar{U}_d \quad (1)$$

— Circuit équivalent et réponse à un échelon de courant : En explicitant Z_1 et Z_2 et en négligeant pour le moment les générateurs de fluctuations nous obtenons :

$$U_2(p) = \frac{G i(p)}{1 + \tau p} \quad (2)$$

avec
$$G = \frac{k}{k+1} \frac{(k+1) R_1 R_2}{(k+1) R_1 + R_2} \quad (3)$$

$$\tau = \frac{(k+1) R_1 R_2}{(k+1) R_1 + R_2} \left(C_2 + \frac{C_1}{k+1} \right) \quad (4)$$

A partir de (2) nous pouvons construire le circuit équivalent de l'intégrateur (fig. 19). Il met en évi-

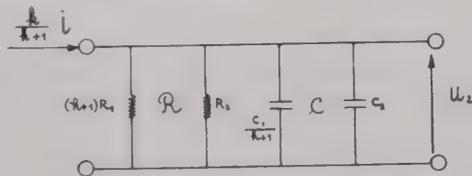


FIG. 19. — Schéma équivalent de l'intégrateur.

dence l'effet des résistances de fuite et de la capacité C_1 .

La réponse dans le temps de ce circuit à un échelon $\frac{i}{p}$ vaut :

$$U_2(t) = G i \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (5)$$

où G est la grandeur définie en (3).

En développant en série, l'erreur ε_1 par excès que nous commettrons sur la quantité de charge mesurée sera, au bout d'un temps t_1 appelé temps d'intégration :

$$\varepsilon_1 = \left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| = \frac{50 t_1}{\tau} (\%) \quad (6)$$

Exemple :

$$\varepsilon_1 = 1 \%, \quad R_2 = 10^{13} \Omega, \quad k = 10^3$$

$$C_1 = 10^{-8} \text{ F}, \quad C_2 = 10^{-9} \text{ F}$$

$$t_1 \simeq 200 \text{ s} \quad \text{pour} \quad 10^{10} \Omega < R_1 < \infty.$$

Nous voyons apparaître ici l'importance de la résistance de fuite R_2 aux bornes C_2 . La valeur de R_2 limite en dernier lieu, quel que soit k , la grandeur de la constante de temps τ .

3.2. GÉNÉRATEURS DE BRUIT DANS L'INTÉGRATEUR

Nous considérons par la suite les erreurs ε_2 et ε_3 produites par la présence des générateurs équivalents de bruits \bar{i}_d et \bar{U}_d de la figure 18.

On décompose ces fluctuations en deux catégories :

— les fluctuations dont les périodes moyennes sont du même ordre que la durée d'une expérience. Ce sont ce que l'on appelle couramment des dérives. Les origines de ces dérives lentes ont été étudiées en détail dans les amplificateurs à courants continus.

— les fluctuations de courtes périodes de valeur quadratique moyenne \bar{U}_d^2 et \bar{i}_d^2 produites par les résistances de fuite R_1, R_2 et les tubes amplificateurs. Leur contribution sera négligeable vu l'étroite bande passante de l'intégrateur.

— Fluctuations lentes : nous allons calculer l'erreur sur la quantité de charge mesurée en supposant

que \bar{i}_d fournit un courant constant $\frac{i_{d1}}{p}$ et que \bar{U}_d fournit une tension proportionnelle au temps $\frac{U_{d1}}{p^2}$ avec une pente U_{d1} volts par seconde.

Introduisons ces valeurs dans l'équation (1)

$$U_{2d}(p) = \frac{G}{1 + \tau p} \frac{i_{d1}}{p} + H \frac{1 + \tau' p}{1 + \tau p} \frac{U_{d1}}{p^2} \quad (7)$$

avec :

$$\tau' = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} (C_1 + C_2)$$

$$H = \frac{k (R_1 + R_2)}{(k+1) R_1 + R_2}$$

Par un calcul simple nous obtenons $U_d^2(t)$; en rapportant cette valeur à $U_2(t)$ défini en (5), l'erreur ε_2 vaudra :

$$\varepsilon_2 \left| \frac{U_{2d}}{U_2} \right| \simeq 100 \left[\frac{i_{d1}}{i} + \frac{(C_1 + C_2) U_{d1}}{i} \right] (\%) \quad (8)$$

Cette formule est valable pour des temps d'intégration inférieurs à τ ce qui est toujours réalisé en pratique.

Exemple

$$i_d = 10^{-14} \text{ A} \quad U_{d1} = 2 \mu\text{V s}$$

$$C_1 + C_2 = 10^{-8} \text{ F} \quad \varepsilon_2 = 1 \%$$

Le courant minimal intégrable est alors de l'ordre de $4 \cdot 10^{-12} \text{ A}$.

— Fluctuations rapides : en première approximation elles se composent du bruit thermique de \mathcal{R} et du bruit de grenaille $2 e \bar{i}_d \Gamma \Delta f$ engendré par le courant grille \bar{i}_d du tube électromètre (fig. 18). En tenant compte de la bande passante réduite de l'intégrateur nous obtenons :

$$\overline{U_{2n}^2} = \frac{KT}{C} + \frac{e \bar{i}_d \mathcal{R} \Gamma}{2 C}$$

K : cte de Boltzmann

T : température absolue

e : charge de l'électron

Γ : facteur dû à la non saturation du circuit grille de l'électromètre.

En prenant $\Gamma \simeq 1$, $\mathcal{R} = 10^{13} \Omega$, $\bar{i}_d = 10^{-14} \text{ A}$, $C = 10^{-10} \text{ F}$, nous obtenons $\overline{U_{2n}^2} \simeq 10 \mu\text{V}$. En pratique la capacité C est de l'ordre de 10^{-8} F , l'erreur ε_3 est donc négligeable.

3.3. PERTURBATIONS EXTÉRIEURES

Une construction soignée a permis d'éliminer les erreurs dues à des signaux parasites industriels ou de haute fréquence.

Les rayonnements intenses dans les salles de cibles produisent l'ionisation des isolants donnant naissance à des courants de 10^{-12} à 10^{-13} A . Ces courants, stables dans le temps, sont compensés à l'entrée de l'intégrateur par un courant inverse.

3.4. ERREUR DE SEUIL DU COMPAREUR

Lorsque la tension $U_2(t)$ atteint la tension du seuil U_s affichée sur le comparateur, celui-ci opère la remise à zéro de l'intégrateur avec une erreur ΔU_s variant dans le temps et fonction de la pente de $U_2(t)$.

Nous avons donc :

$$\varepsilon_4 = \left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| = \frac{\Delta U_s}{U_2(t_1)} \quad (10)$$

Remise à zéro

Le relais r (fig. 21) est fermé et l'amplificateur est en contre-réaction totale, il apparaît à la sortie une tension $U_2 = \frac{k}{k+1} \overline{U_d} = \overline{U_d}(t_1)$. Lors d'une nouvelle intégration il se superposera au signal à intégrer une tension d'erreur $U_d(t_1)$.

Précision des mesures

Les causes d'erreur que nous avons énumérées s'ajoutent, leur somme ε reste constante quel que soit le nombre de périodes d'intégration effectuées lors d'une expérience, à condition d'avoir défini au préalable leurs limites supérieures.

En conclusion, pour rendre ε minimal, le courant i étant donné, il faut que :

— la tension du seuil $U_2(t_1)$ soit aussi élevée que possible

— lorsque les courants à intégrer seront faibles, C_2 soit inférieur ou égal à C_1

— la durée d'intégration reste faible par rapport à τ .

La sensibilité est limitée en dernier lieu par le courant grille \bar{i}_d de l'électromètre.

3.5. RÉALISATIONS

Nous avons construit un certain nombre d'intégrateurs de courant basés sur le principe qui a été énoncé. Leurs caractéristiques moyennes sont les suivantes :

— amplificateur continu ;

— gain : $k \geq 1000$

Amplitude de sortie : 50 V avec une linéarité de 1 %

Dérive ramenée à l'entrée : $U_{d1} \leq \frac{10 \text{ mV}}{\text{heure}}$ après

4 heures de fonctionnement, avec toutefois des fluctuations brusques de l'ordre de $20 \mu\text{V/s}$.

— Comparateur :

Fluctuations du seuil : $|\Delta V_s| \leq 0,5 \text{ V}$ sur 2 heures de fonctionnement — temps mort de recyclage : 100 ms.

— Capacités d'intégration : Ce sont des capacités au polystyrène fabriquées par Stéafix, la limite inférieure de leur résistance d'isolement atteint 10^{13} à $10^{14} \Omega$ pour des valeurs plus petites que $0,1 \mu\text{F}$.

— Alimentation : à piles sur les premiers modèles à recyclage manuel, se fait maintenant sur le secteur.

L'oscillogramme d'un cycle d'intégration effectué avec un courant i constant est représenté sur la figure 20.

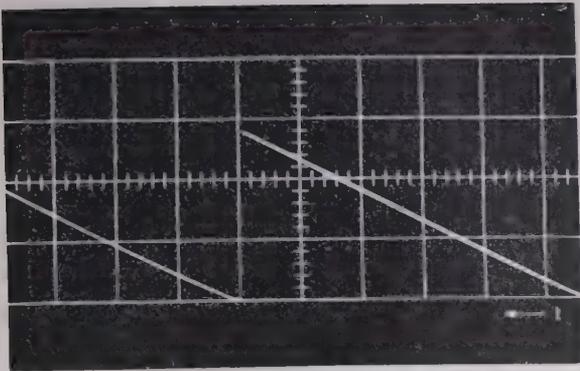


FIG. 20. — Oscillogramme d'un cycle d'intégration, en ordonnée $U_2 = 20$ V par division, $t = 1$ s par division.

La figure 21 montre la disposition des principaux éléments de l'intégrateur.

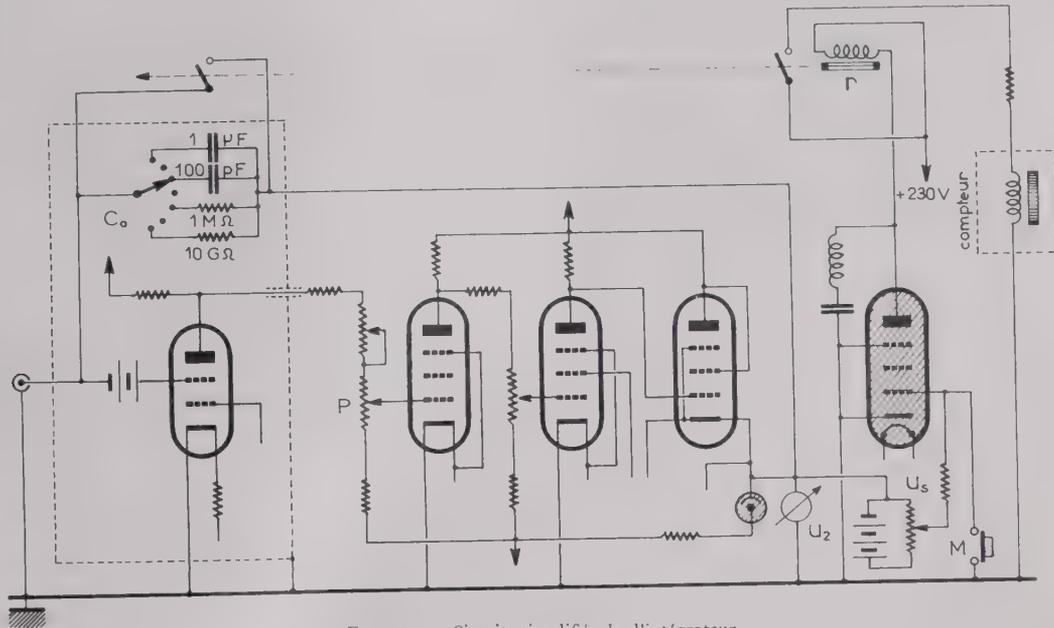


FIG. 21. — Circuit simplifié de l'intégrateur.

Le tube électromètre miniature Victoreen 5 800 ainsi que le contacteur C_0 se trouvent dans une enceinte blindée. L'amplificateur à courants continus charge un étage cathodyne aux bornes duquel est développée la tension U_2 , le tarage s'effectue au moyen des potentiomètres P au moment où le contacteur de recyclage manuel M est fermé. L'organe comparateur est un thyatron 2 D 21 qui fournit en même temps l'énergie nécessaire pour actionner le relais de décharge et le compteur. Son extinction est commandée par une ligne LC. Un voltmètre incorporé permet de lire approximativement la tension intégrée et un microampèremètre à déflexion logarithmique permet d'effectuer le tarage de l'amplificateur avec une précision de 1 mV. Des résistances étant prévues sur C_0 , il est possible d'utiliser l'intégrateur en mesureur de courant.

Une autre version, transistorisée utilise un modulateur à condensateur vibrant. Le principe reste le même, par contre les dérives sont ramenées à $100 \mu\text{V}/24$ h. Cela permettra l'intégration de courants de 10^{-13} à 10^{-14} A limite inférieure nécessaire dans les expériences.

3.6. ETALONNAGE

Il existe 2 méthodes différentes basées sur la définition de la charge. L'une, que nous appellerons dynamique [6] fait intervenir la charge définie par $Q = it$ et l'autre, que nous appellerons statique $Q = CU$.

D'une manière générale, la mesure d'une capacité sur un pont alternatif, si l'absorption diélectrique dans celle-ci est négligeable, peut s'effectuer avec une grande précision; il est par contre bien plus difficile de connaître un courant faible. Nous emploierons donc la méthode statique.

— Principe de l'étalonnage par la méthode statique

Une capacité C_m au polystyrène mesurée à 0,2 % sur un pont G. R. 716 C et chargée à un potentiel U_m est connectée aux bornes de l'intégrateur; connaissant U_2 il est facile de faire l'étalonnage en quantité de charge.

Il faut introduire une correction due au fait que C_m ne se décharge qu'à une valeur $\frac{U_2}{k}$; cette erreur, exprimée en quantité de charge vaut :

$$\frac{\Delta Q}{Q} \approx \frac{C_m}{C_2} \cdot \frac{1}{k}$$

Il est indispensable que le tarage de l'intégrateur soit effectué avant la mesure (cf. 3.2).

IV. Compteur en échelle

4.1. DISPOSITIONS GÉOMÉTRIQUES DES COMPTEURS

Nous avons étudié et réalisé un compteur en échelle de 11 canaux [1-3]. Chaque canal comporte un détecteur formé d'un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur 52 AVP à l'aide d'un guide de lumière. Le nombre des détecteurs avec ce spectromètre est limité à 11, en raison de la position et des dimensions des compteurs qui correspondent à une définition de 0,2 % en énergie, et de l'encombrement du blindage nécessaire. Les 11 scintillateurs sont placés le long du plan focal du spectromètre, incliné à 22° avec l'horizontale. Ainsi pour chaque valeur du champ magnétique du spectromètre on obtient à la fois des valeurs correspondant à 11 points sur le spectre des électrons diffusés. La situation se complique par le fait que non seulement les électrons à analyser produisent des impulsions, mais les scintillateurs sont également sensibles au bruit de fond très intense de la salle d'expériences.

Pour éliminer ce bruit de fond nous avons placé derrière les scintillateurs un compteur Cerenkov en coïncidence avec chacun des canaux, le compteur Cerenkov n'étant sensible qu'aux électrons relativistes.

Electronique utilisée

L'ensemble du système d'analyse est constitué par une électronique rapide dont la haute résolution dans le temps permet de séparer les événements

Les circuits de coïncidence entre le compteur Cerenkov (56 AVP) et les scintillateurs (52 AVP) sont des circuits à diode dont la résolution prompte est de 2 ns et dont la résolution dans ce circuit est de 10 ns en raison du temps de montée du photomultiplicateur 52 AVP.

Un présélecteur permet d'arrêter le comptage après une certaine charge de courant intégrée.

Détection

La partie concernant la détection et les phénomènes perturbateurs étant dans l'article « appareillage de détection » nous décrivons uniquement les circuits électroniques utilisés dans ce cas particulier.

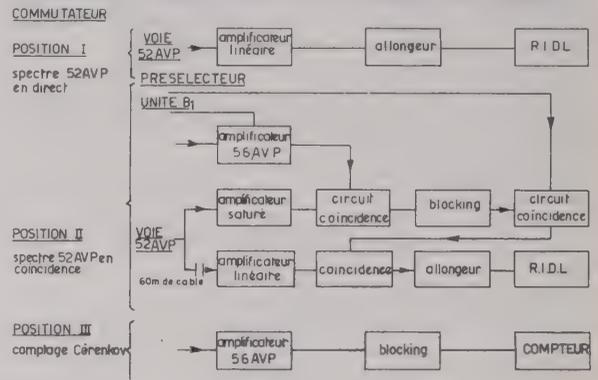


FIG. 22 bis

4.2. PARTIE ÉLECTRONIQUE

Justification de la transistorisation de l'équipement

Plusieurs raisons nous ont amenés à utiliser des transistors aussi bien pour l'équipement se trouvant

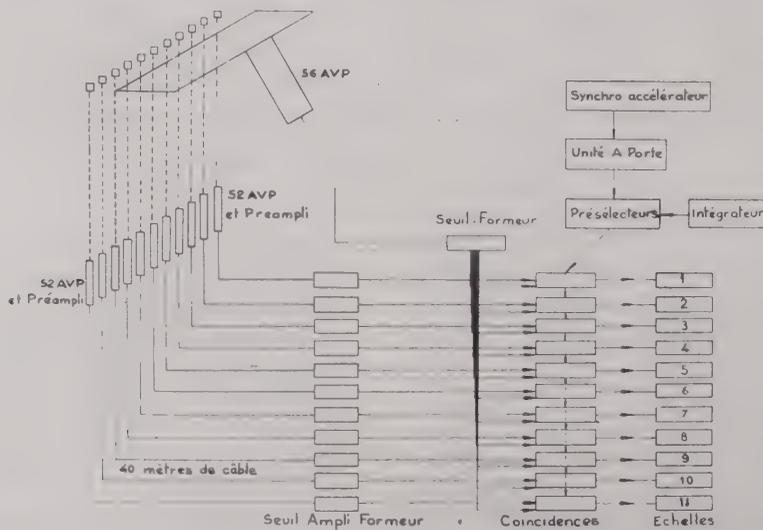


FIG. 22

réels des radiations parasites. La figure 22 représente le schéma synoptique de l'ensemble des circuits d'électronique du compteur en échelle.

dans la salle de cible que pour celui situé dans la salle de mesure. Résumons rapidement les éléments de notre choix.

Dans la salle de cible

On dispose à la sortie des photomultiplicateurs 52 AVP de signaux ayant une amplitude crête voisine de 100 à 200 mV et un temps de montée de 10 ns. Le fonctionnement correct du circuit de coïncidence — placé dans la salle de mesure, c'est à-dire à un soixantaine de mètres de longueur de câble des photomultiplicateurs — nécessite d'intercaler un préamplificateur susceptible de porter ces

le prix très élevé de l'heure de fonctionnement oblige à réaliser un matériel présentant une probabilité minimale de panne.

Une réserve toutefois : nous ne sommes pas encore en mesure de chiffrer avec précision les modifications de caractéristiques que pourra entraîner l'exposition de ce matériel aux radiations (γ et neutrons rapides). Il est probable que de ce point de vue le tube soit supérieur aux transistors.

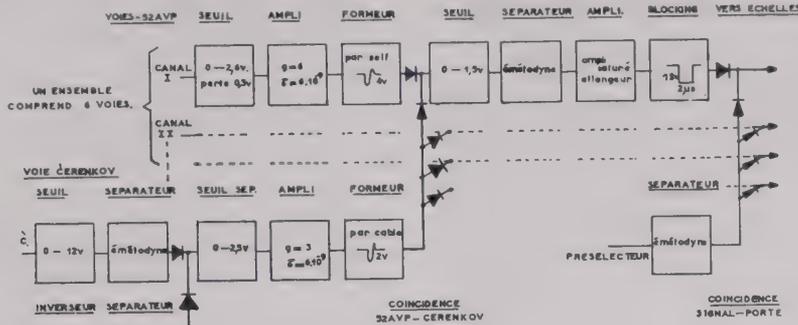


FIG. 23

signaux à un niveau de l'ordre du volt. Ce préamplificateur doit être placé à proximité immédiate du photomultiplicateur correspondant et doit présenter une impédance de sortie faible, afin d'éviter que le signal de sortie ne soit brouillé par des bruits d'origine magnétique et électrostatique, induits sur les câbles de transmission.

On est amené à placer dans une même enceinte, évidemment blindée, l'ensemble des photomultiplicateurs et des préamplificateurs de tension, d'où l'intérêt évident qu'il y a à transistoriser le matériel afin de pouvoir plus facilement réduire l'encombrement de cette enceinte. Toutefois il importe de remarquer que du point de vue des variations de la température de la salle de cible, les transistors présentent une sensibilité supérieure à celle des tubes, sensibilité se traduisant par une variation plus importante du gain et du temps de montée. Nous savons, en effet, que les variations de température agissent sur le courant de saturation du transistor (ce courant de saturation double tous les 10 degrés avec un transistor au germanium). La variation du courant de saturation entraîne comme conséquences les plus importantes, celles du courant émetteur, donc de l'impédance d'entrée et de la capacité de sortie. S'il est alors avantageux de transistoriser le préamplificateur, pour répondre à des exigences d'encombrement, certaines précautions devront être prises afin d'améliorer le facteur de stabilité du transistor ($S = \frac{dI_c}{dI_{co}}$) par l'application à chaque étage d'une contre-réaction T.B.F. d'un taux suffisant.

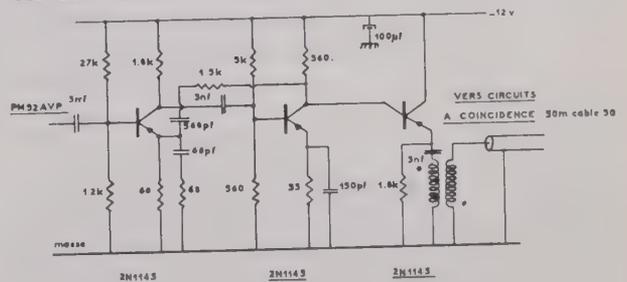
— Par contre, qu'il s'agisse de la salle de cible ou de la salle de mesure, le transistor présente sur le tube l'avantage d'une durée de vie supérieure. C'est là un argument décisif, pour un appareillage faisant partie d'un ensemble très complexe et dont

— Description d'une voie

Le schéma synoptique (fig. 22) présente le principe des circuits du Compteur en Echelle. La figure 23 montre plus en détail les différents éléments qui le composent. Nous allons dans cet exposé décrire plus particulièrement une voie, étant entendu que cela se répète pour les 11 canaux de détection.

4.3. LE PRÉAMPLIFICATEUR

Le schéma du préamplificateur est donné par la figure 24. Il a un gain de 10 et le temps de montée est de l'ordre de 5 ns.



GAIN = 10 $\mu_{m^2} = 0.5 \cdot 10^{-8}$ $V_3 = 25v$ $\mu_{r_{2c}} = 1.5 \cdot 10^6$

FIG. 24

Pour inverser le signal, nous avons placé un transformateur d'impulsions à ferrite, constitué par un câble coaxial qui nous permet d'avoir des impulsions positives de 1 à 2 volts, pour attaquer les amplificateurs à seuils situés dans la salle de mesure. On a fait usage dans ce pré-amplificateur des deux types les plus simples de contre-réaction, sur chaque étage par un circuit R.C. et d'un étage sur le précédent, également par un circuit R.C.

4.4. AMPLIFICATEURS A SEUIL

L'introduction des diodes semi-conductrices très rapides nous a permis de réaliser des discriminateurs de seuil très linéaires. Le faible temps de recouvrement de ces diodes - 4 ns pour la S 555 G ou 0,5 ns pour la ID 10-050 T - permet une résolution élevée.

Les circuits équivalents de ces diodes étant à basse impédance les constantes de temps RC sont faibles (≤ 5 ns) les empilements sont donc moins fréquents. Les capacités aux bornes de ces diodes sont de l'ordre de 1 à 2 pF.

Le discriminateur est réalisé très simplement. La diode est polarisée en inverse, la tension de polarisation étant obtenue à l'aide d'un potentiomètre « Héliopot » linéaire à 0,5 % à partir d'une tension de 12 V stabilisée à mieux que 10^{-3} . Le seuil de ce discriminateur avec les diodes S 555 G ou S 570 G est de 0,3 V. Il faut noter que la tension inverse de ces diodes est très faible, 15 volts maximum pour les S 555 G et 8 volts pour les S 570 G, ce qui limite leur utilisation.

et les constantes de temps qui interviennent dans le cas où il y a coïncidence sont de la forme

$$T_c = R_L C_p .$$

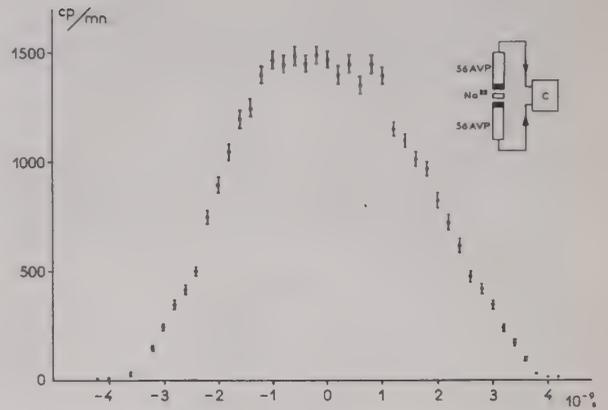


FIG. 26

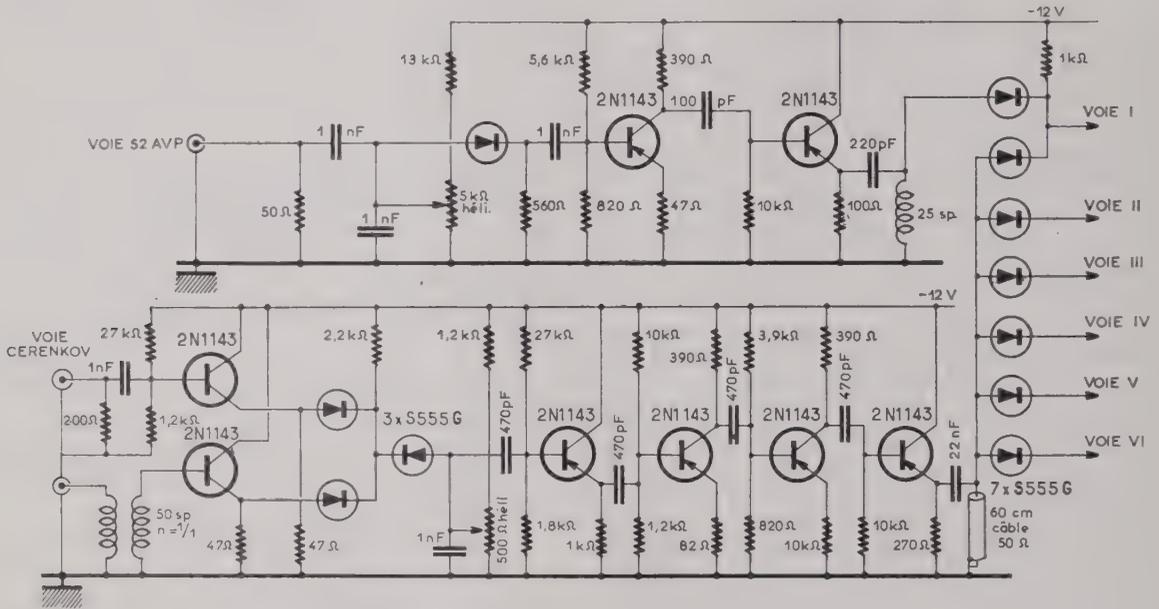


FIG. 25

L'amplificateur qui suit le discriminateur a un gain de 6 en tension et un temps de montée de 6 ns (fig. 25). Cet amplificateur est constitué d'un transistor 2N 1143 avec contre-réaction par une résistance dans l'émetteur et d'un émetodyne qui attaque le circuit formeur à basse impédance.

4.5. LES CIRCUITS DE COINCIDENCE

L'introduction sur le marché de diodes à temps de recouvrement très courts a permis de réaliser des circuits de coïncidence à diodes.

Ce circuit n'est pas différent d'un circuit « et » dans lequel les résistances directes des diodes et les capacités parallèle et parasite bien que petites ne sont pas négligeables. En effet les impulsions à analyser ont des durées de quelques nanosecondes

La courbe de résolution relevée avec ce circuit montre que la résolution intrinsèque du circuit est de 2 ns (fig. 26).

Pour des raisons de collection de lumière imposée par la géométrie du compteur Cerenkov nous avons en fait utilisé deux photomultiplicateurs 56 AVP. Nous réalisons alors deux séries de coïncidences dans deux circuits identiques (fig. 23 et fig. 25):

- entre le 56 AVP inférieur et les 6 scintillateurs correspondants (1 à 6).
- entre le second 56 AVP et les 5 autres scintillateurs (7 à 11).

Seuil de réjection

Après la coïncidence un seuil ajustable permet de distinguer la coïncidence de la réjection. Il se compose

d'une diode rapide polarisée en inverse, identique à celle de l'amplificateur à seuil. Ce seuil est ajusté expérimentalement et demeure fixe, il est voisin de $-1,2$ V pour être supérieur à la réjection.

4.6. LES CIRCUITS DE COMPTAGE

Considérations sur le comptage : Nous nous sommes limités dans cette première version du compteur en échelle à compter au maximum une coïncidence par canal par impulsion d'accélérateur.

Or, si

$$m = \frac{\text{nombre de coïncidences d'un canal}}{\text{nombre d'impulsions d'accélérateur}},$$

on montre que pour avoir une perte de comptage inférieure à 1 % il faut que m soit inférieur à $1/50$, autrement dit, avec notre accélérateur, compter à moins de 1 coup par seconde.

