

MPS/Int. RF 65 - 6
24.6.1965

Académie des Sciences de l'URSS

Institut Radiotechnique

LE SYSTEME DE CONTROLE AUTOMATIQUE DE LA FREQUENCE DE LA TENSION
ACCELERATRICE AU MOYEN DE DONNEES DERIVEES DU FAISCEAU DU
SYNCHROTRON A PROTONS DE 70 GEV

A. A. Kuzmin

(traduit par O. Barbalat)

LE SYSTEME DE CONTROLE AUTOMATIQUE DE LA FREQUENCE DE LA TENSION
ACCELERATRICE AU MOYEN DE DONNEES DERIVEES DU FAISCEAU DU
SYNCHROTRON A PROTONS DE 70 GeV.

Dans l'appareillage complexe pour la génération de la tension accélératrice du Synchrotron à Protons de 70 GeV, il faut prévoir l'utilisation d'un système automatique de régulation de la fréquence donnant au générateur des informations sur le faisceau. Ce système effectue la stabilisation automatique de la position radiale du centre de gravité du faisceau par rapport à l'orbite d'équilibre et assure un amortissement important des oscillations de phase du centre de gravité du faisceau.

Dans la présente communication, après des considérations théoriques de base assez générales, on citera les résultats du calcul concret du système d'asservissement du faisceau pour l'accélérateur de 70 GeV. On déterminera les paramètres de la chaîne d'asservissement et on formulera les exigences des différents éléments de la boucle de régulation.

Le système d'asservissement du faisceau étudié pour le Synchrotron à Protons de 70 GeV est fondamentalement semblable au système analogue de l'accélérateur de 7 GeV (1) et ne se distingue de ce dernier que par le fait qu'il doit assurer la traversée de l'énergie critique (transition). Cette circonstance exige au moment du passage par E_{tr} de changer le signe du facteur de transfert de la boucle de position radiale et d'introduire un déplacement de phase d'une amplitude de $\pi - \Phi_{9,0}$ dans la boucle de phase. En outre, en

raison du grand changement de vitesse d'accroissement du champ magnétique H au cours du cycle d'accélération, il faut prévoir dans le système un équipement spécial pour augmenter l'amplitude de la tension accélératrice proportionnellement à \dot{H} ce qui assure la constance de la phase de repos nominale.

La figure 1 représente le schéma-bloc du système d'asservissement du faisceau. En haut, l'objet à réguler (le faisceau) sous l'action de perturbations de :

- la fréquence $(\delta = \frac{\Delta \omega_r}{\omega_{ro}})$
- l'amplitude de la tension accélératrice $(\nu = \frac{\Delta v}{v_o})$
- la vitesse de variation du champ magnétique $(\chi = \frac{\Delta \dot{H}}{H_o})$

se produit une déviation radiale Δr du centre de gravité du faisceau par rapport à l'orbite d'équilibre qui est commodément représentée par la grandeur

$$\lambda = \psi^{-1}(X) \cdot \Delta r(X)$$

où X est la coordonnée azimuthale sur laquelle est fixée l'électrode de détection du signal radial; $\psi(X)$ est une fonction définie comme le déplacement des particules pour 100 % d'écart de leur quantité de mouvement par rapport à la valeur nominale p_o ; et un déplacement de phase Φ du centre de gravité du faisceau par rapport à la phase d'équilibre nominale Φ_{so} . La signification de Φ_{so} est définie par l'équation :

$$\sin \Phi_{so} = \frac{L_o R_o \dot{H}_{mc}(t)}{c V_o(t)} \quad (1)$$

où : L_o : longueur nominale de l'orbite d'équilibre

R_o : rayon de courbure dans les unités d'aimant

\dot{H}_{m0} : vitesse nominale d'accroissement du champ magnétique dans l'ensemble de l'électro-aimant.

La grandeur de Φ_{s0} devra être fixée en excluant le moment du passage par E_{tr} où la phase d'équilibre est modifiée par un saut de grandeur

$$\Pi = \Phi_{s0} ; \quad \text{si } V_0(t) = \gamma \dot{H}_{m0}(t) \quad \text{avec } \gamma = \text{constante.}$$

En fait, la valeur réelle $V(t)$ de l'amplitude de la tension accélératrice différera de $V_0(t)$:

$$V(t) = \gamma \dot{H}_m(t) + \Delta V(t) = V_0(t) [1 + \chi + \nu] \quad (2)$$

On peut montrer que les coordonnées λ et ϕ du centre de gravité du faisceau sont, dans l'approximation linéaire, reliées par les équations de perturbations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} f \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{f} \frac{d\phi}{dt} \right) + \Omega_s^2 \phi &= \frac{\Omega_s^2 r}{r \cotg \Phi_{s0}} \frac{d}{dt} \left(\frac{r\delta}{f\sqrt{1+r^2}} \right) - \frac{\Omega_s^2 s}{\cotg \Phi_{s0}} \nu \\ f \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r\lambda) \right] + \Omega_s^2 r \lambda &= \frac{\Omega_s^2 r}{f\sqrt{1+r^2}} \delta + f \frac{d\nu}{dt} \end{aligned} \right\} (3)$$

où : $r(t) = p_0(t) c E_0^{-1}$ E_0 : énergie de la particule au repos

$$\dot{r}(t) = \frac{dr}{dt}$$

$$f = (1 + r^2)^{-3/2} [1 - \alpha (1 + r^2)]$$

$$\alpha = \left(\frac{\partial \ln L}{\partial \ln p} \right)_{Hm=Hm_0}$$

$\Omega_s^2 = q \omega_\infty \dot{r} f \cotg \Phi_{s0}$ = carré de la fréquence des petites oscillations synchrotroniques libres.

q = nombre harmonique de la radiofréquence.

ω_∞ = fréquence de révolution pour $E \rightarrow \infty$

En considérant que le système bouclé par le faisceau entraîne un amortissement élevé des oscillations synchrotroniques, on peut dans l'équation (3) négliger les variations adiabatiques des coefficients. Dans l'équation (3) on peut ainsi facilement déterminer la fonction de transfert de l'objet à réguler.

La chaîne d'asservissement comprend les détecteurs des positions radiales et de phase du faisceau mesurant les coordonnées Φ et λ et les éléments de correction correspondants constituant le dispositif nécessaire à la qualité du système de régulation. La fonction de transfert des détecteurs peut être représentée dans un large domaine de fréquences approximativement par une fonction de transfert d'éléments de relaxation du premier ordre avec des constantes de temps : T_Φ et T_p .

Les caractéristiques d'erreur à l'entrée des détecteurs sont désignées par Φ_0 et λ_0 ; elles sont liées aux bruits de l'appareillage électronique de ces détecteurs aux parasites de construction provenant des puissantes stations d'accélération qui peuvent être plus ou moins considérées comme un faisceau intense, et également à une erreur complémentaire provenant du changement de la fréquence et de la forme de l'information du faisceau sur le signal des électrodes d'intensité.

Les signaux de sortie de la boucle sont sommés et forment le signal de contrôle

$$V_{OC} = \beta_{\lambda}^* (\lambda + \lambda_0) + \beta_{\Phi}^* (\Phi + \Phi_0)$$

qui agit sur le régulateur constitué d'un oscillateur F.M. et d'amplificateurs de puissance accordés alimentant les unités d'accélération.

Les signaux de sortie du régulateur déterminent la fréquence et l'amplitude de la tension accélératrice. La variation relative de la fréquence peut être représentée par la somme :

$$\delta = \delta_p + \delta_{cr}$$

avec δ_p perturbations de fréquence sans signaux de contre-réaction.

