

P R E M I E R M I N I S T R E

**M I N I S T È R E D E L'É D U C A T I O N
N A T I O N A L E**

I N S T I T U T N A T I O N A L D E S S C I E N C E S E T T E C H N I Q U E S N U C L É A I R E S

**LES S E P A R A T E U R S D E P A R T I C U L E S
D U T Y P E H F**

par

P. L A P O S T O L L E

R a p p o r t C E A N ° 2 1 0 9

1961

**C E N T R E D'É T U D E S
N U C L É A I R E S D E S A C L A Y**

CEA 2109 - LAPOSTOLLE P.

LES SEPARATEURS DE PARTICULES DU TYPE H F (1962).

Sommaire. - On développe une théorie générale des séparateurs à H. F., conçus essentiellement pour l'analyse de faisceaux de très haute énergie.

On présente des expressions analytiques de la déviation et de la séparation qui sont ensuite présentées dans l'espace de phase et sous forme matricielle, ce qui en facilite la discussion.

On décrit des schémas particuliers proposés par Panofsky, Good et Blewett. Quelques recommandations se dégagent pour le choix du dispositif et des paramètres.

CEA 2109 - LAPOSTOLLE P.

THE H F TYPE PARTICLE SEPARATORS (1962)

Summary. - A general theory is developed for H. F. type separators designed essentially for the analysis of very high energy beams.

Analytical expressions are given for the deviation and the separation ; these are then presented in the phase space and in the matrix form, thus facilitating the discussion.

The particular diagrams proposed by Panofsky, Good and Blewett are described. A few recommendations are made concerning the choice of the device and of the parameters.

- Rapport C.E.A. n° 2109 -

Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires

LES SEPARATEURS DE PARTICULES DU TYPE H F

par

P. LAPOSTOLLE

**Chef de la Division de la Machine Synchro-Cyclotron
C E R N - Genève (Suisse)**

**Conférence prononcée
à l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires
le 3 mars 1961
en complément à l'enseignement
"Accélérateurs et Optique Corpusculaire"**

TABLE DES MATIERES

- I. - Introduction
- II. - Séparateurs électrostatiques et HF
 - 1 - Définition
 - 2 - Dispositif considéré. Hypothèses
 - 3 - Calcul des déviations et des séparations
- III. - Méthodes de calcul
 - 1 - Calcul des trajectoires
 - 2 - Représentation dans l'espace des phases
 - 3 - Représentation matricielle
- IV. - Divers types de séparateurs
 - 1 - Séparateurs HF utilisant un faisceau groupé préalablement en paquets étroits
 - 2 - Séparateurs HF utilisant un faisceau continu
- V. - Conclusion. Choix d'un séparateur HF

LES SEPARATEURS DE PARTICULES DU TYPE H F

I - INTRODUCTION.

Dès 1956, PANOFSKY [1] avait proposé un dispositif capable de séparer des particules de grande énergie en leur donnant une déflexion différente suivant leur masse après une première sélection en quantité de mouvement.

En 1959 les résultats obtenus avec un tel dispositif étaient exposés lors de la conférence réunie au CERN ("International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation" [2]).

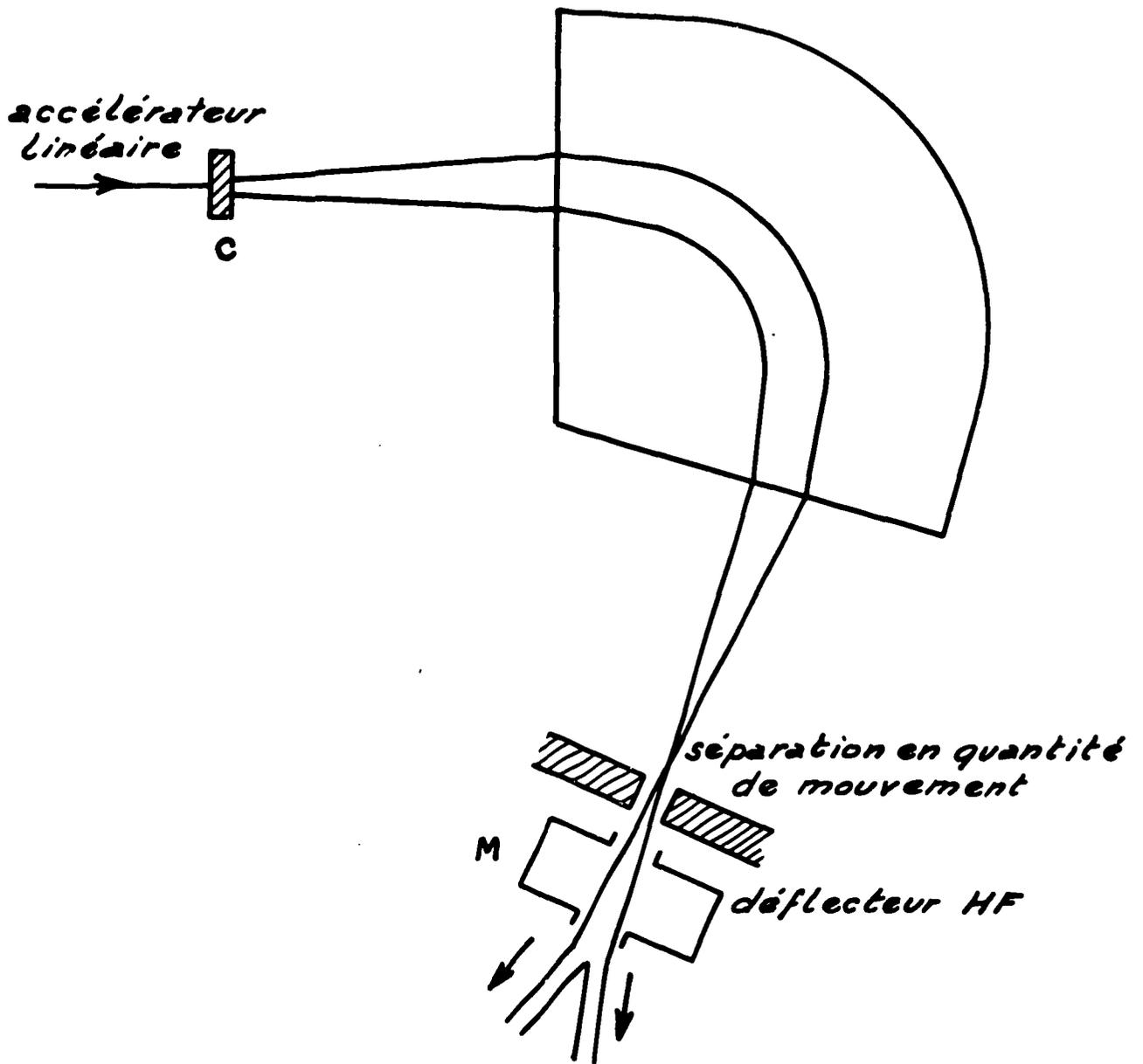
L'appareil employé est décrit schématiquement sur la figure 1 (voir page 2).