Il est prévu d'incorporer dans une version définitive une échelle rapide capable de compter 5 coups par impulsion d'accélérateur. Dans ce cas la perte de comptage est inférieure à $7/10\,000$ (pour $m = 1$) et l'on pourrait compter facilement à plus de 50 coups par seconde.

Cette dernière échelle a une résolution de 10 ns ; elle élimine les retards inhérents aux transferts d'une bascule à une autre.

Circuit « blocking »

Pour ne pas charger le circuit de coïncidence nous avons placé un étage séparateur constitué d'un transistor 2 N 1143 fonctionnant en émetodyne (fig. 25).

Ensuite le signal de coïncidence est amplifié à l'aide d'un amplificateur non linéaire constitué de deux transistors OC 44 fonctionnant l'un en régime bloqué, l'autre en régime saturé. Il en résulte que le « blocking » est attaqué par des impulsions standards.

Le « blocking » est réalisé très simplement par une réaction base collecteur. Il délivre sur un troisième enroulement bobiné sur un tore en mumétal une impulsion négative de 15 volts, de $2 \mu\text{s}$ de durée et dont le temps de montée est de l'ordre de $0,3 \mu\text{s}$. L'imprécision dans le déclenchement du « blocking » est inférieure à $0,3 \mu\text{s}$. Une diode OA 70 en parallèle sur cet enroulement permet de faire disparaître le rebond.

4.7. LECTURE DES RÉSULTATS

Une impulsion de porte de $3 \mu\text{s}$ de large arrive dans un circuit « et » à diodes en coïncidences avec les impulsions de comptage.

En l'absence de coïncidence, la réjection de la porte est éliminée par un discriminateur à seuil ajouté aux échelles que nous utilisons pour lire les résultats.

Compte tenu du nombre d'échelles que l'expérimentateur doit lire simultanément (12 actuellement) et le nombre de fois qu'il prélève les résultats l'erreur de lecture n'est plus négligeable. On construit actuellement un système d'enregistrement automatique des résultats par impression.

Présélecteur

Le présélecteur a pour but de mettre en marche ou d'arrêter le comptage automatiquement ou manuellement.

L'accélérateur nous fournit des impulsions de courant de $1 \mu\text{s}$ de durée à raison de 50 impulsions par seconde. Dans le but d'éviter un bruit de fond important dû à la radiation ambiante de la salle de mesure et aux particules cosmiques, le comptage n'a lieu que pendant une durée de $3 \mu\text{s}$ environ à chaque impulsion de l'accélérateur. Ainsi les impulsions de synchronisation de l'accélérateur sont formées, allongées et retardées dans des générateurs de porte spéciaux.

En intercalant entre les générateurs de porte et le dispositif porte, un présélecteur, celui-ci laissera passer les impulsions de « synchronisation » ou les arrêtera suivant le programme établi ; cela permettra la mise en marche ou l'arrêt du comptage.

Pour pouvoir normaliser les mesures expérimentales, il faut compter pendant n périodes d'intégration de l'intégrateur qui mesure le nombre d'électrons du faisceau. Il suffit alors que chaque intégration se traduise par une impulsion attaquant une échelle lente constituée de 3 dékatrons en cascade permettant de présélectionner jusqu'à 999. Un circuit « et » à 3 voies permet d'arrêter le comptage par présélection.

4.8. EFFETS DE TEMPÉRATURE

Nous avons placé le circuit de coïncidence dans une enceinte thermostatée et nous avons relevé la variation du seuil de coïncidence en fonction de la température.

Nous simulons les signaux de coïncidence à l'aide d'un générateur d'impulsions à mercure dont les amplitudes étaient connues à 1 % près. Nous avons constaté que la variation totale des différents seuils du discriminateur d'entrée, des diodes de coïncidence, de la réjection et de l'amplificateur « blocking » étaient de 1 % par degré.

En utilisant une enceinte isothermique (température d'équilibre 33°) on a pu maintenir les performances des circuits constantes. Les essais ont montré que cette température d'équilibre était atteinte après une heure de chauffage et que la variation restait inférieure à 1 degré pendant 24 heures.

4.9. VOIE SPÉCIALE : CIRCUITS ALLONGEURS (fig. 27)

L'observation du spectre de la perte d'énergie des électrons dans le scintillateur nous permet de vérifier le fonctionnement d'une voie de détection des

52 AVP. Nous utilisons un analyseur d'amplitude à 100 canaux qui n'accepte que des impulsions supérieures à 1 ou 2 μ s de durée.

Nous disposons d'impulsions provenant des voies 52 AVP de quelques 10^{-8} s. Il nous faut donc les allonger et les amplifier pour utiliser la gamme 100 volts de l'analyseur.

L'allongement se fait en deux étapes :

- $2 \cdot 10^{-8}$ s à $2 \cdot 10^{-7}$ s allongeur à transistors,
- $2 \cdot 10^{-7}$ s à $2 \cdot 10^{-6}$ s allongeur à tubes à vide.

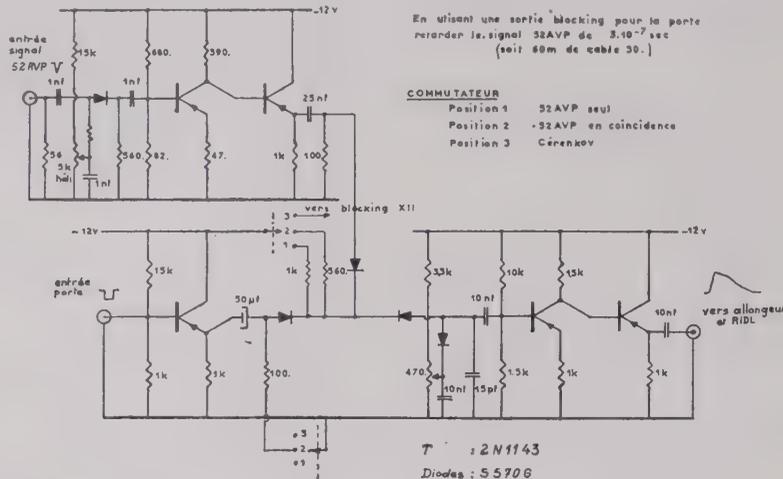


FIG. 27

Allongeur « à transistors »

Il comporte un amplificateur à transistor linéaire avec seuil d'entrée.

- L'allongement se fait par diode rapide S 570 G.
- La sortie en émetodyne fournit une impulsion positive de 4 volts maximum (fig. 27).

Un circuit de coïncidence est incorporé dans cet allongeur afin de pouvoir, si on le désire, relever des spectres en coïncidence ou tout simplement introduire un signal délivré par les générateurs de portes.

Allongeur « à tubes à vide »

Pour obtenir des impulsions d'une centaine de volts, il est raisonnable d'utiliser des tubes.

L'allongement est réalisé par une diode 1 N 916, C = 50 pF.

Un amplificateur classique d'impulsions délivre 100 volts linéaires ce qui permet d'attaquer l'analyseur multicanaux.

4.10. LES GÉNÉRATEURS DE PORTE

Ces circuits délivrent à partir de l'impulsion de synchronisation de l'accélérateur une impulsion standard rectangulaire.

Le réglage du retard par rapport à cette synchronisation est compris entre 0,3 et 12 μ s.

Le réglage de la durée de l'impulsion est de 0,3 à 10 μ s.

Le temps de montée est de l'ordre de 20 ns.

L'impédance de sortie est de 50 ohms.

Le niveau de sortie 15 volts.

4.11. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Après une série de réglages et d'étalonnages de l'appareil, pour constater le bon fonctionnement électronique, nous avons pu relever plusieurs pics

élastiques. La figure 28 montre le résultat obtenu sur l'Al²⁷ (les conditions expérimentales sont reportées sur la figure).

Les équipements qui viennent d'être décrits font partie de l'appareillage standard des salles de mesures; toutefois, les principes mis en œuvre restent valables

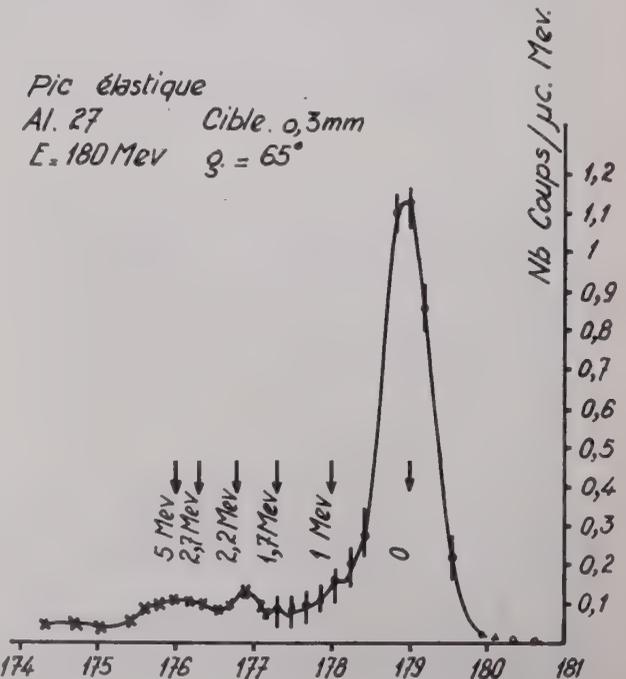


FIG. 28

pour d'autres applications. La variété des questions particulières à chaque expérience conduit à envisager l'emploi d'ensembles complexes, mais souples et capables d'effectuer en fonction d'un programme des opérations précises de sélection de courants dans les spectromètres magnétiques, des mesures de champ magnétique, des comptages et de diminuer autant que possible les opérations manuelles. L'évolution rapide des Techniques Nucléaires Hautes Energies permet d'envisager le développement d'appareils plus adaptés aux exigences des expérimentateurs.

Nous tenons à exprimer notre gratitude à l'ensemble des personnes qui ont contribué à la réalisation de ces ensembles et plus particulièrement :

Mme C. PERNOT et MM. G. DANON, A. DAMANY pour les études de gaussmètres.

MM. R. LECHERICEY, E. HUBERT, T. DAO pour les réalisations de l'ensemble de régulateurs de courant et d'induction.

MM. R. BOSSHARD P. BERNAUDIN pour l'étude des amplificateurs électromagnétiques.

MM. C. ZAJDE et R. RAUSCH pour la réalisation d'un compteur en échelle.

Enfin, nous remercions MM. B. BOUTOUYRIE et B. MILMAN pour les conseils donnés, ainsi que M. ROUND pour son excellent matériel technique.

RÉFÉRENCES

I. Mesure de champ magnétique

— gaussmètre à bobines tournantes

- [1] JURGENS B.F., *Philips Tech. Rev.*, 1953, 15, 49.
- [2] GRIVET P. et al. 1953, Conférence du P.S. Genève IV, 127.
- [3] KATZ L., FORSYTH P., ed. *Canad. J. Res.*, 1950, A28, 67.
- [4] VAN DER WALT, *Rev. Sci. Inst.*, 1953, 24, p. 413.
- [5] ROUND V., E.N.S. Ensemble réalisé par l'atelier de technologie.

— gaussmètre à effet Hall

- [1] PEARSON G.L., *Rev. Sci. Inst.*, 19, 1948, p. 263.
- [2] MASON W.P. et al., *J. Appl. Phys.*, 24, 1953, p. 166.
- [3] AIGRAIN P., *Ann. Radioélectricité*, 9, 1954, p. 44.

- [4] SAKER E.W. et al., *Brit. J. Appl. Phys.*, 6, 1955, p. 217.
- [5] DEVRI B. et al., Colloque Int. sur les semiconducteurs, 11, 1916, p. 556.
- CONSIGNY E., Colloque Int. sur les semiconducteurs, 11, 1961, p. 569.
- [6] FREDERIKSE et al., H.P.R. Solide State Ph. in El. and Tel., vol. 2, semiconductors, part 2, Academic Press, p. 651.
- [7] GLIVSKI G.S. et al., *JRE Int. Conv. Rec.*, 2, 1961, p. 143
- [8] KUHRF F., *Siemens Zeitschrift*, 28, 1954, p. 370.
- [9] BROPHY et al., *J. J. Phy. Rev.*, 100, 1955, p. 754.
- [10] ROUND V., Réalisation de l'atelier de technologie.

— gaussmètre à résonance nucléaire

- [1] ROUND R.V. et al., *Rev. Sci. Inst.*, 21, 1950, p. 219.
- [2] BLOEMBREGEN, PURCELL, POUND, *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 679.
- [3] GRIVET P., C.N.R.S., 1955, la résonance paramagnétique nucléaire.
- [4] KNOEBEL H.W. et al., *Rev. Sci. Inst.*, 22, 1951, p. 904.

— gaussmètre de zéro de champ

- [1] KELLY J.M., *Rev. Sci. Inst.*, 1951, 22, p. 256.

II. Régulateur d'intensité et d'induction de spectromètres magnétiques

- [1] SOMMERS H., WEISS P. et al., *Rev. Sci. Inst.*, 1949, 20, p. 244.
- [2] SOMMERS H., WEISS P. et al., *Rev. Sci. Inst.*, 1951, 22, p. 612.
- [3] GARWIN R.L. et al., *Rev. Inst.*, 1959, 30, p. 105.
- [4] EKLUND K., *Rev. Sci. Inst.*, 1959, 30, p. 328.

III. Intégrateurs de courant électrométriques

- [1] LITTAUER, *Rev. Sci. Inst.*, 1954, 25.
- [2] HIGINBOTHAM-RANKOWITZ, *Rev. Sci. Inst.*, 1951, 22, p. 688.
- [3] FRIEDLING G., *Onde Electrique*, 1959, 36, p. 329.
- [4] PRAGLIN-NICHOLS, *Pire*, 1960, 48, p. 771.
- [5] POLONNIKOV D.E., *Automation and Remote control* (trad. russe), 1958, 19, p. 673.
- [6] ROYDEN-CALDWELL, *Rev. Sci. Inst.*, 27, 1956, p. 90-94.

IV. Compteur en échelle

- [1] ZAJDE C., ALON G., MILMAN B., RAUSCH R., LAL 1018, 1960 Orsay.
- [2] KENDALL H.W., *I.R.E. Trans. Nuc. Sc.*, 5, 1958.
- [3] PRITCHARD R.L., Congrès de Londres sur les semiconducteurs, mai 1959.

LA MESURE DE L'INTENSITÉ DU COURANT PRODUIT PAR UN ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE

PAR

D. ISABELLE

*Ecole Normale Supérieure
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
Faculté des Sciences
Orsay, Seine-et-Oise*

Introduction

Les particules de haute énergie produites par un accélérateur sont généralement utilisées pour produire des réactions dont on étudie les particules secondaires. La mesure des sections efficaces de production de ces particules, ou la mesure de la probabilité pour qu'un tel événement se produise nécessite la connaissance du nombre exact de particules primaires frappant la cible.

La charge de l'électron étant une caractéristique physique que nous pouvons considérer comme parfaitement connue, la méthode la plus évidente et la plus simple consiste à mesurer la charge électrique transportée par le faisceau pendant la durée de l'expérience. Pour cela nous arrêterons le faisceau dans un bloc de matière et nous mesurerons la charge collectée sur le bloc. Cette méthode est absolument identique à celle utilisée dans la mesure des charges en électrostatique à l'aide d'un cylindre de Faraday posé sur un électromètre, dans notre cas, le faisceau joue le rôle du plan d'épreuve.

Le cylindre de Faraday est pratiquement le seul appareil qui permet de faire une mesure absolue de l'intensité du faisceau donné par l'accélérateur linéaire, c'est pourquoi, nous consacrerons une partie importante de cet article à son étude et à sa réalisation. Nous verrons alors que cet appareil présente un inconvénient majeur pour le physicien : à savoir que lorsque les électrons s'arrêtent dans le bloc de matière, ils produisent un grand nombre de particules neutres : photons et neutrons de grande énergie. Or celles-ci provoquent un bruit de fond important dans les compteurs par lesquels sont détectées les particules secondaires produites par la réaction étudiée.

Pour éliminer cet inconvénient, nous sommes amené à utiliser un appareil qui permette une mesure de l'intensité sans présenter au faisceau une grande épaisseur de matière : c'est le mesureur à électron

secondaire (M.E.S.) que nous étudierons dans une deuxième partie. Le cylindre de Faraday et de M.E.S. présentent en commun la caractéristique de produire une déformation du faisceau, c'est pourquoi ils devront toujours être placés après la cible. Il est bien évident que les électrons ayant subi une interaction dans la cible ne seront pas comptés dans le mesureur, mais les sections efficaces mesurées sont si faibles (inférieures à 10^{-24} cm²) qu'il n'y aura pas lieu d'en tenir compte.

Toutefois, pour certaines expériences, il est important de pouvoir faire une mesure non destructive du faisceau. Cela peut se faire à l'aide d'un mesureur à induction ou d'un mesureur à cavité HF. Les principes physiques sur lesquels repose la conception de ces appareils étant parfaitement connus, nous pourrions calculer théoriquement leur efficacité ; il est tout de même intéressant de les étalonner par rapport au cylindre de Faraday. L'étude de ces deux mesureurs ainsi que les possibilités d'utilisation seront décrites dans la troisième partie.

Il est aussi possible avec un accélérateur linéaire d'électrons de produire des faisceaux de photons. Ceux-ci sont alors utilisés pour provoquer des réactions et là encore il faut connaître le nombre de photons incidents sur la cible. D'excellents articles sur la question (1) existant déjà, nous n'aborderons pas ce sujet.

I. Le cylindre de Faraday

Avant de pouvoir décrire en détail le calcul et l'importance des divers paramètres qui interviennent dans la réalisation de ce type de mesureur nous faisons un bref rappel sur la manière dont les électrons et les photons sont ralentis dans la matière. Ensuite, nous verrons quelles sont les sources d'erreurs dans la mesure et comment il est possible de les éliminer. Enfin nous déduirons de cette étude le dessin d'un cylindre de Faraday idéal.

I.1. RALENTISSEMENT DES ÉLECTRONS ET DES PHOTONS DANS LA MATIÈRE

Nous allons tout d'abord rappeler quels sont les modes de ralentissement des électrons et des photons traversant une épaisseur relativement faible de matière puis nous étudierons le problème de l'absorption totale des électrons et des photons de grande énergie ($E > 10$ MeV).

1° Cas des électrons

Rappelons que les électrons perdent leur énergie par un des phénomènes suivants :

— rayonnement de freinage (ou « bremsstrahlung ») : un électron de grande énergie passant dans le champ d'un noyau subit une décélération, l'énergie ainsi perdue se trouve émise sous forme d'un photon. Si nous admettons qu'il y a seulement perte d'énergie par rayonnement on montre qu'un électron d'énergie E_0 ne possède plus, après traversée d'une épaisseur t , qu'une énergie moyenne E donnée par :

$$E = E_0 \exp(-t/X_0) \quad (1)$$

où X_0 est la longueur de radiation caractéristique du milieu considéré. Le tableau 1 donne la valeur de X_0 pour quelques corps.

TABLEAU 1

Matériau	Air	Carbone	Aluminium	Fer	Plomb
X_0 (g/cm ²)	36,5	42,5	23,9	13,8	5,8

— ionisation : quand un électron incident heurte un électron d'une couche périphérique d'un atome, il peut y avoir arrachement de ce dernier électron et création d'ions positifs et aussi d'atomes excités. La probabilité de perte d'énergie par unité de parcours est donnée dans ce cas par la formule de BETHE que nous ne reproduisons pas ici [2].

Il est bien évident que ces deux modes de perte d'énergie se produisent concurremment. Désignons par $(\frac{dE}{dx})_r$ la perte d'énergie par rayonnement et par $(\frac{dE}{dx})_i$ la perte d'énergie par ionisation, la perte d'énergie totale $(\frac{dE}{dx})_t$ est la somme des précédentes :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_t = \left(\frac{dE}{dx}\right)_r + \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad (2)$$

Les courbes de la fig. 1 nous donnent les variations de $-\frac{1}{E} \frac{dE}{dx}$ en fonction de l'énergie. Nous avons aussi porté sur ce graphique la variation du rapport $\left(\frac{dE}{dx}\right)_r / \left(\frac{dE}{dx}\right)_i$. Signalons que le rapport des pertes

par rayonnement aux pertes par ionisation peut s'exprimer sous la forme :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r / \left(\frac{dE}{dx}\right)_i = \frac{EZ}{800}$$

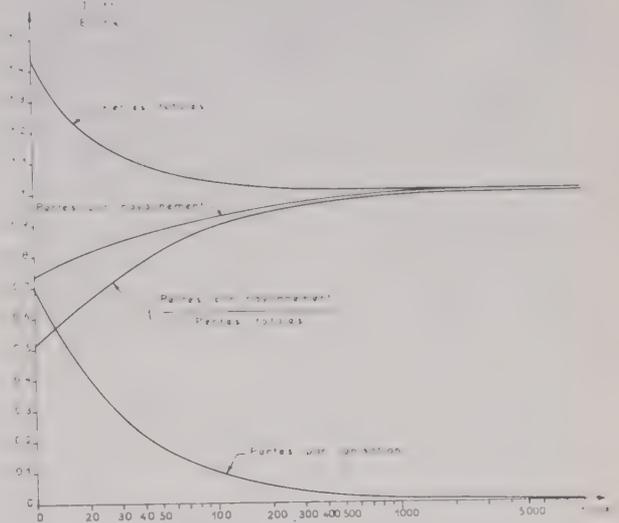


FIG. 1. — Courbes donnant la variation des différentes pertes d'énergie.

$$\left. \begin{array}{l} \text{par ionisation} \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \\ \text{par rayonnement} \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)_r \\ \text{et totale} \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)_t \end{array} \right\} \text{ en fonction de l'énergie } E \text{ des électrons}$$

Nous avons aussi porté sur ce graphique le rapport

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r / \left(\frac{dE}{dx}\right)_i$$

où E est l'énergie en MeV des électrons incidents et Z le numéro atomique du corps considéré. On appelle énergie critique E_c l'énergie pour laquelle :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \left(\frac{dE}{dx}\right)_i$$

2° Cas des photons

Les photons traversant la matière perdent leur énergie suivant un des trois processus suivants :

— effet photoélectrique : le photon communique toute son énergie à l'atome qu'il heurte. L'atome ainsi excité perd son énergie en éjectant un électron. La section efficace d'absorption par effet photoélectrique est proportionnelle à Z^n avec $n \sim 4,0-4,3$ et elle décroît quand l'énergie du photon augmente.

— effet Compton : c'est la diffusion du photon incident par un électron atomique. Si l'énergie communiquée à l'électron est suffisamment grande, celui-ci peut sortir de la matière. La section efficace de l'effet Compton est donnée par la formule de KLEIN-NISHINA (2). Nous mentionnerons seulement ici qu'elle est proportionnelle à Z et qu'elle décroît quand l'énergie augmente.

— *production de paires* (ou effet de matérialisation) : un photon de grande énergie, entrant dans le champ d'un noyau, disparaît et il y a formation d'une paire électron-positron. Ce phénomène est parfaitement expliqué par la théorie des trous de Dirac. Rappelons que, pour qu'il puisse y avoir formation de paires, le photon doit avoir une énergie égale ou supérieure à deux fois la masse au repos de l'électron (0,511 MeV). La section efficace de l'effet photoélectrique croît avec l'énergie des photons et elle est proportionnelle à Z^2 .

Nous donnons sur la figure 2 les variations des

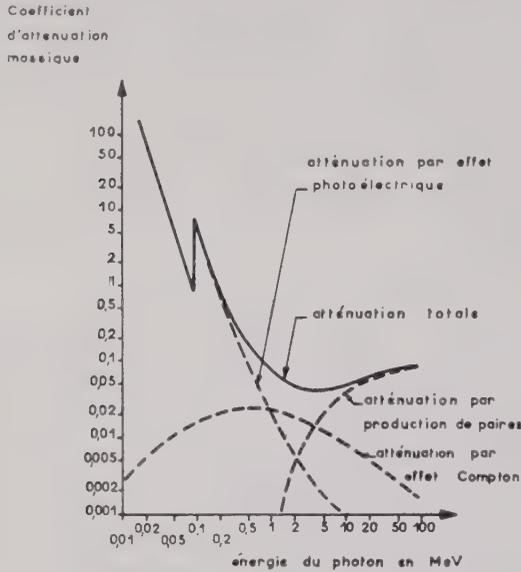


FIG. 2. — Courbes donnant la variation des différents coefficients d'atténuation massique dans le plomb en fonction de l'énergie des photons.

sections efficaces des divers processus en fonction de l'énergie des photons. Il y apparaît nettement que pour des photons de grande énergie ($E > 10$ MeV) c'est le phénomène de production de paires qui domine, tandis que les photons de faible énergie ($E < 1$ MeV) sont ralentis du fait de l'effet photoélectrique.

Mentionnons pour terminer que les photons peuvent aussi perdre de l'énergie en provoquant des réactions nucléaires. Ces réactions photonucléaires ont en général des sections efficaces beaucoup plus faibles que celle des processus que nous venons de présenter, de plus les produits chargés des réactions interagissent fortement avec la matière donc ne sortiront pas du bloc. Seuls des neutrons ont une grande probabilité de pouvoir s'échapper, mais nous n'aurons pas à nous en préoccuper puisque leur charge est nulle. Les électrons pourront aussi produire des réactions nucléaires mais leur section efficace est $\alpha (= 1/137)$ fois plus faible que celle des réactions photonucléaires correspondantes.

3° Absorption totale des électrons de grande énergie.

D'après ce que nous venons de voir un électron de grande énergie sera principalement ralenti en émettant un photon. Après l'interaction l'électron et le photon auront en moyenne des énergies compara-

bles. L'électron continuera à perdre son énergie en émettant des photons, tandis que ceux-ci produiront des paires électron-positron qui se dégraderont à leur tour. Nous avons alors formation d'une cascade (fig. 3) de particules contenant des électrons, des positrons et des photons.

Nous voyons que au fur et à mesure que la cascade avancera dans le bloc de matière le nombre de particules chargées qu'elle contient ira en s'accroissant jusqu'au moment où l'énergie moyenne de ces particules devient inférieur à l'énergie critique ($E_c = 6,9$ MeV pour le plomb). Elles perdent ensuite leur énergie par ionisation en donnant des produits de très faible énergie qui ne pourront sortir du cylindre que s'ils sont produits près de la surface.

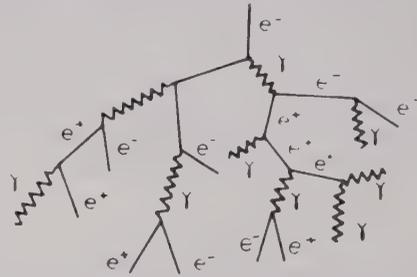


FIG. 3. — Schéma du développement d'une cascade initiée par un électron.

La théorie des cascades produites par des particules incidentes de grande énergie est assez complexe car les phénomènes qui entrent en ligne de compte sont purement statistiques. D'autre part il faut envisager non seulement le développement de la cascade suivant l'axe des particules incidentes (développement longitudinal) mais aussi suivant les directions normales à cet axe (développement radial). Or toutes les théories élaborées à ce jour n'envisagent que le développement longitudinal. L'exposé de ces théories nous ferait sortir du cadre de cet article aussi renvoyons-nous le lecteur intéressé aux articles spécialisés [3]. Nous dirons seulement qu'il est difficile de déduire de ces calculs des résultats absolument exacts pour l'évaluation de la distance nécessaire à l'absorption d'une cascade. Seuls les résultats expérimentaux nous permettent de déterminer les dimensions des absorbeurs.

Les seuls résultats expérimentaux dont nous disposons, concernant les cascades, sont ceux de KANTZ et HOFSTADTER [4] qui ont étudié le développement longitudinal et radial d'une cascade produite par des électrons de 180 MeV. Ils présentent leurs résultats sous forme de courbes isoénergétiques qui permettent de voir immédiatement quelles sont les dimensions à donner à un cylindre pour y absorber en moyenne un pourcentage donné de l'énergie totale de la cascade. Cependant leurs résultats ne donnent aucune indication sur les particules sortant du bloc et transportant le résidu d'énergie : si ce sont des particules neutres cela importe peu, mais si nous avons affaire à des particules chargées il y aura une cause d'erreur dans la mesure du courant. Ces expériences nous fournissent toutefois des résultats intéressants sur le rapport entre le rayon et la longueur du cylindre servant d'absorbeur.

Nous connaissons donc les phénomènes qui produisent le ralentissement des électrons de grande énergie. Mais les résultats théoriques et expérimentaux dont nous disposons pour le calcul des cascades sont insuffisants pour permettre le calcul d'un cylindre de Faraday. Nous voulons présenter maintenant une méthode qui nous semble pouvoir être utilisée avec profit pour le dessin d'un cylindre de Faraday.

I.2. ETUDE DES PARAMÈTRES DU CYLINDRE DE FARADAY

Le développement d'une cascade étant un phénomène statistique, nous ne pouvons envisager d'absorber 100 % de l'énergie incidente dans un bloc ayant des dimensions finies. Cependant ne nous intéressant qu'au rapport du nombre d'électrons sortant au nombre d'électrons entrant et admettant une valeur maximum de un millième pour ce rapport, nous pourrions donner des dimensions finies au cylindre. Les seuls calculs théoriques dont nous disposons et dans lesquels les auteurs s'intéressent au nombre d'électrons, ont été faits seulement dans le cas de l'air et de l'aluminium [5].

Nous nous proposons donc de donner d'abord une méthode pour calculer grossièrement les dimensions à donner au cylindre. Puis nous exposerons les précautions à prendre pour éviter que la mesure ne soit perturbée par des phénomènes secondaires provoquant l'émission ou la collection de particules chargées par le cylindre.