δ_{cr} : Ecart de fréquence sous l'action du signal de contre-réaction.

Dans ces conditions, on désigne la fonction de transfert de la régulation par :

$$K_{reg} = - \frac{\delta_{cr}}{V_{cr}}$$

avec

$$\delta_{cr} = - K_{reg} \beta_{\lambda}^* (\lambda + \lambda_0) + K_{reg} \beta_{\Phi}^* (\Phi + \Phi_0) \quad (5)$$

Pour les petites valeurs de δ , la fonction de transfert de l'asservissement peut être représentée par l'expression :

$$K_{reg} = \frac{K_{osc\ o} (1 - sT_{cav})}{(1 + sT_{osc})_{cav}} e^{-sT_{ret}} \quad (6)$$

avec : $K_{osc\ o}$ et T_{osc} : pente statique de la caractéristique de modulation et constante de temps de l'oscillation produite par l'entrée du signal de contre-réaction.

T_{cav} : constante de temps de la structure résonnante de la station d'accélération (cavité)

T_{ret} : temps de retard des signaux dans la boucle de régulation.

$S = \frac{d}{dt}$ ou pour les oscillations harmoniques à la fréquence Ω , $s = j\Omega$

De la corrélation de (3) et (5) on obtient l'expression pour les coordonnées du centre de gravité du faisceau dans le cas effectif de la contre-réaction :

$$\Phi_{cr} = \frac{K \beta}{1 + K\beta} \left[\frac{TS}{1 + TS} \left(\frac{\delta_d}{\beta_\Phi} - \Phi_0 - \frac{\beta_\lambda}{\beta_\Phi} \lambda_0 \right) - \frac{1 + \beta^{-1} f(\sqrt{1 + \tau^2})}{1 + TS} \nu \right] \quad (7)$$

$$\lambda_{cr} = \frac{K \beta}{1 + K\beta} \left[\frac{1}{1 + TS} \left(\frac{\delta_d}{\beta_\lambda} - \lambda_0 - \frac{\beta_\Phi}{\beta_\lambda} \Phi_0 + \frac{\beta_\Phi}{\beta_\lambda \cotg \Phi_{s0}} \nu \right) \right] \quad (8)$$

où : $\beta_\lambda = \beta_\lambda^* K_{reg}$

$\beta_\Phi = \beta_\Phi^* K_{reg}$

$$T = \frac{\beta_\Phi}{\beta_\Phi} \frac{\tau}{\tau} \frac{1}{\cotg \Phi_{s0}}$$

$$K \beta = \frac{\Omega_s^2}{(s^2 + \Omega_s^2) f \sqrt{1 + \tau^2}} \left(\beta_\lambda + \frac{\tau}{\tau} \frac{\beta_\Phi}{\cotg \Phi_{s0}} s \right) \quad (9)$$

La grandeur de K_β est la fonction de transfert en boucle ouverte de l'asservissement.

Dans le domaine des fréquences où $|K \beta| \gg 1$, les équations (7) et (8) donnent une relation simple entre les déviations δ_p et ν causées par les erreurs propres des boucles Φ_0 et λ_0 et les déplacements de phase et de position radiale du centre du faisceau.

Avec le choix des fonctions de transfert β_λ et β_Φ résulte la prise en considération de la composition spectrale des perturbations.

Les perturbations de fréquence de la tension accélératrice proviennent d'un système incorrectement programmé en règle générale, aux basses fréquences (instabilité adiabatique) et dans de nombreux cas diminuent dans le domaine des hautes fréquences où ils ont le caractère d'un bruit blanc.

C'est pourquoi le coefficient β_λ doit être grand aux basses fréquences et peut diminuer aux fréquences élevées.

Ainsi qu'on l'a déjà montré, la valeur maximale possible des coefficients β_Φ et β_λ est conditionnée par la stabilité organique de la structure de régulation. Il est bien connu que pour assurer la stabilité du système en boucle fermée, la phase de la fonction de transfert en boucle ouverte de la structure de régulation ($K\beta$) doit être inférieure à 180° dans le domaine de fréquences où $|K\beta| \sim 1$. (Habituellement $\arg|K\beta| \leq 150^\circ$). Il est évident qu'il est très difficile de satisfaire à cette condition aux hautes fréquences ($\Omega > \Omega_s$) pour lesquelles l'expression pour $K\beta$ prend la forme :

$$K\beta_{HF} = \frac{q\omega \cotg \Phi_{s0} \tau}{\sqrt{1 + \tau^2}} \cdot \frac{1}{s^2} \left(\beta_\lambda \text{ cr} + \frac{\tau}{\tau} \frac{\beta_\Phi \text{ HF}}{\cotg \Phi_{s0}} s \right) \quad (10)$$

A partir de (10), il est évident que pour assurer la stabilité, il est nécessaire que dans le domaine de la fréquence de coupure (Ω_c), la phase de l'expression contenue entre parenthèses soit positive; pour y parvenir, elle doit remplir la condition :

$$|\beta_{\lambda HF}| < \frac{\tau}{\tau} \frac{\beta_\Phi \text{ HF}}{\cotg \Phi_{s0}} \Omega_{cr} \quad (11)$$

ce qui, en pratique, est toujours réalisé pour les grandes valeurs de τ où $|K\beta|_{HF}$ a la valeur maximum.

En tenant compte de (6) et (11) on obtient l'expression complète pour $(K\beta)_{HF}$:

$$(K\beta)_{HF} = \frac{q\omega_{\infty}}{s} \frac{\beta_{\Phi HF 0}}{1 + ST_{\Phi}} \frac{1 - ST_{cav}}{1 + ST_{osc}} e^{-sT_{ret}} \quad (12)$$

$$\arg (K\beta)_{HF} \sim -\frac{\pi}{2} - \Omega (T_{\Phi} + T_{cav} + T_{osc} + T) = -\left(\frac{\pi}{2} + \Omega \Sigma T_i\right) \quad (13)$$

d'où l'on déduit la fréquence de coupure

$$\Omega_c = q\omega_{\infty} \beta_{\Phi HF 0} \quad (14)$$

et la valeur maximale permise de la fonction de transfert de la chaîne de contre-réaction de phase et de position radiale aux hautes fréquences

$$\beta_{\Phi HF 0} \leq \frac{1}{q\omega_{\infty} \Sigma T_i} \quad (15)$$

$$|\beta_{\lambda}|_{HF} < \frac{\tau}{T} \frac{q\omega_{\infty} \beta_{\Phi HF 0}^2}{\cotg \Phi_{so}} \quad (16)$$

Pour des fréquences très inférieures à la fréquence de coupure Ω_c , les fonctions de transfert β_{ϕ} et β_{λ} peuvent augmenter, mais cet accroissement peut naturellement commencer pour des fréquences à la limite 5 à 10 fois plus faibles que la fréquence de coupure.

Aux très basses fréquences, où $|K\beta| \gg 1$, le coefficient $\beta_{\lambda \text{ BF}}$ doit être choisi pour une condition d'influence minimum par des erreurs adiabatiques de fréquence, l'oscillateur FM ($\delta_{p \text{ BF}}$) pour une déviation de la coordonnée radiale $\lambda_{cr}(\delta_p)$ qui ne doit pas excéder la valeur admissible $\lambda_{cr}(\delta_p)_{adm}$.

L'erreur perturbatrice $\delta_{p \text{ BF}}$ est particulièrement grande dans les premiers stades de l'accélération où T , proportionnel à r , est petit.