Il est disposé à la sortie d'un accélérateur linéaire à électrons. Celui-ci fournit des électrons groupés en paquets extrêmement courts, centrés autour de phases légèrement en retard sur le passage par le champ accélérateur maximum à la sortie de l'accélérateur.

Ces électrons frappent la cible C et produisent des secondaires de masse et de quantité de mouvement diverses, mais tous produits aux instants successifs d'impact des paquets sur la cible.

Un dispositif de déflexion magnétique assure une analyse en quantité de mouvement, de telle sorte qu'en M parvient seulement un spectre assez étroit de particules. Mais ces particules de même quantité de mouvement peuvent être de masse différente ; leur vitesse dépend du type de

particule et si elles sont toutes produites en C à des instants discrets elles parviennent en M à des instants distincts suivant leur vitesse, c'est-à-dire, leur masse.



- Figure n° 1 -

Si en M est appliquée une déflexion HF dont la phase est ajustée sur la phase d'impact des électrons sur la cible, les particules de masse différente seront déviées dans des directions différentes.

Les résultats expérimentaux confirment bien ces prévisions.

Un dispositif semblable a d'ailleurs aussi été proposé par VEKSLER [3] pour le synchrotron russe de Dubna et il est en cours de mise au point.

II - SEPARATEURS ELECTROSTATIQUES ET HF

1. - Définition.

Il n'est pas inutile d'essayer d'établir une comparaison entre un dispositif du type décrit précédemment et faisant usage de champ HF et un séparateur électrostatique classique.

Soient W_{01} et W_{02} les énergies au repos des deux particules que l'on se propose de séparer et p leur quantité de mouvement commune.

On posera :

$$\eta = \frac{2 p c}{W_{01} + W_{02}} \quad (1)$$

$$\frac{\Delta m}{m} = 2 \frac{W_{01} - W_{02}}{W_{01} + W_{02}} \quad (2)$$

Pour fixer les idées et simplifier les calculs on supposera :

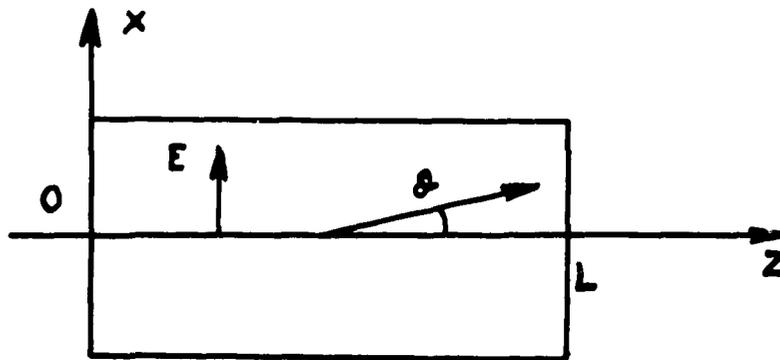
$$\frac{\Delta m}{m} \ll 1$$

mais on pourrait se rendre compte aisément sur des exemples

concrets que, même si cette approximation n'est pas réalisée les calculs qui suivent fournissent un ordre de grandeur très satisfaisant.

2. - Dispositif considéré. Hypothèses.

Nous considérerons un espace de longueur L où les particules (figure n° 2) se déplacent initialement suivant l'axe O_z et sont soumises à l'action d'un champ transversal qui leur fait subir une déviation angulaire θ ou linéaire x .



- Figure n° 2 -

Ce champ transversal peut être soit électrique, soit magnétique. S'il est haute fréquence, les particules, le long de l'espace L verront sa phase tourner d'un certain angle τ , phase de transit. On supposera dans ce cas que les ondes HF qui possèdent ces composantes de champ déviantes¹⁾ se propagent en même temps que les particules à une vitesse arbitraire, de telle sorte qu'il n'y a aucune relation entre la fréquence des champs HF ou leur longueur d'onde dans l'espace libre λ_0 , τ et la longueur L .

1) On suppose que l'on peut avoir indépendamment soit un champ électrique, soit un champ magnétique et non pas une onde classique T. E. ou T. M.

En fait, pour les deux catégories de particules la phase de transit τ sera différente : soient τ_1 et τ_2 les deux phases.

