

MD NOTECompte-Rendu de MD (26.5. et 22.6.1972)Mesure de la dispersion d'énergie du faisceau dégroupé dans le PS.

D. Boussard

1. Introduction

Le but de ces MD était d'essayer sur le PS la technique de mesure de la dispersion d'énergie du faisceau dégroupé, par balayage d'un "bucket" vide à travers le faisceau (méthode d'usage courant aux ISR par exemple). Le faisceau est dégroupé par la technique habituelle utilisée pour l'opération d'éjection lente.

2. La Théorie de l'Accélération RF Appliquée à ce Problème.a) Trajectoires à l'Extérieur du "Bucket".

Pour un champ magnétique constant (flat-top), l'application d'une tension RF sur les cavités produit un "bucket" stationnaire, si la fréquence est fixe, et un "bucket" accélérateur (ou décélérateur) si la fréquence varie. Ce dernier est stable ($\sin \phi_s = \Gamma = \text{constant}$) si V_{RF} et f sont constants (voir le calcul de Γ en appendice 1) (Fig. 1).

Au début du balayage, les points représentant le faisceau sont loin à l'extérieur des buckets; ils se déplacent ensuite sur les tra-

jectoires extérieures, croisent l'axe, et à la fin du balayage sont à nouveau loin des buckets, mais de l'autre côté. Au cours du processus, les buckets restent vides (aucune trajectoire ne traverse la séparatrice), ce qui donne une modulation de la densité le long de l'axe des phases, modulation qui peut ainsi être détectée par une station PU.

L'amplitude du signal recueilli est proportionnel à la densité de la tranche du faisceau dont l'énergie correspond à la fréquence RF appliquée, ce qui permet d'obtenir la distribution en énergie à l'intérieur du faisceau.

Remarque: Les trajectoires sont des courbes qui oscillent autour de paraboles (Fig. 1) qu'on obtient simplement en faisant $V_{RF} = 0$. En effet, dans ce cas l'écart d'énergie entre le faisceau (énergie constante) et l'énergie synchrone (proportionnelle à t , car \dot{f} , donc $\dot{W} = \text{constante}$) varie linéairement avec le temps. L'écart de phase:

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= h \omega_0 t - 2\pi f_{RF} t \\ &= h \omega_0 t - \left(h\omega_0 + \frac{d\omega}{dt} RF t \right) t = \dot{\omega}_{RF} t^2\end{aligned}$$

($\omega_0/2\pi = \text{constante}$: fréquence de révolution des particules)

varie quadratiquement avec le temps, ce qui donne des trajectoires paraboliques dans l'espace de phase.

b) Signaux recueillis

La mesure n'est intéressante que si la hauteur du bucket, qui est grosso modo la largeur de la fenêtre d'observation en énergie, est petite comparée à la dispersion d'énergie du faisceau. Dans ces conditions, on peut admettre que la densité locale dans l'espace de phase est constante autour du bucket, qui lui, reste vide. Le signal recueilli sur la PU, qui n'est autre que la projection sur l'axe ϕ de

cette densité est donc l'inverse de celui que donnerait un bucket plein (à densité uniforme) entouré d'une densité nulle. En effet, par superposition on obtiendrait une densité uniforme dans tout l'espace de phase, donc un signal nul sur la PU. C'est effectivement ce que l'on observe (Photo 4) ce qui nous permettra de mesurer Γ .

En conséquence, on voit que $\Gamma = 1$ est une limite, au-delà de laquelle on ne recueille plus aucun signal (la surface du bucket s'annule pour $\Gamma = 1$).

c) Choix des Paramètres

La condition essentielle de la mesure est de perturber le faisceau aussi peu que possible, c'est à dire de travailler avec Γ voisin de zéro. En effet, pour $\Gamma \simeq 0$ le faisceau est quasi adapté avant la traversée, et est donc à nouveau quasi adapté à la fin du processus (théorème adiabatique). On peut dire encore que le déplacement de phase (qui ne dépend que de la phase de traversée de l'axe par les trajectoires) est le même pour toutes les particules [1] [2] (toutes les trajectoires croisent l'axe au voisinage des points instables).