Par la suite, on admet qu'aux basses fréquences, le coefficient $\beta_{\lambda \text{ BF}}$ peut être approximativement égal à :

$$\beta_{\lambda \text{ BF}} = \frac{\beta_{\lambda \text{ BF}_0}}{1 + ST_{\lambda_1}} \quad (17)$$

et les perturbations basses fréquences $\delta_{p \text{ BF}}$ peuvent être approximativement représentées par :

$$\delta_{p \text{ BF}}(t) = \dot{\delta}_{p \text{ BF}} = \frac{\dot{\omega}_{r_0}(t)}{\omega_{r_0}(t)} \cdot t \quad (18)$$

avec $\dot{\delta}_{p \text{ BF}} = \frac{\Delta \dot{\omega}}{\omega_{r_0}}$ erreur relative de la vitesse de variation de la fréquence de l'oscillateur FM en fonctionnement programmé du système.

ω_{r_0} : fréquence nominale de la tension accélératrice.

A partir des relations (8, 17, 18) on obtient :

$$\lambda_{cr}(\delta_{pBF}) \sim \frac{\delta_{pBF}}{\beta_{\lambda BF0}} + \frac{\frac{\dot{\omega}_{ro}}{\omega_{ro}} \delta_{pBF} T_{\lambda_1}}{\beta_{\lambda BF0}} < \lambda_{cr}(\delta_p)_{adm} \quad (19)$$

De cette expression, on peut obtenir la valeur de δ_{pBF} et δ_{pBF} donne $\beta_{\lambda BF0}$ et T_{λ_1} .

Examinons les limites des coefficients β_{ϕ} et β_{λ} liés par une influence "croisée" des erreurs propres des détecteurs.

Admettons que leur influence doive amener des déviations de ϕ_{cr} et λ_{cr} , moindres pour certaines parties de pleine tolérance de ϕ_{cr} et λ_{cr} .

A partir de (7) et (8), pour ces domaines de fréquence où $|K\beta| \ll 1$ et $\Omega T \sim 1$, on peut obtenir une double limite pour le rapport des coefficients β_{ϕ} et β_{λ}

$$\frac{\lambda_0}{\phi_{cr}(\lambda_0)_{adm}} < \frac{\beta_{\phi}}{\beta_{\lambda}} < \frac{\lambda_{cr}(\phi_0)_{adm}}{|\phi_0|} \quad (20)$$

Ces considérations permettent de mettre en évidence le caractère d'ensemble des dépendances fréquentielles des fonctions de transfert β_{ϕ} et β_{λ} . Aux basses fréquences, le coefficient β_{λ} doit être grand pour assurer une faible influence des imperfections adiabatiques de la fréquence de l'oscillateur FM et après la fréquence $\Omega = \frac{1}{T}$ elle doit diminuer jusqu'à la valeur pour laquelle elle satisfait la relation (16).

Le coefficient β_{Φ} est choisi à partir de la condition de stabilité du système d'asservissement - relation (15) - et aux basses fréquences, en correspondance avec (20) il doit augmenter, comme β_{λ} .

L'existence d'une boucle fermée par le faisceau ne se fait pas sentir dans l'approximation linéaire du mouvement des particules autour du centre de gravité des paquets qui est décrit par les équations suivantes :

$$r \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \frac{d\tilde{\Phi}}{dt} \right) + \Omega_s^2 (1 + \nu + \chi) \tilde{\Phi} = 0 \quad (21)$$

$$\tilde{\lambda} = - \frac{\dot{r}}{r} \frac{\cotg \Phi_{s0}}{\Omega_s^2} \frac{d\tilde{\Phi}}{dt}$$

où $\tilde{\Phi}$ et $\tilde{\lambda}$ sont les déviations des coordonnées des particules par rapport au centre de gravité.

Ces équations montrent que les perturbations ν et χ ont un caractère paramétrique. Il est évident que dans ce cas, l'excitation maximum des oscillations a lieu au passage des fréquences propres des oscillations par la valeur moitié d'une fréquence fortement perturbante.

On peut montrer qu'après un passage multiple à travers des résonances l'amplitude des oscillations de phase est A fois plus grande.

$$\text{Avec } A = \exp \left[\frac{a_{\text{res}} \cdot \Omega_{s \text{ res}}}{4} \right] \sqrt{\frac{1}{|\Omega_s|_{\text{res}}}} \quad (22)$$

Ici $\Omega_{s \text{ res}}$ est la fréquence des oscillations propres égale à la moitié de la fréquence des effets perturbateurs ν ou χ , avec l'amplitude a_{res} .

$\dot{\Omega}_{s \text{ res}}$ est la vitesse de variation de $\Omega_{s \text{ res}}$ au moment de la résonance.

La corrélation mentionnée permet pour des déviations admissibles données λ_{or} , Φ_{cr} , $\tilde{\lambda}$ et $\tilde{\Phi}$ de formuler des exigences envers les erreurs δ_p , ν et χ et de déterminer les paramètres concrets du système d'asservissement du faisceau pour l'accélérateur de 70 GeV.

Les constantes de temps des éléments de la boucle d'asservissement ont les valeurs suivantes :

Boucle de phase : $T_{\Phi} = 2,5 \cdot 10^{-6}$ sec ($f_{\Phi} = 70$ kHz)

Boucle de position radiale : $T_r = 3 \cdot 10^{-5}$ ($f_r = 5$ kHz)

Oscillateur F.M. : $T_{\text{osc}} = 3 \cdot 10^{-7}$ ($f_{\text{osc}} = 500$ kHz)

Résonateur des unités
d'accélération : $T_{\text{cav}} = 2,5 \cdot 10^{-6}$ sec

Retard dans la boucle
de régulation : $T_{\text{ret}} = 8 \cdot 10^{-6}$ sec

Admettons que la tolérances pour une pleine déviation de la coordonnée radiale du centre de gravité du faisceau $|\lambda_{\text{cr adm}}| = 1,5 \cdot 10^{-3}$. (Ceci correspond à un écart de quantité de mouvement de $\pm 0,15$ % et à un déplacement maximum de l'orbite de ± 5 mm) et une tolérance de déplacement de phase du centre de gravité du faisceau de $|\Phi_{\text{cr adm.}}| = 0,25$ radian. Les déviations

effectives λ_{cr} et Φ_{cr} les plus rapides, comme les plus lentes, ne doivent pas dépasser ces valeurs pour tout le cycle d'accélération. En fin de cycle d'accélération, lorsque la fréquence de révolution est pratiquement constante et les erreurs propres de la boucle essentiellement réduites la déviation réelle par rapport au centre de gravité du faisceau sera souvent moindre que la valeur admissible citée.

En tenant compte des perturbations indépendantes, nous classons les valeurs admissibles $\lambda_{cr adm}$ et $\Phi_{cr adm}$ selon leurs composants séparés :

$$\begin{aligned} |\lambda_{cr}(\delta_p)| &\leq 10^{-3} & |\Phi_{cr}(\delta_p)| &\leq 0,1 \\ |\lambda_{cr}(\lambda_0)| &\leq 0,3 \cdot 10^{-3} & |\Phi_{cr}(\lambda_0)| &\leq 0,1 \\ |\lambda_{cr}(\Phi_0)| &\leq 10^{-3} & |\Phi_{cr}(\Phi_0)| &\leq 0,15 \\ |\lambda_{oc}(\nu)| &< 0,3 \cdot 10^{-3} & |\Phi_{cr}(\nu)| &\leq 0,1 \end{aligned} \tag{23}$$

A partir de ces données et de (7) et (8) résultent immédiatement les exigences pour les erreurs de la boucle $\lambda_0 \leq 0,3 \cdot 10^{-3}$ qui correspond à une exactitude de mesure du déplacement radial du centre de gravité du faisceau de $\pm 0,75$ mm. (Dans le montage des électrodes de détection, la grandeur de la fonction ψ est égale à 2 5 m) et $\Phi_0 \leq 0,15$ rad.