On posera :

$$\tau_o = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}$$

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$$

Les déviations x ou θ seront différentes pour les deux types de particules ; on s'intéressera spécialement à leurs différences.

$$\Delta x \text{ et } \Delta \theta$$

On n'introduira dans ce premier calcul aucun dispositif de focalisation. Un tel dispositif serait nécessaire pour tirer parti des séparations précédentes. Mais on admet que, suivant les paramètres L , τ_o , λ_o adoptés on pourra choisir un système de focalisation qui exploite les propriétés de séparation en conservant au moins leur ordre de grandeur²⁾. On supposera aussi en général que le champ déviateur est appliqué sur toute la longueur L de manière, à priori, à obtenir un effet de séparation maximum. Il n'est pas inconcevable que des distributions de champ irrégulières puissent produire de meilleurs résultats, mais il est douteux que l'on obtienne un ordre de grandeur différent.

3. - Calcul des déviations et des séparations.

a) Déviations.

Il est aisé, dans le cas où l'on aurait $\frac{\Delta m}{m} = 0$, d'établir les

2) Pour confirmer ce point de vue voir "Resonant Method of Mass Separation for High-Energy Particles" par L. MARSHALL, BNL 4017 et "Mass Separation of High-Energy Particles in Quadrupole Lens Focusing Systems" par E.D. COURANT et L. MARSHALL. Review of Scientific Instruments, Février 1960, p. 193.

relations (v , vitesse de la particule - c , vitesse de la lumière) :

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\eta}{\sqrt{1 + \eta^2}} \quad (3)$$

$$\frac{1}{1 - \beta^2} = 1 + \eta^2 \quad (4)$$

Par ailleurs l'équation de la dynamique, à la traversée du dispositif, s'écrit :

$$\frac{d(\overrightarrow{m \dot{v}})}{dt} = e \vec{E} \quad (5)$$

d'où l'on déduit en négligeant la variation de la masse

$$m d\left(\frac{dx}{dt}\right) = e E \frac{dz}{v}$$

ou encore

$$d\theta = \frac{e E dz}{p c \beta}$$

$$d\theta = \frac{e E dz}{W_0} \frac{\sqrt{1 + \eta^2}}{\eta^2} \quad (6)$$

On posera

$$\theta_0 = 2 \frac{e E L}{W_{01} + W_{02}} \frac{\sqrt{1 + \eta^2}}{\eta^2} \quad (7)$$

Dans le cas où la déflexion serait produite par un champ magnétique d'induction B , on aurait eu

$$d\theta = \frac{e c B}{p c} dz$$

et on poserait

$$\theta_0 = 2 \frac{e c B L}{W_{01} + W_{02}} \frac{1}{\eta} \quad (8)$$

Les déviations x se calculent alors aisément

$$\frac{dx}{dz} = \theta \quad (9)$$

On posera

$$x_0 = \frac{\theta_0 L}{2} \quad (10)$$

Ces déviations θ_0 et x_0 correspondent au cas où $\tau_0 = 0$, c'est-à-dire soit au cas électrostatique, soit au cas où l'onde du champ défecteur se déplace exactement à la vitesse des particules.

Dans le cas où $\tau_0 \neq 0$ on verra plus loin que ces déviations sont multipliées par un facteur correctif de temps de transit : θ et x oscillent à la fréquence du champ et leur amplitude (que l'on obtient par intégration des équations (6) et (9) où le second membre est une fonction périodique en z) et peut s'exprimer sous la forme :

$$\hat{\theta} = \theta_0 \frac{\sin \tau_0 / 2}{\tau_0 / 2} = \theta_0 g(\tau_0) \quad (11)$$

$$\hat{x} = x_0 \frac{2\sqrt{(\tau_0 - \sin \tau_0)^2 + (1 - \cos \tau_0)^2}}{\tau_0^2} \\ = x_0 k(\tau_0). \quad (12)$$

b) Séparations.

Si l'on considère maintenant deux classes de particules et que $\frac{\Delta m}{m} \neq 0$, les déviations seront différentes pour chacune d'elles.

S'il s'agit de déviations magnétiques, la seule différence proviendra de la différence d'angle de transit $\Delta \tau$.

Mais s'il s'agit de déviations électriques, il s'y ajoutera³⁾ une différence $\Delta \theta_o$, précisément celle qui est utilisée dans les dispositifs électrostatiques.

On a

$$\Delta \tau = 2 \pi \frac{L}{\lambda_o} \Delta \left(\frac{1}{\beta} \right) \quad (13)$$

Et, en se rappelant que $p c$ est le même pour les deux classes de particules

$$\Delta \tau = 2 \pi \frac{L}{\lambda_o} \frac{\Delta m/m}{\eta \sqrt{1 + \eta^2}} .$$

De plus

$$\Delta \theta_o = \theta_o \frac{\Delta m/m}{1 + \eta^2} . \quad (14)$$

Les séparations correspondantes sont alors :

pour la contribution du type électrostatique :

$$\left[\begin{array}{l} \Delta \hat{\theta}_{ES} = \Delta \theta_o g(\tau_o) \\ \Delta \hat{x}_{ES} = \frac{\Delta \theta_o L}{2} k(\tau_o) \end{array} \right. \quad (15)$$

pour la contribution due au temps de transit :

$$\left[\begin{array}{l} \Delta \hat{\theta}_{HF} = \theta_o \frac{d}{d\tau_o} g(\tau_o) \Delta \tau \\ \Delta \hat{x}_{HF} = \frac{\theta_o L}{2} \frac{d}{d\tau_o} k(\tau_o) \Delta \tau \end{array} \right. \quad (16)$$

Pour les expressions (15), le maximum en τ_o a lieu pour $\tau_o = 0$, et on a

$$\left[\begin{array}{l} \Delta \hat{\theta}_{\max ES} = \Delta \theta_o \\ \Delta \hat{x}_{\max ES} = \Delta \theta_o \frac{L}{2} . \end{array} \right. \quad (17)$$

3) Comme on le verra ces deux effets ne sont pas maxima pour la même valeur de τ_o . De plus pour un angle de transit τ_o fixé, l'amplitude H F maximum n'est pas forcément atteinte pour la même phase d'entrée φ_o . Le mode de superposition des deux effets n'est donc pas nécessairement une simple addition ; cependant si l'un des effets est prépondérant, l'effet global n'en diffère que peu.