Γ est donné par la relation:

$$\Gamma = \frac{\dot{f}}{f} \frac{E}{eV} \frac{2\pi R\beta}{\eta c} \quad \text{voir appendice 1}$$

Pour une énergie donnée, il ne dépend que du rapport \dot{f}/f et de la tension RF. \dot{f}/f est indépendant du nombre harmonique h et dépend seulement de la vitesse de balayage en quantité de mouvement dp/dt . On est limité dans le PS par la durée du flat-top ($\simeq 500$ ms) et le $\Delta p/p$ qu'il faut couvrir (de l'ordre de 3 à $5 \cdot 10^{-3}$). La tension RF résulte d'un compromis entre une bonne résolution (V_{RF} petit) et une traversée adiabatique (V_{RF} grand). Les valeurs suivantes ont été utilisées (flat-top à 24 GeV/c).

temps de balayage : 330 ms (il faut attendre le dégroupage complet du faisceau avant de commencer le balayage)
df/dt : 2,5 kHz/s
 V_{RF} : 3 kV
h = 20 ou 21

Avec ces valeurs on trouve $\Gamma = 0,16$ ($\varphi_s \simeq 9^\circ$) et une hauteur de bucket de $\pm 3,3 \cdot 10^{-4}$ ($\Delta p/p$). La fréquence synchrotronique centrale f_s est alors de 47 Hz.

d) Phénomènes non Adiabatiques

Nous avons supposé jusqu'à maintenant les quantités df/dt et B (champ magnétique) constantes au cours de la mesure (Γ est alors constant). Dans ces conditions, les particules suivent les trajectoires de la Fig 1, et les buckets restent vides. En réalité B et df/dt sont entachés de bruit. La variation de B comporte probablement deux composantes, l'une rapide par rapport à f_s (ripple de l'alimentation), l'autre lente par rapport à f_s (pente du flat-top, de l'ordre de quelques gauss en 500 ms). L'une et l'autre semblent peu dangereuses, car elles sont loin de la fréquence synchrotronique. Par contre, l'oscillateur RF qui alimente la cavité possède une largeur spectrale (bruit en fréquence) qu'il est important de réduire au maximum. Elle doit être en tous cas bien plus faible que la hauteur du bucket (exprimée en fréquence) soit une centaine de Hz [5].

3. Observations sur le PS

a) Appareillage

On utilise l'une des anciennes cavités (Marelli) avec accord manuel par une alimentation extérieure. On doit en effet couper complètement cette cavité pendant le dégroupage pour obtenir de bons résultats, ce qui interdit l'usage du système d'accord automatique.

L'oscillateur balayé en fréquence est le synthétiseur (Schomandl ND 30 M/A) associé à un modulateur à bande latérale unique qui reçoit une tension BF balayée en fréquence (Oscillateur BF Hewlett Packard 3300 A avec tiroir 3305 A pour balayage logarithmique). On obtient ainsi un oscillateur dont le bruit en fréquence est très faible ($\Delta f_{\text{RMS}} < 10$ Hz), c'est celui du synthétiseur, et que l'on peut facilement balayer. Un précédent essai (26.5.72) avec un "sweeper HF" (Hewlett Packard 8601 A) n'avait pas donné de bons résultats à cause du bruit de ce générateur (Photo 6). Le modulateur à bande latérale unique utilise les éléments du déphaseur RF développé pour le beam control (déphasage des deux groupes de cavités). On peut le considérer comme un circuit donnant un déphasage qui croît linéairement avec le temps, ce qui n'est pas autre chose qu'un écart de fréquence (Fig. 2).

