

## EFFET DE CHARGE D'ESPACE D'UN FAISCEAU REFROIDI PAR ELECTRONS EN FONCTION DU POINT DE FONCTIONNEMENT A LEAR

M. Chanel

### Les mesures

Le but était d'évaluer les effets de la charge d'espace d'un faisceau de protons refroidi par électrons en fonction du point de fonctionnement de la machine.

La mesure du point de fonctionnement est assurée par la mesure BTF habituelle qui donne donc le point de fonctionnement cohérent (et non le point de fonctionnement uni particule).

La mesure d'émittance du faisceau est obtenue par la mesure des profils de H0 produits par recombinaison lors du passage des protons dans le faisceau d'électrons. Ces H0 sont insensibles au champ magnétique de l'aimant BHN 30 et vont donc tout droit. Ils sont interceptés par un écran scintillant. La lumière produite est observée par une caméra CCD haute sensibilité. Le signal vidéo est ensuite transformé pour observer les projections H et V (Fig. 1). De la distance centre-Ecool à l'écran scintillant et des caractéristiques de la machine à Ecool, on déduit la dimension du faisceau à Ecool et son émittance définie ici à 95 %.

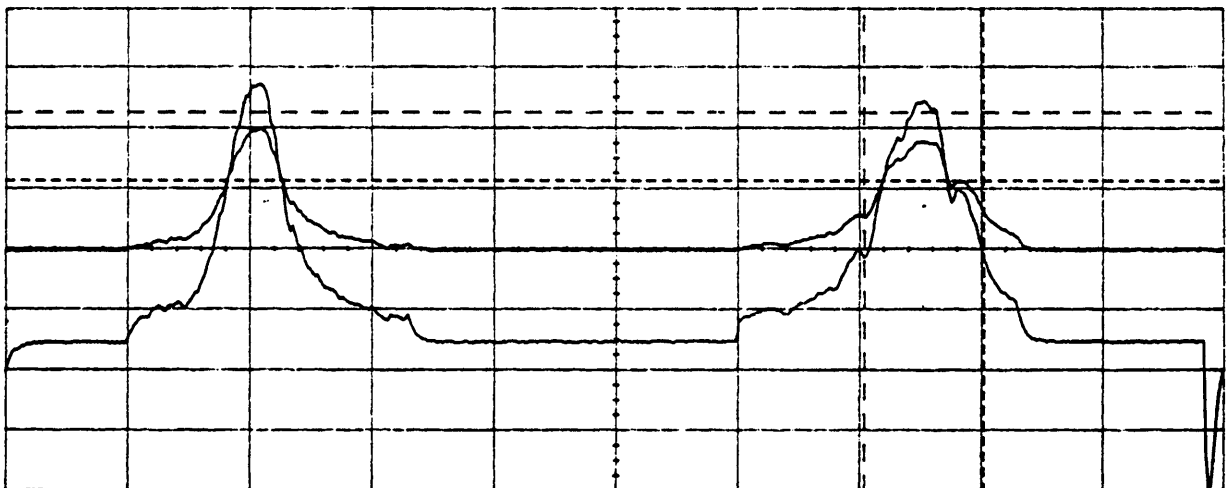


Fig. 1 - Projections verticale (à gauche) et horizontale (à droite) des H0 mesurées pour  $Q_h = 2,310$ ,  $Q_v = 2,776$ . Echelle : un carreau représente 14,3 mm en vertical et 13,3 mm en horizontal.

Une mesure de changement de  $Q$  incohérent en analysant les signaux de Schottky a aussi été utilisée (Fig. 2). Malheureusement, on n'a pu utiliser des signaux valables qu'à haute fréquence, et il y a trop de dispersion en fréquence à cause de la dispersion en quantité de mouvement. Même si celle-ci est seulement de  $2 \times 10^{-4}$ , elle représente  $\Delta f = 40$  kHz à 200 MHz. Il aurait fallu déconvoluer les deux composantes (non fait par manque d'acquisition ordinateur). Malgré cela, nous avons pris comme mesure de  $DQ$  la distance pic du point de fonctionnement cohérent (observé à cause de l'excitation par le bruit des pick-ups Schottky sur le faisceau - le système de refroidissement stochastique étant utilisé en super-damper à large bande !) - et le maximum du signal incohérent (qui n'est pas toujours évident à déterminer). Il est aussi évident qu'à l'avenir une pick-up plus sensible (résonante ?) est à construire.