Un calcul numérique des dérivées figurant en (16) montre que leur maximum a lieu au contraire au voisinage de $\tau_0 = 3\pi/2$ et vaut approximativement $1/2$ pour la première et $1/2\pi$ pour la deuxième.

On pourra donc écrire, approximativement :

$$\left[\begin{array}{l} \Delta \hat{\theta}_{\max \text{ HF}} \neq \theta_0 \frac{\Delta \tau}{2} \\ \Delta \hat{x}_{\max \text{ HF}} \neq \frac{\theta_0 L}{2} \frac{\Delta \tau}{2\pi} \end{array} \right. \quad (18)$$

On voit que la comparaison des deux effets électrostatique et haute fréquence

$$\left[\begin{array}{l} \frac{\Delta \hat{\theta}_{\max \text{ el}}}{\Delta \hat{\theta}_{\max \text{ HF}}} = \frac{\Delta \theta_0}{\theta_0 \Delta \tau} \times 2 \\ \frac{\Delta \hat{x}_{\max \text{ el}}}{\Delta \hat{x}_{\max \text{ HF}}} = \frac{\Delta \theta_0}{\theta_0 \Delta \tau} \times 2\pi \end{array} \right.$$

font toutes deux apparaître le facteur

$$\frac{\Delta \theta_0}{\theta_0 \Delta \tau} = \frac{\lambda_0}{2\pi L} \frac{\eta}{\sqrt{1+\eta^2}} \quad (19)$$

Le facteur (19) montre clairement la supériorité des champs HF pour la séparation des particules, dès que la longueur du dispositif devient grande en comparaison de la longueur d'onde employée. Cela est aisément le cas aux grandes énergies, où les séparateurs, pour être efficaces, sont nécessairement longs.

La séparation est inversement proportionnelle au cube de la quantité de mouvement des particules, comme dans un séparateur ES ; mais elle est ici proportionnelle au cube de la longueur, et non au carré.

III. - METHODES DE CALCUL.

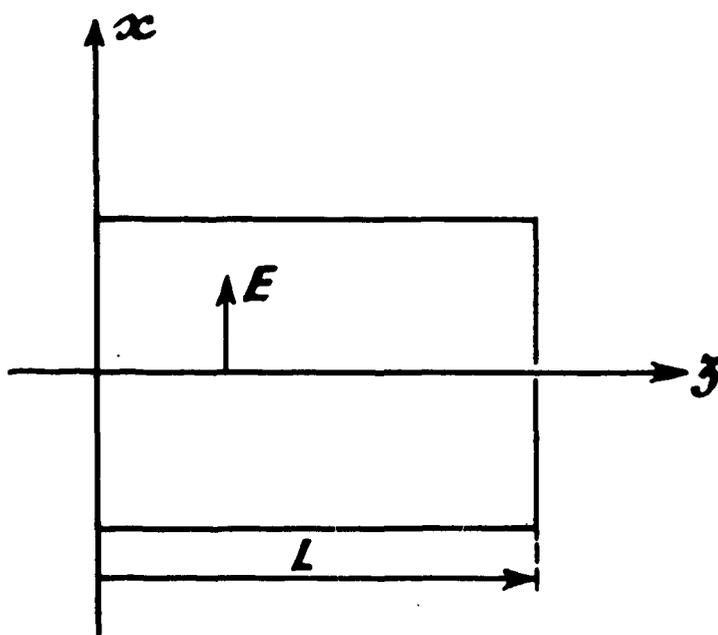
1. - Calcul des trajectoires.

Les relations approximatives précédentes étaient destinées seulement à fixer les ordres de grandeur.

On va maintenant donner des indications sur un mode de calcul particulier qui peut être utilisé pour entreprendre une étude détaillée d'un dispositif complet, incluant en particulier un système de focalisation.

Reprenons le calcul du mouvement d'une particule soumise à un champ transversal alternatif.

Soit une particule de quantité de mouvement p et de vitesse $v = c\beta$ (c vitesse de la lumière dans le vide) qui circule le long de Oz (voir figure n° 3). Une onde électromagnétique de longueur d'onde λ_0 dans l'espace libre circule également le long de Oz à une vitesse $v_\varphi = c\beta_\varphi$ voisine des particules, exerçant sur elles une force transversale alternative ; pour fixer les idées on supposera cette force produite par un champ électrique d'amplitude E .



- Figure n° 3 -

L'équation du mouvement d'une particule s'écrit alors

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{e E}{mv^2} \sin \left[\frac{2\pi z}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta\varphi} \right) + \varphi_0 \right] \quad (20)$$

où e et m désignent la charge et la masse des particules et φ_0 la phase de l'onde électromagnétique à l'entrée du dispositif à l'instant d'arrivée de la particule.

Cette équation peut encore s'écrire en utilisant des notations précédentes

$$\eta = \frac{pc}{W_0} \quad (21)$$

où W_0 est l'énergie au repos de la particule et en posant

$$\nu = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta\varphi} \right) \quad (22)$$

et

$$F = \frac{e E}{W_0} \frac{\sqrt{1 + \eta^2}}{\eta^2} \quad (23)$$

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = F \sin (\nu z + \varphi_0) \quad (24)$$

Cette équation différentielle doit être intégrée de $z = 0$ à $z = L$.