Le signal de la PU large bande est observé, soit directement (balayage rapide), soit après passage dans un filtre accordé sur la fréquence RF dans le cas du balayage lent.

b) Observations

On a essayé deux valeurs de h ($h = 20$ et $h = 21$ correspondant à des fréquences autour de 9535 et 10014 kHz) et des balayages simples ou aller-retour. Ceux-ci devraient permettre de contrôler que l'on ne perturbe pas trop le faisceau, car on devrait alors trouver deux traces qui se superposent (au déplacement de phase près). Ces essais sont en fait peu concluants, car il faut attendre environ 100 ms pour être sûr que le dégroupage est bien terminé avant de balayer, ce qui conduit à des valeurs de Γ trop élevées ($\simeq 0,3$) (Photo 1). On s'est donc contenté de faire un balayage simple (Photo 2) qui permet de mesurer la largeur de la distribution en $\Delta p/p$ du faisceau. En extrapolant les tangentes, pour s'affranchir du bruit résiduel, on trouve une largeur en fréquence de 600 Hz, ce qui correspond à :

$$\frac{\Delta p}{p} \simeq 2,3 \cdot 10^{-3}$$

Si on cherche à augmenter la vitesse de balayage ($\Gamma \approx 0,3$) on observe des signaux parasites après la traversée, qui montrent que l'on a trop fortement perturbé le faisceau (Photo 3).

La photo 4 montre le signal de la PU large bande sans filtre avec un balayage rapide. On y voit l'image de buckets vides entourés d'un faisceau de densité constante (voir en 2 b). On mesure la longueur des buckets : 270° , ce qui correspond à $\Gamma = 0,176$ ($\phi_s = 10^\circ$) valeur en excellent accord avec le calcul (voir en 2 c).

On a essayé, au cours de ce MD de réduire le $\Delta p/p$ du faisceau en changeant le timing de l'impulsion TB et on s'est aperçu qu'il n'était pratiquement pas possible d'obtenir une plus faible dispersion d'énergie, sans que la courbe de dispersion d'énergie obtenue ne soit complètement masquée par un "bruit" superposé. On a attribué cet effet à un phénomène de "self bunching", qui serait très facilement détecté par cette méthode.

Avec la technique de debunching utilisée actuellement, on peut connaître le $\Delta p/p$ final en mesurant la longueur maximum des paquets au cours de la gymnastique RF, ainsi que la tension RF. Cette mesure n'a malheureusement pas été faite le jour du MD et les résultats sont un peu sujets à caution.

On a mesuré (Photo 5) une longueur de 38 ns, soit 130° , et une tension RF correspondant à 65% de la tension nominale, soit environ 78 kV. Le $\Delta p/p$ correspondant à 24 GeV/c est de $\pm 1,08 \cdot 10^3$

$$\frac{\Delta p}{p} \simeq 2,1 \cdot 10^{-3}$$

Cette valeur diffère de celle indiquée dans [3] ($4 \cdot 10^{-3}$) qui a été obtenue par une technique différente (durée du spill de l'éjection lente).

4. Conclusion

La technique de mesure de la dispersion d'énergie par la technique du "scanning bucket" a été essayée avec succès au PS. Elle permet, au moyen d'un appareillage relativement simple (une ancienne cavité devant rester installée et disponible) de mesurer le $\Delta p/p$ du faisceau dégroupé par la technique actuelle (dégroupage pour éjection lente). Toutefois, il faut remarquer que cette méthode ne s'applique qu'à un faisceau stable (pas de "self-bunching"), ceci pouvant être un avantage si l'on cherche à détecter une instabilité dans le faisceau. Par ailleurs, le choix des paramètres est très limité et ne permet guère d'espérer une grande amélioration des performances de la mesure, à moins d'augmenter considérablement le nombre harmonique (voir Appendice II).

References

1. K.R. Symon, A.M. Sessler : Methods of Radio Frequency Acceleration in Fixed Field Accelerators with Application to High Current and Intersecting Beam Accelerators. CERN Symposium on High Energy Accelerators 1956, vol. 1, p. 44.
2. Theory of Radio Frequency Acceleration. PS/4497/p/sb
3. O. Barbalat : CPS Beam Emittances. MPS/DL Note 71-16
4. ISR performance report. Microwave Scans. ISR-RF/WS/lS, 16.6.72.
5. ISR performance report. Scanning with noisy buckets. ISR-RF/TH/MdJ-BZ
31.5.72.