1° Détermination des dimensions du cylindre

Tout d'abord préoccupons-nous du matériau que nous utiliserons pour produire la cascade. Nous avons vu précédemment (for. 1) que l'atténuation est d'autant plus forte que l'épaisseur, mesurée en

longueur de radiation, est grande. Mais nous sommes limités d'autre part par des problèmes d'encombrement et il faut que les dimensions soient aussi réduites que possible d'où nécessité d'utiliser un corps dont la longueur de radiation soit faible. Pour des raisons économiques nous choisirons le plomb. La forme cylindrique que nous donnerons au bloc s'impose si nous admettons que le faisceau incident a une symétrie de révolution.

Pour déterminer la longueur de notre cylindre nous pouvons raisonner de la façon suivante [6].

D'après les courbes de la fig. 1, nous voyons que nous pouvons admettre que jusqu'à 100 MeV les électrons perdent leur énergie uniquement par rayonnement de freinage. Nous avons réuni dans le tableau 2 les valeurs des épaisseurs t , exprimées en longueur de radiation nécessaires pour amener à une énergie de 100 MeV des électrons ayant une énergie incidente E_0 .

TABLEAU 2

E_0 MeV	250	500	1 000	1 300
t (l.r.)	0,92	1,61	2,30	2,56

D'après les valeurs données dans les tableaux 1 et 2 nous voyons que des électrons de 500 MeV ayant traversé une épaisseur de 0,8 cm de plomb n'auront plus, en moyenne, qu'une énergie de 100 MeV. Ce rayonnement de freinage produit des photons de grande énergie pouvant donner des paires électron-positron, si une paire s'échappait du bloc cela ne produirait aucune erreur dans la mesure du courant.

Considérons maintenant que tous les électrons sortant de cette première couche ne perdent leur énergie que par ionisation et prenons pour valeur de $\left(\frac{dE}{dx}\right)_i$ celle correspondant au minimum d'ionisation (fig. 4) soit 1,1 MeV/g/cm². Dans ces conditions nous aurons pratiquement arrêté tous les électrons de 100 MeV après une traversée de 10 cm de plomb. Il y aura bien entendu simultanément émission de photon, d'où un ralentissement supplémentaire. D'autre part à la traversée de ces dix centimètres de plomb l'énergie moyenne des photons est aussi réduite.

Après traversée de 11 cm de plomb, nous pouvons donc admettre que nous n'avons que des électrons de basse énergie (inférieure à 0,1 MeV) et des photons dont les énergies sont réparties suivant un spectre dont le maximum correspond à l'énergie du minimum d'absorption. Si nous plaçons 10 cm de plomb supplémentaires, cela nous donnera un facteur d'atténuation pour les photons de l'ordre de 500. Dans ces conditions, nous aurons à la sortie du bloc un

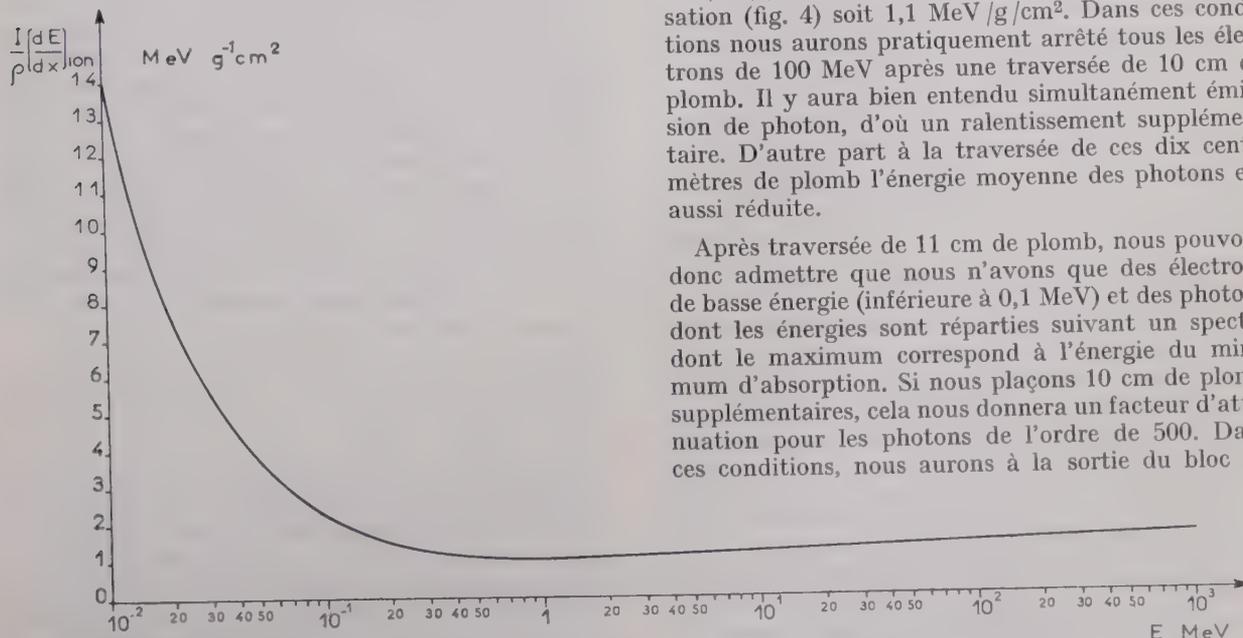


Fig. 4. — Courbe donnant la variation de la perte d'énergie par ionisation pour des électrons d'énergie E .

faisceau de photons de très faible énergie tandis que tous les électrons incidents auront été arrêtés dans la masse du bloc.

Ces photons de basse énergie arrivant au fond du bloc vont produire principalement de l'effet photoélectrique. Nous aurons donc un risque de fuite de photoélectrons venant perturber la mesure. Nous avons vu que la section efficace de l'effet photoélectrique est d'autant plus grande que le corps considéré a un Z élevé ($\sigma \sim Z^n$), nous aurons donc intérêt à utiliser un matériau léger, tel que carbone ($Z = 6$) ou aluminium ($Z = 13$) pour constituer le fond du cylindre. L'atténuation des photons sera alors plus faible mais le nombre d'électrons sortant sera aussi moins important et c'est là ce qui nous intéresse.

Nous nous sommes uniquement intéressés au développement longitudinal de la cascade et nous avons pu en déduire la longueur de matériau qu'il fallait opposer au faisceau, il nous faut maintenant nous préoccuper du développement radial. Il serait compliqué de faire un calcul pour évaluer cette quantité, nous utiliserons plutôt les résultats de KANTZ et HOFSTADTER [4] pour déduire le rayon que nous devons donner au cylindre. De l'étude des courbes isoénergétiques données par ces auteurs, il découle que si nous donnons au bloc un rayon supérieur à 0,8 fois sa longueur, nous avons la certitude que la quantité d'énergie s'échappant par la surface du cylindre n'est pas supérieure à celle sortant par le fond. Nous pouvons donc admettre que si nous donnons au cylindre un rayon égal à sa longueur la probabilité de fuite de charges par la surface latérale est du même ordre que celle pouvant se produire par la face arrière.

Nous avons réalisé un cylindre formé d'un bloc principal en plomb ayant une longueur de 21 cm et un diamètre de 40 cm et nous avons mesuré le courant I_s sortant par la face arrière en fonction du courant incident I_p en faisant varier son épaisseur et la nature du matériau constituant le fond nous avons obtenu les résultats consignés dans le tableau 3.

TABLEAU 3

Nature du bloc	I_s/I_p
Plomb (\emptyset 40, ép. 21)	$1,5 \times 10^{-3}$
Plomb (\emptyset 40, ép. 26)	$0,5 \times 10^{-3}$
Plomb (\emptyset 40, ép. 21) + Aluminium (\emptyset 40, ép. 0,1)	$0,4 \times 10^{-3}$

Nous voyons donc qu'il est possible d'arrêter une cascade tout en ayant relativement très peu d'électrons perdus. En ce qui concerne la perte par les côtés, nous n'avons pas fait de mesures systématiques, toutefois nous pouvons admettre qu'à surface égale elle sera, au plus, du même ordre que vers l'arrière. En conclusion nous pouvons dire que la charge collectée par le cylindre sera identique à celle apportée par le faisceau à un millième près, en admettant qu'il n'y ait pas d'autres sources d'erreur. Malheureusement il en existe un certain nombre et nous allons voir comment on peut y remédier.

2° Sources de charges parasites et leur élimination

Nous appelons source de charges parasites tout processus autre que la cascade pouvant donner des électrons et des ions positifs pouvant être soit collectés par le cylindre, soit émis par celui-ci. Ces phénomènes sont les suivants :

a) Quand le faisceau incident heurte la face d'entrée du cylindre nous avons un certain nombre d'électrons qui sont émis dans la direction opposée à celle du faisceau : que ce soit des électrons incidents qui sont rétrodiffusés, ou que ce soit des électrons qui sont arrachés à la surface du cylindre. Ce sont ces derniers qui sont les plus nombreux.

Nous avons fait à Orsay une étude de ce phénomène et nous avons mesuré un courant ayant une valeur de l'ordre de 3 à 4 % du courant incident pour des électrons ayant une énergie de 450 MeV. De plus nous avons mis en évidence que la quasi totalité des électrons rétrodiffusés ont une énergie inférieure à 500 eV. Nous voyons donc que ce courant rétrodiffusé n'est pas négligeable et nous devons prévoir un système pour recapter ces électrons.

b) Si le cylindre de Faraday se trouve situé dans l'air, celui-ci sera ionisé par le passage du faisceau, les ions et les électrons ainsi formés pourront être collectés par le cylindre introduisant une nouvelle cause d'erreur. Pour éliminer ce phénomène nous devons placer le bloc collecteur dans une enceinte dans laquelle nous ferons le vide. Nous pourrions réaliser facilement un système de pompage tel que le vide résiduel soit inférieur à 10^{-5} torr, dans ces conditions le nombre de paires d'ions produites dans un trajet de 50 centimètres sera de environ $3,5 \times 10^{-4}$ par électron entrant ; quantité négligeable d'autant plus que seuls les électrons ou les ions produits près du bloc auront une chance d'être collectés puisque les champs électriques régnant dans l'enceinte sont pratiquement nuls.

c) Si nous plaçons le cylindre de Faraday dans une enceinte il faudra prévoir une fenêtre aussi mince que possible pour permettre aux électrons d'entrer. Mais à la traversée de cette fenêtre nous aurons production d'électrons secondaires qui, s'ils sont collectés sur le cylindre, perturberont la mesure. Nous verrons plus loin (cf. deuxième partie) que la plupart de ces électrons secondaires ont une énergie inférieure à 40 eV nous les éliminerons donc en plaçant derrière la fenêtre un champ magnétique qui incurvera leurs trajectoires et ils seront alors collectés sur les parois de l'enceinte à vide.

I.3. RÉALISATION ET UTILISATION D'UN CYLINDRE DE FARADAY

Nous venons de passer en revue tous les paramètres importants dans la réalisation d'un cylindre de Faraday, nous pouvons donc proposer un dessin qui nous paraît satisfaire aux conditions suivantes : efficacité supérieure à 99,5 %, encombrement et poids minimum. Nous décrirons donc un cylindre valable pour mesurer des électrons ayant une énergie inférieure ou égale à 500 MeV, mais notre dessin

peut facilement s'extrapoler à des énergies supérieures ou inférieures en tenant compte des remarques faites précédemment. Nous terminerons par quelques remarques concernant l'utilisation de ce mesureur.

1° Description

Nous avons vu que le bloc de plomb devra avoir une longueur de 21 cm, d'autre part l'émission d'électrons par effet photoélectrique sur les parois est fortement diminuée si celles-ci sont en aluminium. La meilleure solution nous paraît de couler le bloc de plomb dans une jaquette en aluminium ayant une épaisseur de 10 mm par exemple. Cette jaquette devra être étanche au vide ; en effet le plomb est un métal ayant une surface relativement poreuse qu'il n'est pas possible de nettoyer aisément à la perfection. Dans ces conditions du plomb placé dans une enceinte à vide dégazera fortement, tandis que l'aluminium pouvant être soigneusement poli permettra d'atteindre rapidement un vide excellent.

Le diamètre à donner au bloc dépend des dimensions du faisceau, les valeurs que nous avons données dans le Tableau 3 correspondent à un faisceau ayant un diamètre de 2 cm à l'entrée du cylindre. Or le dispositif expérimental prévu dans la salle de cible 500 MeV est tel que nous pourrions avoir, dans les conditions les pires un faisceau ayant 20 cm de diamètre, nous devrions donc donner au cylindre un rayon de 30 cm.

L'élimination des électrons rétrodiffusés pourra s'obtenir en produisant à l'aide d'un aimant permanent un champ magnétique parallèle à la face d'entrée, champ qui courbera les trajectoires des électrons. Ces électrons seront collectés sur le manchon en aluminium que nous aurons eu soin de placer en avant du bloc de plomb. Une épaisseur de un centimètre d'aluminium est suffisante pour arrêter complètement les électrons rétrodiffusés. Bien entendu il faudra que le manchon collecteur soit relié électriquement au bloc principal. Un manchon ayant une longueur de 20 cm et une ouverture de 20 cm associé à un champ magnétique de 500 gauss permettra la collection de tous les électrons rétrodiffusés ayant une énergie inférieure ou égale à 3 MeV. Dans ces conditions tous les électrons rétrodiffusés seront recollectés. De même un aimant permanent placé derrière la fenêtre permettra la collection des électrons secondaires produits par le faisceau à la traversée de cette fenêtre.

L'ensemble est placé dans une enceinte à vide en acier inoxydable évacuée par un système de pompage classique comprenant ; pompe primaire à palette, pompe secondaire à diffusion et piège refroidi au fréon. La mesure du vide s'opère au moyen d'une jauge à ionisation placée loin du bloc collecteur pour éviter la mesure d'un courant parasite. Le bloc principal du cylindre de Faraday est isolé de l'enceinte extérieure par des blocs d'araldite *B* chargée à la silice. Ce matériau présente l'avantage d'avoir une très grande résistance de surface tout en pouvant supporter des charges élevées.

L'ensemble du cylindre proposé se trouve sché-

maté sur la figure 5. Nous avons prévu un blindage électrostatique autour du cylindre pour pouvoir éventuellement porter l'ensemble de mesure à un

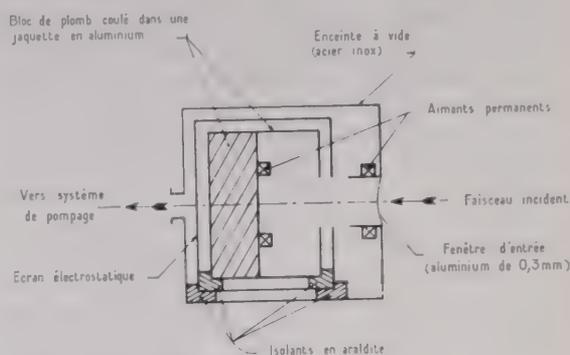


FIG. 5. — Coupe schématique d'un cylindre de Faraday.

potentiel non nul, sans risquer de provoquer des courants de fuites [7]. La sortie du courant se fait à travers des passages verre-métal qui sont étanches au vide et possèdent des caractéristiques isolantes excellentes.

Il existe un problème important dans la technologie des cylindres de Faraday utilisés dans les machines à très fort courant c'est celui de la dissipation de la chaleur produite par l'arrêt des électrons dans le bloc principal. A Orsay les courants les plus intenses que nous aurons à mesurer dans les salles d'expériences sont de l'ordre de $0,5 \mu\text{A}$ pour des électrons de 1,3 GeV ce qui correspond à une énergie transportée par le faisceau de 0,65 kW. En fait cette énergie est répartie presque uniformément dans l'ensemble du bloc sauf pour la face d'entrée où elle est plus importante. D'autre part les métaux utilisés ont des propriétés calorifiques telles que toute cette chaleur sera rayonnée. Il n'en sera plus de même pour les machines à très fort courant actuellement en construction où plusieurs dizaines de kilowatts sont transportés par le faisceau. Il faudra donc prévoir un circuit de refroidissement qui soit tel que l'isolement du bloc reste toujours excellent ; un circuit d'eau désionisée par exemple. Mais nous avons alors le problème de l'ionisation du liquide réfrigérant sous l'action du rayonnement intense qui règne autour du cylindre, ce phénomène pourra produire un courant parasite. Des études sont actuellement en cours pour tenter de résoudre le problème.

2° Utilisation du cylindre de Faraday

Nous avons déjà indiqué qu'il n'était pas possible de laisser le cylindre de Faraday en permanence dans le faisceau, aussi devons-nous prévoir un système de télécommande permettant de déplacer l'ensemble sans avoir à entrer dans la salle. D'autre part l'amplitude du mouvement de translation devra être suffisamment grande pour qu'aucun électron ayant traversé une cible même épaisse ne risque de venir le frapper. En effet, à la traversée des cibles nous avons un phénomène de diffusion multiple [8] qui augmente l'ouverture angulaire du faisceau.

La mesure du courant se fait à l'aide d'intégrateurs de courant [9] qui sont tels que le potentiel du cylin-

dre est toujours très voisin de celui de la masse. Dans ces conditions nous ne risquons pas d'avoir des courants de fuite augmentant avec la charge collectée. La résistance de fuite totale de l'ensemble est de l'ordre de $10^{14} \Omega$. Il faudra cependant prendre la précaution de court-circuiter le câble de sortie du courant quand on ne fait pas de mesure pour éviter une augmentation du potentiel du bloc principal par rapport à l'enceinte ce qui pourrait produire des claquages des isolants.

En définitive, nous pouvons dire qu'il est possible de construire un cylindre de Faraday ayant une efficacité supérieure à 99,5 %, tout en conservant un dessin simple et un ensemble léger. En particulier nous avons vérifié qu'il était nécessaire de prévoir une ouverture réentrante pour capter des électrons rétrodiffusés, mais nous avons montré qu'il n'était pas nécessaire de la réaliser en plomb épais comme dans les dessins couramment utilisés jusqu'à ce jour [7]. Enfin nous avons mis en évidence l'importance d'une couche de métal léger enveloppant le bloc de plomb.

II. Le mesureur à électrons secondaires

La mesure des courants de particules ionisantes se fait couramment avec des chambres à ionisation. Ces appareils présentent l'avantage d'une réalisation aisée et d'une excellente reproductibilité. Cependant quand la densité de courant transporté par le faisceau devient trop importante, la réponse d'une chambre à ionisation n'est plus linéaire. Une diminution de la pression régnant dans la chambre permet d'augmenter le domaine de linéarité. Il vient alors à l'idée de concevoir un appareil dans lequel règne un très bon vide et dessiné de façon à ce qu'il soit possible de collecter les électrons secondaires émis par le passage du faisceau à travers la fenêtre d'entrée [10]. Il est convenu de désigner un tel appareil sous le nom de « mesureur à électrons secondaires » (M.E.S.).

L'émission secondaire par des électrons de très haute énergie ($E > 10 \text{ MeV}$) n'a jamais fait l'objet d'études détaillées ni expérimentales, ni théoriques. Dans ces conditions, nous allons présenter les résultats des mesures de l'efficacité d'un M.E.S. en fonction des divers paramètres dont nous disposons, puis nous essaierons d'interpréter physiquement les résultats expérimentaux.

Nous définissons l'efficacité ϵ d'un M.E.S. comme étant le rapport du courant produit dans le M.E.S. au courant mesuré avec le cylindre de Faraday supposé parfait. Cette efficacité peut dépendre de la polarisation appliquée entre les feuilles émettrices et collectrices, de l'énergie des électrons incidents, de l'intensité primaire mesurée, de la pression régnant dans la chambre et de la nature des feuilles dans lesquelles est produite l'émission secondaire.

II.1. DESCRIPTION D'UN MESUREUR A ÉLECTRONS SECONDAIRES

L'efficacité de l'émission secondaire produite par électrons de haute énergie traversant une feuille

mince étant de l'ordre de quelques pourcents seulement, il faudra collecter le courant produit par plusieurs feuilles si nous voulons avoir une efficacité suffisante du M.E.S.

Nous avons donc réalisé des montages comportant sept ou vingt-et-une feuilles. Toutes les feuilles impaires sont réunies entre elles et portées à un potentiel négatif, ce sont les feuilles émettrices. Les feuilles paires sont réunies à la masse à travers un intégrateur de courant conçu [9] de façon à ce que le potentiel d'entrée reste toujours nul, dans ces conditions la différence de potentiel entre les deux jeux de feuilles est constante. L'ensemble est monté par l'intermédiaire d'isolants en quartz dans une enceinte à vide fermée par des fenêtres en aluminium mince (0,1 mm — voir figure). Le vide est obtenu soit au moyen d'un groupe comportant une pompe primaire et une pompe secondaire permettant d'atteindre une pression limite de quelque 10^{-6} torr, soit au moyen d'une pompe Varian à titane donnant une pression inférieure à 10^{-7} torr.

Le fait de polariser négativement les deux plaques respectivement voisines des fenêtres d'entrée et de sortie permet d'éliminer complètement les électrons secondaires produits par le faisceau à la traversée de ces fenêtres. Les sorties des fils reliés aux deux jeux de feuilles se font à travers des joints verre-métal étanches au vide et présentant une excellente résistance d'isolement.

Les feuilles constituant le mesureur sont des feuilles d'aluminium ayant une épaisseur de 0,006 mm. Nous pouvons justifier ainsi le choix de ce métal : nous voulons que la densité de matière traversée par le faisceau soit aussi faible que possible, or les mesures faites à basse énergie montrent que tous les métaux présentent sensiblement la même efficacité pour l'émission secondaire, nous aurons donc intérêt à prendre un métal de Z peu élevé. L'aluminium est le métal léger pour lequel il est possible de trouver dans le commerce des feuilles de très faibles épaisseurs livrées en bande ayant une largeur de 300 mm. L'épaisseur présentée au faisceau par l'ensemble du mesureur, fenêtres d'entrée comprises, est de 0,242 mm d'aluminium soit de l'ordre de trois millièmes de longueur de radiation. Nous verrons que ce choix de l'aluminium qui nous est imposé par des raisons technologiques présente un certain nombre d'inconvénients du point de vue de la physique du phénomène.

II.2. ÉTUDE DE L'EFFICACITÉ EN FONCTION DE LA POLARISATION ENTRE LES FEUILLES

La première étude que nous devons faire est celle de la variation de l'efficacité en fonction du potentiel de polarisation appliqué entre les deux jeux de feuilles pour un mesureur donné. Cette étude doit se faire pour une énergie donnée des électrons incidents et pour une valeur constante de l'intensité du courant primaire, tandis que la pression régnant dans l'enceinte reste elle-même constante.

Le dispositif expérimental utilisé était celui indiqué par la figure 6. Les résultats sont donnés sur la

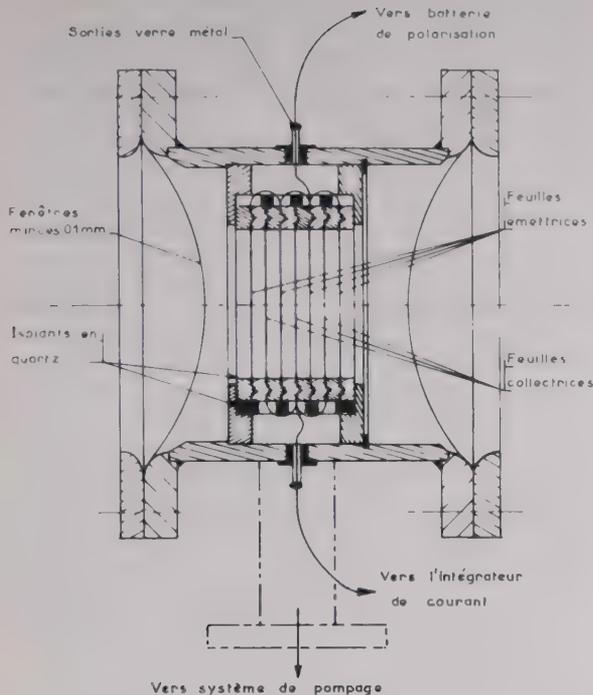


FIG. 6. — Coupe schématique d'un Mesureur à Electrons Secondaires (M.E.S.).

figure 7 où nous avons porté en abscisse la valeur du potentiel de polarisation et en ordonnée l'efficacité du M.E.S. par rapport au cylindre de Faraday. Nous voyons que la courbe obtenue présente un comportement bizarre. L'efficacité augmente quand on augmente la polarisation jusqu'à 40 volts, puis diminue quand on continue à augmenter la tension

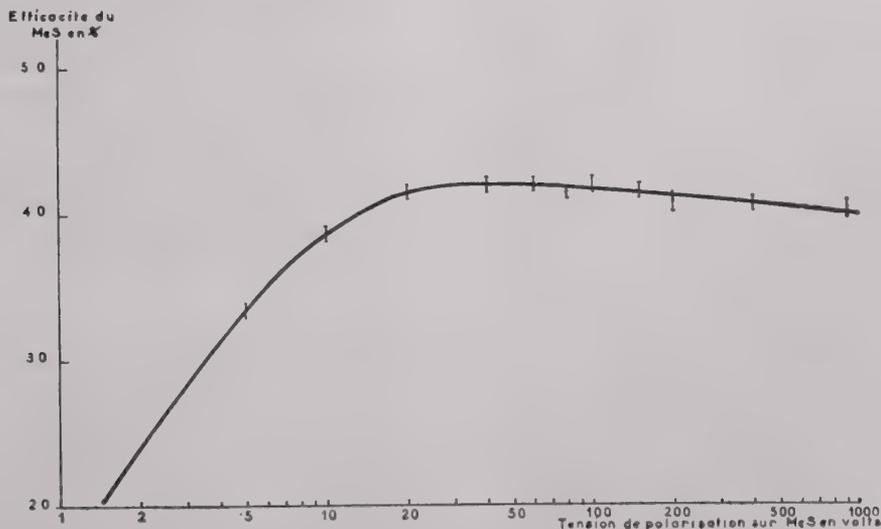


FIG. 7. — Courbe expérimentale montrant la variation de l'efficacité du M.E.S. en fonction de la tension de polarisation appliquée entre les feuilles, à énergie et intensité du faisceau constantes.

de polarisation. Pour vérifier que ce phénomène n'était pas dû à la façon dont nous opérons, la même mesure a été faite en étudiant l'efficacité du M.E.S. par rapport à une chambre à ionisation [11] et le

même type de courbe a été obtenu. D'autre part il ne semble pas que ce phénomène soit lié à l'énergie des électrons incidents car VANHUYSE et ses collaborateurs [12] ont obtenu le même résultat dans le cas d'électron ayant une énergie de 2,5 MeV. Dans tous les cas, le rapport $\frac{\epsilon_{\max} - \epsilon_{1000}}{\epsilon_{\max}}$ est le même en désignant par ϵ_{\max} l'efficacité maximum et par ϵ_{1000} celle correspondant à une polarisation de 1 000 volts.

Cette diminution de l'efficacité est assez difficilement explicable. T. AGGSON [11] a proposé de l'interpréter comme étant due à l'effet MALTER [13] c'est en effet le seul processus qui à notre connaissance produit une diminution du rendement quand on accroît la polarisation. Nous reviendrons sur ce point dans l'interprétation des résultats.

En conclusion, cette étude nous permet de montrer que tous les électrons émis par les feuilles ont une énergie inférieure à 40 eV ce qui vérifie que le phénomène de l'émission secondaire est bien un phénomène se produisant à la surface des feuilles. D'autre part au vu de ces résultats, nous avons décidé que la tension de polarisation appliquée en permanence au M.E.S. serait de l'ordre de 500 volts. En effet dans cette région une faible variation de la tension de polarisation a peu d'influence sur la valeur de l'efficacité. Dans toute l'étude suivante nous considérerons cette tension de polarisation comme restant constante.

II.3. ETUDE DE LA VARIATION DE L'EFFICACITÉ EN FONCTION DE L'INTENSITÉ DU COURANT

Il est important de savoir si l'efficacité du M.E.S. dépend de l'intensité du courant mesuré. En effet,

d'une part le courant de la machine n'est pas très stable et il peut se produire durant une mesure de longue durée des variations sensibles, d'autre part, il peut se faire qu'au cours d'une même expérience,

nous soyons obligés de travailler avec des courants très différents, il est alors important d'être certain de la normalisation adoptée.

Nous avons donc étudié comment variait l'efficacité à courant variable en maintenant tous les autres paramètres fixes. Les résultats de ces mesures sont donnés sur la figure 8. Il est possible de constater sur cette courbe que l'efficacité reste pratique-

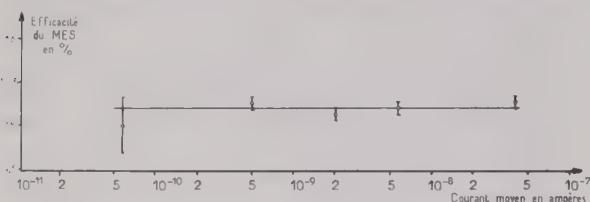


FIG. 8. — Résultats expérimentaux montrant la stabilité de l'efficacité du M.E.S. en fonction de l'intensité du faisceau, à polarisation et énergie incidente fixes.

ment constante dans une gamme importante de courants, et qu'elle commence à diminuer pour des courants très faibles (inférieurs à quelque 10^{-10} A). Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par BUMILLER à Stanford [14].

En conclusion dans la mesure où l'expérience se déroule pour des courants supérieurs à 10^{-9} A il est possible de considérer l'efficacité comme constante à $\pm 0,5$ %. Si l'expérience nécessite un courant plus faible, il est important de faire un étalonnage du M.E.S. par rapport au cylindre de Faraday dans les conditions de courant réellement utilisées.