On sait que la solution d'une telle équation linéaire avec second membre est la somme de la solution générale de l'équation sans second membre (qui correspond à un mouvement rectiligne) et à une solution particulière de l'équation avec second membre ; pour cette dernière, on prendra celle qui correspond aux conditions initiales

$$x_0 = x'_0 = 0 .$$

Le calcul de cette solution particulière ne présente pas de difficulté spéciale ; on trouve :

$$x(z) = \frac{F}{\vartheta^2} \left[\sin \varphi_0 (1 - \cos \vartheta z) + \vartheta \cos \varphi_0 (\vartheta z - \sin \vartheta z) \right] \quad (25)$$

et

$$x'(z) = \frac{F}{\vartheta} \left[\sin \varphi_0 \sin \vartheta z + \cos \varphi_0 (1 - \cos \vartheta z) \right] \quad (26)$$

2. - Représentation dans l'espace des phases.

Il est intéressant de voir si les valeurs x_1 et x'_1 de x et x' à la sortie du dispositif de longueur L peuvent s'obtenir simplement à partir des conditions d'entrée au moyen de la superposition de trois effets [9].

La traversée d'un espace libre de longueur $L/2$.

Une perturbation localisée au milieu du dispositif.

La traversée d'un espace libre de longueur $L/2$.

Il suffit de calculer la valeur de cette perturbation localisée pour un couple de valeurs x_0, x'_0 d'entrée, elle sera la même pour toutes les autres valeurs comme cela résulte de la propriété des équations différentielles linéaires signalée au paragraphe précédent.

Considérons donc la solution particulière qui a conduit aux expressions (25) et (26).

De l'entrée jusqu'au point d'abscisse $L/2$ la particule reste sur l'axe. Si nous calculons à l'envers la trajectoire donnant à la sortie les valeurs (25) et (26), nous pourrions obtenir les coordonnées x et x' au point d'abscisse $L/2$. Celles-ci seront en même temps celles de la perturbation localisée équivalente au système complet.

Pour simplifier les écritures on posera

$$\vartheta L = \tau \quad (27)$$

Les valeurs X, X' de la perturbation localisée cherchée s'obtiennent, d'après la méthode précédente, par les relations :

$$\begin{cases} X &= x - x' \frac{L}{2} \\ X' &= x' \end{cases} \quad (28)$$

où x et x' représentent les valeurs (25) et (26).

Après calcul on obtient :

$$X = \frac{F L^2}{2} = \frac{4}{\tau^2} \left(\frac{\tau}{2} \cos \tau/2 - \sin \tau/2 \right) \cos \phi_0 \quad (29)$$

$$X' = FL \frac{2}{\tau} (\sin \tau/2) \sin \phi_0$$

où l'on a posé

$$\phi_0 = \varphi_0 + \tau/2$$

phase de l'onde vue par la particule lorsqu'elle atteint l'abscisse L/2.

Ces expressions peuvent encore se mettre sous la forme plus simple :

$$X = \frac{F L^2}{2} \left[\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\sin \tau/2}{\tau/2} \right) \right] \cos \phi_0 \quad (30)$$

$$X' = FL \frac{\sin \tau/2}{\tau/2} \sin \phi_0 .$$

On peut noter que le point XX' décrit dans le plan des phases en fonction de ϕ_0 une ellipse dont les sommets sont sur les axes de coordonnées.

Ce calcul permet de déterminer le déplacement de la particule, dans l'espace des phases, à la traversée d'un système de déflexion.

3. - Représentation matricielle.

Mais il est surtout intéressant de voir comment ces résultats peuvent être utilisés pour obtenir une représentation matricielle qui généralise la méthode de calcul classique des systèmes optiques.

On va voir que l'on a [9]

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & X \\ 0 & 1 & X' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (31)$$

En effet, on remarque aisément que l'opération matricielle

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

est équivalente à

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}$$

et correspond à un glissement dans un espace libre.

D'autre part, l'opération

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & X \\ 0 & 1 & X' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \\ 1 \end{pmatrix}$$

représente un déplacement de X , X' dans l'espace des phases, indépendant de la position du point considéré.

D'après la propriété établie dans le paragraphe précédent l'opération (31) représente donc bien le déplacement à la traversée du système défecteur haute fréquence.

Une telle écriture qui permet de représenter des espaces de glissement et des lentilles aussi bien que des défecteurs électriques ou magnétiques, continus ou haute fréquence, peut être utilisée pour étudier des dispositifs séparateurs.

Pour des particules de masse différente et de même quantité de mouvement un défecteur haute fréquence se caractérise par une valeur différente de τ et une valeur différente de ϕ_0 .

Bien entendu, s'il s'agit de déflexion électrique, le coefficient F est lui-même légèrement différent suivant les particules, comme dans

un séparateur électrostatique.

Ces résultats peuvent être généralisés au cas de systèmes où focalisation et déflection sont superposés [4] ; dans ce cas les expressions (30) sont fonction à la fois du temps de transit τ et des propriétés focalisatrices du système.

Ces dernières font apparaître des résonances pour les particules qui voient osciller le champ HF au même rythme que leur propre oscillation sous l'effet de la focalisation. Pour une longueur assez grande seules ces particules subissent une grande déflection (à la fois linéaire et angulaire) alors que toutes les autres conservent une trajectoire sensiblement rectiligne.

IV - DIVERS TYPES DE SEPARATEURS.

1. - Séparateurs HF utilisant un faisceau groupé préalablement en paquets étroits.

Le mécanisme d'un tel séparateur, tel qu'il a été décrit au début est simple.