Distribution :

M.S.T.	E. Schulte
K. Hübner (ISR)	P.H. Standley
U. Jacob	Ch. Steinbach
J. Jamšek	H.H. Umstätter
G. Plass	

APPENDICE I

Calcul de $\Gamma = \sin \varphi_s$

On calcule le gain d'énergie par tour ΔE correspondant à une variation de fréquence:

$$\Delta E = \frac{dE}{dt} \frac{2\pi R}{\beta c} = \frac{dE}{E} \frac{E}{dt} \frac{2\pi R}{\beta c}$$

avec

$$\frac{dE}{E} = \beta^2 \frac{dp}{p} \text{ et } \frac{df}{f} = \eta \frac{dp}{p} \quad (\text{à champ constant})$$

$$\eta = \frac{1}{\gamma_{tr}^2} - \frac{1}{\gamma^2}$$

on obtient :

$$\Delta E = \frac{\beta}{\eta} \frac{df}{dt} \frac{E}{f} \frac{2\pi R}{c}$$

que l'on compare à :

$$\Delta E = eV \sin \varphi_s$$

ce qui donne :

$$\Gamma = \sin \varphi_s = \frac{\dot{f}}{f} \frac{E}{eV} \frac{\beta}{\eta c} 2\pi R$$

APPENDICE II

On peut envisager d'employer un nombre harmonique différent si l'on dispose d'autres cavités dans l'anneau. Pour comparer la situation avec deux nombres harmoniques différents h_1 et h_2 , on suppose que l'on travaille avec le même Γ et la même hauteur de bucket en $\Delta p/p$.

$$\left(\Delta p/m_0 c = \sqrt{h e V} \alpha(\Gamma) \frac{16\gamma}{h} \sqrt{\frac{1}{2\pi E/\eta}} \right), \text{ soit } \frac{V_1}{h_1} = \frac{V_2}{h_2}$$

Dans ces conditions, la résolution est la même dans les deux cas, ainsi que la distorsion du faisceau après passage du bucket vide. Par contre, en multipliant h par un facteur k , on multiplie également V par ce même facteur, donc aussi \dot{f}/f , à Γ constant. On voit donc que le temps de mesure est divisé par le facteur k , les autres paramètres de la mesure restant inchangés, ce qui montre l'intérêt d'un nombre harmonique élevé [4].

APPENDICE III

Calcul du Z/h^* limite dans le PS actuel

On a observé, en cherchant à réduire le $\Delta p/p$ du faisceau dégroupé que l'on était pratiquement à la limite de la stabilité (self-bunching). On peut ainsi, à partir de la mesure du $\Delta p/p$ en déduire le Z/h^* d'après le critère de Keil - Schnell:

$$\frac{Z}{h^*} = 0,7 \pi \frac{E_0}{e} \frac{\eta}{I_0 \gamma} \left(\frac{\Delta p}{m_0 c} \right)^2$$

On prend à 24 GeV/c les valeurs suivantes :

$$\gamma = 25,6 \quad \eta = 26,2 \cdot 10^{-3} \quad I_0 = 0,122 \text{ A (N = } 1,6 \cdot 10^{12} \text{ protons)}$$

et

$$\frac{\Delta p}{p} = 1,68 \cdot 10^{-3} \text{ (largeur totale à mi hauteur de la distribution).}$$

On obtient ainsi :

$$\frac{Z}{h^*} = 1,55 \text{ k}\Omega$$

ce qui correspond à $Z = 31 \text{ k}\Omega$ pour $h = 20$

et à $Z = 9,3 \text{ k}\Omega$ pour $h = 6$ (cavité accordée à 2,8 MHz)

Pendant ces essais les cavités étaient désaccordées (pas de relais de court-circuit).