II.4. ETUDE DE LA VARIATION DE L'EFFICACITÉ EN FONCTION DE L'ÉNERGIE DES ÉLECTRONS INCIDENTS

L'étude de l'efficacité en fonction de l'énergie des électrons incidents a montré des résultats intéressants, en effet des mesures faites dans le cas d'électrons de basse énergie ($E < 1$ MeV) semblaient indiquer que l'efficacité diminuait en tendant vers une valeur limite quand l'énergie des électrons incidents augmentait. Les récentes expériences de VANHUYSE et de ses collaborateurs [12] ont montré qu'il existait un minimum au voisinage de 1,5 MeV. Pour les énergies comprises entre 10 MeV et 600 MeV nous avons une augmentation continue de l'efficacité. Nous avons porté sur la figure 9 les résultats obtenus par BUMILLER et DALLY [14] et par RICHTER et de STAEBLER [15] à Stanford et ceux des mesures que nous avons effectuées à Orsay. Il est bien évident que les M.E.S. utilisés n'étaient pas les mêmes pour chacune des expériences rapportées nous avons donc renormalisé les mesures les unes par rapport aux autres en des points équivalents ($E = 200$ MeV).

Les cylindres de Faraday utilisés dans chaque cas comme appareil de comparaison avaient des dimensions suffisamment grandes pour que la cascade soit totalement absorbée, même dans le cas des énergies les plus élevées. D'autre part le vide régnant dans les différents M.E.S. n'étaient pas le même dans chaque, et la variation de l'efficacité avec l'énergie ne semble pas dépendre du vide. Dans ces conditions,

il ne paraît pas possible d'attribuer cette augmentation de l'efficacité au dispositif expérimental utilisé mais plutôt à une modification du phénomène physique observé. L.C.L. YUAN [16] a proposé une inter-

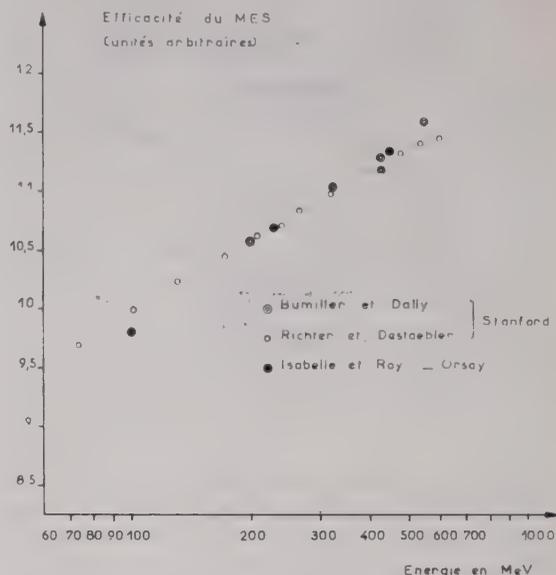


FIG. 9. — Résultats expérimentaux montrant la variation de l'efficacité du M.E.S. en fonction de l'énergie du faisceau incident à polarisation et courant constant.

prétation du phénomène équivalente à celle donnée pour l'augmentation relativiste de l'ionisation par des particules chargées traversant un milieu. A savoir que, lorsque une particule chargée devient relativiste, nous avons contraction, dans la direction du mouvement, et extension, dans la direction perpendiculaire à la trajectoire, du champ électrique qu'elle produit. Dans ces conditions, plus la particule sera relativiste, plus l'action de son champ électrique se fera sentir sur des atomes situés loin du point d'impact. L'émission secondaire étant un phénomène de surface on comprend assez bien qu'il y ait un accroissement du nombre d'électrons émis quand nous avons une augmentation de l'énergie de l'électron incident. Partant de cette idée, T. AGGSON [11] a développé des calculs théoriques qui permettent de rendre compte de cette augmentation relativiste avec une bonne précision.

II.5. IMPORTANCE DE LA NATURE DES FEUILLES ET DU VIDE RÉGNANT DANS LE M.E.S.

Il ne semble pas que l'épaisseur des feuilles sur lesquelles se produit l'émission secondaire ait une influence importante sur l'efficacité des M.E.S. En effet, nous avons construit deux mesureurs, l'un comportant sept feuilles ayant chacune une épaisseur de 6μ et l'autre comportant vingt-et-une feuilles de 12μ . L'efficacité du premier, pour une énergie et un courant donné était de 19 % tandis que celle du second était de 58 %. Le rapport des efficacités est bien le même que celui du nombre des feuilles dans chaque mesureur, à la précision des mesures. Cela vient encore confirmer le fait que l'émission secondaire est un phénomène de surface.

Nous avons déjà indiqué que le choix de feuilles d'aluminium nous avait été imposé par des raisons technologiques. Or nous avons constaté que ce métal n'est pas idéal et cela pour la raison suivante : l'aluminium est toujours recouvert d'une mince couche d'alumine qui est un isolant. Or l'émission secondaire dépend beaucoup de l'état de la surface des feuilles émettrices et nous avons constaté que lorsque nous commençons à utiliser un M.E.S. la valeur de son efficacité variait beaucoup durant les premières heures d'irradiation par les électrons, puis restait constante, à 2 % près environ, sur des périodes de l'ordre d'un mois à condition que le vide dans la chambre reste toujours inférieur à quelque 10^{-6} torr. Si pour une raison quelconque l'ensemble était ramené à la pression atmosphérique il faut, après remise sous vide, bombarder le M.E.S. durant plusieurs heures pour reformer les feuilles. Lorsque la stabilité de l'efficacité a été atteinte, on s'aperçoit que sa valeur est différente de ce qu'elle était avant exposition à l'air. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que la nature de la surface des feuilles émettrices a pu être modifiée au contact de l'air.

Un autre inconvénient de la couche d'alumine isolante est de permettre la production de l'effet Malter comme nous l'avons déjà indiqué. Cet effet est le suivant : quand il y a émission secondaire par une couche isolante très mince supportée par un métal, les ions positifs qui sont formés restent sur la surface de l'isolant qu'ils chargent. Quand la charge devient trop importante nous avons claquage de la couche isolante, d'où modification de la surface. Ce phénomène dépendant de la façon dont la couche d'alumine a été préparée pourrait aussi expliquer les variations d'efficacité constatées lorsque les feuilles ont été mises en contact avec l'air puis remises sous vide. Il pourrait aussi expliquer les variations d'efficacité pour un même mesureur sur une longue période.

Pour pouvoir mettre en évidence l'importance de ce phénomène il faudrait pouvoir disposer d'un M.E.S. constitué par des feuilles très minces d'un métal pour lequel il serait possible d'avoir une surface absolument propre. A notre connaissance aucune étude de cette sorte n'a encore été faite pour l'émission secondaire produite par des électrons de grande énergie.

II.6. EMPLOI DU MESUREUR A ÉLECTRONS SECONDAIRES COMME APPAREIL DE NORMALISATION

Si nous voulons utiliser un M.E.S. pour mesurer le courant dans une expérience de physique, il y aura lieu de prendre un certain nombre de précautions surtout si on désire que l'erreur sur cette mesure soit inférieure à 1 %. Dans tous les cas et avant chaque expérience, il faudra faire l'étalonnage du M.E.S. par rapport au cylindre de Faraday pour les conditions de faisceau (énergie et courant) dans lesquelles l'expérience doit se dérouler. Si nous voulons avoir une bonne précision dans la mesure du courant il faudra répéter cet étalonnage plusieurs fois au cours de l'expérience (toutes les deux ou trois heures par

exemple). De plus, il importera de s'assurer que le faisceau est toujours parfaitement centré, cela pour être sûr que les surfaces frappées par les électrons sont toujours les mêmes. De toute façon il est absolument indispensable de ne jamais ouvrir le M.E.S. à l'air et c'est pour cette raison que nous avons développé des modèles scellés dans lesquels le vide est entretenu par une pompe au titane. Dans les meilleures conditions nous pouvons estimer que l'erreur due à la variation de l'efficacité ne sera pas supérieure à 0,2 %.

III. Le mesureur à induction

III. 1. PRINCIPE

Faisons passer le faisceau pulsé d'électrons au centre d'un noyau toroïdal de substance magnétique, le courant induira dans ce noyau une variation d'induction magnétique B . Si nous avons enroulé autour du tore un bobinage, cette variation d'induction produira l'apparition d'une différence de potentiel aux bornes de la bobine. Nous avons réalisé un transformateur d'impulsion dont le primaire est constitué par le faisceau et le secondaire par le bobinage [17].

On démontre facilement que, si nous désignons par r le rayon moyen au tore, par S la surface de sa section droite, par μ_{eff} sa perméabilité magnétique effective et N le nombre de spires du bobinage, le flux Φ induit par un courant d'intensité i est donné par :

$$\Phi = \frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}} N S i}{2 \pi r} \quad (2)$$

tandis que la tension V apparaissant aux bornes du bobinage est :

$$V(t) = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}} N S}{2 \pi r} \frac{di}{dt} \quad (3)$$

Si nous voulons obtenir un signal proportionnel à l'intensité du courant, il faudra intégrer la différence de potentiel apparaissant aux bornes du bobinage.

La formule (3) se démontre en utilisant le théorème d'Ampère, dans ces conditions, elle reste vraie même si le faisceau ne passe pas exactement au centre du tore, ou si le faisceau a un certain diamètre.

Le faisceau de l'accélérateur est pulsé à raison de 50 impulsions par seconde, chaque impulsion durant une microseconde. Mais à l'intérieur de cette impulsion le faisceau est modulé à 3 000 MHz, or nous ne disposons pas pour fabriquer l'anneau de matériau magnétique ayant une réponse en fréquence suffisamment rapide pour permettre la détection de cette modulation. Nous ne détecterons donc que l'enveloppe de l'impulsion de courant.

Nous allons passer en revue les divers modes d'utilisation du signal donné par un tel système puis nous verrons quelles sont les précautions à prendre pour réaliser un mesureur à induction et dans quelle mesure son utilisation peut être utile aux physiciens.

III.2. CIRCUITS D'UTILISATION DU SIGNAL DÉTECTÉ

Nous pouvons utiliser le signal de trois façons suivant que nous faisons un montage en transformateur d'impulsion simple, un montage intégrateur ou un montage à contre-réaction. Nous allons passer en revue ces trois types de circuits.

1° Transformateur d'impulsion classique

Le schéma équivalent est celui de la figure 10. Le bobinage est shunté à la sortie par une résis-

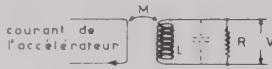


FIG. 10. — Circuit du mesureur à induction fonctionnant en transformateur d'impulsions.

tance R , de plus nous avons une capacité parasite C . Pour un tel circuit, l'amortissement critique est réalisé pour :

$$R_c = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

si $L \gg M$ (impédance mutuelle) ce qui est pratiquement toujours le cas. Pour qu'il n'y ait pas d'oscillation, il faut que la résistance de charge soit inférieure à la résistance critique ce qui nous impose :

$$4 RC < \sqrt{\frac{L}{R}}$$

Le temps de montée du signal est donné par la constante de temps la plus longue, c'est-à-dire dans ce cas celle de décharge de la self L , soit L/R . Si nous voulons donc avoir une bonne reproduction du signal il faut que

$$RC \ll 10^{-8} \quad \text{car le temps de montée de l'impulsion faisceau est inférieur à } 10^{-8} \text{ s}$$

$$L/R \gg 10^{-6} \quad \text{car la durée de l'impulsion faisceau est de } 10^{-6} \text{ s}$$

La première condition nous impose de réaliser un montage dans lequel les capacités parasites soient aussi faibles que possible et nous devons aussi utiliser une résistance-shunt de faible valeur. Mais alors la deuxième condition nous imposera d'avoir une self importante, d'où nécessité de disposer d'un noyau magnétique ayant un μ aussi grand que possible pour les fréquences considérées, de plus la section droite du tore devra avoir une surface grande.

Si nous avons une bobine comportant N spires traversées par un courant d'intensité i , il est possible de démontrer que l'amplitude du signal aux bornes de la résistance-shunt R est donnée par

$$V = \frac{R}{N} i$$

Nous voyons alors que les conditions imposées par les constantes de temps sont en contradiction avec celle nécessaire pour avoir un signal de grande amplitude. Le dessin de l'ensemble devra donc être un compromis entre ces divers paramètres. D'autre part, il faudra prévoir un système amplificateur pour pouvoir transmettre les impulsions depuis la salle de cible où se déroule les expériences, jusqu'à la salle depuis laquelle les physiciens font leurs mesures.

Ce montage présente donc l'avantage d'une très grande simplicité et de plus il permet de reproduire l'impulsion de courant de l'accélérateur avec une assez bonne fidélité. Cependant son inconvénient majeur est de donner un signal faible ce qui nécessite l'emploi d'un amplificateur ne distordant pas l'impulsion.

Nous avons réalisé au laboratoire un tel montage qui a donné des résultats encourageants, d'autre part GRISHAEV et ses collaborateurs [18] ont utilisé un tel type de circuit aussi bien pour mesurer l'intensité du courant que pour déterminer la position du faisceau.

2° Montage intégrateur

Le schéma du montage intégrateur est donné sur la figure 11. Si nous considérons comme infini le gain

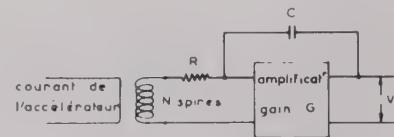


FIG. 11. — Mesureur à induction fonctionnant avec un montage intégrateur.

G_0 de l'amplificateur et si nous désignons par

$$\tau = RC$$

la constante de temps de l'intégrateur, la tension V à la sortie est donnée par

$$V = \frac{1}{\tau} \int V(t) dt$$

où en tenant compte de l'équation (3)

$$V = \frac{1}{\tau} \frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}} N S}{2 \pi r} i \quad (4)$$

La constante de temps effective τ_{eff} de l'intégrateur est $\tau(G_0 + 1)$. Si nous voulons ne pas avoir de déformation, il faudra que τ_{eff} soit plus longue que la durée de l'impulsion. Pour avoir un signal à la sortie non déformé et de grande amplitude il faudra réaliser un montage tel que τ soit petit et G_0 aussi grand que possible.

Nous savons que pour diminuer l'auto-oscillation d'un tel circuit résonnant, il faudra mettre en série avec le bobinage une résistance ayant une valeur

inférieure ou égale à la résistance critique. Il peut se faire que ceci ne soit pas compatible avec les conditions précédentes, il faudra alors placer un cathodyne entre le bobinage et l'intégrateur. De même il y aura intérêt à placer un second cathodyne à la sortie de l'intégrateur, surtout si, comme cela est souvent le cas, l'ensemble mesureur-intégrateur se trouve à une grande distance du point où le signal est utilisé.

Un tel type de montage a été étudié par R. YAMADA [19] et a donné des résultats intéressants tant du point de vue de la fidélité dans la reproduction des impulsions faisceaux que de la linéarité de la réponse. Toutefois l'ensemble a un temps de montée assez lent.

3° Montage à contre-réaction

Ce type de circuit a été proposé par R. YAMADA [20] pour mesurer le courant fourni par l'accélérateur linéaire servant d'injecteur au synchrotron à électrons de 1 GeV de l'Université de Tokio. Le schéma du montage est donné sur la figure 12. Le principe

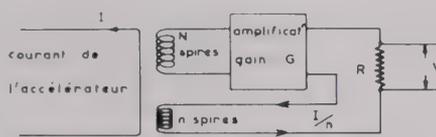


FIG. 12. — Schéma du circuit utilisé quand le mesureur à induction fonctionne avec une contre-réaction.

de fonctionnement est alors le suivant :

Quand une impulsion de courant traverse le tore elle induit aux bornes du bobinage une tension qui est la dérivée du flux magnétique dans l'anneau. Cette tension est amplifiée dans un amplificateur à fort gain G . Ce signal amplifié est alors renvoyé à travers l'anneau de façon à ce que le courant correspondant soit dans la direction opposée au courant du faisceau. Si le gain de l'amplificateur est suffisamment grand et si la bobine de contre-réaction possède n spires, le courant de contre-réaction est $\frac{I_0}{n}$, si I_0 est le courant du faisceau. Dans ces conditions le courant qui traverse le noyau magnétique est

$$i = I_0 - n I$$

où I est le courant de contre-réaction. Si V est la tension aux bornes du bobinage de mesure et R la résistance de charge, nous avons

$$I = \frac{GV}{R}$$

Si nous tenons compte de ces deux équations et de l'équation (3) qui donne V , nous obtenons l'équation différentielle suivante

$$\frac{dI}{dt} + \frac{L}{K} I = \frac{1}{N} \frac{dI_0}{dt} \quad (5)$$

avec
$$K = n \frac{G \mu_0 \mu_{eff} SN}{R 2\pi r}$$

Nous voyons alors que la tension $V(t)$ aux bornes de la résistance de charges est donnée par

$$-V(t) = \frac{R}{n} I_0(t) \quad \text{si } K \text{ est petit devant la durée } T \text{ de l'impulsion et si } t \leq T$$

$$-V(t) = \frac{R}{n} I_0(t) \left(1 - \frac{t}{K}\right) \text{ si } T \leq K$$

Il faudra donc dessiner le circuit de façon à ce que t/K soit aussi faible que possible.

Dans la réalisation d'un tel montage il faudra faire excessivement attention à réaliser des connexions aussi courtes que possible de façon à éliminer les délais et les causes de déformation parasite de l'impulsion. Les avantages d'un tel montage sont de donner une grande impulsion de sortie et d'avoir un temps de réponse très bref.

III.3. PROBLÈMES LIÉS A LA CONSTRUCTION D'UN MESUREUR A INDUCTION

1° Choix du noyau magnétique

Le matériau idéal serait celui ayant une perméabilité magnétique très grande pour des fréquences de l'ordre de 3 000 MHz, malheureusement un tel corps n'a pas encore été inventé. Dans ces conditions nous ne pourrions que détecter l'enveloppe de l'impulsion, mais si nous voulons pouvoir reproduire des fronts de montée rapide, il faudra disposer de matériau ayant une bonne perméabilité pour des fréquences assez élevées. Les ferrites sembleraient donc tout indiquées comme noyaux, mais les ferrites rapides n'existent pas en très grandes dimensions. Une autre solution consiste à fabriquer le noyau magnétique en roulant une feuille de μ métal, un tel type de noyau a été utilisé pour mesurer les courants traversant les klystrons. En définitive nous devons trouver un compromis pour disposer d'un anneau de dimensions suffisantes avec une bonne réponse en fréquence tout en ayant une perméabilité magnétique acceptable.

2° Signaux parasites et leur élimination

Nous avons diverses sources de signaux parasites perturbant la mesure et que nous devons éliminer à savoir :

— électrons ou ions venant frapper le noyau magnétique : il faudra donc lui donner un rayon suffisant pour que tout le faisceau passe en son centre et d'autre part il y aura intérêt à le placer dans le vide pour éliminer toutes perturbations dues aux ions produits par le passage du faisceau dans l'air.

— signaux produits par la HF provenant des divers modulateurs servant au fonctionnement de l'accélérateur. Nous avons éliminé ces signaux en

plaçant un écran électrostatique en métal non magnétique autour des bobines. Cet écran n'est pas entièrement fermé pour éviter la formation de courant de Foucault. BESS et ses collaborateurs [21] sont arrivés au même résultat par un circuit électronique complexe que nous ne décrirons pas ici.

III.4. REMARQUES SUR L'UTILISATION DU MESUREUR A INDUCTION

Toutes les mesures faites, à notre connaissance, avec ce type de mesureur correspondaient à la détection de courants crêtes égaux ou supérieurs à quelques milliampères ce qui, dans notre cas, correspond à des courants moyens de quelques dixièmes de microampères. Or les courants moyens dont disposent les expérimentateurs sont généralement inférieurs à ces valeurs, il y a donc un problème d'amplification qui, comme nous l'avons vu, n'est pas facile à résoudre.

D'autre part toutes les études ont été réalisées avec des impulsions de courant de forme simple soit rectangulaire, soit triangulaire et aucune étude systématique n'a encore été faite de l'influence de la forme de l'impulsion de courant sur l'impulsion à la sortie. Dans le cas du faisceau utilisé par les physiciens à Orsay la forme de l'impulsion est très sensible aux conditions de fonctionnement de l'accélérateur. Nous devons donc faire une étude poussée de l'efficacité du mesureur à induction en fonction de la forme de l'impulsion pour savoir quelle est la précision que nous pouvons espérer.

IV. Le mesureur de courant à cavité (1)

IV.1. PRINCIPE

Considérons une cavité réentrante (fig. 13) traversée axialement par le faisceau d'électrons provenant de l'accélérateur. Le faisceau est pulsé à

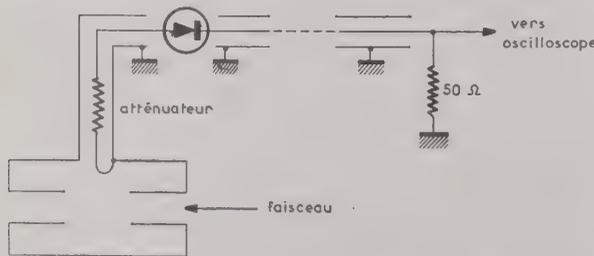


FIG. 13. — Schéma de la cavité de couplage et du circuit de mesure.

50 impulsions par seconde, chacune de ces impulsions dure une microseconde à l'intérieur de laquelle les électrons sont groupés par paquets (bunches) ayant une fréquence de répétition de 3 000 MHz. Si nous choisissons pour la cavité un mode de résonance à champ électrique axial dont la fréquence de réso-

nance soit voisine de 3 000 MHz, la cavité entrera en résonance au passage du faisceau. La puissance ainsi cédée à la cavité par le faisceau peut être ensuite détectée et l'impulsion de tension obtenue sera observée à l'oscilloscope. La cavité fonctionne comme un quadripôle couplant le faisceau au circuit extérieur. Le schéma équivalent est alors celui donné sur la fig. 14. C'est en fait le schéma d'un transformateur résonnant.

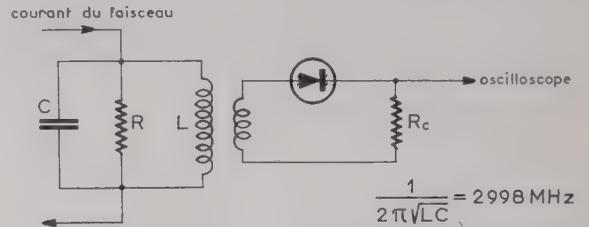


FIG. 14. — Schéma équivalent au mesureur à cavité.

Si nous désignons par R la résistance-shunt de la cavité et par I le courant moyen transporté par le faisceau, la puissance moyenne fournie au circuit extérieur est proportionnelle à RI^2 . Un calcul plus évolué permet de démontrer que l'expression de cette puissance est, dans le cas d'une impulsion rectangulaire, donnée par

$$P = \frac{1}{2} \left(n \frac{\sin^2 \theta / 2}{\theta / 2} \right)^2 \frac{R}{Q_0} I^2 \left(I - \frac{Q_{ch}}{Q_0} \right) \frac{1}{(1 + 2 Q_{ch} \delta)^2} \tag{6}$$

— Q_0 est le coefficient de surtension à vide

$$Q_0 = R \sqrt{C/L}$$

— Q_{ch} est le coefficient de surtension en charge

$$Q_{ch} = \frac{R R_c}{R + R_c} \sqrt{C/L}$$

où R_c est la charge ramenée par le circuit extérieur de mesure

— $\theta = 2\pi d/\lambda$, d étant la longueur de cavité vue par le faisceau

— $\delta = (f'_0 - f_0)/f_0$ où f_0 et f'_0 sont respectivement la fréquence propre du faisceau et la fréquence de résonance de la cavité.

— m est un coefficient dépendant de la cavité mais toujours très voisin de l'unité.

IV.2. CARACTÉRISTIQUES DE LA CAVITÉ UTILISÉE ET RÉALISATION

Les caractéristiques des cavités actuellement utilisées pour mesurer le courant direct de l'accélérateur linéaire sont réunies dans le tableau suivant :

(1) Les principaux résultats rapportés dans cette étude ont été obtenus par G. CALLÈDE au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (Rapport Interne non publié).

Tableau des caractéristiques

— Fréquence de résonance f'_0	2 998 MHz
— Coefficient de surtension à vide de Q_0	2 000
— Coefficient de surtension en charge Q_{ch}	700
— Résistance-shunt R	0,2 MΩ
— Longueur vue par le faisceau d	9,45 mm

Cette cavité a été réalisée en duralumin. Elle est usinée en deux parties qui sont ensuite frittées ensemble à chaud (fig. 15). L'ensemble comportant

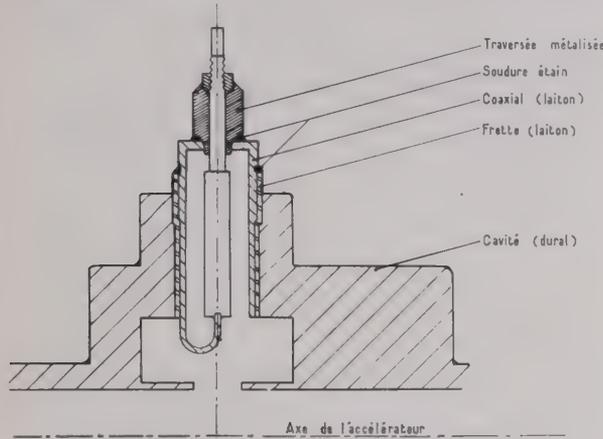


FIG. 15. — Coupe schématique du mesureur à cavité.

la cavité est relié au vide de l'accélérateur par un système de bride et de joints à vide. Un couplage par boucle permet d'extraire la puissance absorbée par la cavité. La sortie du signal se fait à travers une prise coaxiale étanche au vide. La puissance est détectée à l'aide d'une diode 2 B 22 montée dans un boîtier C.S.F. L'ensemble du circuit de mesure est schématisé sur la figure 13. L'atténuateur placé entre la boucle de couplage et le cristal détecteur réduit la puissance fournie au cristal et présente à la cavité une impédance de charge constante ce qui n'est pas le cas de la diode.

IV.3. PERFORMANCES OBTENUES AVEC LA CAVITÉ DE MESURE DE COURANT

Si nous faisons l'application numérique de la formule (6) dans le cas de la cavité que nous venons de décrire, nous trouvons que :

$$P = 16\ 000\ I^2$$

en admettant $f_0 = f'_0$ soit $\delta = 0$. La fréquence propre de l'accélération peut légèrement varier et nous pouvons avoir au plus

$$\Delta_f = \pm 1\ \text{MHz} \quad \text{ou} \quad \delta = \pm 1/3\ 000$$

dans ces conditions

$$13\ 000\ I^2 \leq P \leq 19\ 000\ I^2$$

Si nous supposons un courant moyen de $1\ \mu\text{A}$ il lui correspond un courant crête de 20 mA. La puissance crête \hat{P} fournie par le faisceau à la cavité sera donc

$$5,2\ \text{watts} \leq \hat{P} \leq 7,6\ \text{watts}$$

or la puissance crête transportée par un faisceau de 250 MeV ayant un courant moyen de $1\ \mu\text{A}$ est de 5 mégawatts. La puissance absorbée par le faisceau est donc le millionième de celle contenue dans le faisceau et l'introduction d'un tel mesureur de courant ne donne pas une modification notable de l'énergie du faisceau.

Une série de mesures a été faite pour étudier la variation de la tension crête mesurée sur l'oscilloscope en fonction de l'intensité du courant moyen. Les résultats de ces mesures sont donnés sur la figure 16,

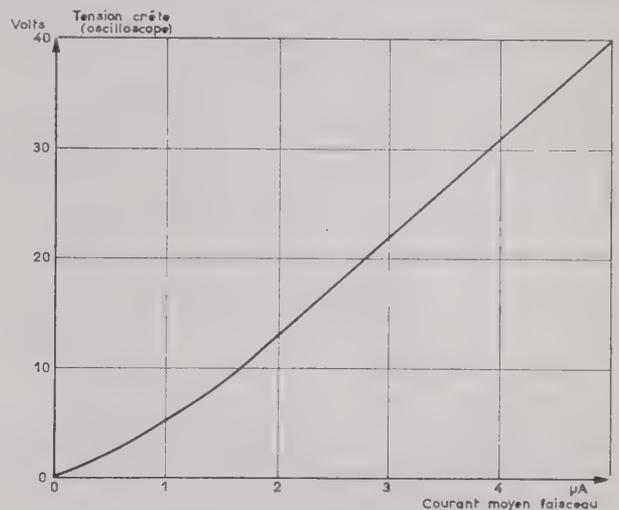


FIG. 16. — Courbe donnant la variation de la tension crête détectée à la sortie de la cavité et mesurée sur un oscilloscope en fonction du courant moyen de l'accélérateur.

sur laquelle il est possible de constater que nous ne vérifions pas une loi de la forme

$$\hat{V} = k \hat{P} = K \hat{I}^2$$

k et K étant des constantes dépendant uniquement du montage considéré. Il semblerait que pour les courants ayant une intensité comprise entre 2 et $5\ \mu\text{A}$ la variation soit linéaire tandis que pour les intensités plus faibles la variation n'est plus linéaire sans être toutefois proportionnelle au carré du courant. Toutefois cette courbe ne tient pas compte de la réponse en tension de la diode détectrice il faudrait introduire l'étalonnage donnant la tension de sortie E en fonction de la puissance détectée. Si nous voulons avoir une indication proportionnelle au courant mesuré, il faudrait avoir un détecteur linéaire, c'est-à-dire que dans ces conditions nous aurions :

$$V = K_1 E = K_2 \sqrt{\hat{P}} = K_3 I$$

Dans les expériences que nous venons de rapporter, seule était mesurée la tension crête détectée.