Les conditions indiquées pour λ_0 et Φ_0 sont satisfaites dans le domaine de fréquences de 15 Hz à 5 KHz.

De (20) et (23) nous déterminons les limites permises du rapport des coefficients β_Φ et β_λ :

$$3 \cdot 10^{-3} < \frac{\beta_\Phi}{\beta_\lambda} < 6 \cdot 10^{-3}$$

Nous remarquons que dans le domaine des fréquences de 15 Hz à 5 kHz,

$$\frac{\beta_{\Phi}}{\beta_{\lambda}} \sim 4 \cdot 10^{-3}$$

De (11) nous obtenons la valeur maximale permise β_{Φ} pour les hautes fréquences, laquelle avec certaines réserves se trouve égale à $\beta_{\lambda \text{ HF } 0} = 10^{-3}$

En tenant compte du fait que l'oscillateur FM programmé assure une déviation de fréquence dont la vitesse de variation à partir de la valeur nominale ne dépasse pas $\pm 2,5 \%$, de (18) et (23) on déduit :

$$\beta_{\lambda \text{ BF}} = 50 \quad \text{et} \quad T_{\lambda_1} = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ sec.}$$

$$\text{De même } \frac{\beta_{\Phi}}{\beta_{\lambda}} = 4 \cdot 10^{-3} \quad \text{et} \quad \beta_{\Phi \text{ BF}0} = 10^{-3}$$

$$\text{et aux fréquences intermédiaires : } \beta_{\lambda \text{ IF}} = 0,25 .$$

Par conséquent, vers les fréquences d'utilisations de 1 kHz (qui est approximativement un ordre de grandeur plus bas que la fréquence de coupure), le coefficient β_{λ} doit diminuer d'environ 200 fois. Sur la fig. 2, sont représentées les caractéristiques amplitude/fréquence de la chaîne β_{Φ} et β_{λ} établies en utilisant les données ci-dessus. Sur les fig. 3 et 4 on a représenté la caractéristique logarithmique amplitude phase de la fonction de transfert (K) de l'asservissement en boucle ouverte pour 4 instants du cycle d'accélération.

Des courbes citées, il résulte que les paramètres choisis pour la chaîne de contre réaction assurent la stabilité du système de régulation. On peut noter que dans la région de E_{tr} et après ce moment, le système d'asservissement donne une stabilité conditionnelle.

A l'aide de la courbe pour $(K\theta)$ et des relations (7) et (8) on établit sur les fig. 5, 6 et 7 la dépendance en fonction de la fréquence de la fonction de transfert en boucle fermée du système d'asservissement avec des perturbations δ_p , ν , λ_0 et Φ_0 des coordonnées Φ_{cr} et λ_{cr} .

Les dépendances représentées montrent que l'influence de la perturbation δ_p se fait fortement sentir sur λ_{cr} et Φ_{cr} surtout dans le domaine de fréquences de 300 Hz à 20 kHz. Si on tient compte du fait que dans ce domaine de fréquences δ_p se présentent des perturbations du type "bruit" avec une densité spectrale constante, de la courbe $\Phi_{cr}(\delta_p)$ on peut déterminer les exigences de la déviation quadratique moyenne $\langle \delta_p \rangle$ celle-ci ne doit pas dépasser la valeur de $5 \cdot 10^{-5}$.

D'une manière analogue, à partir de la fig. 6, on peut obtenir les conditions pour la valeur quadratique moyenne $\langle \lambda_0 \rangle$ qui dans le domaine de fréquences (5 Hz - 10 KHz) ne doit pas dépasser $3 \cdot 10^{-4}$ (0,75 mm). De la fig. 7 on déduit les conditions pour la valeur quadratique moyenne $\langle \nu \rangle$ qui ne doit pas être supérieure à 10 %, tandis que la composition spectrale de ν dans la région de 10 KHz doit être inférieure à 1 %.

Toutefois les conditions pour ν et χ doivent être spécifiées en contrôlant leur influence sur l'excitation d'oscillations phaso-radiales des particules par rapport au centre de gravité du faisceau. Il est évident qu'une excitation paramétrique trop manifeste d'oscillations de phase ne peut se produire qu'au passage de la fréquence des oscillations synchrotroniques F_s par une fréquence définie, multiple de la fréquence alimentant le réseau.

De telles fréquences se manifestent à 300 Hz, 150 Hz, 75 Hz, correspondant aux harmoniques de χ , (ou ν) avec des fréquences de 600, 300 et 150 Hz. La fréquence F_s donne la valeur de 300 Hz au passage par E_{tr} approximativement 150 ms après l'injection, avec $\dot{\Omega}_s = 3 \cdot 10^{-4} / \text{sec}^2$.

A cet instant, l'amplitude des oscillations de phase autour du centre de gravité, grâce à l'amortissement adiabatique diminue d'environ 5 fois et est égale à 0,3 rad. Si on admet que, après la traversée de la résonance, l'amplitude des oscillations de phase peut augmenter de plus de 25% ($A = 1,25$), alors de la relation (22) on obtient l'amplitude admissible de l'ondulation résiduelle de χ à 600 Hz qui se trouve être égale à 5%. A cause de cela les oscillations des particules dues au ronflement atteignent une valeur de $2 \cdot 10^{-3}$. D'une manière analogue, pour les harmoniques de χ aux fréquences de 300 et 150 Hz, importantes après le passage par E_{tr} où on peut poser $A = 2$, nous obtenons les tolérances

$$\chi_{300 \text{ Hz}} \leq 3,5\%, \quad \chi_{150 \text{ Hz}} \leq 1\% .$$

Il est évident que tout comme les perturbations de χ , celles de ν se produisent également (21). Les tolérances pour ν s'obtiennent de la même manière que pour χ .

L'appareillage électronique du système d'asservissement du faisceau ne diffère qu'en quelques points de celui développé pour l'accélérateur de 7 GeV. Tous les éléments à l'exclusion des installations disposées au voisinage de la chambre à vide sont réalisés avec des transistors.

Les électrodes de détection des déviations radiales du faisceau ont la forme d'un cylindre d'environ 350 mm de long, coupé suivant une diagonale dans le plan vertical et permettant d'obtenir une dépendance strictement linéaire de la différence des informations du faisceau sur chaque électrode en fonction des déviations du centre de gravité du faisceau et une indépendance quasi-complète de la somme de ces signaux proportionnelle à l'intensité, de la position du faisceau.

Le signal de différence est utilisé pour l'indication de déviation de la trajectoire radiale et celui de somme pour fixer la phase du centre de gravité des paquets et normaliser les coefficients de transfert de la boucle avec les variations de l'intensité.

La sensibilité des électrodes au signal de somme est égale à :

$$\alpha_{\Sigma} = \frac{\bar{U}_{\Sigma}}{N} = 0,3 \cdot 10^{-12} \text{ Volt/proton}$$

\bar{U}_{Σ} est la moyenne sur un tour de la tension de somme sur les électrodes de détection. N est le nombre de protons dans le faisceau.