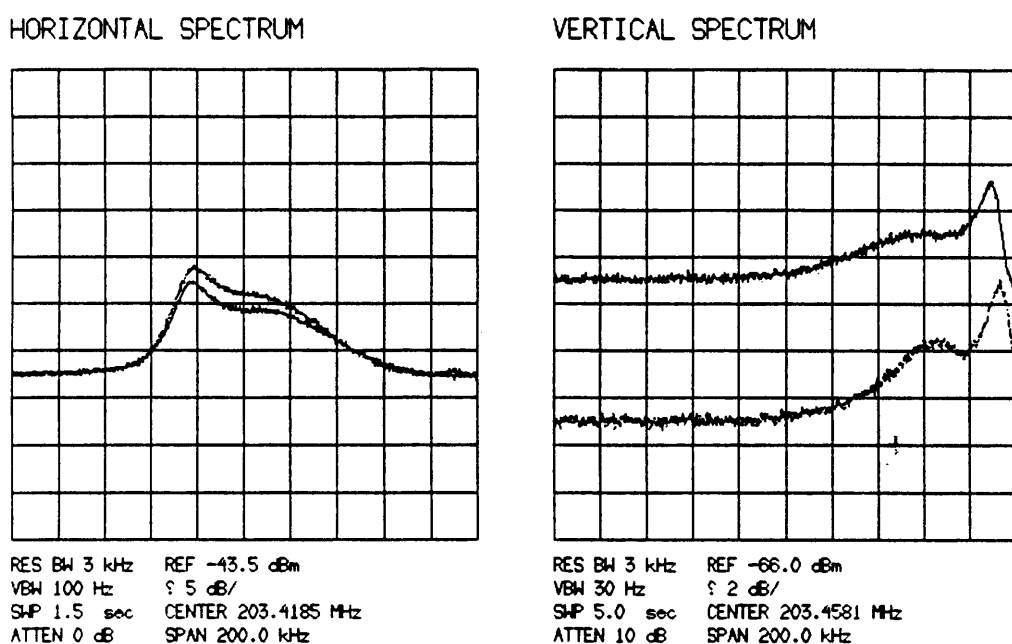


Fig. 2 - Mesures typiques des signaux Schottky pour  $Q_h = 2,310$ ,  $Q_v = 2,776$  et  $Q_h = 2,310$ ,  $Q_v = 2,800$  pour les bandes latérales  $172-Q_h$  et  $167+Q_v$ . Le pic le plus haut représente la fréquence bêatronique cohérente tandis que la bosse allongée représente la distribution des fréquences bêatroniques individuelles des particules.

Le point de fonctionnement a été changé pour estimer son effet sur la dimension du faisceau et donc sur la charge d'espace. Le faisceau est dégroupé pendant toutes les mesures. Le nombre de particules circulant a toujours été supérieur à  $2 \times 10^{10}$ , le faisceau d'électrons de 2 A et la quantité de mouvement des protons de 310 MeV/c.

Nous n'avons pas pu augmenter le point de fonctionnement au-delà de 2,85, le damper n'ayant plus une avance de phase correcte pour compenser les instabilités.

## L'analyse

Dans le Tableau 1 sont reportés le nombre des particules, la mesure du point de fonctionnement, les mesures de dimension du faisceau H0 à mi-hauteur, les valeurs de l'émittance du faisceau de protons correspondants, les valeurs de  $DQ$  pic calculées à partir des émittances mesurées, les valeurs de  $DQ$  mesurées sur les signaux de Schottky, le rapport  $DQ$  calculé sur  $DQ$  mesuré.