Il serait possible de mesurer la tension moyenne en appliquant le signal à l'entrée d'un voltmètre classique. Enfin aucun essai n'a été fait pour intégrer ce signal, une méthode proposée par CHODOROW et coll. [22] consiste à coupler la cavité de mesure à un guide d'onde dans lequel la puissance serait absorbée dans un élément thermistor monté dans un pont d'impédance.

Cependant, du fait que le signal sortant du mesureur est proportionnel à I^2 et non à I , la lecture de la puissance moyenne dépend de la forme de l'impulsion de courant. Si la forme de l'impulsion de courant transporté par le faisceau change, nous aurons une modification du courant mesuré même si le nombre total d'électrons par impulsion reste constant. Par exemple pour une impulsion de forme trapézoïdale de durée τ et dont les fronts de montée et de descente ont respectivement une durée τ_1 et τ_2 nous trouvons :

$$P_m = k I_m^2 \frac{1 - \frac{2\tau_1 + \tau_2}{3\tau}}{\left(1 - \frac{1}{2} \frac{\tau_2 + \tau_1^2}{\tau}\right)^2}$$

I_m étant le courant moyen du faisceau.

Pour une impulsion rectangulaire ($\tau_1 = \tau_2 = 0$)

nous retrouvons bien $P_m = k I_m$, tandis que

Pour une impulsion triangulaire ($\tau_1 + \tau_2 = \tau$) nous avons

$$P_m = 1,33 k I_m$$

En définitive nous voyons que le mesureur à cavité peut être utilisé avec profit lorsqu'il s'agit d'avoir une indication sur l'intensité crête du faisceau sans perturbation du faisceau et pour des intensités crêtes supérieures à 5 mA par exemple pour avoir une indication constante de l'intensité du courant direct. Pour des intensités inférieures, sa sensibilité devient trop faible et il faudrait grouper plusieurs cavités en parallèle. En ce qui concerne l'utilisation d'un tel mesureur comme élément de normalisation dans une expérience de physique ceci ne semble pas possible du fait de la grande sensibilité de sa réponse à la forme de l'impulsion.

V. La mesure absolue des charges collectées

Nous ne reviendrons pas sur la description des intégrateurs utilisés au laboratoire, ni sur la discussion des problèmes relatifs à leur réalisation puisque ce sujet a déjà été traité. Nous voudrions simplement faire quelques remarques sur deux points importants à savoir l'étalonnage absolu des capacités de mesure et les sources de courants parasites.

V.1. L'ÉTALONNAGE DES CAPACITÉS

Si nous voulons faire des mesures avec une précision supérieure à 0,5 % il est important de connaître la valeur exacte des capacités utilisées pour l'intégration. Les capacités sont en général étalonnées

avec des ponts fonctionnant sous une fréquence de dix à plusieurs milliers de cycles, tandis que nous les utilisons en courant continu. Or la valeur d'une capacité varie avec la fréquence d'utilisation. Il sera donc important soit de faire une mesure de la capacité à fréquence nulle soit de faire une correction dans la mesure où celle-ci est possible.

Un autre facteur important est la tension de polarisation appliquée au condensateur ; en effet, sa capacité dépend de cette tension. Il y aura donc lieu de faire un étalonnage sous tension de la valeur de la capacité pour connaître la variation.

Pour faire nos étalonnages, nous avons réalisé un générateur de charge dont le schéma est donné sur la figure 17. Les capacités qui sont utilisées ont

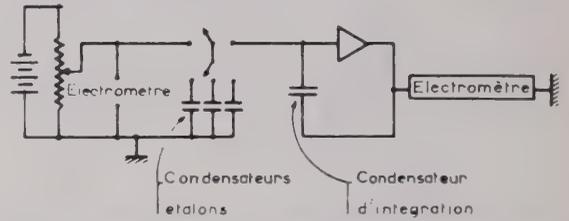


FIG. 17. — Schéma indiquant le principe utilisé pour le générateur de charge servant à l'étalonnage des intégrateurs.

été calibrées à la fréquence la plus basse possible (10 Hz) sous une tension nulle ; mais nous n'avons encore fait aucune mesure sous tension les précisions demandées jusqu'à maintenant ne le nécessitant pas. La tension appliquée aux bornes de la capacité étalon est mesurée avec un électromètre étalonné à 10^{-4} près. Dans ces conditions nous pouvons admettre que l'étalonnage absolu des intégrateurs est réalisé à 0,2 % près.

V.2. COURANTS PARASITES

Si nous voulons pouvoir mesurer des courants de très faible valeur (10^{-11} ampère par exemple) il est indispensable que les courants parasites soient beaucoup plus faibles. Tout d'abord, il faudra que les résistances de fuite soient supérieures à 10^{13} ohms, les condensateurs et les mesureurs utilisés ont en fait 10^{14} ohms de résistances d'isolement.

Une autre cause de courant parasite est le phénomène de polarisation dans les câbles. Le courant collecté dans la salle de cible est amené à la salle où se trouvent les physiciens par l'intermédiaire de câbles ayant une longueur de 30 mètres environ. Il existe un grand nombre de sources HF dans le bâtiment de l'accélérateur et le « pick-up » sur des câbles aussi long risque de produire une polarisation dans le diélectrique servant d'isolant dans les câbles. Il est possible d'éliminer ce phénomène en utilisant des câbles ayant des isolants d'une grande épaisseur. L'utilisation de câbles à double blindage permet aussi d'obtenir le même résultat.

Il peut aussi se faire que, si une différence de potentiel existe entre l'âme et la gaine extérieure du câble, l'ensemble fonctionne comme une chambre à ionisation s'il se trouve placé dans un flux intense de

rayonnement. Nous avons vérifié que ce phénomène ne se produisait pas si la différence du potentiel est nulle, tandis que si sa valeur est de 1 000 volts nous pouvions avoir des courants de l'ordre de 10^{-11} ampère. Il est donc indispensable d'éviter toute montée du potentiel du mesureur.

Conclusion

Nous venons de passer en revue les quatre types principaux de mesureurs de courant qui peuvent être utilisés pour déterminer le nombre d'électrons fournis par le faisceau d'un Accélérateur Linéaire. Nous avons vu que deux d'entre eux, à savoir le mesureur à induction et le mesureur *HF* présentent le gros avantage de permettre une mesure du courant sans perturbation aucune du faisceau. Cependant dans l'état actuel de leur développement ils sont surtout utilisables pour avoir une indication du courant crête fourni par la machine. Leur utilisation pour la mesure du courant moyen nécessite un certain nombre de précautions, en particulier la forme de l'impulsion de courant doit être très stable, ce qui limite beaucoup la précision des résultats.

Le cylindre de Faraday et le mesureur à électrons secondaires sont au contraire deux appareils qui nous permettront de mesurer le courant avec une très grande précision.

En effet, dans l'état actuel de notre appareillage, nous pouvons affirmer que le cylindre de Faraday permet de mesurer de façon absolue un courant avec une précision de 0,5 %. L'efficacité du M.E.S. par rapport au cylindre de Faraday est connue, à instant donné, avec une précision de 0,2 %. Tandis que si nous faisons des mesures sur un intervalle de temps de plusieurs heures les variations de l'efficacité du M.E.S. peuvent atteindre 1 %. La connaissance des sections efficaces absolues étant très importante en physique nous nous attachons actuellement à réduire ces erreurs particulièrement celles dues aux fluctuations de l'efficacité du M.E.S.

Remerciements

Nous tenons à remercier l'ensemble des personnes du Laboratoire qui ont participé à ces études sur les mesureurs de courant et plus particulièrement Mlle M.M. BEBIN et MM. CALLEDE et ROY. Nous voulons exprimer notre gratitude au Dr T. AGGSON au Dr W. POHLIT ainsi qu'à J. BUON pour les intéressantes et fructueuses discussions que nous avons eues

avec eux. Nous remercions aussi le Commissariat à l'Energie Atomique pour l'aide financière qu'il nous a apportée.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Techniques of High Energy Physics. Chap. XI D.M. Ritson Editeur (Interscience Publishers New York-London, 1961). EDWARDS P.D. et KERST D.W., *Rev. Sci. Inst.*, **24**, 490 (1953). BLOCKER W., KENNEY R. et PANOFKY W., *Phys. Rev.*, **79**, 419 (1950). WILSON R.R., *Nucl. Inst. and Methods*, **1**, 101 (1957).
- [2] Pour plus de détails voir : FERMI E., *Nuclear Physics*, (The University of Chicago Press, 1958).
- [3] ROSSI B. et GREISEN K., *Rev. Mod. Phys.*, **13**, 290 (1941), BELENKY S.Z. et IVANENKO I.P., *Uspekhi* (Soviet Physics), **2**, 912 (1960).
- [4] KANTZ A. et HOFSTADTER R., *Nucleonics*, **12**, 3, 37 (1954).
- [5] BUTCHER J.C. and MESSEL H., *Nuclear Physics*, **20** (1960), 15-128.
- [6] Nous tenons à remercier le Dr POHLIT du Max Planck Institut de Francfort pour les intéressantes suggestions qu'il nous a faites sur ce sujet.
- [7] BROWN K.L. et TAUFEST G.W., *Rev. Sci. Inst.*, **27**, 696 (1956).
- [8] BETHE H.A. et ASHKIN J. dans *Experimental Nuclear Physics Volume 1*, page 282, E Segré Ed. (John Wiley and Sons New York 1953).
- [9] ALON I., *L'Onde Electrique* ce numéro page 330.
- [10] TAUFEST G.W. et FECHTER H.R., *Rev. Sci. Inst.*, **26**, 229 (1955).
- [11] AGGSON T., Communication privée.
- [12] VANHUYSE V.J. et coll., *Nucl. Inst. and Meth.* (à paraître).
- [13] MALTER L., *Phys. Rev.*, **50**, 48 (1936).
- [14] BUMILLER F.A. et DALLY E.G., *Proceeding of the International Conference on Instrumentation in High Energy Physics* (Berkeley 1960), p. 305 (Interscience Ed. New York 1961).
- [15] RICHTER B. et de STAEBLER H., Communication privée rapportée par YUAN L.C.L. voir réf. [16].
- [16] YUAN L.C.L. dans « Experimental Program Requirements for a 300-1 000 BeV accelerator » préparé pour la U.S. Atomic Energy Commission par un groupe d'études sur les Hautes Energies au Laboratoire de Brookhaven (28 août 1961), U.S.A.
- [17] BESS L. et HANSON A.O., *Rev. Sci. Inst.*, **19**, 108 (1948).
- [18] GRISHAEV I.A., MOCHESHNIKOV N.I. et IVANOV V.F. *Pribory i Tekhnika Eksperimenta* (URSS), **4**, 17 (1960) (traduction en langue anglaise dans « Instruments and Experimental Techniques », **4**, 537 (1960).
- [19] YAMADA R. On a magnetic pick up probe for charged particule beams. Université de Tokio (1961). — Rapport interne INSJ 37 TH 39 (non publié).
- [20] YAMADA R. Feedback type Induction Probe. Université de Tokio (1961). Rapport Interne INSJ 43 TH 41 (non publié).
- [21] BESS L., OVADIA J. et VALASSIS J., *Rev. Sci. Inst.*, **30**, 985 (1959).
- [22] CHODOROW M. et coll., *Rev. Sci. Inst.*, **26**, 134 (1955).

INDICATIONS SUR LES EXPÉRIENCES PROJETÉES A L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE D'ORSAY

PAR

J.P. PEREZ Y JORBA

*Ecole Normale Supérieure, Accélérateur Linéaire
d'Orsay*

*Faculté des Sciences de Paris, Orsay, (Seine-et-Oise)
et Faculté des Sciences de Bordeaux*

Introduction

Cet article peut être considéré comme un prolongement du précédent dans la mesure où beaucoup des types d'expériences prévisibles dans les prochaines années à l'Accélérateur Linéaire d'Orsay sont une pure et simple extension d'expériences déjà réalisées et, à ce titre, ont été décrites tout du long ci-dessus. Dans ce cas on passera brièvement sur la description des expériences en question.

De la même manière, mais pour des raisons opposées, certaines expériences nouvelles ne seront abordées que succinctement dans la mesure où seule leur possibilité de principe a été reconnue mais où aucune étude précise du dispositif expérimental et de l'ordre de grandeur des taux de comptage n'a été faite. Au contraire, d'autres expériences sont en voie de préparation ou tout du moins ont été étudiées par un groupe de physiciens tant du point de vue de leur intérêt théorique que de celui des techniques expérimentales qu'elles nécessitent. Dans ce cas, une description plus détaillée leur sera accordée.

On doit donc considérer ce qui suit non comme un sommaire de toutes les expériences envisageables avec un accélérateur linéaire à électrons mais plutôt comme une indication de l'orientation future des expériences à l'Accélérateur Linéaire d'Orsay.

Il faut ajouter que l'accélérateur fonctionne depuis quelques mois à une énergie de 1 GeV mais doit atteindre une énergie de 1,3 GeV d'ici 1 an à 18 mois. Certaines expériences sont donc envisagées en fonction de cette énergie maximale.

1. Facteur de forme des nucléons

a) DIFFUSION ÉLECTRON-PROTON

La section efficace de diffusion électron-proton s'exprime, comme on l'a vu dans l'article précédent,

à l'aide de deux paramètres caractérisant la structure du proton et qui sont fonctions d'une seule grandeur, le quadransfert d'énergie impulsion q . Ces paramètres sont le facteur de forme électrique $F_1(q^2)$ et le facteur de forme magnétique $F_2(q^2)$ et la section efficace différentielle de diffusion électron-proton est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^2}{4E_0^2} \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \left[1 + \frac{2E_0}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1} \left\{ F_1^2 + \frac{q^2}{4M^2} \left[2(F_1 + \mu F_2)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} + \mu^2 F_2^2 \right] \right\}$$

où E_0 est l'énergie des électrons incidents, θ l'angle de diffusion dans le système du laboratoire, M la masse du nucléon, et μ le moment magnétique anormal du proton.

Cette formule est la formule de ROSENBLUTH et l'on peut en déduire les facteurs de forme F_1 et F_2 . En effet, elle peut se réécrire de la manière suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (a_{11} F_1^2 + a_{12} F_1 F_2 + a_{22} F_2^2) \sigma_M$$

où a_{11} , a_{12} , a_{22} , σ_M sont des fonctions connues et simples des paramètres cinématiques de la réaction. On mesure alors la section efficace différentielle pour deux valeurs différentes de E_0 et θ , mais, pour la même valeur de q^2 . Les valeurs de $F_1(q^2)$ et $F_2(q^2)$ sont les mêmes dans les deux cas. Dans le plan des $F_1(q^2)$ et $F_2(q^2)$, on obtient une ellipse comme courbe représentative de l'équation ci-dessus associée à une valeur donnée de E_0 et θ . F_1 et F_2 seront donc donnés par l'intersection de deux ellipses. Ces deux ellipses se coupent en 4 points symétriques 2 à 2 par rapport à l'origine des coordonnées. On choisit l'une des solutions en utilisant la normalisation de F_1 et F_2 pour $q^2 = 0$, $F_1(0) = F_2(0) = 1$ et en procédant par continuité à $q^2 \neq 0$.

Les valeurs de $F_1(q^2)$ et $F_2(q^2)$ ont été obtenues pour un domaine de q^2 allant de 0 à $37 f^{-2}$ [1].

Néanmoins les erreurs expérimentales sur les points donnés sont importantes. Une amélioration de la précision de ces mesures est nécessaire car la structure électromagnétique du proton est un guide extrêmement précieux dans la recherche des forces d'origine mésique existant entre deux nucléons. La connaissance de la variation de $F_1(q^2)$ en fonction de q^2 aux bas transferts, $q^2 \leq 10 f^{-2}$ peut servir à étudier la contribution d'états résonnants à deux mésons π et à trois mésons π aux interactions électron-nucléon et à trouver un ordre de grandeur des énergies des résonances correspondantes.

Plus directement, on a ainsi une mesure du rayon carré moyen de distribution de charge et de moment magnétique normal dans le proton par F_1 , de la distribution du moment magnétique anormal dans le proton par F_2 . En effet on peut écrire un développement limité de $F_{(1,2)}(q^2)$.

$$F(q^2) = 1 - \frac{a^2 q^2}{6}$$

où a^2 est le rayon carré moyen correspondant, et on trouve

$$a_1 = 0,85 f \quad a_2 = 0,94 f$$

Il est fondamental de préciser ces résultats et en conséquence la mesure de $F_1(q^2)$ et $F_2(q^2)$. Un programme important a été mis en route à Orsay à cet effet.

On mesure la diffusion élastique avec observation de l'électron diffusé par la méthode du « plateau » (cf. article précédent). Cette méthode a déjà donné des résultats prouvant qu'elle permettait d'améliorer considérablement la précision des mesures [2]. Ces mesures doivent être étendues jusqu'à des $q^2 \sim 20-25 f^{-2}$ grâce aux spectromètres des salles 500 MeV et 1 GeV.

Elles peuvent être étendues jusqu'à $q^2 = 40 f^{-2}$ grâce au grand spectromètre à double focalisation de la salle 1,3 GeV.

Il y a une raison importante à mesurer avec une grande précision les sections efficaces aux grands transferts $q^2 > 20 f^{-2}$. On a vu que la détermination de F_1 et F_2 s'effectue par la mesure de deux sections efficaces à angles et énergies initiales différents — mais au même transfert q^2 . Si on prend un 3^e ensemble de valeurs E_0, θ et que l'on mesure la section efficace correspondante, l'ellipse associée à cette mesure doit passer par les points communs aux deux ellipses associées aux mesures précédentes dans la limite des erreurs expérimentales. Cela est imposé par la formule de ROSENBLUTH. Une façon équivalente de présenter les choses est d'écrire cette formule sous la forme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \left\{ F_1^2 + \frac{\mu^2 q^2}{4M^2} F_2^2 + \frac{q^2}{2M^2} \text{tg}^2 \theta / 2 (F_1 + \mu F_2)^2 \right\}$$

c'est-à-dire

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \left[A(q^2) + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \times B(q^2) \right]$$

qui est une forme extrêmement générale (voir article précédent).

Si l'on porte sur un graphique en abscisses $\text{tg}^2 \theta / 2$, en ordonnées les valeurs de $\frac{1}{\sigma_M} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ mesurées à un même q^2 , les points obtenus doivent être alignés aux incertitudes expérimentales près.

Si les mesures effectuées ne répondent pas à l'une de ces deux conditions équivalentes, et si on peut écarter l'hypothèse d'une erreur expérimentale, il faut alors conclure à une défaillance de la formule de ROSENBLUTH.

La formule de ROSENBLUTH est basée sur la première approximation de BORN, c'est-à-dire l'hypothèse qu'un seul photon virtuel est échangé entre électron et proton. La raison la plus vraisemblable de désaccord avec les mesures expérimentales serait donc l'intervention de l'échange de deux photons virtuels avec une probabilité non négligeable. On peut a priori dire avec une certitude raisonnable que la probabilité de l'échange de deux photons virtuels par rapport à la probabilité d'échange d'un seul photon virtuel augmente avec q^2 .

Or récemment, l'attention a été attirée sur des résultats expérimentaux tendant à montrer que la formule de ROSENBLUTH n'était plus vérifiée à des $q^2 \sim 25, 30 f^{-2}$ [3]. Ces mesures résidaient principalement sur la comparaison de valeurs obtenues dans deux laboratoires différents, ceux de STANFORD et de CORNELL.

Il semble donc nécessaire de reprendre ces mesures avec une précision expérimentale très supérieure, ce qui est un des buts du programme d'Orsay.

D'autre part, on peut étudier la diffusion électron-proton avec observation du proton de recul qui est émis à des angles inférieurs à 90° dans le système du laboratoire. Le proton peut généralement être détecté avec le même spectromètre que celui utilisé pour la détection de l'électron. Néanmoins, un proton émis à 0° peut avoir presque deux fois la quantité de mouvement $p_0 = E_0 (c = 1)$ de l'électron incident si $\frac{E_0}{M}$ est petit. Donc on ne peut pas détecter

le proton émis à 0° si E_0 correspond à l'énergie maximale des électrons que le spectromètre peut détecter. Cela signifie que le domaine de q^2 accessible avec un même spectromètre est un peu plus petit dans la détection des protons que dans celle des électrons.

La détection des protons de recul est, du point de vue expérimental, suffisamment différente de celle des électrons diffusés pour qu'une confirmation des résultats de la première méthode par la seconde présente une grande valeur. On procédera donc aux mêmes q^2 dans les deux méthodes et on confrontera les résultats obtenus.

Cette seconde méthode de mesure est donc aussi l'objet d'un programme expérimental complet à Orsay.

b) DIFFUSION ÉLECTRON-NEUTRON

La description théorique de la diffusion électron-neutron, de la même manière que pour la diffusion électron-proton, est centrée sur la formule de ROSENBLUTH. On définit aussi deux invariants relativistes, $F_{1N}(q^2)$ et $F_{2N}(q^2)$ décrivant la structure électromagnétique du neutron. La situation devient différente quand on étudie la normalisation des facteurs de forme du neutron à $q^2 = 0$. Le neutron a un moment magnétique anormal et l'on a la normalisation $F_{2N}(0) = 1$. Mais le neutron n'a pas de charge d'où $F_{1N}(0) = 0$. De plus, on sait même, d'après l'interprétation des expériences de diffusion de neutrons sur des électrons atomiques que le rayon carré moyen de la distribution de charge du neutron est nul $a_{1N} = 0$ ou $\left(\frac{\partial F_{1N}(q^2)}{\partial q^2}\right)_{q^2=0} = 0$.

Expérimentalement on se heurte à une difficulté fondamentale à savoir qu'il n'existe pas de cibles de neutrons libres dans la nature. Il faut utiliser une cible de neutrons liés, la plus commode de toutes étant de loin le deutéron à cause de sa simplicité et de sa faible énergie de liaison. On étudie donc la diffusion inélastique électron-deutéron en essayant d'extraire les situations où l'électron diffuse sur le neutron en laissant pratiquement le proton non modifié. On dit alors que le proton est spectateur.

La diffusion inélastique électron-deutéron se présente, si l'on observe l'électron diffusé, sous la forme d'un spectre continu d'électrons diffusés (fig. 1).

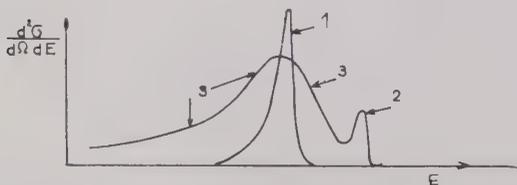


FIG. 1. — Spectre de la diffusion électron-deuteron avec observation de l'électron diffusé. On représente le pic élastique correspondant à la diffusion électron-proton à la même énergie incidente et au même angle.

1. Pic élastique du proton arbitrairement normalisé.
2. Pic élastique du deuteron.
3. Distribution inélastique du deuteron.

Les nucléons ont en effet une distribution de quantité de mouvement dans le noyau qui s'ajoute vectoriellement à la quantité de mouvement de l'électron incident et donc la modifie.

La situation cinématique où l'on observe directement la diffusion électron-neutron se rencontre pour des énergies d'électrons diffusés correspondant à peu près au maximum de la distribution inélastique. En effet, c'est pour ces conditions que l'on peut considérer que l'un des nucléons reste au repos et que tout se passe, comme s'il y avait diffusion de l'électron sur l'autre nucléon supposé libre.

Donc en ce point la section efficace inélastique est, en toute première approximation, égale avec les

normalisations correctes, à la somme des sections efficaces élastiques électron-proton et électron-neutron correspondant au même q^2 . Comme les sections efficaces du proton sont connues, on peut extraire les sections efficaces du neutron et se livrer à l'analyse en facteurs de forme décrite précédemment.

Malheureusement, cette approximation se révèle assez grossière pour plusieurs raisons :

- 1) on ne tient pas compte de l'interaction neutron-proton dans l'état final ;
- 2) on ne tient pas compte de l'énergie de liaison du deutéron ;
- 3) on ne tient pas compte de la distribution des quantités de mouvement des nucléons.

Le calcul précis est extrêmement compliqué. Plusieurs théories ont été proposées pouvant donner des valeurs assez différentes de la section efficace électron-neutron.

Il semble donc qu'ici il faille attendre des progrès de la théorie pour pouvoir obtenir avec une précision suffisante la section efficace électron-neutron.

Dans les conditions actuelles, on semble obtenir des valeurs positives de F_{1N} à partir de $q^2 = 5 f^{-2}$ jusqu'à $q^2 = 37 f^{-2}$ mais vu l'incertitude sur les modèles théoriques employés, même le signe de F_{1N} ne semble pas certain.

On peut néanmoins penser que l'étude complète et précise de l'ensemble de la courbe de diffusion inélastique et pas seulement de son maximum peut permettre d'obtenir des résultats plus précis. Mais ici encore des progrès théoriques sont nécessaires.

c) DIFFUSION ÉLASTIQUE ÉLECTRON-DEUTÉRON

L'étude de la diffusion élastique électron-deutéron est, de nouveau, une méthode d'approche dans la recherche des facteurs de forme du neutron.

Considérons par exemple la distribution de charge du deutéron. Elle peut être considérée comme la convolution de la distribution de charge du deutéron pour des nucléons ponctuels et de la distribution de charge intrinsèque des nucléons. Le facteur de forme correspondant à cette distribution de charge $G_0(q^2)$ sera donc le produit des deux facteurs de forme correspondants

$$G_0(q^2) = [F_{1P}(q^2) + F_{1N}(q^2)] G(q^2)$$

où $G(q^2)$ est le facteur de forme correspondant à des nucléons ponctuels et peut être calculé à l'aide des fonctions d'onde relativistes du deutéron.

En fait, le deutéron ayant un spin 1, on a 3 facteurs de forme associés, le facteur de forme électrique G_0 , le facteur de forme magnétique G_1 et le facteur de forme quadrupolaire G_2 .

La section efficace élastique peut alors s'écrire

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \frac{1}{1 + \frac{E_0}{M} \sin^2 \theta/2} [A(q^2) + tg^2 \theta/2 B(q^2)]$$

où $A(q^2)$ est fonction de G_0^2 , G_1^2 et G_2^2 et $B(q^2)$ fonction simplement de G_1^2 .

A petits angles, c'est pratiquement G_0^2 qui intervient seul pour des énergies incidentes inférieures ou égales à 500 MeV. On peut d'autre part calculer G^2 d'une manière assez précise à l'aide des fonctions d'onde relativistes du deutéron. Il est ainsi possible en principe, d'atteindre $F_{1N} + F_{1P}$ et comme on connaît F_{1P} , en déduire F_{1N} .

Néanmoins F_{1N} étant voisin de 0 il faut atteindre une grande précision sur la détermination de $F_{1N} + F_{1P}$. Ceci signifie à la fois, une grande précision sur le calcul théorique de G^2 et une grande précision sur la détermination expérimentale des sections efficaces.

Il est possible à Orsay de faire des mesures précises de diffusion électron-deutéron. Ces mesures seront effectuées jusqu'à $q^2 = 2 f^{-2}$ par observation de l'électron diffusé et ensuite par observation du deutéron de recul. En effet, plus l'énergie initiale est grande, plus il est difficile dans le spectre des électrons diffusés de séparer le pic élastique du début du continuum inélastique, l'énergie de séparation étant seulement de 2,23 MeV.

d) COINCIDENCE ÉLECTRON-PROTON DANS LA DIFFUSION ÉLECTRON-DEUTÉRON

L'observation de coïncidences électron-nucléon dans la diffusion inélastique électron-deutéron fixe complètement la cinématique de la réaction si l'on observe à la fois la direction et l'énergie des 2 particules en coïncidence. A cet effet, a été installé, dans la salle de cibles 500 MeV un ensemble de 2 spectromètres de 500 MeV/c permettant des observations en coïncidence.

L'observation des coïncidences électron-neutron sur le deutéron sera un moyen plus direct d'atteindre la section efficace élastique électron-neutron que celle des coïncidences électron-proton. Malheureusement, il est plus difficile d'observer un neutron qu'un proton surtout si on veut une détermination précise de l'énergie et de la direction. On doit donc sans doute, se limiter aux coïncidences électron-proton.

D'autre part, il est extrêmement difficile de réaliser des coïncidences avec un accélérateur linéaire à cause du très faible cycle d'utilisation (duty cycle) de cet appareil ($\frac{1}{20\ 000}$ à Orsay).

Il faudrait pouvoir atteindre la diffusion électron-neutron libre, ce qui fournit un proton d'énergie $-\frac{B}{2}$, B étant l'énergie de liaison du deutéron.

C'est un proton « non physique » et il faut donc extrapoler les résultats observés avec des protons de petite énergie (fig. 2). Dans la figure 2, le neutron intermédiaire est virtuel, c'est-à-dire qu'il a une masse différente de la masse M_N du neutron libre.

Si la direction et l'énergie de l'électron diffusé sont fixées (q^2 fixé), la section efficace de coïncidences en fonction de l'énergie cinétique T_P du proton est proportionnelle à

$$\left| \frac{a_N}{T_P + \frac{B}{2}} + \frac{a_P}{T_N + \frac{B}{2}} + L \right|^2$$

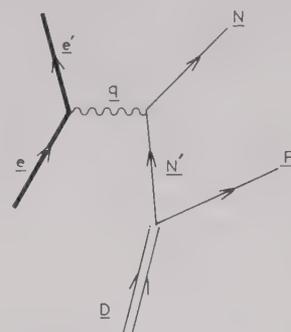


FIG. 2. — Un des diagrammes de la diffusion inélastique électron-deutéron où il y a interaction du neutron et du photon virtuel.

où T_P et T_N est fixe. On a donc une section efficace différentielle en coïncidences donnée par la figure 3.

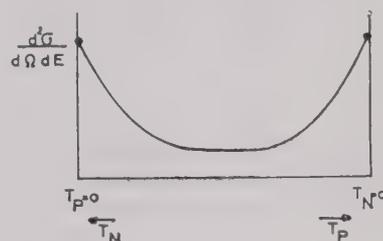


FIG. 3. — Section efficace en coïncidence électron-proton dans la diffusion électron-deutéron.