La sensibilité envers le déplacement du faisceau du signal de différence est

$$\alpha_{\Delta} = \frac{U_{\Delta}}{N \cdot \Delta r} = 0,15 \cdot 10^{-14} \text{ Volt/proton}$$

Le coefficient de transfert global des détecteurs de position radiale est de 50 mV/mm et se maintient automatiquement constant avec une précision de $\pm 10\%$ pour des variations de l'intensité du faisceau d'un facteur 100.

Pour l'utilisation de la branche de régulation, la gamme d'intensités dans laquelle le fonctionnement de la boucle radiale est possible, est comprise entre 10^9 et $5 \cdot 10^{12}$ protons. Le détecteur de phase permet une large bande de rotation de phase par rapport à la phase du signal au repos dans les limites de 0 à 360° ; il a un coefficient de transfert d'environ 6 r/rad qui est préservé constant avec une précision de $\pm 15\%$ pour des variations du signal d'entrée de 300 fois.

Les erreurs propres de la boucle de phase ne dépassent pas $\pm 0,15$ rad. Avec cela les erreurs des composantes hautes fréquences sont inférieures à 0,01 radian.

Les signaux de sortie de la boucle sont sommés par un amplificateur opérationnel dont la caractéristique de fréquence correspond à la caractéristique exigée pour la chaîne d'asservissement.

Il faut prévoir d'utiliser simultanément deux boucles de position radiale mesurant les déviations du faisceau en des points différents de l'orbite. L'oscillateur FM programmé assure la dépendance de la fréquence de la tension accélération et de l'intensité du champ magnétique avec une précision de $\pm 2\%$. Sa modulation de fréquence s'effectue au moyen de la variation simultanée d'une inductance à ferrite et de la capacité de la jonction p-n de diodes bloquées placées dans le circuit oscillant de l'oscillateur. Ce dispositif permet d'obtenir facilement une variation de fréquence de 2,5 et assure la largeur de bande de l'oscillateur pour le contrôle du signal.

Les considérations théoriques citées dans la présente communication et les résultats du calcul concret du système de stabilisation de la phase et de la position radiale du faisceau, essentiels pour le contrôle automatique de la fréquence d'accélération à partir des données du faisceau, montrent que malgré de très dures conditions vis-à-vis des déviations du centre de gravité du faisceau, ce système peut être réalisé à l'aide de techniques suffisamment simples et sûres, n'exigeant pas d'éléments de précision.

En conclusion, l'auteur se fait un agréable devoir d'exprimer sa reconnaissance à S.M. Ryhtchinstko, F.L. Volodianov et I.C. Ivanov pour une étroite collaboration dans le travail et pour d'utiles discussions.

A.A. Kuzmin

Distribution : (ouverte)

Personnel scientifique de la Division MPS
Groupe RF

REFERENCES

- (1) I.C. Ivanov; A.A. Kuzmin. - Pribodi i Teknika Experimenta.
1962 - No. 4 p. 106