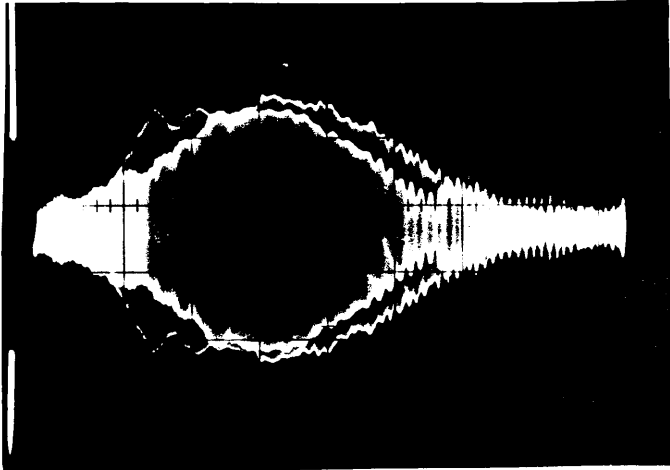


Photo 1:
Balayage aller-retour
h = 20 $\Gamma = 0,3$

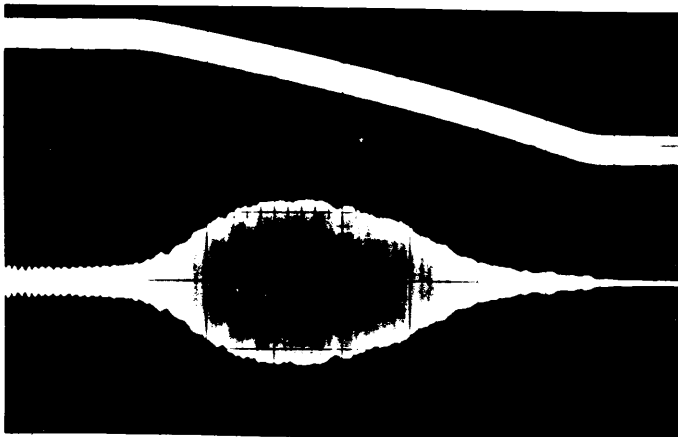


Photo 2:
50 ms/cm
haut : $f(t)$ 500 Hz/div
bas : spectre d'énergie
h = 21 $\Gamma = 0,16$

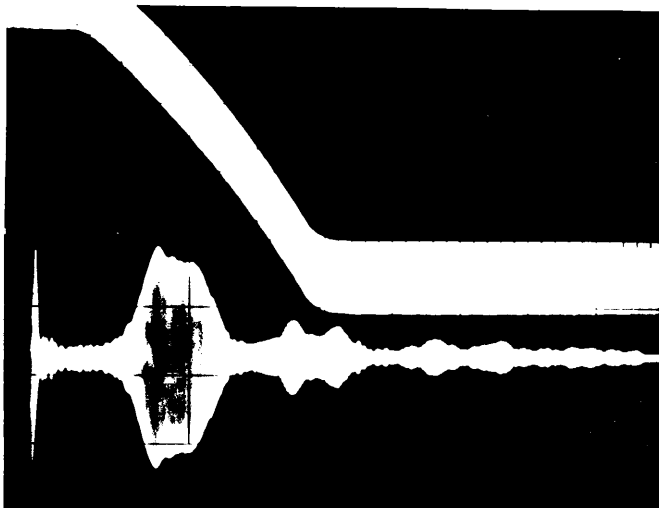


Photo 3:
Balayage trop rapide, 50 ms/cm
On observe des queues erronées
sur la distribution