$|a_N|^2$ et $|a_P|^2$ sont proportionnels aux sections efficaces élastiques électron-neutron et électron-proton. En allant à des T_P aussi bas que possible on peut essayer d'extrapoler la valeur de $|a_N|^2$. Des expériences sont entreprises à cette fin à Orsay.

e) EXPÉRIENCES AVEC PARTICULES POLARISÉES

Si on envoie des électrons sur une cible de protons polarisés, on peut obtenir une polarisation longitudinale des électrons diffusés dans certaines directions. Pour mettre en évidence cette polarisation longitudinale, il faut procéder à une seconde diffusion sur une autre cible de protons polarisés et observer à même angle de diffusion θ , une dépendance azimutale de la section efficace.

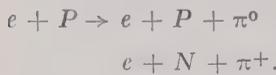
Les taux de comptage obtenus dans une telle expérience sont prohibitivement bas. D'autre part la difficulté d'une expérience avec deux cibles polarisées, dont une placée dans le faisceau de l'accélérateur rend cette expérience hors de question.

L'utilisation d'électrons incidents longitudinalement polarisés permettrait l'économie d'une des cibles. On pourrait par exemple produire une polarisation transverse d'électrons de basse énergie par diffusion dans le champ coulombien d'un noyau lourd tel que Au. On ferait ensuite précéder les électrons dans un champ électrique de manière à rendre la polarisation longitudinale et on accélérerait enfin les électrons ainsi polarisés.

Ici la difficulté réside en la production d'électrons polarisés avec des intensités instantanées de 10^{11} particules ou plus pendant $1 \mu\text{s}$.

2. Electroproduction des mésons π

On peut étudier les réactions suivantes donnant lieu à production de mésons π .



La particule détectée sera généralement l'électron. En effet si on détecte une autre particule par exemple le méson π^+ , l'électron non observé partira principalement vers l'avant. Le carré du quadri-transfert d'énergie impulsion q^2 sera alors nul, ce qui correspondra à l'échange d'un photon réel et on sera dans le cas de la photoproduction. La photoproduction des mésons π , dans ces domaines d'énergie, a été abondamment étudiée. D'autre part, on peut espérer obtenir grâce à l'électroproduction des renseignements supplémentaires.

Le diagramme représentant l'électroproduction en première approximation de BORN (fig. 4) peut se

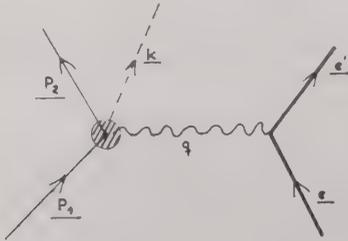


FIG. 4. — Diagramme de l'électroproduction en première approximation de Born.
 e, e', P_1, P_2, k, q sont les quadri-vecteurs relatifs à l'électron initial, à l'électron final, au nucléon initial, au nucléon final, au méson π et au photon virtuel.

décomposer en 3 diagrammes (fig. 5 a, b, c), le diagramme de la figure 5 c n'intervenant que pour un méson chargé.

On voit que les deux premiers diagrammes font intervenir l'interaction du photon virtuel avec un nucléon et donc le facteur de forme du nucléon en question. Il est possible de se placer dans des situations expérimentales telles que le 3^e diagramme donne une contribution petite par rapport à celle des 2 autres. Ceci a déjà été fait [4], en fixant l'énergie E du système méson-nucléon, dans une région correspondant à la 1^{re} résonance pion-nucléon, et en

faisant varier le transfert q^2 . On peut essentiellement ainsi obtenir des renseignements sur la quantité $F_{2P}(q^2) - F_{2N}(q^2)$ mais en utilisant les formules théoriques obtenues par des méthodes de dispersion. En programmant différemment l'expérience on pourrait aussi obtenir des renseignements sur $F_{1P}(q^2) - F_{1N}(q^2)$.

L'intérêt des mesures expérimentales dépend maintenant essentiellement des progrès théoriques, à venir dans l'étude de l'électroproduction. Ils conditionneront certainement le développement des expériences.

Signalons que cette méthode de recherche de F_{1N} est libre des incertitudes entraînées par les difficultés de traitement de l'interaction nucléon-nucléon dans l'état final que l'on rencontre dans l'étude de la diffusion inélastique électron-deutéron.

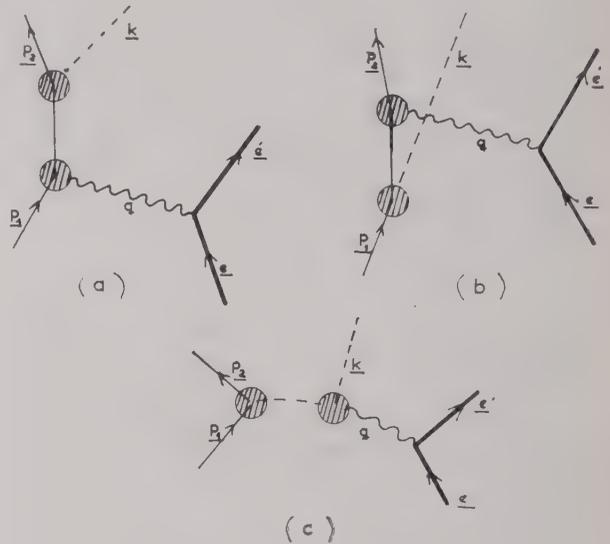


FIG. 5. — Diagrammes de l'électroproduction.

Si maintenant, on rendait petites les contributions des diagrammes 5 a et 5 b, on pourrait de la même manière atteindre F_π facteur de forme du méson π . Ceci semble plus difficile expérimentalement.

Des expériences en coïncidence permettraient comme dans le cas électron-deutéron d'extrapoler aux sections efficaces du nucléon libre ou du méson π libre. Malheureusement les taux de comptage correspondants sont extrêmement faibles.

3. Mesure de l'effet Compton sur le proton

L'étude de l'effet Compton sur le proton c'est-à-dire de la diffusion élastique des photons par les protons



peut fournir des résultats importants sur le système méson-nucléon quand on observe cette réaction au-dessus du seuil de production des mésons. Il semble, en particulier, qu'on puisse ainsi obtenir indirectement une mesure de la vie moyenne du méson π^0 . En effet, dans la section efficace de diffusion intervient le terme dû au « diagramme de Low » dans

lequel le photon et le proton échangent un méson π^0 virtuel couplé au photon par l'intermédiaire de la réaction $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$.

— ETAT ACTUEL EXPÉRIMENTAL ET THÉORIQUE DE LA QUESTION

La plupart des mesures expérimentales ont été faites à des énergies inférieures à 450 MeV [5] [6] à part une mesure faite à FRASCATI [7] (fig. 6).

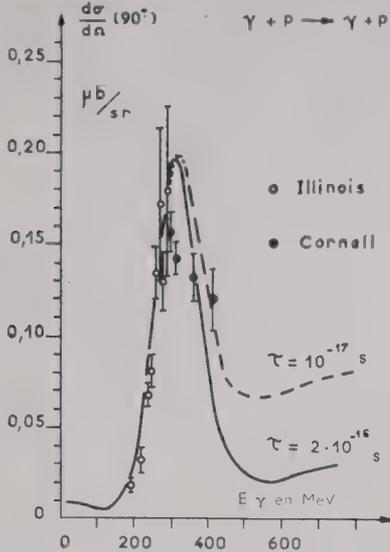


FIG. 6. — Mesures de la section efficace différentielle dans le système du c.d.m. de l'effet Compton sur le proton. Les deux courbes sont calculées d'après un modèle théorique avec deux valeurs différentes de la durée de vie du π^0 .

(D'après B. KERKELMAN, Rendiconti dell' Istituto Superiore di Sanita, juin 1961).

D'autre part, des calculs théoriques [8] [9] faits à partir de différents modèles indiquent que la section efficace différentielle dépend fortement de la vie moyenne du méson π^0 (fig. 7). Dans la diffusion, le

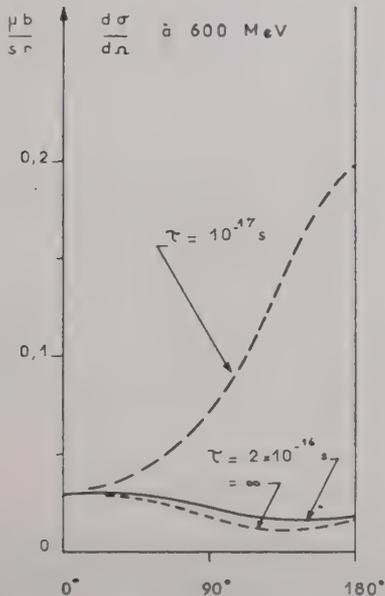


FIG. 7. — Calcul de la section efficace différentielle de l'effet Compton à 600 MeV en fonction de l'angle de diffusion du photon.

(D'après K. BERKELMAN, Rendiconti dell' Istituto Superiore di Sanita, juin 1961).

proton est polarisé perpendiculairement au plan de diffusion et la polarisation observée par exemple à 90° dans le système du centre de masse passe par un maximum à 600 MeV (fig. 8). Une autre expérience

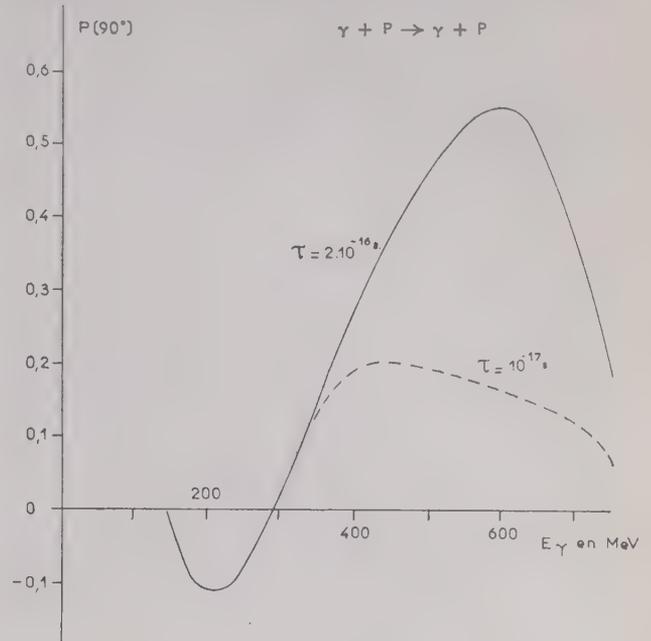


FIG. 8. — Polarisation dans l'effet Compton à un angle de diffusion de 90° dans le système du c.d.m. en fonction de l'énergie E_γ du photon γ incident.

(D'après K. BERKELMAN, Rendiconti dell' Istituto Superiore di Sanita, juin 1961).

semble encore sensible à la vie moyenne du π^0 : c'est la mesure de l'anisotropie azimutale de la section efficace différentielle de diffusion des photons polarisés linéairement. Mais cette dernière expérience ne semble pas envisageable à Orsay dans un proche avenir.

— DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX POSSIBLES

Le premier type d'expériences est la mesure de sections efficaces différentielles à des énergies de photons de 600 à 900 MeV. La mesure la plus sensible est peut-être celle de la distribution angulaire des protons émis (cf. fig. 7) à une énergie de photon incident déterminée, 600 MeV par exemple.

Si l'on mesure $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à des angles de diffusion du photon dans le système du centre de masse $\theta^* = 40^\circ$ et $\theta^* = 140^\circ$, le rapport $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^* = 140^\circ) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^* = 40^\circ)$ est, d'après BERKELMAN, 0,53 pour $\tau = 2 \times 10^{-16}$ s, 4 pour $\tau = 10^{-17}$ s, τ étant la vie moyenne du méson π^0 . Ce rapport est donc une fonction extrêmement sensible de τ .

On détecte les protons émis dans le premier cas à un angle de l'ordre de 20° et avec une énergie de 300 MeV. On peut alors utiliser un système optique analogue à celui employé pour la mesure de la polarisation du proton mais sans table de diffusion

ou encore un télescope à proton. On définit une bande d'énergie de photons autour de 600 MeV par la méthode de différence habituelle sur le spectre du rayonnement de freinage. D'autre part, on évalue la section efficace en normalisant à la section efficace connue de la réaction



où à celle de la diffusion élastique électron-proton à 600 MeV



dont la cinématique est identique à celle de la diffusion Compton étudiée.

On doit éliminer soigneusement les protons correspondant à la photoproduction du π^0 processus qui a une section efficace beaucoup plus grande que celle à mesurer. Ces protons parasites ont une énergie d'environ 20 MeV inférieure aux protons Compton qu'on veut mesurer. La discrimination se fait donc par une sélection énergie-parcours dans le télescope utilisé. Mais un système magnétique permet une seconde sélection par l'introduction d'une dispersion en énergie des particules et assure donc une meilleure discrimination.

4. Mesures de la polarisation des protons produits dans diverses réactions

Des expériences intéressantes peuvent être réalisées en mesurant la polarisation des protons produits dans diverses réactions. Les plus importantes semblent être les suivantes



Toutes ces expériences peuvent en principe être effectuées avec le même appareillage de mesure de polarisation des protons.

INTÉRÊT THÉORIQUE

a) La polarisation du proton dans la photoproduction du π^0 a été mesurée jusqu'à 750 MeV (1) par divers groupes. Les erreurs expérimentales sont assez grandes - au minimum de 0,1 en valeur absolue.

L'effet semble passer par un maximum vers 650 MeV, la polarisation obtenue étant alors supérieure à 50 % pour un angle de 90° dans le centre de masse. Il a été montré que des polarisations aussi grandes ne peuvent être obtenues dans ce domaine d'énergies et à 90° dans le système du centre de masse que par interférences entre la 1^{re} et la 2^e résonances, celles-ci devant correspondre à des parités opposées.

Vu les incertitudes expérimentales, les résultats peuvent être interprétés par plusieurs modèles différents. Il serait donc déjà intéressant d'améliorer la précision des mesures précédentes de manière à permettre un choix entre les diverses possibilités actuelles.

Des mesures peuvent être aussi faites à des angles différents dans le système du centre de masse. Le domaine d'énergie des mesures peut, d'autre part, être étendu jusqu'au GeV ou au delà. Ces expériences doivent fournir des informations précieuses sur les moments angulaires et parités des résonances supérieures pion-nucléon dont la structure semble à l'heure actuelle beaucoup plus compliquée qu'on ne le pensait il y a quelque temps.

b) La réaction dans laquelle il est peut-être le plus important de mesurer la polarisation du proton dans l'état final est la diffusion élastique électron-proton à haute énergie. Des résultats récents obtenus à l'Accélérateur Linéaire à électrons de Stanford et au synchrotron à électrons de Cornell semblent indiquer que la diffusion élastique des électrons ne peut plus s'interpréter aussi simplement qu'on le faisait jusqu'à présent comme on l'a vu précédemment. A des transferts de quantité de mouvement $q^2 \geq 20 f^{-2}$, la formule de ROSENBLUTH, basée sur l'approximation à un photon virtuel, semble ne plus être valable.

Il est alors possible qu'il y ait une contribution appréciable de processus mettant en jeu l'échange de 2 photons virtuels. Dans ce cas, on peut s'attendre à un effet de polarisation du proton de recul alors que cet effet est nul dans l'approximation à un photon.

L'effet pourrait même être plus important que celui obtenu dans la mesure de la section efficace car dans le premier cas ce sont les amplitudes de diffusion qui interviennent et dans le second leur carré.

On peut avec l'Accélérateur Linéaire d'Orsay atteindre des q^2 de l'ordre de $26 f^{-2}$, en observant les protons de recul émis vers l'avant à 20° dans le système du laboratoire par des électrons incidents d'une énergie de 950 MeV.

c) Nous avons vu au chapitre précédent qu'il était intéressant de mesurer la polarisation du proton dans l'effet Compton à des énergies comprises entre 400 et 600 MeV et peut-être au-delà.

d) On peut encore envisager de mesurer la polarisation du proton produit dans la photodésintégration du deutéron par des photons de grande énergie. Il est pour l'instant difficile de décrire les implications théoriques exactes d'une telle expérience.

DESCRIPTION EXPÉRIMENTALE

Nous allons décrire plus particulièrement l'expérience de mesure de polarisation du proton dans la diffusion élastique $e-p$. Le dispositif expérimental peut être adapté avec des modifications mineures à l'étude des autres réactions, en particulier à la photoproduction des mésons π^0 .

On utilise l'accélérateur à une énergie de 950 MeV voisine de l'énergie maximum et on observe la diffusion à un angle de 20° de manière à obtenir un q^2 aussi grand que possible.

Les protons émis par diffusion élastique ont une énergie de l'ordre de 540 MeV. Il est nécessaire de séparer ces protons des protons provenant d'autres réactions qui ont tous une énergie plus basse. A cette fin, on utilise un spectromètre magnétique constitué de 2 quadropoles et d'un aimant de déflexion (fig. 9)

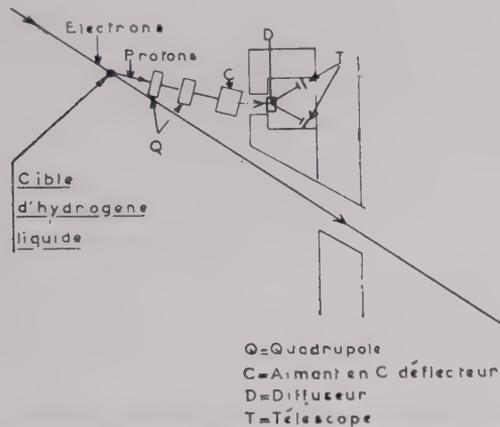


Fig. 9. — Dispositif expérimental des expériences de mesure de polarisation des protons.

qui assure la transmission d'une bande de quantité de mouvement de 10 %.

Comme l'énergie des protons de recul est trop élevée pour permettre une analyse de leur polarisation, on les ralentit à environ 250 MeV dans un bloc de carbone placé devant le spectromètre.

L'aimant de déflexion à champ uniforme défléchit ensuite les protons de 10° en moyenne.

La polarisation des protons est alors analysée par diffusion sur un analyseur de carbone. On utilise l'asymétrie gauche droite de la section efficace de diffusion de protons polarisés par des atomes de carbone. Les protons diffusés dans le même plan que celui de la diffusion électron-proton et à 14° à droite et à gauche de la direction incidente des protons sont détectés par deux compteurs télescopes.

Pour l'analyse des résultats, on doit éliminer les événements dus à diverses réactions parasites, en particulier à celles créées par des photons produits dans la cible.



L'effet de ces réactions peut être mesuré par différentes méthodes et, en particulier, en interposant devant la cible des radiateurs d'épaisseur connue et en extrapolant les résultats à une épaisseur de radiateur nulle.

5. Structure nucléaire

Les études de structure nucléaire par diffusion inélastique d'électrons de haute énergie ont été développées déjà d'une manière assez considérable à l'Accélérateur Linéaire d'Orsay.

Elles ont porté sur l'étude des niveaux inélastiques, des résonances géantes, de la distribution des quantités de mouvement des nucléons dans les noyaux, etc.

Ces études vont être poursuivies avec une précision expérimentale améliorée mais avec les techniques générales utilisées jusqu'à présent. Le domaine d'énergie des expériences passera de 250 MeV à 500 MeV.

Il a été jugé nécessaire pour rendre compte de la variations des sections efficaces élastiques d'abandonner l'approximation de BORN pour des noyaux de nombre de masse $A > 20$ et de faire une analyse en déphasages plus correcte.

Pour les niveaux inélastiques, aucune tentative similaire n'a jusqu'à présent été faite. Ceci est justifié en première approximation pour deux raisons. D'abord jusqu'à des nombres de masse de l'ordre de 100, l'approximation de BORN est suffisante non pas peut-être pour rendre compte exactement des courbes de section efficace, mais en tous cas pour permettre de déterminer la multipolarité de la transition envisagée et son caractère électrique ou magnétique. Ensuite, jusqu'à présent, on n'a pas étudié les sections efficaces inélastiques à des transferts de quantité de mouvement suffisants pour atteindre la région des minimums de diffraction. Or, c'est dans cette région que l'approximation de BORN devient franchement mauvaise.

Un progrès important dans l'interprétation théorique des résultats expérimentaux sur les niveaux excités des noyaux sera donc réalisé par l'introduction des analyses en déphasages. Ce type d'analyses sera absolument obligatoire quand on passera à l'étude des noyaux lourds $A \geq 200$ où l'on sait que l'approximation de BORN n'est absolument plus satisfaisante. Il est d'ailleurs très intéressant d'étudier ces noyaux car ils sont le siège de transitions collectives très marquées et on a toutes raisons de penser que ces transitions sont particulièrement bien excitées par diffusion inélastique d'électrons.

On voit que l'on tend à améliorer la précision des méthodes utilisées dans l'étude de la diffusion élastique et inélastique des électrons sur les noyaux. La section efficace inélastique de diffusion d'électrons correspondant à une énergie d'excitation donnée du noyau se présente sous la forme d'une section efficace, purement nucléaire que l'on désire connaître, et de toutes les contributions radiatives des niveaux d'excitation moins élevés et en particulier du pic élastique. On doit donc évaluer ces contributions d'une manière précise. Or, on ne peut les mesurer expérimentalement que dans un domaine très restreint puisque, sauf dans le cas du proton, elles sont masquées par la contribution des processus inélastiques. Il faut alors essayer de les évaluer théoriquement et les formules utilisées jusqu'à présent sont

basées sur un assez grand nombre d'approximations. Les améliorations qui seront apportées dans le futur à ces calculs permettront d'augmenter la précision des résultats obtenus sur l'excitation nucléaire par diffusion d'électrons.

6. Diffusion à 180°

On a vu que les sections efficaces de diffusion pouvaient se mettre d'une manière générale sous la forme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M (A + B \tan^2 \theta / 2)$$

Si on fait $\theta = 180^\circ$ dans cette formule seul le terme $\sigma_M B \tan^2 \frac{\theta}{2}$ ne disparaît pas. On peut donc mesurer B directement et ainsi connaître les contributions magnétiques à la section efficace.

Il est impossible d'étudier la diffusion à 180° avec le dispositif expérimental actuel car cela reviendrait à mettre le spectromètre dans la direction du faisceau incident.

On a donc imaginé un dispositif où les électrons incidents sont déviés en traversant un aimant à champ homogène à pièces polaires circulaires (fig. 10). A

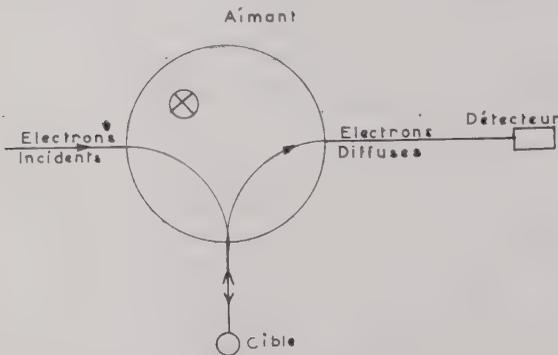


FIG. 10. — Diffusion à 90°.

la sortie de l'aimant les électrons frappent la cible. Les électrons diffusés à 180° partent en sens inverse mais sont déviés suivant une trajectoire à peu près symétrique de celle du faisceau incident et ils sont détectés par un compteur à la sortie de l'aimant.

Ce type d'expériences peut être utilisé à la recherche d'une structure dipolaire anormale de l'électron, c'est-à-dire d'une dimension finie de l'électron.

En effet, la section efficace de diffusion élastique sur un noyau de spin 0 peut s'écrire

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \sigma_M$$

et est donc nulle à un angle de diffusion de 180° . Si on suppose maintenant une extension finie de

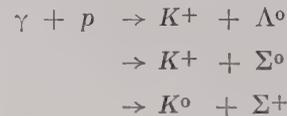
l'électron, la section efficace élastique s'écrira en première approximation

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (a + b \tan^2 \theta / 2) A \sigma_M$$

et le terme en b donnera une contribution non nulle permettant ainsi d'atteindre la structure dipolaire anormale de l'électron.

7. Photoproduction des mésons K

On peut à l'aide d'un faisceau de photons de rayonnement de freinage détecter la photoproduction des mésons K en particulier par les réactions :



le seuil de la première se situant vers 920 MeV, celui des deux dernières vers 1 050 MeV.

Du point de vue de la détection, ces réactions se présentent par ordre de difficulté croissante. Une limitation très sévère est imposée par l'impossibilité de faire des expériences de coïncidence avec un accélérateur linéaire. On doit donc séparer les mésons K^+ des mésons π^+ , μ^+ et des protons par des différences d'ionisation dans des compteurs à scintillation ou des différences de vitesse dans des compteurs Cerenkov. Une difficulté essentielle est que les sections efficaces de production des π^+ sont de 10^3 ou 10^4 fois plus grandes que celles des K^+ . Comme on veut rendre la contamination en π^+ dans la détection des K^+ de l'ordre de 10^{-2} , le rapport des efficacités pour la détection des K^+ et pour celle des π^+ doit être de l'ordre de 10^6 ce qui représente des techniques de détection extrêmement poussées.

On peut encore utiliser la différence des vitesses, dans un spectromètre, de π^+ et K^+ ayant la même quantité de mouvement, par des méthodes de temps de vol. Il faut alors séparer parfaitement des temps de l'ordre de 10^{-8} s, ce qui exige que la durée des impulsions de l'accélérateur soit réduite à 5×10^{-9} s au moins avec un taux de répétition de 10 correspondant à des impulsions brèves séparées de 10^{-7} s dans la microseconde que dure l'impulsion totale de l'accélérateur. Des études sont en cours pour « pulser » ainsi l'accélérateur sans réduire trop le courant moyen.

8. Mise en évidence de nouvelles résonances et particules

On a constaté en étudiant les réactions pion + nucléon donnant n pions que, dans des conditions données, deux ou trois des pions du système final sont liés très fortement. Ces systèmes de deux ou

trois pions interagissant très fortement se comportent comme des particules ayant une masse déterminée mais une vie extrêmement brève. On dit qu'on a affaire à des résonances.

Il est possible d'essayer d'obtenir ces résonances par photoproduction en utilisant un faisceau de photons de rayonnement de freinage. On cherche alors à mettre en évidence la réaction :



où X représente la résonance en question. On définit une gamme de photons monochromatiques par les processus habituels de soustraction sur le spectre de rayonnement de freinage.

D'autre part, la réaction obéit à une cinématique à deux corps, car la résonance se comporte comme une particule au moment de l'interaction.

On analyse les protons de recul diffusés à un certain angle à l'aide d'un spectromètre.

Si l'énergie du photon incident est connue, l'angle d'émission, l'énergie et la masse de la particule produite dans la réaction sont déterminés.

Si l'on produit la résonance X , on doit observer un accroissement du taux de comptage des protons de recul quand l'énergie de ces protons correspond à une masse pour la particule non observée égale à la masse de X .

Conclusion

Plusieurs expériences possibles avec un accélérateur linéaire de haute énergie ont été décrites ici, plus ou moins brièvement. La liste donnée ne prétend nullement être exhaustive. Elle représente simplement un aperçu sur les projets, intentions et sujets d'intérêt des physiciens travaillant autour de l'accélérateur linéaire d'Orsay.

Seules d'ailleurs les expériences faites avec l'accélérateur linéaire lui-même ont été décrites. Il est actuellement envisagé d'injecter le faisceau de l'accélérateur linéaire dans un ou deux « anneaux de stockage ». Ce projet correspond pratiquement à la

construction d'un nouvel accélérateur par adjonction d'un ou deux accélérateurs circulaires à l'accélérateur linéaire et une décision définitive n'a pas encore été prise à son sujet.

Les nouvelles expériences possibles avec ces « anneaux de stockage » n'ont donc pas été mentionnées.

L'article précédent représente un aperçu sur le fruit des réflexions du groupe de physiciens de l'accélérateur linéaire d'Orsay. Il est le produit de discussions entre ces physiciens et il a bénéficié de leurs critiques. Qu'ils veuillent bien trouver ici tous les remerciements que méritent leurs suggestions, leurs conseils et leurs remarques. Je remercie tout particulièrement M. le Professeur BLANC-LAPIERRE, Directeur du Laboratoire, qui a bien voulu s'intéresser très vivement à ces projets et prodiguer, à leur sujet, avis et encouragements. Le Commissariat à l'Énergie Atomique apporte aux expériences faites à l'accélérateur linéaire une aide financière précieuse.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BUMILLER F., CROISSIAUX M., DALLY E. and HOFSTADTER R. — *Phys. Rev.* 124, 1 623 (1961).
LITTAUER R. M., SCHOPPER H.F. and WILSON R.R. — *Phys. Rev. Letters* 7, 141 (1961) et 7, 144 (1961).
Et références aux travaux antérieurs dans ces 3 articles.
- [2] LEHMANN P., TAYLOR R. and WILSON Richard. — A paraître in *Physical Review*.
- [3] WILSON R.R. — Communication à la Conférence Internationale d'Aix-en-Provence sur les Particules Élémentaires (Sept. 1961).
- [4] PANOFKY W. and ALLTON E. — *Phys. Rev.* 110, 1 155 (1958).
OHLSEN G. — *Phys. Rev.* 120, 584 (1960).
- [5] DE WIRE J.W., FELDMAN M., HIGHLAND V.L. and LITTAUER R. — *Phys. Rev.* 124, 909 (1962).
- [6] BERNARDINI G., HANSON A.O., ODIAN A.C., YAMAGATA T., AUERBACH L.B. and FILOSOFO I. — *Nuovo Cimento* 18, 1 203 (1960).
- [7] CORTELESSA G., REALE A. and SALVADORI P. — *Rend. Ist. Sup. Sanita* (à paraître).
- [8] BERKELMAN K. — *Nuovo Cimento* 21, 633 (1961).
- [9] CONTOGOURIS A.P. — *Phys. Rev.* 124, 912 (1961).