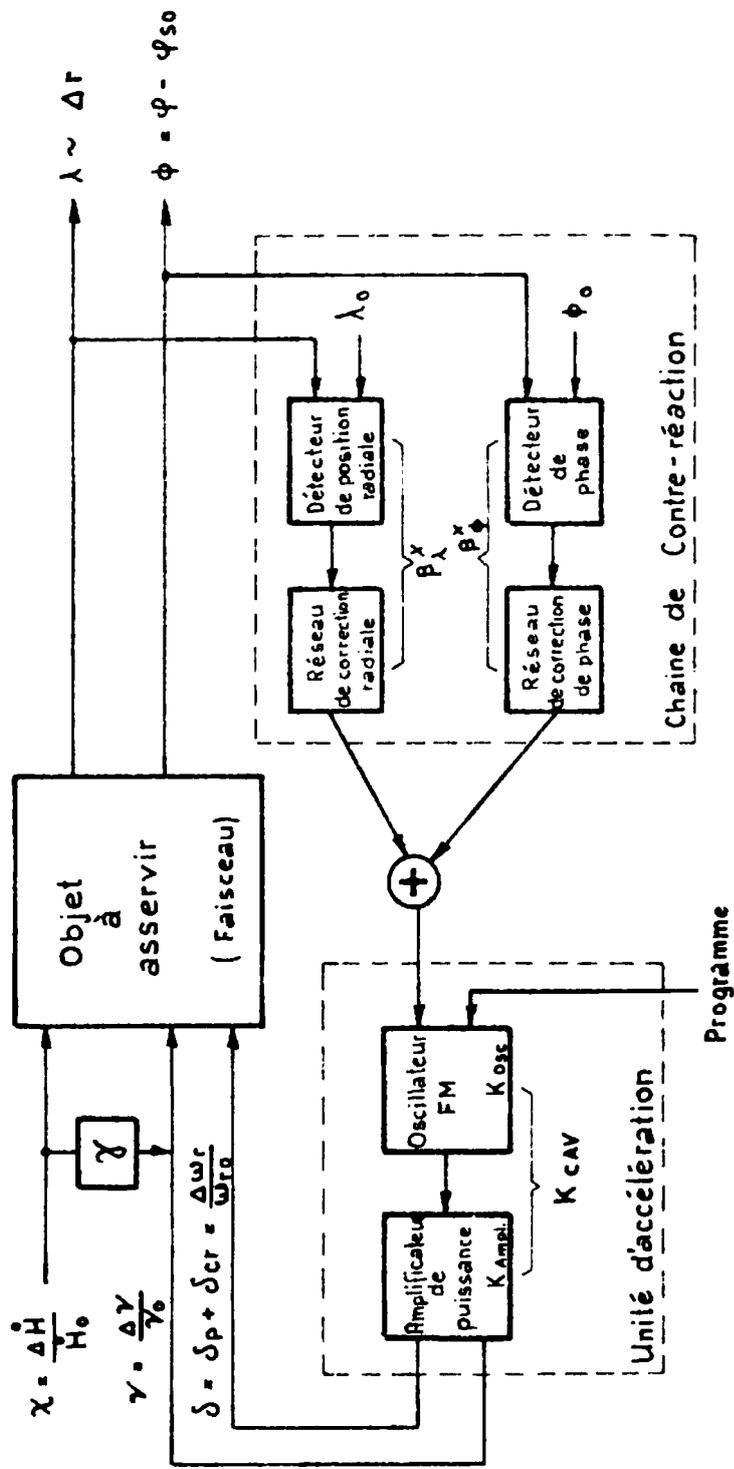


Fig. 4 Schéma-bloc du système de régulation automatique Δr et ϕ

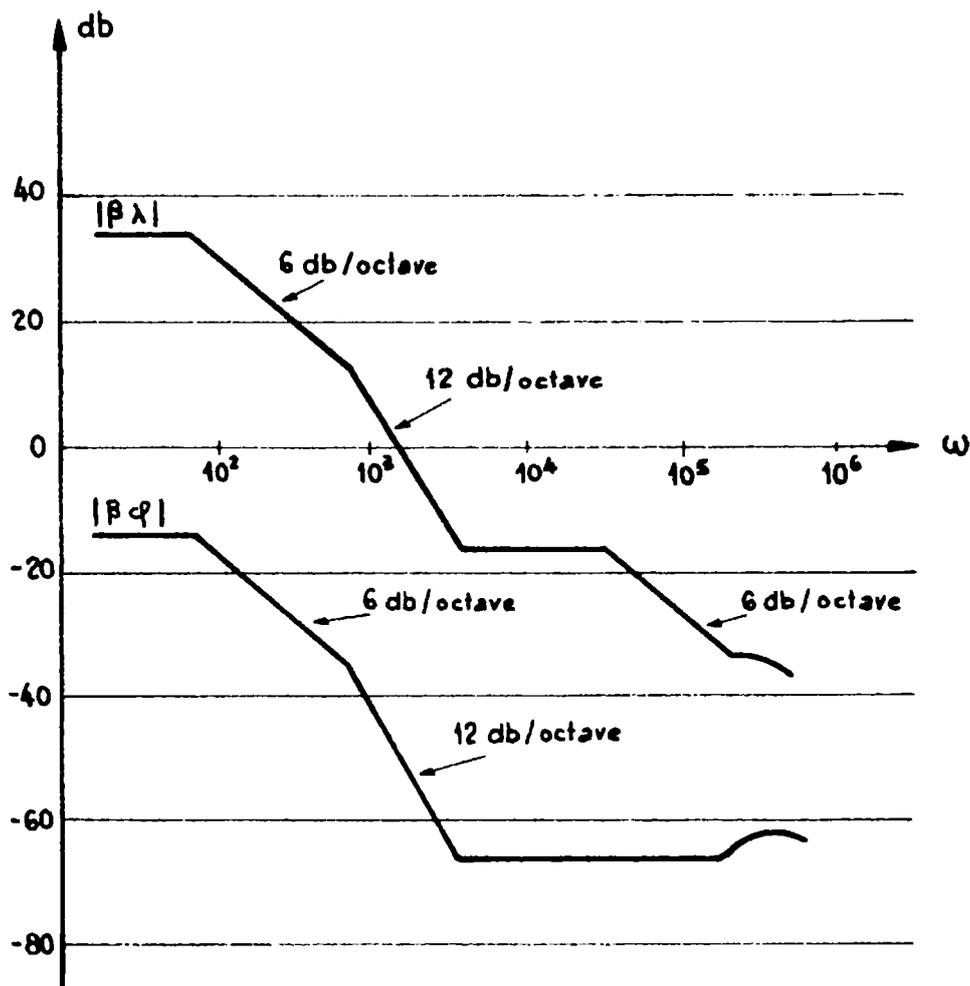


Fig. 2 Fonction de transfert des circuits de contre-réaction en fonction de la fréquence

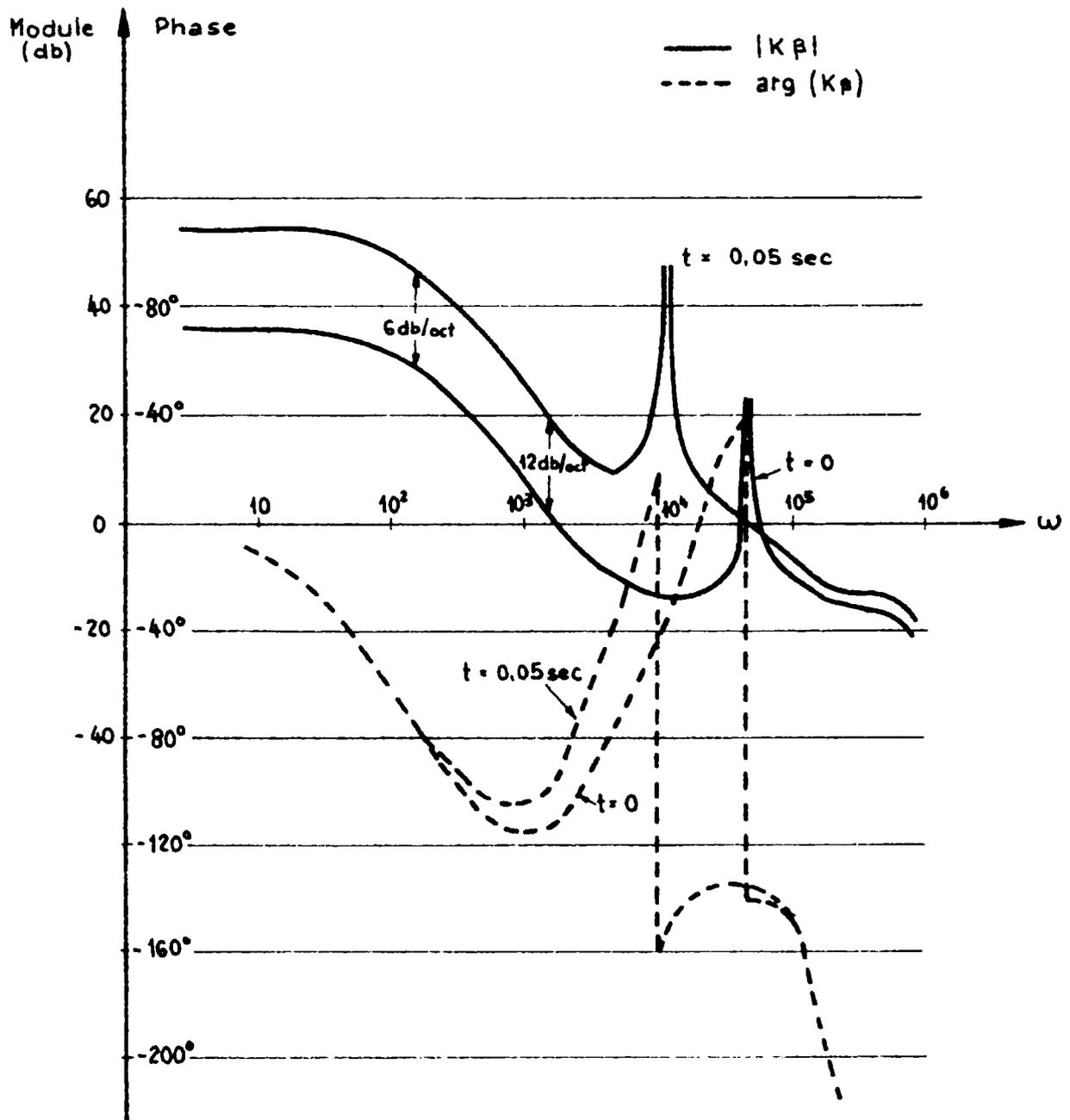


Fig. 3 Module et phase de la fonction de transfert en boucle ouverte de l'asservissement pour $t = 0$ (injection) et $t = 0,05$ sec après l'injection