Tableau 1 - Mesures et calculs

DQ en fonction distance à $Q_h+Q_v=5$										
N( $10^{10}$ )	2	2	2.3	2	2	3	2	3	2.2	3
Qh	2.281	2.306	2.311	2.31	2.316	2.315	2.31	2.31	2.311	2.311
Qv	2.685	2.706	2.706	2.71	2.742	2.77	2.776	2.8	2.85	2.85
Qh+Qv-5 (e-3)	-34	12	17	20	58	85	86	110	161	161
DQhm(e-3)	-20	-8.571	-12.14	-14.29	-22	-27	-21	-22	-27	-30
DQvm(e-3)	-25	-8.571	-12.14	-14.29	-22	-18	-30	-32	-20	-27
Xfwmh (ms)	2.7	5.12	4.64	3.68	3.04	3.36	2.9	2.9	2.48	3.04
Yfwmh (ms)	1.5	4.44	4.16	4	2.32	2.24	1.92	1.92	1.6	1.9
EPSh 2.45sig (Pimmmrad)	1.9576	7.0393	5.7813	3.6365	2.4816	3.0316	2.2583	2.2583	1.6516	2.4816
EPSv 2.45sig (Pimmmrad)	1.1468	10.048	8.8204	8.1549	2.7433	2.5574	1.8789	1.8789	1.3048	1.84
DQhcalc pic (e-3)	-85.11	-19.04	-26.18	-32.38	-57.77	-75.86	-68.11	-102.2	-103.7	-95.53
DQvcalc pic(e-3)	-111.2	-15.93	-21.19	-21.63	-54.95	-82.59	-74.67	-112	-116.7	-110.9
DQhcalc mean (e-3)	-42.55	-9.519	-13.09	-16.19	-28.89	-37.93	-34.06	-51.08	-51.86	-47.76
DQvcalc mean (e-3)	-55.6	-7.967	-10.6	-10.81	-27.48	-41.3	-37.34	-56	-58.34	-55.47
DQhpic calc/ Dqhmesuré	4.2554	2.2211	2.1556	2.2669	2.6261	2.8095	3.2434	4.644	3.8412	3.1842
DQvpic calc / Dqvmesuré	4.4478	1.8591	1.7452	1.5138	2.4977	4.5884	2.4891	3.5003	5.8342	4.1089

La valeur de  $DQ$  pic est celle obtenue pour la particule sans oscillation transversale avec la formule habituelle en supposant des distributions de charges gaussiennes :

$$\Delta Q_{v,h} = -\frac{r_p N}{2\pi\beta^2\gamma^3 \varepsilon_{v,h} \left(1 + \sqrt{\varepsilon_h/\varepsilon_v}\right)}$$

avec  $r_p = 1.53 \times 10^{18}$  m, le rayon classique du proton,

$\beta, \gamma$  les facteurs relativistes de Lorenz,

$\varepsilon_{v,h}$  les émittances verticales et horizontales du faisceau circulant prises à un sigma.

Il faut noter un facteur 2 supérieur pour une distribution gaussienne par rapport à une distribution uniforme.

La Figure 3 montre  $DQ$  calculé en fonction de la distance à la résonance  $Q_h+Q_v = 5$ . Celui-ci atteint la valeur de -0.12 pour un point de fonctionnement loin de la résonance mais au-dessus de celle-ci. La même valeur est atteinte lorsque le point de fonctionnement est juste au-dessous de la même résonance. D'autre part, pour des points de fonctionnement proches mais

au-dessus de la résonance, les émittances sont très grandes (Fig. 4) alors que loin de cette résonance ou au-dessous, les émittances sont inférieures à  $2\pi$  mm-mrad pour plus de  $2 \times 10^{10}$  protons circulant dans LEAR. La comparaison (Fig. 5) des  $DQ$  mesurés et calculés montrent beaucoup de dispersion dans les résultats à cause de la difficulté mentionnée plus haut et ne sont pas vraiment exploitables. Mais toutes ces mesures montrent que la résonance de couplage  $Q_h + Q_v = 5$  qui n'était pas compensée est très influente sur la dimension du faisceau et constitue un facteur fortement limitant de la qualité du refroidissement.