DOCUMENTATION TECHNIQUE

COMPARAISONS DE FRÉQUENCE

par rapport à l'Atomichron n° 107 du C.N.E.T. en 10^{-10}

Moyennes journalières pour l'intervalle de 24 heures se terminant à 15 h T.U.

Février 1962	NAA 14,7 kHz	GBR 16 kHz	NBA 18 kHz
1	—	— 129,2	— 127,7
2	—	— 129,7	— 127,8
3	—	— 129,0	— 128,9
4	—	— 128,7	— 129,0
5	—	— 129,0	— 128,6
6	—	— 129,1	— 128,2
7	—	— 128,9	— 129,8
8	—	— 128,9	—
9	—	— 129,0	— 127,7
10	—	— 128,5	— 130,2
11	—	— 127,8	— 129,2
12	—	— 128,6	— 128,8
13	—	— 129,4	— 129,5
14	—	— 127,6	— 128,3
15	—	—	—
16	—	—	—
17	— 132,1	— 128,8	—
18	— 128,4	— 128,8	—
19	— 130,4	— 129,0	—
20	— 127,4	— 127,2	—
21	— 127,2	— 128,3	—
22	—	— 128,7	—
23	— 129,6	— 127,5	—
24	— 129,3	— 127,8	— 130,7
25	— 127,8	— 126,9	— 130,4
26	—	—	—
27	—	—	— 130,2
28	—	—	— 132,7

— Une correction de -74.10^{-10} est appliquée à la fréquence de l'Atomichron.

— Cf. *Onde Electrique*, novembre 1960, p. 853, et janvier 1961, p. 81.

LANCEMENT PAR SOVIREL D'UN TUBE DE SÉCURITÉ « AUTOPROTECTION »

Près de Nemours, a grandi, à un rythme imposant, un complexe industriel ; il est à la fois témoin des possibilités économiques qu'offre la Province et de l'impulsion nouvelle qu'un art technique récréatif comme la Télévision a apporté aux fabrications connexes de produits de base.

Tout dernièrement, à l'occasion du salon parisien des composants électroniques, quelques journalistes techniques, français et étrangers, étaient conviés en ce centre — dont peu d'usagers du petit écran soupçonnent l'importance — pour mieux être à même d'apprécier et l'effort général de SOVIREL (« Société des Verreries Industrielles Réunies du Loing ») et une des réussites particulières de cette entreprise : une nouvelle formule du tube TV autoprotection.

* * *

Les usines SOVIREL, avant que « Saint-Gobain » et les « Glaces de Bousois » — conscientes du rôle que pouvait jouer, dans ce domaine, l'industrie verrière nationale — en décidant, il y a sept ans, en accord avec la société américaine « Corning Glass Works », de fonder un département spécialisé dans la fabrication des ampoules pour télévision, partageaient déjà leurs activités entre deux grands secteurs :

— l'usine « A » de verres spéciaux, notamment pour l'optique, la lunetterie, la signalisation et les tubes électroniques.

A remarquer que la production destinée à ce dernier domaine représente aujourd'hui 41 % de la production totale de ladite usine, ce qui situe les besoins élevés de l'industrie électronique en matières premières et produits manufacturés de base.

— l'usine « B » entièrement consacrée aux articles « Pyrex », non seulement culinaires mais aussi à usages professionnels (verrière de laboratoire, canalisations, équipement pour les industries chimiques et parachimiques).

La verrerie TV a donné naissance à l'usine « C », la plus récente et qui représente un bel exemple d'organisation industrielle, dans des locaux et avec un outillage conçus dans un but bien précis.

Des résultats heureux n'ont pas tardé à se faire sentir. Le pourcentage relatif atteint actuellement par cette activité — à laquelle



(Photo Jean LEMOSSE)

et préchauffage commun, les deux éléments sont *assemblés au tour-à-souder*, opération délicate entre toutes.

— Les ampoules ainsi achevées, après un dernier passage dans une arche, sont convoyées vers l'*emballage* et l'*expédition*.

Parmi les orientations nouvelles dans la conception d'un tube-écran pour téléviseur (augmentation de la dimension en diagonale, écran rectangulaire, etc...), l'apparition du TWIN-PANEL, idée due à Corning (U.S.A.), remet à l'avant-plan des préoccupations des milieux de l'électronique domestique la recherche d'une meilleure présentation (élimination des poussières, des réflexions parasites, amélioration des contrastes) et aussi celle d'une *sécurité* accrue.

En effet, ne fût-ce que pour des raisons purement psychologiques, la disparition du risque d'*implosion* ne constitue-t-elle pas une victoire technico-commerciale ?

Celle-ci est certaine, vu l'intérêt suscité par ce premier procédé de protection « automatique » des tubes cathodiques, dès leur fourniture au constructeur de postes.

Après d'autres systèmes imaginés ailleurs (mais en Europe, déjà), voici que — résultat de longues recherches récompensées par un pas de plus vers la *simplification* — SOVIREL, le seul verrier français spécialisé, propose, à son tour, une solution qui a toutes les chances de succès étant donnée, justement, son extrême *simplicité* d'exécution qui est, par voie de conséquence, très peu onéreuse.

Ce caractère *simple* ne veut point dire que l'étude n'ait pas été longue : après la découverte du principe, sa mise en œuvre a surtout supposé de *très nombreux essais*, tenant compte de tous les cas d'accidents (un type déterminé de choc n'en vaut pas un autre !) qui peuvent survenir lors de la manipulation et de l'exploitation d'un tube. Nous avons pu nous en rendre compte lors de notre visite à Bagneaux.

La suppression radicale du risque d'implosion résulte, très logiquement, d'une amélioration de la résistance mécanique de l'ampoule. Elle est essentiellement obtenue par l'adjonction, à la verrerie, d'une *ceinture métallique* (voir photo) assurant la protection directe de la zone la plus critique de toute ampoule.

L'absorption, par la ceinture serrée autour de l'écran, de l'énergie qui pourrait provoquer une implosion fait que le phénomène de dissociation de la matière demeure localisé et que les déchirures ne se propagent pas dans le verre.

Les essais conduits en laboratoire et multipliés à profusion (on en relève un total de 1 335 dans la documentation établie par la firme) ont couvert tous les desiderata des professionnels, compte tenu de l'existence de deux « écoles » en matière de causes et de cas de destruction des tubes-image : l'une, celle de la

ne se consacrent, jusqu'ici, que quatre autres firmes européennes — est éloquent : 33 % de la production totale de SOVIREL.

Ajoutons, pour boucler ce panorama statistique, que la société emploie un total de 3 211 personnes, en grande majorité dans ses usines de Seine-et-Marne puisque le siège de Paris n'en compte que 121.

Le personnel de l'usine « C » qui nous occupe s'élève, à l'heure qu'il est, à 802 unités.

L'automatisation y est poussée et c'est avec ordre et rapidité que se suivent — ou se font parallèlement — les diverses phases de la fabrication, avec contrôle de qualité à chaque stade intermédiaire (afin que les rebuts ne portent quasiment pas sur des pièces terminées).

Le processus général, qui prend place dans un seul mais très vaste hall, peut se résumer comme suit :

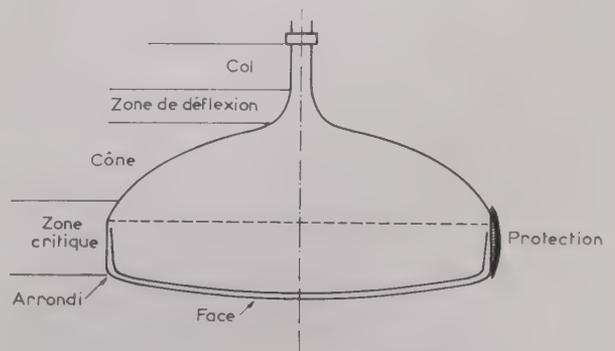
— Les matières premières, amenées à la *tour de « composition »* (qui comprend silos, pesage et mélange) sont ensuite acheminées, par « containers », vers le grand four.

— A proximité immédiate de celui-ci, sont fabriqués les *cônes*, auxquels sont ensuite soudés les *cols*, provenant d'un autre atelier mais préparés ici, et les *boutons d'anode* sont posés.

— D'autre part, on presse les *écrans*, les moules ayant été préalablement chromés et polis.

— Les deux éléments fondamentaux ainsi réalisés se rejoignent dans des *arches de recuisson* puis sont individuellement stockés.

— Quittant les aires de stockage, après polissage des écrans



« forte énergie », prétendant que l'épreuve la plus sévère consiste en un choc mécanique violent sur l'écran ou le cône : l'autre, préférant une méthode à « faible énergie », car plus représentative des conditions d'une implosion spontanée chez l'utilisateur.

Des illustrations « vivantes », à forte énergie, ont été répétées devant nous, pour notre complète édification...

A été, d'abord, soumis à rupture, à des fins de comparaison, un tube cathodique classique installé dans un téléviseur sous tension sans plaque de protection « anti-implosion ». L'appareillage consiste en une guillotine supportant un poids de 8 kg que l'on fait chuter, le long d'un guide, sur un poinçon d'acier de 25 mm de diamètre mis en contact avec la zone critique du tube et dont la course est limitée à 6 mm. La déflagration fut violente et les projections de verre, nombreuses, atteignirent des distances de plusieurs mètres ; de plus, le châssis de l'appareil était sérieusement atteint, la majorité de ses composants étant mis hors d'usage.

Passant à un second poste équipé, cette fois, d'un tube SOLIDEX ceinturé, un violent coup de marteau appliqué en pleine face n'eut comme conséquence qu'un bris de la zone percutée, le reste du tube ne se désagrégant pas du tout et laissant intact l'intérieur de l'appareil ; seul le bruit de la rentrée d'air se manifesta !

A titre de complément d'information, on nous montra aussi un film formant une excellente synthèse de la question. Il comportait notamment de saisissants ralentis qui nous ont manifestement appris ce que l'on nomme traditionnellement « implosion » comporte, du moins pour une part, une véritable explosion : il faut avoir vu comment les angles du tube détruit sont instantanément projetés vers l'avant... Cette bande illustre aussi des « tests » du type « à faible énergie » : possibilités de destruction à la suite du développement d'une microfêlure préexistante dans le verre que l'on reproduit par chocs légers ou par action thermique.

Cette dernière s'opère en pratiquant une rayure profonde sur le verre de la face, près de son arrondi, et en y coulant une goutte de verre fondu à 700 °C.

* *

Malgré la complète satisfaction qu'ils assurent dès aujourd'hui, on entrevoit déjà, pour les tubes de sécurité imaginés par SOVIREL des *perfectionnements* possibles. Les études en cours portent sur deux aspects :

a) quoique, par rapport aux autres réalisations actuellement proposées sur le marché, le tube SOLIDEX soit le plus léger (13,45 kg contre 14,4 kg et 15,55 kg respectivement pour d'autres solutions, il est, de par sa structure même, le plus susceptible d'allègement. Il a déjà aussi, dès maintenant, les dimensions hors-tout les plus faibles ;

b) Il peut être désirable de colorer l'écran afin d'améliorer le contraste et d'appliquer sur lui un revêtement anti-réflexion.

* *

Outre le facteur essentiel de l'élimination des risques d'accidents en toutes circonstances, le nouveau tube-image de sécurité SOLIDEX apporte des *avantages complémentaires et indirects* :

1) côté *qualité de l'image* : elle devient plus *lumineuse* ; du fait de l'élimination de la glace frontale de protection, la condensation est supprimée, les poussières ne se fixent plus, le nombre de réflexions est diminué ;

2) côté *montage en ébénisterie* : il est plus aisé grâce aux quatre « oreilles » de fixation qui permettent d'installer le tube-écran *par l'extérieur*, ce qui est à la fois plus commode et conduit à une réduction en profondeur du meuble ; tout en autorisant plus de liberté esthétique, la ceinture métallique, peinte de façon originale, pouvant, par exemple, servir elle-même de cache.

En définitive, sur des bases très scientifiques, de nouveaux arguments de séduction, intéressants à faire valoir par les constructeurs auprès des téléspectateurs.

J.D.

COMPTEURS D'IMPULSION DE « L'ÉLECTRONIQUE APPLIQUÉE »

L'ÉLECTRONIQUE APPLIQUÉE (E.L.A.) consacre depuis plusieurs années l'activité de son « Département Physique Nucléaire » à l'instrumentation électronique de l'industrie atomique. L'étude, en liaison avec le Commissariat à l'Énergie Atomique (C.E.A.), la réalisation de plus de 70 types d'éléments fonctionnels normalisés pour l'électronique nucléaire, la fabrication de 16 000 éléments durant l'année 1961 placent cette société au troisième rang mondial de production pour ce type d'appareillage (premier en Europe).

Le n° 417 de *L'Onde Electrique* paru au mois de décembre dernier, illustre, en première page de couverture, une des réalisations de l'ÉLECTRONIQUE APPLIQUÉE il s'agit de l'*Echelle de comptage semi-rapide* type ECSR 2.

Dans la gamme de cet appareillage, les procédés de comptage des phénomènes physiques prennent une place prépondérante.

L'*Echelle de comptage* type ECSR 2 est destinée à compter les impulsions se présentant dans l'étude et l'analyse des phénomènes nucléaires lorsqu'un temps de résolution de 1 μ s est jugé nécessaire : examen des rayonnements « Bêta » « Gamma » ou « X », par exemple. En voici les caractéristiques cardinales :

- Temps de résolution maximal : < 1 μ s
- Capacité : 10^7 coups
- Capacité de prétemps (en seconde) : 1 à 9999×1 ou par 2
- Capacité de précoups : 1 à $9999 \times 10, 100$ ou 1 000
- Précision sur la durée du comptage : 50 ms.

Présentation

L'*échelle de comptage semi-rapide*, type ECSR 2 est entièrement constituée d'Éléments Fonctionnels Normalisés (système C.E.A.) Elle est agencée dans un montage mécanique standard, type 5U3.

(Dimensions hors tout : h \times l \times p = 221,5 \times 483 \times 525 mm).

Ce montage supporte, à l'arrière, une alimentation stabilisée ± 250 V/400 mA, montée sur platine, dont les organes de contrôle et de commandes sont disposés à la partie inférieure du panneau avant.

Les glissières intérieures du montage mécanique reçoivent 5 tiroirs standard de dimension 1 B : (de G à D sur l'illustration de couverture du n° 417 de l'O.E.).

- 1 tiroir d'alimentation THT, type THT 4
- 1 tiroir à temps et coups pré réglés, type TTCP 1
- 1 tiroir à double décade, type T2D 1
- 1 tiroir à décade semi-rapide, type TDSR 1
- 1 tiroir d'entrée pour photomultiplicateur, type TEPM 1.

L'*échelle de comptage semi-rapide* utilise, le plus fréquemment, un détecteur à scintillation, type DCS 30 (LIE BELIN) suivi d'un préamplificateur type PMPT 1.

Ces deux éléments sont aménagés dans un cylindre en durilinox, indépendant, relié par câbles multiconducteurs à l'*échelle de comptage* proprement dite.

Principe de fonctionnement

L'*échelle de comptage* est excitée par les rayonnements détectés par un scintillateur. La nature de ce dernier est fonction du spectre à étudier.

— Rayonnement « Bêta »

On utilise généralement des scintillateurs plastiques organiques

constitués de polystyrène ou de polyvintoluène contenant en solution du PPO et du POPOP en faible proportion. La constante de temps de ces scintillateurs est de l'ordre de 3 à $5 \cdot 10^9$ s.

— Rayonnements « Gamma » et « X ».

Le scintillateur est constitué par de l'iodure de sodium activé à l'iodure de thallium. La conversion quantique de ce scintillateur est de 10 % pour les « gamma » ; la constante de temps est de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-7}$ s.

En règle générale, l'échelle de comptage semi-rapide est utilisée avec un détecteur universel DCS 30 (LIE-BELIN). C'est un photomultiplicateur équipé d'un scintillateur (53 AVP) répondant aux caractéristiques ci-dessous :

- Diamètre de photocathode : 44 mm
- Nombre d'étages : 11
- Sensibilité photocathode : 50 A/lm moyenne
- Sensibilité totale moyenne : 500 A/lm
- Tension d'alimentation : 1 400 à 1 800 volts.

Cette T.H.T. est fournie par l'alimentation type THT 4 délivrant une tension variable entre 450 et 2 500 volts, avec un débit de 1 mA.

Les impulsions recueillies par le photomultiplicateur sont appliquées à un préamplificateur, type PMPT 1, qui assure une première mise en forme du signal. La sortie du préamplificateur est adaptée au câble de jonction à l'échelle de comptage, par l'intermédiaire d'un transformateur. Les caractéristiques globales du préamplificateur sont les suivantes :

- Impédance de sortie : 100 Ω
- Rapport : $\approx 1/10$
- Signal de sortie : $> 0,1$ V
- Linéarité entre 0 ± 1 volt : ± 1 %
- Durée max. : 3 μ s
- Temps de montée : $\approx 2,5 \cdot 10^{-7}$
- Dérive : $< 0,5$ % entre 25 et 60 °C.

La sortie du préamplificateur PMPT 1 est aiguillée sur un amplificateur dont le gain est supérieur à 100. Le tiroir amplificateur TAP 10 000 (gain max. : 10 000) qui rentre dans la gamme des Eléments Fonctionnels Normalisés est généralement utilisé (1). Après amplification, les impulsions sont appliquées au tiroir d'entrée pour photomultiplicateur type TEPM 1. Ce tiroir effectue, sur les impulsions reçues, une discrimination d'amplitude et délivre des impulsions de sortie mises en forme convenable avant l'attaque du tiroir suivant.

L'entrée du tiroir TEPM 1 d'impédance $Z_e = 10$ k Ω admet des impulsions de caractéristiques suivantes :

- Polarité : positive ou négative
- Amplitude comprise entre 0,5 et 100 volts
- Temps de montée : $0,01 \mu$ s $\leq T_m \leq 0,5 \mu$ s
- Durée : $0,25 \mu$ s $\leq D \leq 10 \mu$ s

La mise en forme des impulsions est assurée par une ligne à retard court-circuitée. La durée des impulsions après mise en

forme peut être de 0,5 μ s, 1 ou 2 μ s. Ces lignes sont montées sur des plaquettes amovibles et, par suite, interchangeables. Le choix de la ligne à utiliser est impérativement déterminé par la valeur T_m — (temps de montée) des impulsions à analyser. T_m doit toujours être inférieur au temps de propagation aller et retour d'une onde E.M. sur la ligne considérée.

Le fonctionnement du tiroir est vérifié au moyen d'un générateur incorporé, mis en service en position « contrôle ».

La ligne à retard est suivie d'un étage adaptateur-inverseur dont l'impédance d'entrée est élevée et l'impédance de sortie faible.

Les impulsions sont ensuite discriminées dans un montage à diode polarisée à seuil réglable. Seules les impulsions dont l'amplitude dépasse ce seuil apparaissent sur la cathode de la diode. Le discriminateur répond aux caractéristiques ci-après :

- Dynamique de discrimination : 0,5 à 100 V en une seule gamme.
- Linéarité : meilleure que ± 2 % entre $\pm 0,5$ e $^+$ ± 100 V.
- Incertitude de déclenchement : ≤ 100 mV.
- Stabilité de seuil : meilleure que $\pm 0,5$ % pour des ΔV de ± 10 % de la tension nominale du secteur.
- Dérive de seuil : inférieure à 0,5 % pour 8 heures de fonctionnement.

Après discrimination, les impulsions sont appliquées à un trigger sensible délivrant une impulsion positive de durée 0,4 μ s. La transmission de cette impulsion vers l'étage de sortie peut être commandée soit par le tiroir TTCP 1, soit par une tension positive de 5 volts, au choix de l'utilisateur.

L'étage de sortie délivre les impulsions suivantes :

- Polarité : négative
- Amplitude : 15 volts (en charge par le tiroir TDSR 1)
- Durée : 0,5 μ s (à la base)
- Temps de montée : 0,1 μ s.

Ces impulsions sont appliquées au tiroir à décade semi-rapide type TDSR 1 qui divise par 10 le nombre d'impulsions reçues, l'affichage se faisant sur un milliampèremètre gradué de 0 à 9.

Les impulsions de sortie de ce tiroir ont les caractéristiques suivantes :

- Polarité : négative
- Amplitude : 25 volts (charge par un tiroir T2D 1)
- Durée : 1 μ s environ.

Ces impulsions sont appliquées à l'entrée du tiroir Double Décade type T2D 1, constitué de deux décades rigoureusement identiques. Chaque décade assure la division par 10 des impulsions qui lui sont appliquées.

Un commutateur à 3 positions « 1 — 10 — 100 » détermine la mise en service de 0,1 ou 2 décades, suivant le facteur de division désiré.

L'affichage est effectué en système binaire 1, 2, 4, 8. Il est donc nécessaire d'effectuer, sur chaque décade, la somme des chiffres correspondant aux voyants allumés.

Le tiroir T2D 1 délivre, en sortie, des impulsions négatives de 15 volts environ. Le temps de résolution des décades est de 2,5 μ s.

Le tiroir à temps et coups prééglés, type TTCP 1 permet les mesures de comptage à temps ou à nombre de coups prééglés.

A cet effet, il comporte deux chaînes de comptage mécaniques :

- Une chaîne de comptage standard (N_s)

(1) Dans une seconde version, d'échelle de comptage, le tiroir TTCP 1 est remplacé par un tiroir TTCP 2. Ce dernier comporte 2 dékatrons supplémentaires sur la voie « comptage et impulsions ». L'adjonction de ces 2 dékatrons évite l'utilisation du tiroir T2D 1.

La suppression du tiroir T2D 1 permet de placer dans le montage 5U3 le tiroir amplificateur TAP 10 000. Il précède alors le tiroir TPM 1.

— Une chaîne de comptage à présélection (N_p). Cette dernière commande l'arrêt de l'échelle de comptage lorsque le temps ou le nombre de coups prédéterminé est atteint.

Un inverseur « P-P₂ » (précoups-prétemps) permet d'appliquer au numérateur à présélection soit les impulsions venant du tiroir T2D 1, soit les impulsions de la base de temps interne à ce tiroir, le numérateur standard recevant les autres.

Le circuit base de temps fonctionne à partir du 50 Hz du secteur et fournit des impulsions de fréquence 1 ou 0,5 Hz. Ces dernières sont fonction de la position d'un inverseur et sont signalées, chacune, par un voyant. Le tiroir TTCP 1 comporte un circuit « Marche-Arrêt » qui commande tout l'échelle. Ce circuit envoie deux tensions différentes correspondant à l'ouverture et à la fermeture du circuit « porte » du tiroir TEPM 1.

La commande s'effectue, à tout moment, soit à partir des boutons-poussoirs situés sur le panneau avant du tiroir TTCP1, soit à distance ; deux douilles sont alors utilisées pour l'extension du circuit. La commande « Arrêt » s'effectue également automatiquement à la fin du comptage prééglé par le compteur à présélection.

La remise à zéro de l'échelle s'effectue à partir d'un levier placé sur le numérateur standard.

ENREGISTREURS D'INFORMATIONS SPATIALES

Des données extrêmement importantes ont été enregistrées sur bande magnétique, lors du premier vol dans l'espace du colonel John GLENN. Ces informations ont servi aux analyses détaillées qui ont suivi l'expérience. Chaque seconde du vol de 4 heures et demie donnait une multitude d'informations sur la course du « Friendship Seven ». Ces indications permettaient de prévoir aussi bien le moment où la sphère terrestre serait franchie à l'envol que la rentrée de la capsule. De plus, elles permettaient d'analyser des problèmes d'équipement et d'étudier les conditions physiques de l'astronaute et de sa capsule.

Les différentes stations, suivant la trajectoire du « Friendship Seven » pendant ses trois courses autour de la terre, étaient équipées d'enregistreurs analogues Ampex des types FR 100B et FR 600. Des enregistreurs digitaux du type FR 400 étaient en opération au Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.

Deux catégories principales d'informations furent collectionnées et analysées pendant le vol. La première donnant des informations sur la course était nécessaire pour la localisation instantanée de la capsule. La seconde consistait en données télémétrées nous tenant au courant de la condition dans laquelle se trouvait le Colonel GLENN — métrage d'oxygène, température, respiration, pouls — ainsi que de la condition physique du satellite, de sa température, de son approvisionnement en combustible, de ses vibrations et de sa position relative.

Des informations concernant le vol ont été captées par les différentes stations au moment où le satellite passait au-dessus d'elles. L'heure exacte du passage fut mise en code, enregistrée et transmise au Centre Goddard, où une machine à calculer de la « Control Data Corporation » assortissait les informations reçues, prêtes ensuite à être enregistrées par des appareils digitaux AMPLEX. Cette bande fut ensuite reproduite sur une des trois machines calculant l'orbite et fournissant une série d'informations spécifiant le moment exact du passage de la capsule à un point déterminé. A la station suivante, ce procédé fut répété et les corrections nécessaires furent ajoutées dans les nouvelles prévisions de la machine à calculer. Un certain nombre d'informations ont été enregistrées sur une calculatrice analogue dans les stations individuelles, afin de permettre une analyse immédiate ainsi qu'une autre plus détaillée à une date ultérieure.

Les données sur la réaction de la capsule, ainsi que les réactions physiologiques du Colonel GLENN furent enregistrées sur bande magnétique large de 1 pouce et longue de 1300 m. Les calculatrices AMPLEX sélectionnées pour cette application sont capables d'enregistrer soit 32 pistes d'informations numériques ou 14 pistes d'informations analogues.

Le système de télémétrie utilisé pour assembler toutes ces données se compose d'antennes, de récepteurs et d'enregistreurs magnétiques. L'observation des données télémétrées peut se faire simultanément avec leur enregistrement.

Les données enregistrées sont ensuite transmises au Centre Goddard où elles sont analysées. A ce centre, les bandes sont reproduites et l'information retransmise par un convertisseur du type CDC 160. Cette calculatrice a pour but d'assortir les données reçues et de les transmettre à des calculatrices numériques AMPLEX qui, elles, sont reliées à une machine à écrire qui traduit les données électriques en chiffres mis en code pouvant être utilisés par un service d'analyse.

Les bandes enregistrées sont alors analysées en détail tout en prenant avantage de la facilité avec laquelle un enregistreur magnétique peut être accéléré ou ralenti, afin de permettre une meilleure analyse. Il est aussi possible de reproduire les informations enregistrées sur un oscillographe et d'en tirer les images avec une caméra. Les informations ainsi recueillies seront utilisées par les ingénieurs du Projet Mercury pour des vols futurs dans l'espace.

NOUVEAUX TUBES COMMUTATEURS DE PUISSANCE

Les établissements CERBERUS AG sont bien connus pour la réalisation de tubes à cathode froide. Leur programme de tubes à cathode froide a subi au cours des dernières années, un élargissement logique dans le domaine des courants élevés par les tubes commutateurs de puissance (Arcotrons) qui servent à la commande et au réglage de grandes puissances pouvant atteindre quelques kilowatts.

En plus d'un tube 3 A pour une tension continue de 700 volts, des modèles de 3 A pour 220, 380 et 500 volts alternatifs ainsi



Tube électronique à cathode froide type arcotron pour 220 volts CA et 3 A pour la commande de puissance jusqu'à 500 watts.

qu'un type de 6 A pour 380 volts CA sont disponibles. De brèves surcharges avec une pointe de courant pouvant atteindre 100 A ne causent pas de dégâts. Outre l'amorçage de tubes Ignitrons, mentionnons comme applications principales l'utilisation en lieu et place des éléments de commande électro-mécaniques (contacteurs) dans les dispositifs régulateurs pour chauffages et la commande électronique directe de valves magnétiques, d'électroaimants de levage et d'accouplements à magnéto. Les arcotrons, tubes à cathode froide, peuvent être pilotés directement par les tubes à cathode froide déjà connus, permettant l'assemblage logique de fonctions de commande. Des réalisations subminiatures ont spécialement été créées à cet effet.

NOUVEAUTÉS ANNONCÉES PAR E.E.V.

Les Etablissements ENGLISH ELECTRIC VALVE Co viennent d'annoncer la sortie d'un certain nombre de matériels nouveaux au sujet desquels nous pouvons donner les renseignements suivants :

Redresseurs au silicium

Ces redresseurs peuvent fournir des tensions jusqu'à 10 kV sous 4,5 A en montage en pont. Les diodes utilisées sont des diodes au silicium à tolérances très serrées, assurant ainsi une grande sécurité d'emploi. Chaque cellule est montée sur radiateur qui porte aussi un réseau résistance capacité et un tube au néon. Le tout forme une unité enfichable avec protection interne et indication visuelle de fonctionnement.

Thyratrons

3 nouveaux modèles ont été développés.

a) CX 1140 équivalent exact du 7384 (CX 1119), tube modulateur. Il a un facteur de chauffage amélioré et possède un réservoir à hydrogène.

b) FX 297 à long temps de recouvrement ; utilisé dans les modulateurs à grande puissance.

c) *Thyratron céramique de sécurité* ayant les mêmes caractéristiques que le 7384 (CX 1119).

Tube à projection

T 929 pour la projection en télévision. Il fonctionne sous 50 kV et peut donner des images de 2,70 m × 3,60 m. Il se fait en plusieurs modèles pour télévision en couleurs ou en noir et blanc.

Magnétron

M 562 développement logique des magnétrons à anode longue des bandes S et L. Il fonctionne dans la bande C (5 500 MHz). Il fournit une puissance de 1 MW crête (1 kW moyen) avec des impulsions de 3 μ s.

Tubes à mémoire

Le développement qui s'est poursuivi dans ce domaine a abouti à la création de deux nouveaux modèles :

a) E 702 B version sécurité du E 702.

b) Un tube de 11" à face plane pour utilisation dans les radars de marine et d'aéronautique où l'on a besoin d'une image de grande surface.