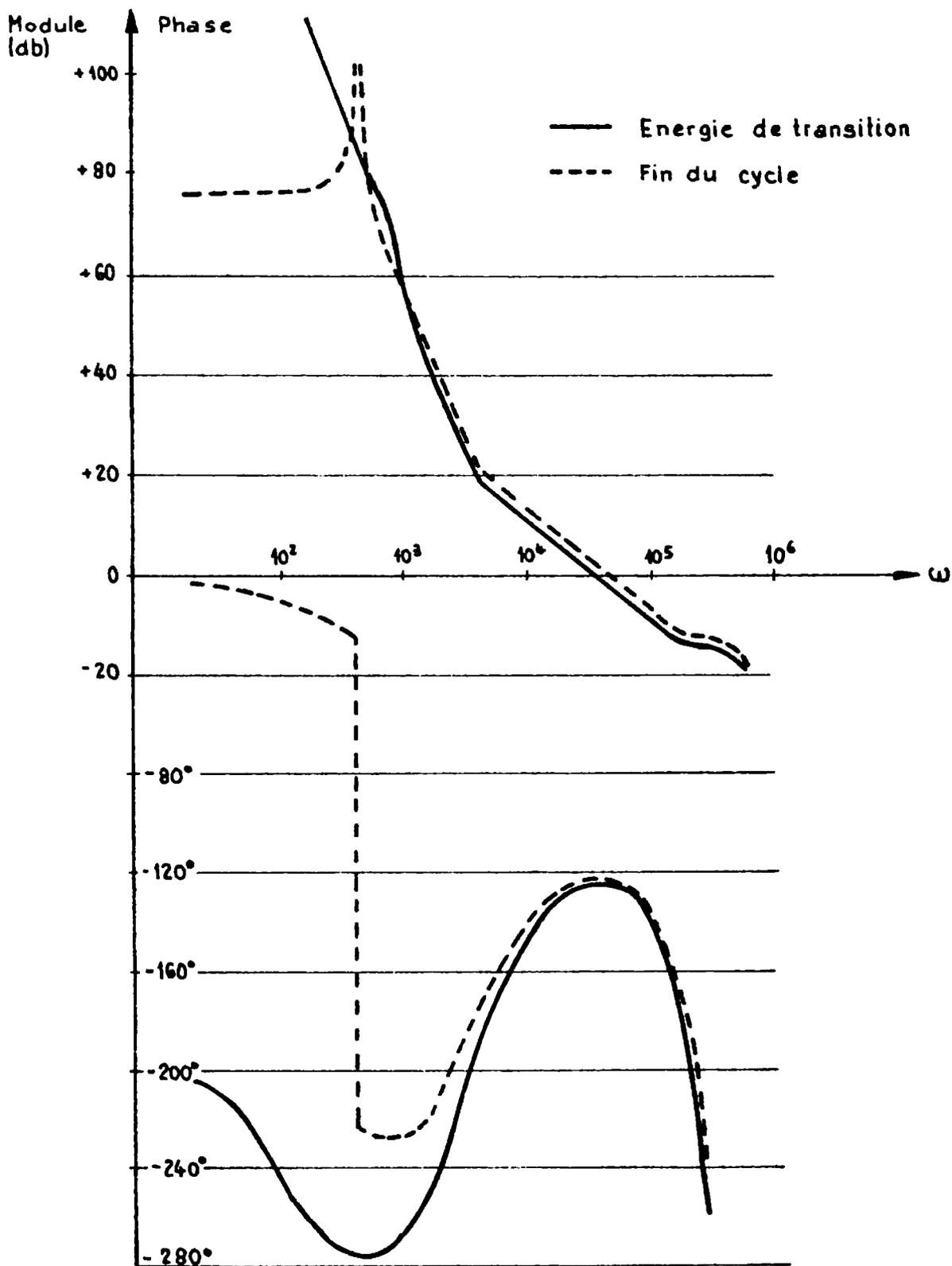


Fig. 4 Mêmes courbes que sur la fig. 3
 Pour le passage par l'énergie de transition
 et la fin du cycle

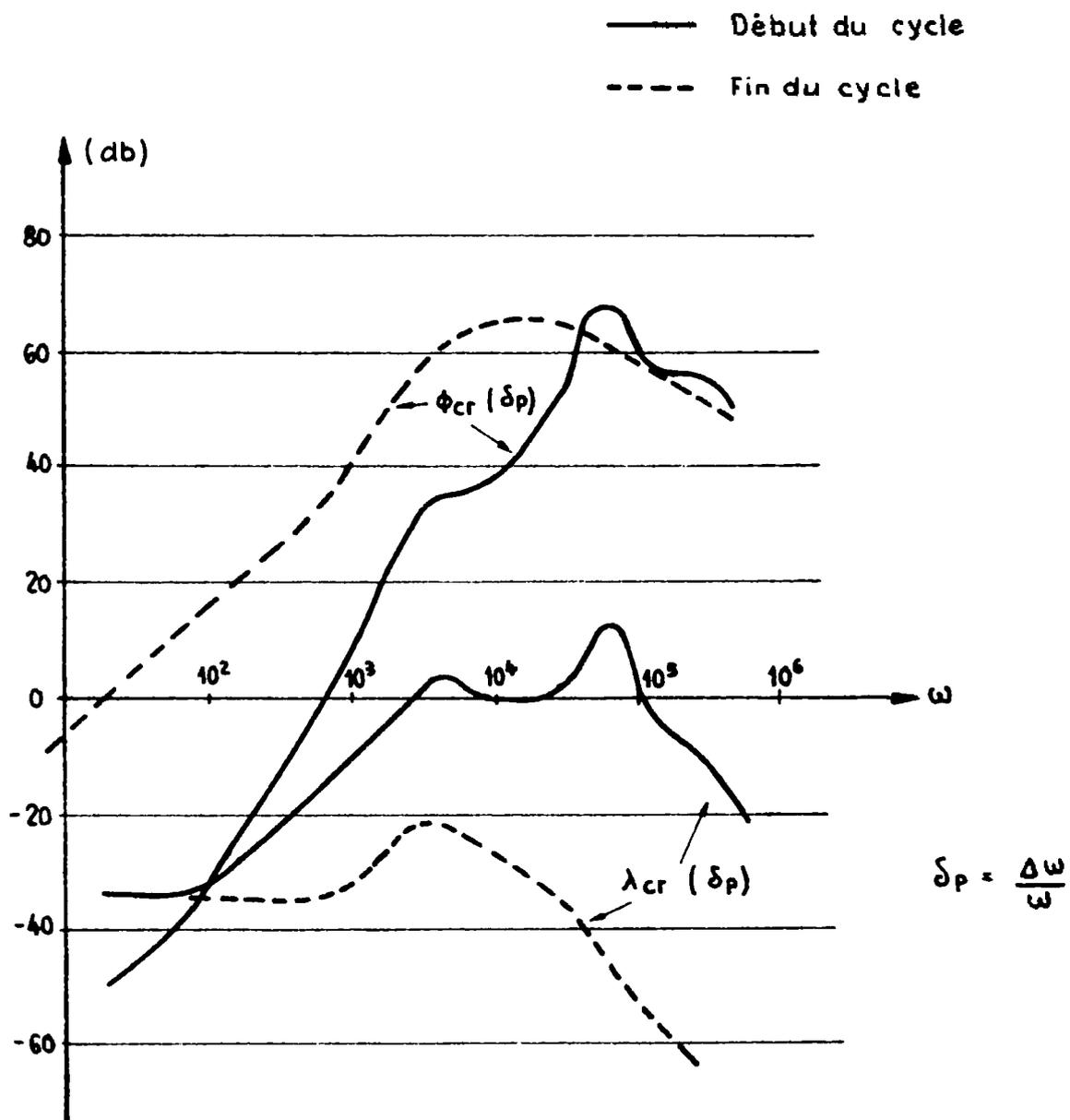


Fig. 5 Caractéristique en fonction de la fréquence de la fonction de transfert en boucle fermée pour des perturbations de fréquence δp sur ϕ_{cr} et λ_{cr} au début et à la fin du cycle d'accélération