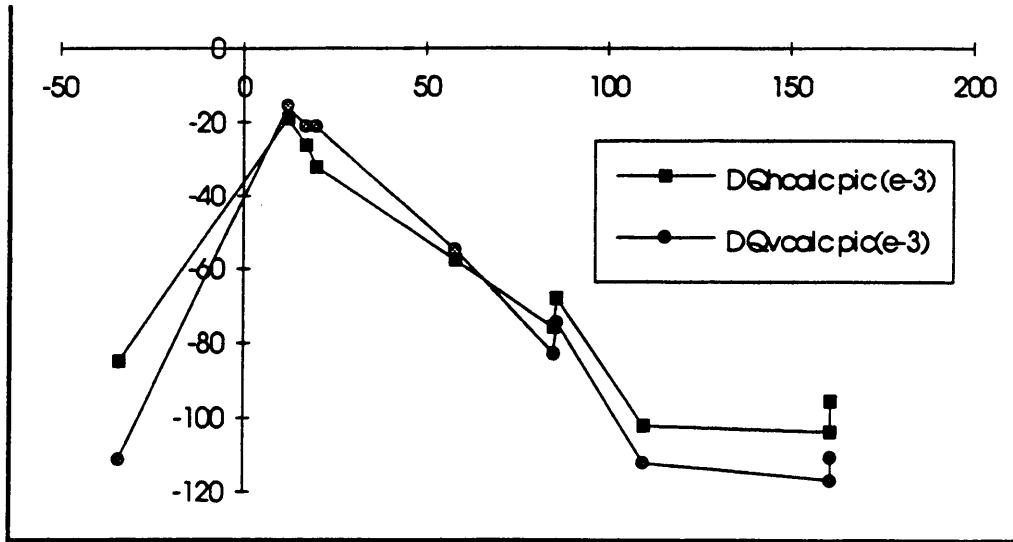


Fig. 3 -  $DQ$  pic calculé en fonction de la distance à la résonance  $Q_h + Q_v = 5$