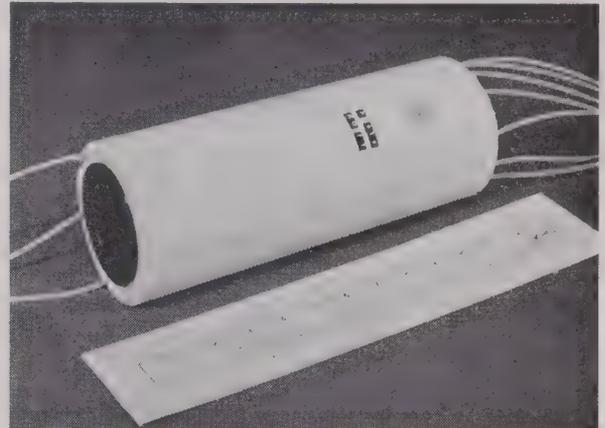
Triodes d'émission

Parmi plusieurs modèles on trouve deux types à grande per-

véance le BR/BY 1151 et BY 1144 ayant des dissipations anodiques respectives de 35 kW et 125 kW.

Tubes à ondes progressives

Le N 1047 M est le dernier modèle à faible bruit, il fonctionne dans la bande « S » : 2,7 à 3,5 GHz. Il a une figure de bruit de 4,5 dB max. Il est prévu pour être utilisé comme amplificateur dans les récepteurs radars, comme second étage HF dans les équipements de satellites de télécommunication, comme amplificateur intermédiaire pour les récepteurs d'ondes millimétriques et en général dans toutes les applications exigeant un faible facteur de bruit en même temps qu'une large bande passante et une grande sécurité.



Tube amplificateur de brillance à grand gain et plusieurs étages.

P 829 amplificateur de brillance

Ce tube a été étudié pour l'examen direct ou la photographie de phénomènes de très faible luminosité. Un simple photo-électron peut être observé. Il possède une photo-cathode tri-alcaline qui donne une sensibilité élevée. Son courant d'obscurité est très faible.

L'image optique à amplifier est focalisée sur la photocathode située à l'une des extrémités du tube qui la transforme en image électronique. Les photo-électrons provenant de cette image sont accélérés par les 5 étages multiplicateurs. Chaque étage est constitué par une fine membrane à émission secondaire composée d'un film d'aluminium et d'un film à émission secondaire en chlorure de potassium déposé sur un support d'oxyde d'aluminium. Un électron arrivant sur une face d'une membrane avec une énergie de 4 à 5 kV, pénètre dans la couche émissive où il provoque le départ d'un certain nombre d'électrons secondaires. Les électrons secondaires issus du dernier étage sont accélérés et viennent frapper un écran fluorescent à grain fin constitué de sulfure de zinc activé à l'argent où ils reproduisent l'image optique amplifiée.

Caractéristiques provisoires

Photo-cathode	Tri-alcaline S 20
Sensibilité	80 μ A/lumen (min)
Gain en photon	10 (min)
Résolution	20 paires de lignes/mm (min)
Tension totale	35-40 kV (max)
Champ magnétique à 36 kV	260 gauss (approx.)
Diamètre utile de la photo-cathode	25 mm
Diamètre max. du tube	107 mm
Longueur hors tout	290 mm
Diamètre utile de l'écran	25 mm

COMMUNIQUÉS

EXPOSITION « LE FROID ET SES MERVEILLES »

Du 3 mai au 31 août 1962 se tiendra à Paris, au Palais de la Découverte, une exposition dans laquelle seront présentées les techniques de production du froid et ses applications dans les divers secteurs de la vie moderne. Cette exposition « *Le froid et ses merveilles* » comprendra un certain nombre de sections qui se répartissent comme suit :

- les très basses températures et leurs applications en physique (expériences fondamentales) ;
- les divers modes de production du froid ;
- applications du froid en biologie animale et dans le domaine médical ;
- applications du froid en biologie végétale ;
- la conservation des denrées périssables ;
- zones froides du globe — leur exploration et leur exploitation ;
- conditionnement d'air ;
- applications du froid dans les industries chimiques, en métallurgie et énergie nucléaire.

C'est cette dernière section qui attirera le plus l'attention des ingénieurs électroniciens : elle comprend en effet un certain nombre de sources d'intérêt dont nous retenons les suivantes :

Le froid et l'énergie nucléaire

Une maquette de la chambre à bulles C.B.H. 81 du Centre d'Études Nucléaires de Saclay sera exposée. On montrera d'autre part comment on réalise dans les piles Mélusine (du C.E.N. de Grenoble) et EL 3 (du C.E.N. de Saclay) les irradiations auxquelles on soumet les solides à basses températures pour étudier leurs propriétés.

Le froid et l'électronique

Les très basses températures sont de nos jours utilisées dans les appareillages électroniques et deux exemples particulièrement nouveaux de cette tendance seront montrés. Il s'agit du maser et du cryotron.

1. Le maser

Le maser est un nouveau système d'amplification d'une très grande sensibilité, dont le principe est tout à fait différent de ceux utilisés jusqu'à présent.

Les masers, devant fonctionner à des températures de l'ordre de 4°K, doivent baigner dans de l'hélium liquide contenu dans un cryostat.

Les masers permettent de multiplier d'une façon importante la sensibilité des radars. Ils sont utilisés dans les stations destinées à recevoir les signaux des satellites artificiels. Une telle station est construite actuellement par le C.N.E.T. à Lannion.

2. Le cryotron

Le cryotron est un dispositif de mémoire pour machines à calculer, utilisant la propriété de certains métaux d'être supraconducteurs aux très basses températures. Ces dispositifs doivent donc être à la température de l'hélium liquide (4,2°K).

Les cryotrons ne sont pas encore utilisés dans la pratique mais ils ouvrent des perspectives extrêmement intéressantes pour les machines à calculer, car ils permettront de réduire

d'une façon considérable le volume nécessaire pour les mémoires. Par ailleurs, ils permettent une rapidité d'accès aux mémoires beaucoup plus grande que celle obtenue pour les machines à calculer actuelles.

Le froid dans l'industrie du vide

L'industrie du vide tient une place de plus en plus importante dans l'industrie moderne et en particulier dans l'industrie électronique.

La majorité des pompes à vide sont équipées de pièges à froid destinés à arrêter les vapeurs d'eau et d'huile. Ces pièges à froid sont selon les cas refroidis par un dispositif frigorifique au fréon ou, plus souvent, par de l'azote liquide.

En utilisant des pièges refroidis à des températures plus basses (températures de l'hydrogène ou de l'hélium liquides) on peut condenser l'air et ainsi créer le vide dans une enceinte. Il s'agit là de la technique du cryo-pompage qui n'en est encore qu'à ses débuts mais qui se développera certainement dans l'avenir, en raison des avantages qu'il présente sur les moyens mécaniques de création du vide.

Une application du vide où le froid tient une place considérable est la simulation de l'espace en vue de l'essai des engins destinés à l'exploration de l'espace. Pour l'essai de ces engins, il est nécessaire de réaliser des chambres dont la dimension peut être extrêmement grande (aux États-Unis il existe un projet d'enceinte ayant un \varnothing de 10 m et une hauteur de 16 m) et dans lesquelles doivent être réalisées des températures très basses et également des vides très poussés (jusqu'à 10^{-9} torr) pour lesquels le cryopompage est pratiquement indispensable.

En dehors de ces présentations des applications du froid, on pourra également apprécier la première section consacrée aux phénomènes fondamentaux liés à la production et aux applications du froid. On remarquera en particulier une série d'expériences fondamentales ayant trait d'une part aux différents modes de production du froid, d'autre part aux propriétés des corps aux basses températures.

1. Différents modes de production du froid

Les expériences montreront les phénomènes suivants :

- fusion d'un solide,
- les mélanges réfrigérants,
- vaporisation d'un liquide,
- sublimation d'un solide,
- désorption d'un gaz,
- détente avec travail extérieur,
- détente libre (détente de Joule-Thomson),
- détente tourbillonnaire de Ranque,
- effet Peltier.

Ces différents phénomènes trouvent de nombreuses applications pratiques pour la production du froid et dans les expériences se rapportant aux expériences fondamentales.

2. Propriétés des corps aux basses températures

Les expériences présentées montreront les différences de propriétés mécaniques et électriques des différents corps, entre la température ambiante et la température de l'azote liquide. En ce qui concerne les propriétés mécaniques, on montrera en particulier que certains corps deviennent fragiles à basse tempé-

rature alors que d'autres conservent une bonne résilience, d'où le choix des matériaux pour les appareils fonctionnant à basse température.

On montrera également les variations de la résistance électrique lorsque la température s'abaisse, dans le cas des métaux et dans le cas des semiconducteurs.

Enfin, deux expériences particulièrement intéressantes montreront les propriétés des corps à la température de l'hélium (4,2 °K). Il s'agit d'une part de l'expérience de « l'aimant flottant » et d'autre part de « l'effet Fontaine ».

L'expérience de « l'aimant flottant » est une démonstration spectaculaire de la propriété de certains métaux aux températures très basses d'être supraconducteurs, c'est-à-dire que leur résistance électrique devient nulle.

L'expérience de « l'effet Fontaine » met en évidence les propriétés extraordinaires de l'hélium liquide.

EXPOSITION INTERNATIONALE D'INSTRUMENTS D'ÉLECTRONIQUE ET D'AUTOMATISME

Quelques 550 firmes britanniques et étrangères prendront part à la 4^e Exposition Internationale d'Instruments scientifiques, d'Électronique et d'Automatisation, qui se tiendra à l'Olympia de Londres du 28 mai au 2 juin prochain.

Le nombre des exposants étrangers dépassera la centaine. Parmi les pays représentés, figureront le Canada, l'Allemagne fédérale, la Hongrie, l'Italie, la Suisse et les États-Unis. La participation étrangère la plus importante sera celle de la France, qui sera représentée à elle seule par une quarantaine de compagnies. La valeur du matériel exposé atteindra, estime-t-on, quelque douze millions de livres sterling.

L'exposition sera placée sous les auspices de la « British Electrical & Allied Manufacturers' Association », de la « British Industrial Measuring & Control Apparatus Manufacturers' Association », de la « Drawing Office Material Manufacturers, & Dealers' Association », de l'« Electronic Engineering Association » et de la « Scientific Instruments Manufacturers' Association ».

PREMIER CONGRÈS INTERNATIONAL SUR LE DIAMANT DANS L'INDUSTRIE

Plus de 55 machines en fonctionnement présenteront, au cours du « Premier Congrès International sur le Diamant dans l'Industrie », les récentes techniques d'utilisation du Diamant dans ses différents domaines d'application. Le Congrès, qui comprendra une Exposition de 2 000 mètres carrés et un Symposium, aura lieu à Paris du 25 mai au 3 juin. Première manifestation de ce genre organisée à l'échelon international, ce Congrès sera l'occasion d'un vaste rassemblement de chercheurs, de spécialistes des outils diamantés et d'ingénieurs appartenant aux industries utilisatrices du diamant.

Le Congrès, qui doit se tenir dans le cadre de la Première Quinzaine Technique de Paris, est patronné par un Comité composé d'éminentes personnalités internationales dans les domaines de l'industrie et de la recherche scientifique sous la présidence de Monsieur Emile ROCHE, Président du Conseil Economique et Social. Il est aussi appuyé par un Comité Scientifique comprenant 25 savants européens et américains, sous la présidence de Sir Gordon SUTHERLAND, F.R.S., Directeur du Laboratoire National de Physique (Londres). Les organisateurs sont :

— De Beers Consolidated Mines Ltd.

- Industrial Distributors Ltd.
- Le Laboratoire de Recherches sur le Diamant (The Diamond Research Laboratory).
- « Le Bureau d'Information du Diamant Industriel ».

L'Exposition qui doit se tenir au Centre National des Industries et des Techniques (C.N.I.T.), évitera la classique juxtaposition de stands individuels. Malgré le grand nombre d'exposants, toute la gamme des utilisations industrielles du diamant fera l'objet d'une présentation homogène.

A cette exposition, le laboratoire de Recherches sur le Diamant présentera également certaines des techniques employées dans la recherche ainsi que les résultats obtenus dans les domaines qui mettent à profit les qualités de coupe (au sens large du terme) et les propriétés électriques du diamant.

On trouvera à la section du Bureau d'Information sur le Diamant Industriel, la documentation la plus récente concernant les différentes utilisations du diamant dans l'industrie. Les membres du Laboratoire de Recherches et du Bureau d'Information fourniront ainsi aux ingénieurs de tous les pays une occasion unique de discuter leurs problèmes avec des experts du diamant.

Le Symposium qui aura lieu du 28 mai au 3 juin au centre de Conférences Internationales, 19, avenue Kléber, se divisera en deux parties : la première mettant l'accent sur la technologie du diamant, tandis que l'autre sera consacrée essentiellement à la recherche. Dix neuf communications seront présentées au cours de la Session Technologique, et dix au cours de la Session Scientifique. Tous les exposés seront imprimés à l'avance et distribués aux participants du symposium.

Dans le cadre du Congrès, certains matériels présentés à l'Exposition intéresseront plus particulièrement les ingénieurs électriciens et électroniciens :

- Une machine à fendre le cristal de germanium qui utilise une scie diamantée pour couper de fines tranches de ce matériau fragile, sans risque d'éclatement par suite de vibrations ;
- Des machines à couper et à meuler les céramiques dures telles que l'alumine agglomérée, le carbure de bore et le quartz ;
- Un tour de précision diamanté Bryant et Simons, qui montre la parfaite finition et les tolérances étroites obtenues avec des outils diamantés.

Parmi les communications faites au Symposium, il faut citer :

- « Propriétés optiques du diamant irradié à l'électron et au neutron » par le Docteur C. CLARK,
- « Semi-conductivité et résistance magnétique du Diamant », par le Dr E.W.J. MITCHELL,
- Absorption infra-rouge du Diamant synthétique et naturel », par le Dr J. CHARETTE,
- « Spectre Infra-rouge des Diamants types I et II », par le Professeur R. MECKE.

DEUXIÈME SYMPOSIUM SPATIAL EUROPÉEN

La SOCIÉTÉ FRANÇAISE D'ASTRONAUTIQUE et la BRITISH INTERPLANETARY SOCIETY organisent les 18, 19 et 20 juin prochains, à Paris, le Deuxième Symposium Spatial Européen, sur le thème :

« Exploration du proche espace »

Les spécialistes des pays européens exposeront l'état actuel des recherches et des projets en cours dans le domaine :

- des satellites artificiels et des véhicules lanceurs ;
- des moyens d'exploration à partir de la terre ;

— de la transmission des informations et du repérage des sondes spatiales.

Le Symposium se tiendra au Palais de l'UNESCO, 125, avenue de Suffren, Paris-7^e.

La traduction simultanée des conférences sera assurée en allemand, en anglais et en français.

Le programme détaillé des réunions, accompagné du bulletin d'inscription, sera envoyé ultérieurement sur demande.

Pour tous renseignements complémentaires, s'adresser au Secrétariat de la Société Française d'Astronautique, 94, bd Haussmann, Paris-8^e. Tél. EUR. 48.00.

SYNDICAT NATIONAL DE LA MESURE ÉLECTRIQUE ET ÉLECTRONIQUE

On nous prie d'annoncer la constitution du Syndicat National de la Mesure Électrique et Électronique (S.Y.N.A.M.E.) auquel ont adhéré les membres :

— de la Chambre Syndicale des Constructeurs de Compteurs, Transformateurs de Mesure et Appareils Électriques et Électroniques de Mesure et de Contrôle, 11, rue Hamelin, Paris 16^e.

— et du Syndicat National des Appareils de Mesure et d'Automatisme (S.A.M.A.), 57, avenue de l'Éna, Paris 16^e.

Le Comité de Direction du S.Y.N.A.M.E. est ainsi composé :

— Président : M. DUREPAIRE, Président-Directeur Général de la Société Industrielle de TÉLÉCOMMANDE et de TÉLÉMÉCANIQUE.

— Vice-Président : M. MASONSON, Directeur Commercial de la Société CHAUVIN & ARNOUX.

— Membres

M. GEFFROY, Président-Directeur Général de la Sté FERISOL.

M. GRENIER-GODARD, Directeur de la Sté SIGOGNE & Cie.

M. HEELEY, Administrateur-Directeur Général de la COMPAGNIE DES COMPTEURS.

M. Guy LE BŒUF, Directeur de la Sté Albert LE BŒUF & FILS.

M. ROYER, Président-Directeur Général de la Société ROCHAR ÉLECTRONIQUE.

Le siège du S.Y.N.A.M.E. est fixé, 54, avenue Marceau, Paris 8^e. Tél. ÉLY 09.13.

L'industrie française de la Mesure Électrique et Électronique, ayant ainsi renforcé son unité, saura faire face avec efficacité aux tâches qui lui incombent, dans le cadre du Marché Commun.

MISE EN ŒUVRE D'UNE ACTION CONCERTÉE DE RECHERCHE EN ÉLECTRONIQUE

Nous apprenons la création, par arrêté du 27-2-62, publié au J.O. du 3-3-62 d'un COMITÉ DE L'ÉLECTRONIQUE auprès de la Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique (D.G.R.S.T.). Ce Comité aura pour mission de conseiller la gestion des crédits affectés à une nouvelle *action concertée* de la Délégation Générale en faveur de la Recherche en électronique, action qui a été décidée par le Gouvernement sur la proposition de la Commission Permanente de l'Électronique du Commissariat au Plan, et à laquelle doit être affectée dès 1962, une autorisation de programme.

Le but de cette action est de promouvoir des recherches complémentaires qui sans cette aide n'auraient pu être financées par l'industrie et les administrations, qui sont cependant nécessaires pour assurer l'avenir à long terme de l'industrie nationale, et qui viendront s'ajouter aux programmes de recherche en cours tout en s'accompagnant d'un effort de coordination et de diffusion des résultats.

Le programme pour 1962 est axé sur les recherches relatives aux *composants électroniques*, et en particulier sur les aspects suivants :

— recherche relative aux matériaux ; semiconducteurs, couches minces, etc.

— recherches en vue de la microminiaturisation et de la micro-électronique.

— fiabilité des composants.

Les fonds seront employés en majeure partie sous forme de participation à des programmes de recherche, aussi bien dans le secteur privé que dans le secteur public.

Le Comité aura à cette fin à examiner toutes les propositions intéressantes, dans le cadre du programme ci-dessus, qui lui seront soumises.

(Adresse de la D.G.R.S.T., 103, rue de l'Université, Paris-VII^e)

FÉDÉRATION DES INGÉNIEURS DES TÉLÉCOMMUNICATIONS DE LA COMMUNAUTÉ EUROPÉENNE F.I.T.C.E.

Les ingénieurs des télécommunications des 6 pays du Marché Commun ont pris l'initiative de créer une « Fédération des Ingénieurs des Télécommunications de la Communauté Européenne » (F.I.T.C.E.).

Cette association internationale, de caractère scientifique et culturel, dont le siège est à Bruxelles, a pour buts :

— de promouvoir le développement de la science dans le domaine des Télécommunications ;

— de développer les liens culturels et de favoriser les relations amicales entre les Ingénieurs membres des Associations nationales adhérentes pour permettre à ceux-ci et à leurs familles de mieux se connaître ;

— d'étudier, sous tous leurs aspects, les problèmes posés par le recrutement, la formation, les attributions et les carrières de ces Ingénieurs ;

— de faire bénéficier chacun de ses membres de l'expérience acquise par les autres dans tous les domaines des Télécommunications et de susciter des idées nouvelles qui favoriseront le développement des Télécommunications dans l'ensemble des pays représentés.

La F.I.T.C.E. comprendra :

— des membres effectifs, ingénieurs des télécommunications de niveau universitaire formant les cadres supérieurs des administrations ou services publics de télécommunications ;

— des membres adhérents, ingénieurs de niveau équivalent exerçant leur activité dans le domaine des télécommunications ;

— des membres d'honneur.

Il est déjà prévu d'organiser à Luxembourg, du 3 au 8 septembre 1962, des « Journées européennes des télécommunications ».

Les ingénieurs intéressés par la F.I.T.C.E. sont invités à se faire connaître à l'Association des Ingénieurs des Postes et Télécommunications, 24 rue Bertrand, Paris 7^e, qui leur transmettra les renseignements utiles.

AUTOMATISATION DU DISPATCHING

CENTRAL D'E.D.F.

A l'issue des études menées en collaboration avec la Direction des Etudes et Recherches, la Direction de la Production et du Transport de l'ELECTRICITÉ DE FRANCE a passé commande à la C.A.E. (COMPAGNIE EUROPÉENNE D'AUTOMATISME ELECTRONIQUE) d'un système de traitement d'information RW-530 destiné au Dispatching Central du Service des Mouvements d'Énergie.

Ce puissant système mettra en œuvre un calculateur numérique RW-530 à très grande vitesse de calcul et à grande capacité de mémoires (mémoires à tore de ferrite et bandes magnétiques) et un nombre important d'organes périphériques. Cet ensemble est principalement destiné à l'établissement des programmes journaliers qui définissent pour chaque heure du jour suivant, la production de chaque centrale et les transits sur le réseau de transport qui en résultent.

Le calculateur sera utilisé pour effectuer de façon plus précise qu'actuellement les calculs permettant de déterminer à tout moment les conditions d'exploitation les plus sûres et les plus

économiques des centrales et du réseau de transport à très haute tension.

ELECTRICITÉ DE FRANCE qui doit faire face aux besoins croissants de la consommation française d'énergie électrique, en tenant compte des impératifs imposés par la sécurité du service public dont elle a la charge disposera ainsi des moyens lui permettant de résoudre des problèmes d'optimisation de plus en plus complexes.

Ultérieurement cet ensemble pourra également contribuer à l'élaboration des données servant à définir les règles d'utilisation des réserves hydrauliques (gestion de stocks). Le caractère aléatoire de la production hydraulique conduit à de nombreux calculs dont le but est de rechercher la meilleure utilisation possible de ces réserves pour minimiser, au cours du cycle annuel, l'ensemble des dépenses de production.

Cette modernisation de l'équipement du Dispatching Central d'ELECTRICITÉ DE FRANCE mettant à sa disposition un moyen de calcul puissant susceptible de s'adapter à l'évolution des techniques nouvelles de gestion, constitue un important progrès et consacre la position de leader que cette société nationale s'est acquise dans le domaine de l'automatisation des centrales thermiques et nucléaires, notamment à Saint-Ouen et à Chinon.

PETITES ANNONCES

O. 162. — Le Centre de Recherches de la C.G.E. à Marcoussis, près Montlhéry (Seine-et-Oise)

demande

Ingénieur électronicien pour études sur applications semiconducteurs

Ingénieur électrotechnicien pour études sur petites machines tournantes et dispositifs électromécaniques associés

Possibilité d'importants développements industriels 2 ou 3 années de pratique industrielle indispensables. Ambiance de travail très agréable.

Adresser curriculum vitae au Service du Personnel du Centre de Recherches de la C.G.E. route de Nozay à Marcoussis.

D 163. — « Ingénieur électronicien cherche traductions allemand, anglais. Exc. références administr., industr. »

Ecrire à la Société Française des Électroniciens et des Radioélectriciens qui transmettra.

572 C. — Appareils Industriels : Un fabricant britannique important, détenteur de licences américaines, désire se mettre en rapport avec une Société Française susceptible d'agir comme

AGENT exclusif

pour la vente en France de ses appareils. Il est indispensable que la société désignée connaisse les appareils utilisés dans les industries des plastiques, produits chimiques, installations pétrolières et de pétrochimie, et industries connexes. Elle doit aussi être à même de prêter un service complet de vente et entretien pour ces industries. Ecrire NIC-ESTEV, 53 av. d'Iéna, Paris-16^e qui transmettra.

573 C. — INGÉNIEURS-ÉLECTRONICIENS, GDES ÉCOLES, pr études en ÉLECTRONIQUE AVANCÉE

Nation. fse exig. Ecr. avec C.V.

LABORATOIRE CENTRAL DE TÉLÉCOMMUNICATIONS
46, Avenue de Breteuil, Paris 7^e

575 C. — MARCONI INSTRUMENTS LTD recherche

INGÉNIEUR DES VENTES

formation base électronique pour contacter : clientèle Paris et Province. Salaire fixe intéressant. Ecrire SIEDMA S.A.

9 Avenue de l'Opéra, Paris 1^{er}.

574 C. — IMPTE SOCIÉTÉ FILIALE

THOMSON-HOUSTON

recherche

1^o INGÉNIEUR ÉLECTRONICIEEN

EXPERIM. conn. la technologie des composants, mesures, responsable du contrôle pièces pr matériel militaire

— ANGLAIS LU —

2^o INGÉNIEURS ÉLECTRONICIENS

DÉBUT. Ayt quelques années de pratique industrielle.

3^o TECHNICIENS

CONFIRMÉS recher. comme INSPECTEURS DE QUALITÉ

Montage, câblage, recettes, contrôle.

Ecr. av. C.V. et présent. au Chef du Personnel de la

S.N.E.R.I., 17 Quai Pierre-Brunel, SARTROUVILLE (S.-et-O.)

577 C. — THOMSON

GENNEVILLIERS

recherche pour

Labo. études avancées de son départem. télévision

JNE INGÉNIEUR

E.S.E.R. ou SUP. TÉLÉCOM.

dég. oblig. milit. 1^{re} lettre à SERVICE PERSONNEL

16, rue du Fossé Blanc

GENNEVILLIERS — qui convoquera



Revue affiliée au Syndicat de la Presse Radioélectrique Française - Paris

(voir suite au verso)

576. C.

SOCIÉTÉ ÉLECTRONIQUE

RATTACHÉE A GROUPE IMPORTANT

recherche

POUR USINE BANLIEUE NORD-OUEST

INGÉNIEUR CONFIRMÉ

ÉTUDES ET DÉVELOPPEMENT

pour poste

ADJOINT CHEF SERVICE

TECHNIQUE TÉLÉCOMMUNICATIONS

Adresser C.V. n° 71.316 CONTESSE

Publicité 20 av. Opéra, Paris 1^{er} q. tr.

Vient de paraître

Une nouvelle méthode de calcul graphique basée sur les propriétés des triangles équilatéraux. N'importe quel problème mis en équation sera résolu d'une manière simple et rapide grâce aux :

S E X T I L S

de

P. DEJUSSIÉU-PONTCANAL

Ingénieur E.S.E.

1 fascicule 21 × 27 de 48 pages — 32 planches et figures

12,00 NF dans les librairies techniques

13,40 NF port compris chez l'Éditeur :

Éditions Chiron, 40 rue de Seine, Paris-VI^e

C.C.P. 53.35 Paris



distributeur exclusif

pour la France

RAPY

connecteurs multicontacts,
(militaires, industriels, miniatures, subminiatures)
connecteurs circuits imprimés,
connecteurs microphones,
connecteurs coaxiaux,
câbles coaxiaux,
potentiomètres de précision.

MÉTOX IMPORTATION

71, RUE ORFILA, PARIS 20^e — TEL. MEN. 31-10

3^e ÉDITION 1961
1962

EN 4 LANGUES

POUR LE

MARCHÉ
COMMUN

FRANÇAIS-ANGLAIS
ALLEMAND-ITALIEN



PRIX : 60 NF
TAXES V.A. COMPRISES
EXPÉDITION FRANCO
FRANCE, C. F. et ÉTRANGER
Sous emballage spécial : 68 NF

1500 PAGES
DE TEXTES
DONT PLUS DE
1000 PAGES EN
COULEURS
100 en quadrichromie
POIDS : Plus de 6 kg

UN SUCCÈS SANS PRÉCÉDENT DANS L'ÉDITION TECHNIQUE

1^{re} Édition 1957 : 650 pages de texte
450 pages de catalogue
2^e Édition 1959 : 1100 pages de texte
550 pages de catalogue

**3^e Édition 1961 : 1500 pages de texte
850 pages de catalogues**

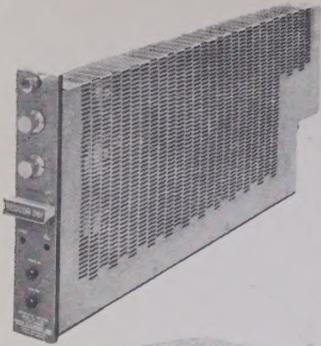
La seule Édition Européenne couvrant tous les matériels professionnels de l'Électronique.

De nombreuses nouvelles rubriques : Génie électronique • Sous-traitants • Laboratoires d'Études et de Recherches etc.

LE SEUL OUVRAGE présentant toute l'industrie électronique française dans son ensemble et dans le détail dans les 120 pages illustrées de sa rubrique des "Grandes réalisations de l'Électronique française".

GUIDE TECHNIQUE DE L'ÉLECTRONIQUE PROFESSIONNELLE

ÉDITEUR - LES GUIDES TECHNIQUES INDUSTRIELS ADMINISTRATION - VENTE - PUBLICITÉ
13, RUE CHARLES LECOQ - PARIS 15^e • TÉLÉPHONE : BLOmet 88-04 et 88-05



amplificateurs continus à bas niveau.

entrée différentielle $1.000\text{ M } \Omega$
dérive: $10\text{ } \mu\text{ V}$
bande passante 100 KHZ
entièrement transistorisés,
suppression totale des bruits de ligne.

Documentation sur demande.

Technique mesure
Compagnie des Compteurs.
Technique numérique
Packard Bell Electronics.



Société Européenne
pour le Traitement de l'Information
12 place des Etats-Unis
Montrouge
ALE. 58-70



convertisseurs analogiques numeriques

jusqu'à 18.000 conversions par seconde.
précision : $0,01\%$, 14 bits .
12 modèles différents



hautes performances techniques