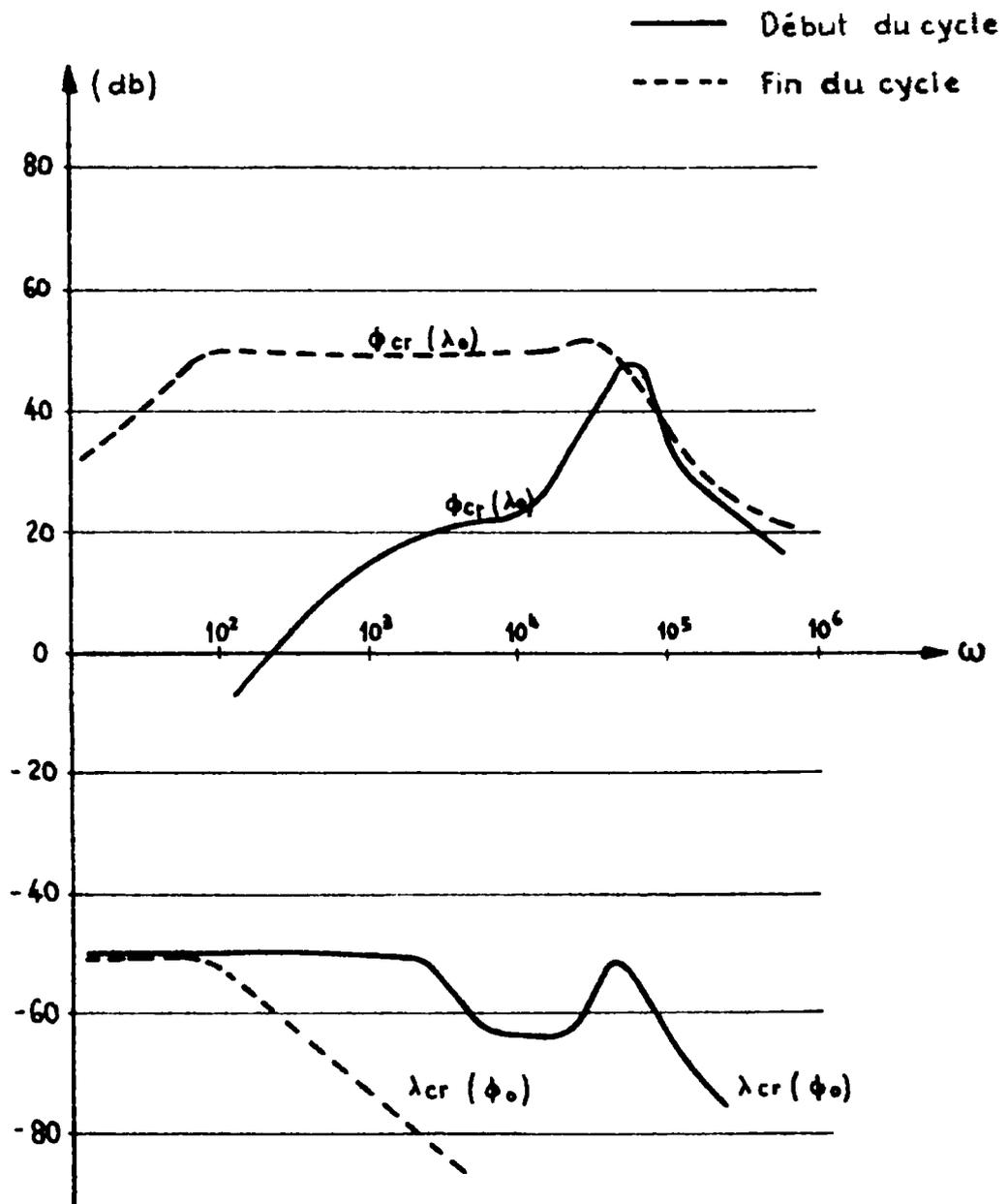


Fig. 6 Mêmes caractéristiques que sur la fig. 5 pour $\phi_{cr}(\lambda_0)$ et $\lambda_{cr}(\phi_0)$

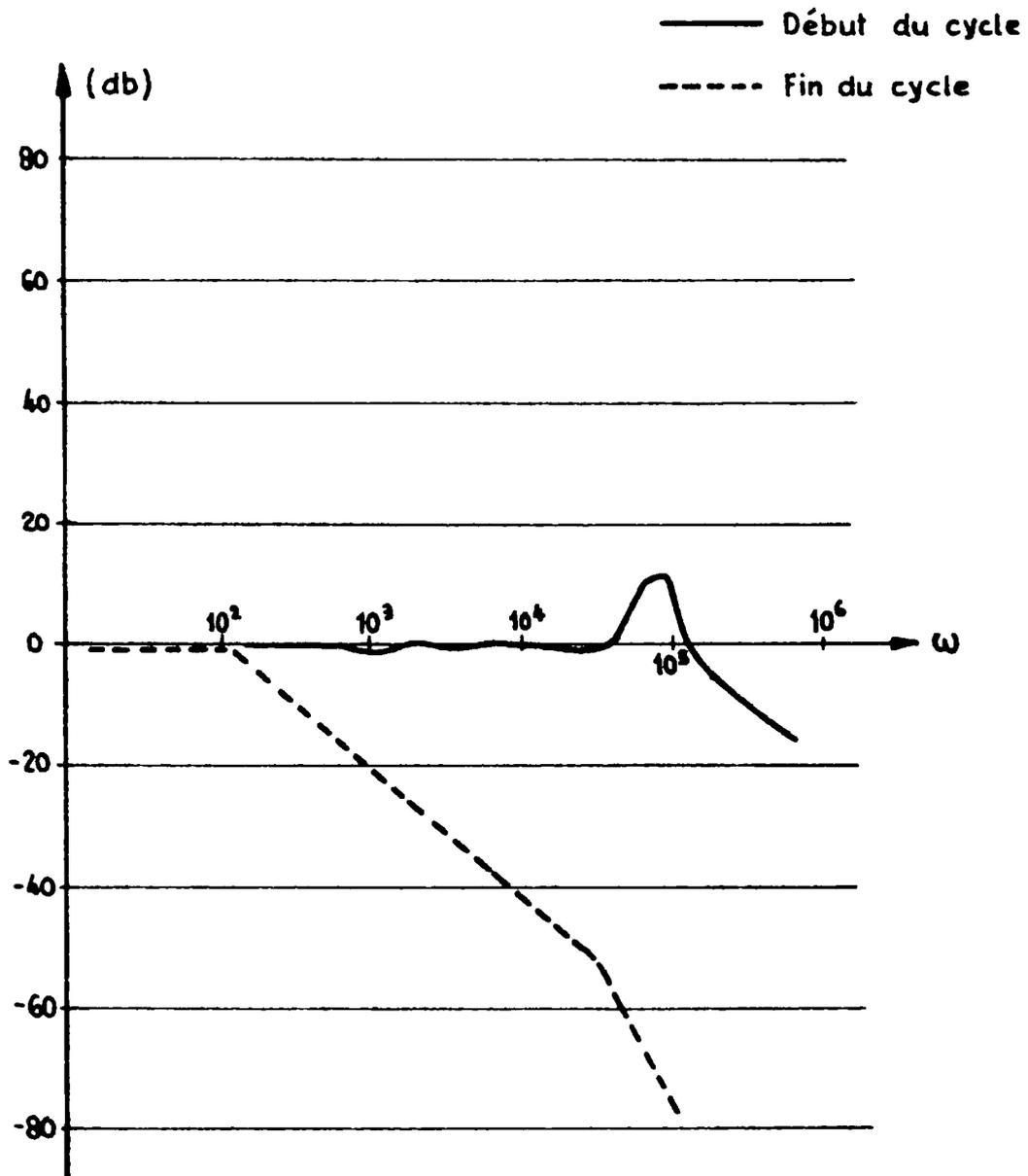


Fig. 7 Mêmes caractéristiques que sur la fig. 5
 pour $\phi_{cr}(\gamma)$ $\gamma = \frac{\Delta V}{V_0}$