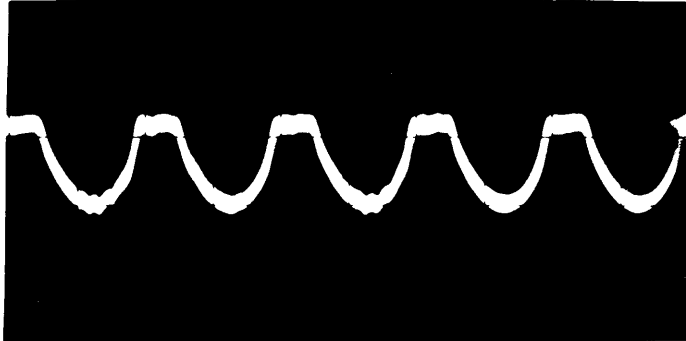


Photo 4:
Signal de la PU
 $h = 21 \ 50 \text{ ns/cm}$

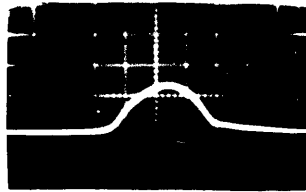


Photo 5:
Longueur maximum du paquet
après le saut sur la phase
instable 10 ns/cm

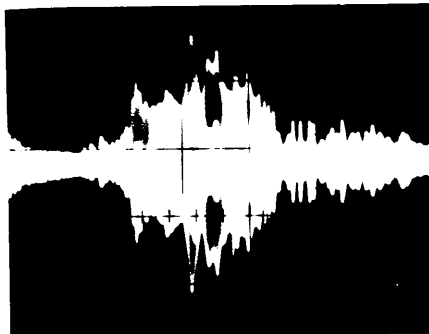


Photo 6:
Influence du bruit de