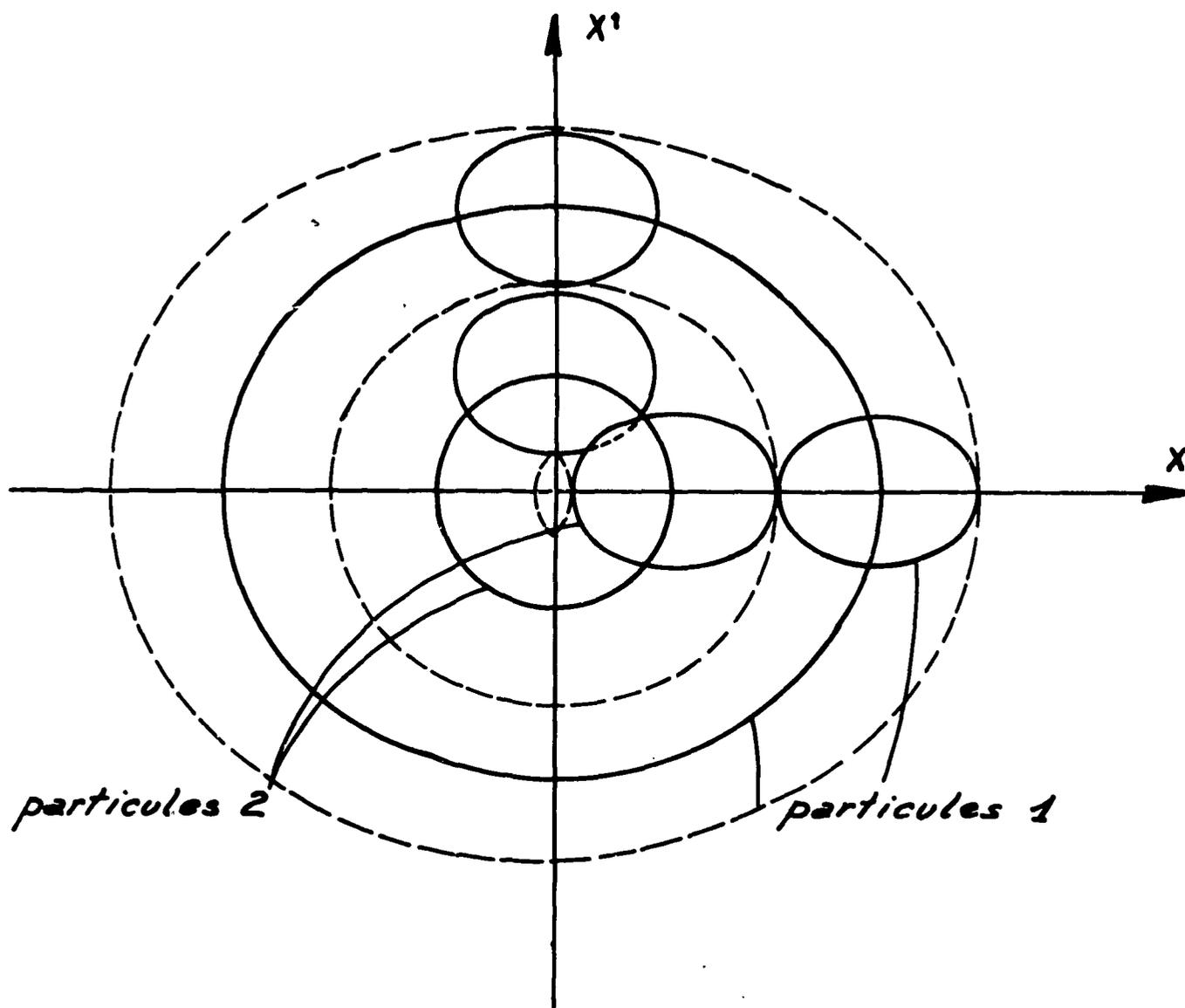
Son étude se fait aisément en employant les méthodes exposées précédemment. A leur arrivée dans une cavité défectrice les particules de masse différente arrivent à des instants différents, donc des phases φ_0 différentes.

Un tel dispositif étudié par HERWARD [5] peut être très efficace et très souple, mais il nécessite un groupement préalable en paquets parfaitement définis, entre lesquels aucune particule ne circule. Ce groupement doit être fait sur une fréquence assez élevée pour profiter des propriétés séparatrices HF.

2. - Séparateurs HF utilisant un faisceau continu.

Dans un tel dispositif on devra utiliser les déplacements sélectifs de particules dont le temps transit τ à travers le dispositif est différent.

Mais ces déplacements sont toujours fonction sinusoïdale du temps et dépendent de la phase φ_0 d'entrée ; elles passent toujours par 0 à certains instants. Il faut donc avoir recours à des artifices particuliers pour séparer les particules quel que soit le moment où elles arrivent.



- Figure n° 4 -

2. 1. - Séparation dans l'espace des phases.

De l'étude faite en III. 2, il résulte que, en fonction de la phase d'entrée φ_0 les particules décrivent, à la sortie, des ellipses dans l'espace des phases. Les particules de masse différentes, donc de τ différents, décrivent des ellipses différentes. Si les ellipses sont séparées et ne se coupent pas, la séparation est donc réalisée en principe.

Pour évaluer l'acceptance d'un tel système [9], on peut faire les remarques suivantes (figure n° 4).

Soient les déplacements X et X', dans l'espace des phases, correspondant à deux types de particules considérées. Autour de chaque point, pour une certaine acceptance du système, une certaine surface doit être disponible. L'espace des phases occupé par chaque type de particule pour une acceptance donnée est donc l'enveloppe des courbes d'acceptance quand X, X' décrivent l'ellipse qui correspond aux divers instants d'entrée ou aux divers φ_0 .