l'oscillateur.
Balayage avec Sweeper 8601A

↑ ← ↑
1 kHz

Faisceau dégroupé avant la traversée

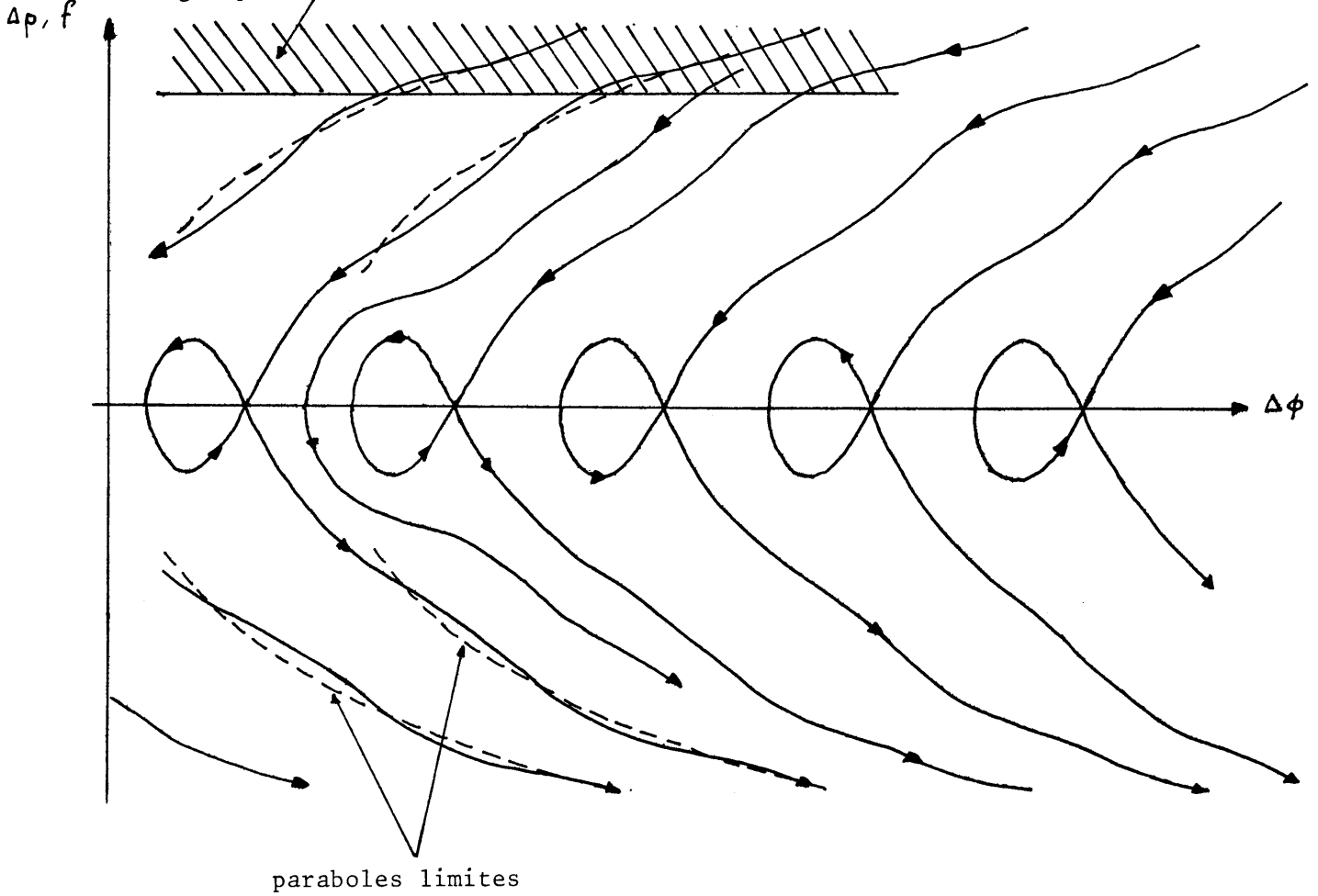


FIG. 1: Trajectoires dans l'espace de phase à l'extérieur des buckets

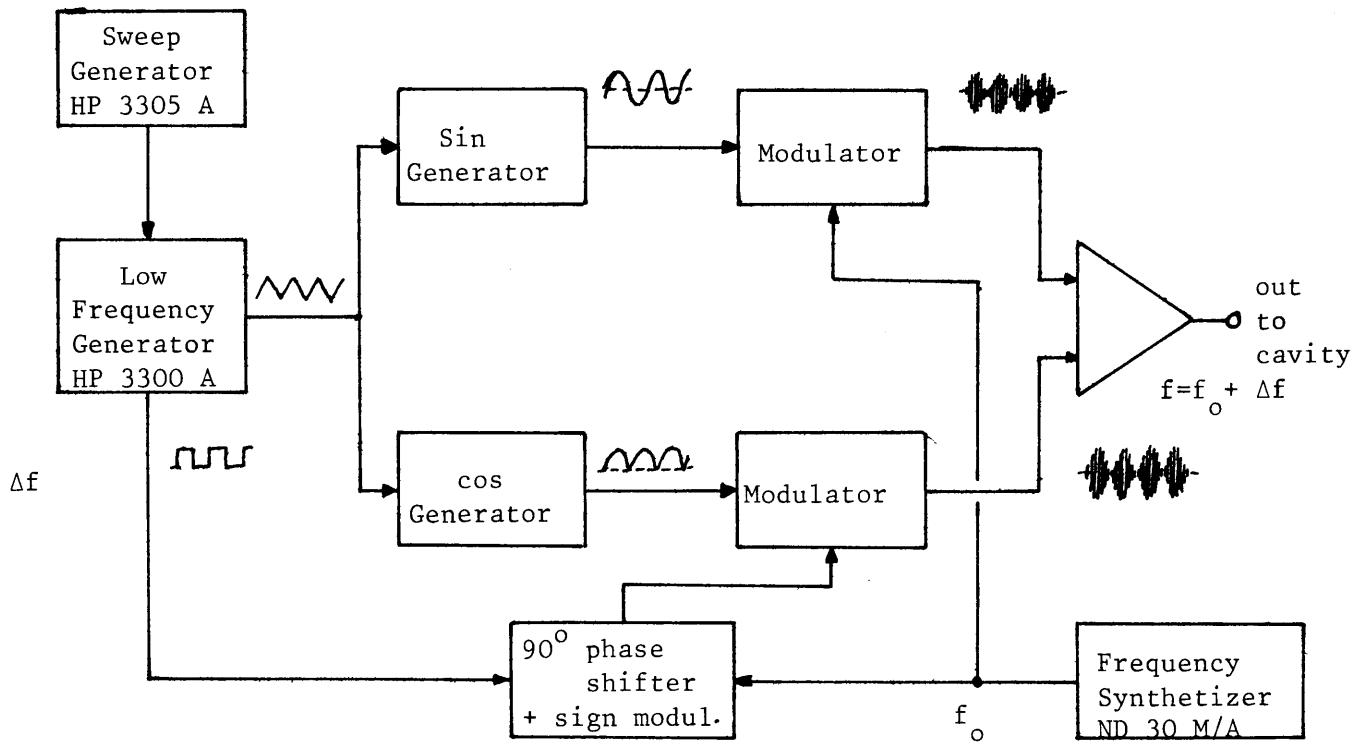


FIG. 2: Modulateur à bande latérale unique