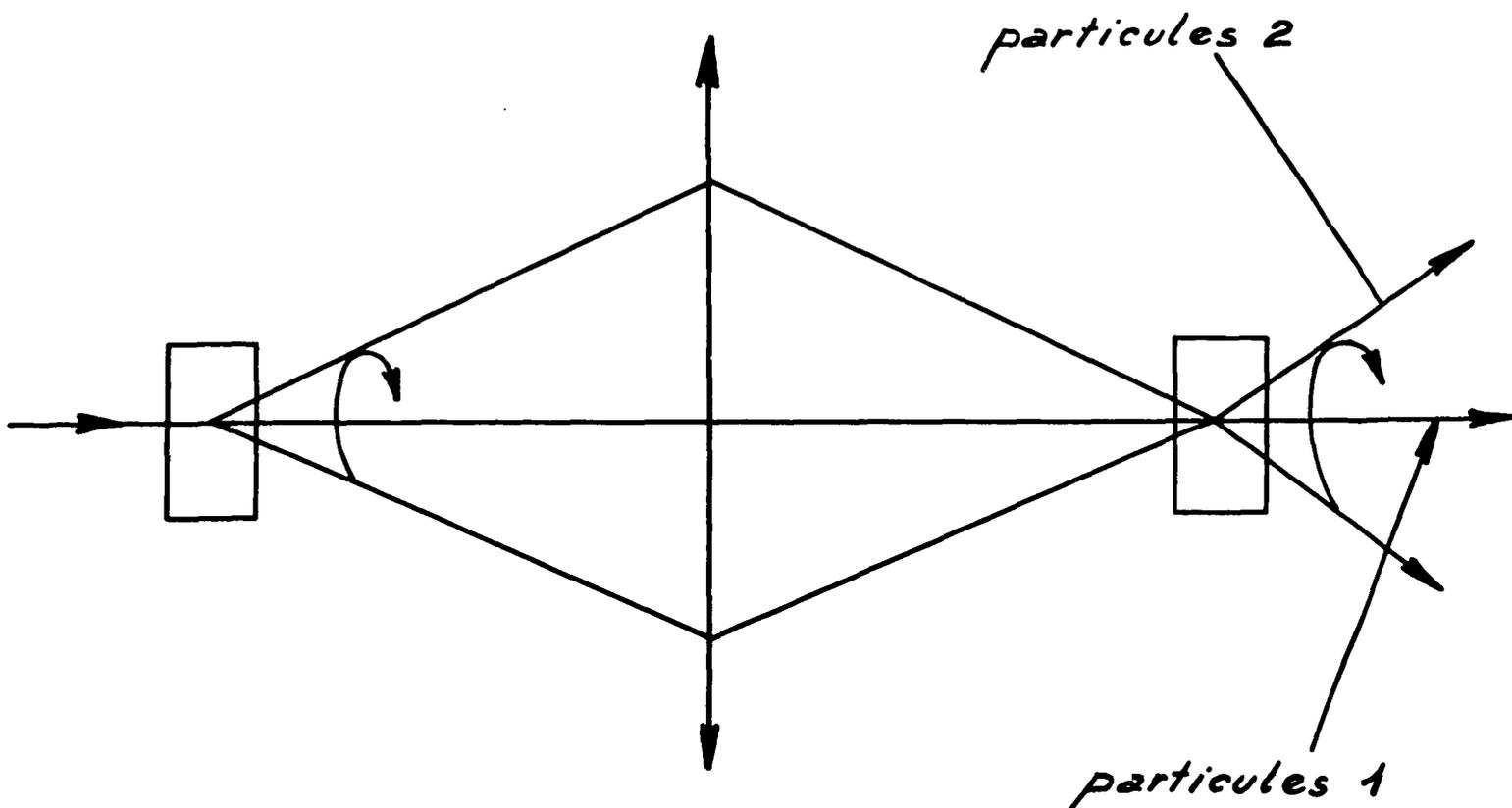
La condition de non chevauchement des surfaces enveloppes fixe une limite à l'acceptance.

En pratique, la séparation de deux régions d'espace des phases ne peut se faire simplement suivant une courbe arbitraire à moins d'employer une infinité de diaphragmes. Chacun d'entre eux risque de contaminer le faisceau de particules qui peuvent subir des collisions au lieu d'être arrêtées. On peut n'employer que deux diaphragmes, comme le propose BLEWETT [6]. Mais jà alors le problème de la contamination dans un tel dispositif ne se présente pas de façon extrêmement favorable.

2. 2. - Emploi d'une déflexion par un champ polarisé circulairement.

Un tel procédé a été suggéré par PANOFSKY [7] et GOOD [8].

Le dispositif séparateur proposé par ce dernier est schématisé sur la figure n° 5.



- Figure n° 5 -

Les cavités défectrices sont excitées en polarisation circulaire et le faisceau est dévié sur un cône. Quel que soit l'instant d'entrée, une déviation d'amplitude constante est donnée ; seule la direction change. A la sortie, certaines particules sortent sans déviation et peuvent passer à travers un diaphragme. Les autres se déplacent sur un cône et peuvent être éliminées quel que soit l'instant d'entrée.

D'autres dispositions, plus élaborées utilisant le même principe, ont été proposées par GOOD pour séparer des mésons K et π jusqu'à 10 GeV/c [8] .

De tels dispositifs semblent très prometteurs. On peut néanmoins leur faire deux reproches : ils nécessitent une puissance HF double et ils font usage de déviations similaires dans les deux directions transversales et exigent une optique avec faibles aberrations dans ces deux directions pour produire une séparation satisfaisante.

2. 3. - Emploi d'un absorbeur central à la place d'une fente.

Dans le dispositif précédent, si on considère deux types de particules à séparer, au lieu d'employer un diaphragme qui laisse passer les particules non déviées et arrête celles qui sont loin de l'axe, on peut faire l'inverse en disposant un absorbeur central au lieu d'un orifice.

Dans ce cas, si on tolère de perdre une certaine partie des particules, il n'est pas nécessaire d'employer une polarisation circulaire. La séparation peut se faire dans une direction transversale seulement.

L'un des types de particules sort alors du dispositif non dévié et est absorbé ; l'autre oscille, sortant avec un angle variable au rythme de la haute fréquence : certaines particules peu déviées sont alors perdues, les autres passent d'un côté ou de l'autre de l'absorbeur [9] .

Naturellement l'inconvénient de ce dispositif est de perdre une partie des particules ; mais malgré cela son acceptance totale peut être supérieure à celle du dispositif précédent grâce au gain dans la direction perpendiculaire à la déflexion.

Un autre inconvénient du dispositif décrit est qu'il élimine en principe un seul type de particules si plus de deux types sont en présence.

D'après le résultat indiqué à la fin de la section III on aurait une situation meilleure en remplaçant les deux cavités par une ligne et un système de focalisation continue et en faisant usage des phénomènes de résonance entre les oscillations bétatron et la HF.

On peut d'ailleurs remplacer la ligne par une série de cavités [10] , et la focalisation continue par une focalisation quadrupolaire alternée ; ce dernier cas fait même apparaître des résonances additionnelles [11] . Mais la complexité de tels dispositifs réduit leur intérêt pratique.

V. - CONCLUSION. CHOIX D'UN SEPARATEUR HF.

Un projet de séparateur HF exige le choix de la fréquence et du type de dispositif.

Surtout pour des particules de grande énergie, il y a avantage, d'après les résultats de la partie II, à employer une longueur d'onde aussi courte que possible. Mais une trop courte longueur d'onde risque d'entraîner des ouvertures très petites dans les dispositifs défecteurs HF et, par suite, une acceptation très réduite. Avec les dimensions des faisceaux actuels on est amené à choisir de préférence des longueurs d'onde décimétriques.

De plus, l'obtention de déviations (donc de séparations) appréciables pour des particules très rapides exige des champs et des puissances élevées. Or il n'existe de tubes de grande puissance que dans un nombre limité de bandes en hyperfréquences. En pratique le choix peut se porter sur la bande S (10 cm) ou sur la bande L (23 cm) ou éventuellement, pour des énergies pas trop élevées, sur les UHF (quelques centaines de Mcs).

Quand au type de dispositif, s'il est possible d'avoir, de l'accélérateur, des particules primaires groupées en paquets parfaitement concentrés, à une fréquence suffisamment élevée (II. 3), un arrangement tel que celui décrit par VEKSLER semble s'imposer.

Si par contre un tel groupement n'existe pas ou n'est pas réalisable, les discussions précédentes semblent favoriser un dispositif à deux cavités du type exposé en IV. 2, 3.

Pour éliminer la difficulté signalée dans le cas de plus de deux types de particules, on peut utiliser plus de deux cavités. Si, en pratique, on est en présence principalement de protons (ou antiprotons), de mésons K et de particules plus légères, l'emploi de trois cavités permet de séparer l'un des types de particules et d'éliminer les deux autres. On

peut dire qu'un dispositif à cavités multiples est jusqu'à un certain point semblable à un système de déflexion continu et peut posséder la propriété de résonance indiquée à la fin de la section IV. 2, 3. Mais en concentrant les déflexions en un certain nombre de points déterminés on peut augmenter leur efficacité pour séparer un nombre limité de particules.

Un projet détaillé pour séparer des particules de quantité de mouvement comprises entre 10 et 20 GeV/c a été élaboré [12] et est en cours de réalisation au CERN en 1961.

Manuscrit reçu le 20 décembre 1961.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] PANOFSKY, W. K. H.
A mass-sensitive deflector for high-energy particles.
High-Energy Physics Laboratory, Stanford University, Calif.
82, May, 1956
- [2] PANOFSKY, W. K. H.
Experience with a microwava separator.
International Conference on High-Energy Accelerators
and Instrumentation. CERN,
428-431, 1959
- [3] VEKSLER, V.
Starting up of a 10 BeV Synchrophasotron and first results
of physical research. Conference on the peaceful uses of
Atomic Energy.
A/Conf. 15/P/2229,
August, 1958
- [4] LAPOSTOLLE, P.
Sur l'effet du champ défecteur HF appliqué à des particules se
déplaçant dans un système de focalisation - Un type de sépa-
rateur paramétrique.
(rapport interne CERN/PS/Int. AR/Sep. 60-2)

- [5] HEREWARD, H.
Velocity selection using internal bunching. (rapport interne CERN/PS/Int/TH 58-5). Particle separation using internal bunching ("Veksler separator"). (CERN/PS/Int/TH 58-8).
- [6] BLEWETT, J. P.
A Radio-frequency mass separator for complete separation of high-energy particle beams. International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation, CERN 422-427, 1959
- [7] PANOFSKY, W. K. H.
Rapport interne CERN (non publié)
- [8] GOOD, M. L.
A radio-frequency separator for high-energy particles.
UCRL-8929 - 28, Oct. 1959
- [9] MONTAGUE, B.
RF travelling wave particle separators. A matrix formalism and general phase space properties.
(Rapport interne CERN PS/Int. AR/Sep. 60-1)
- [10] GEIGER, M.
Particle separation by means of a chain of RF deflection cavities.
(Rapport interne CERN/PS/Int. AR/Sep. 60-4)

- [11] LAPOSTOLLE, P.
Focalisation alternée dans un séparateur HF et séparateurs paramétriques. (Rapport interne CERN/PS/Int. AR/Sep. 60-5)
- [12] SCHNELL, W.
Discussion of a radio-frequency particle separator for the CERN proton synchrotron (CERN 61-5).

FIN