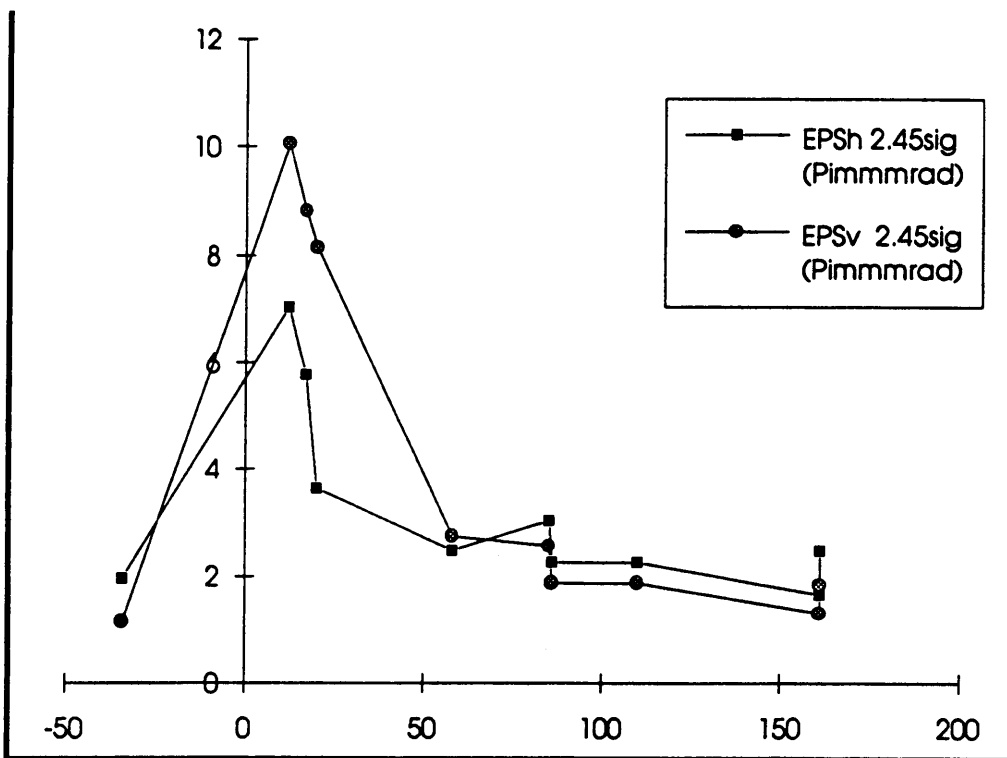


Fig. 4 - Emittances vs.  $e = Q_h + Q_v - 5$

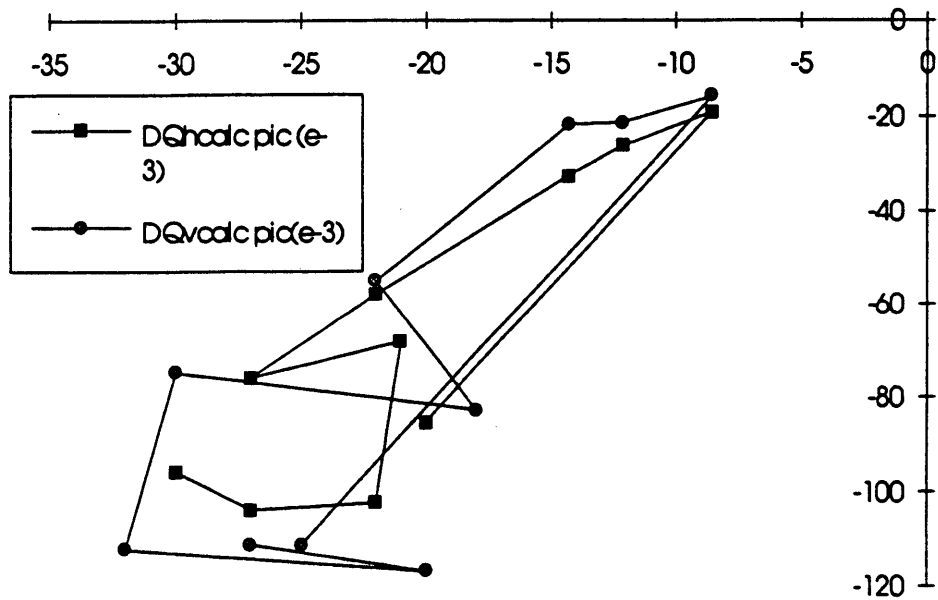


Fig. 5 -  $DQ$  pic calculé vs.  $DQ$  mesuré

La Figure 6 montre sur le diagramme du point de fonctionnement les lignes de travail en fonction du point de fonctionnement cohérent. Il est visuellement évident qu'un facteur 2 dans le calcul de  $DQ$  pour les points au-dessus de la résonance est à appliquer lorsque ce point de fonctionnement est près de  $Q_h + Q_v = 5$ . Une étude théorique [1] montre les effets d'une d'une résonance  $2Q_v = p$  excitée sur le  $DQ$  d'un faisceau très dense mais aussi sur la distribution des particules à l'intérieur du faisceau. Les résultats sont les suivants :

- $DQ$  est diminué par la présence d'une résonance au-dessous du point de fonctionnement. Le calcul devrait plutôt se faire en utilisant une distribution uniforme.

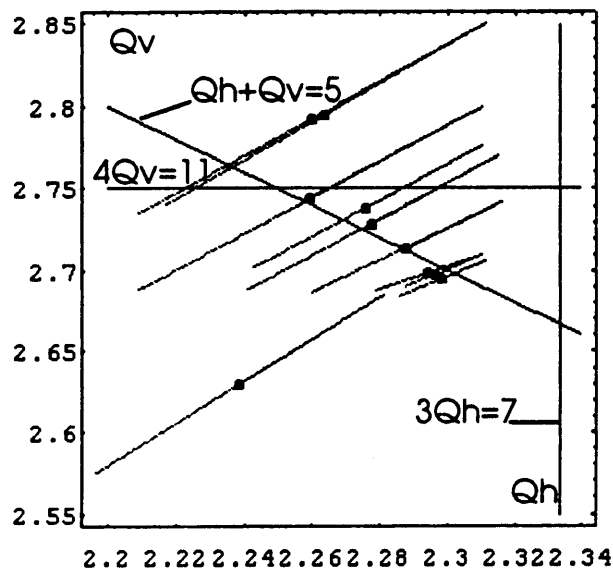


Fig. 6 - Tracé dans le diagramme  $(Q_h, Q_v)$  des lignes de travail calculées dans le Tableau 1 (il n'est pas tenu compte des effets octupolaires de la charge d'espace). Les points représentent pour chacune des lignes la valeur de  $DQ$  pour une distribution uniforme alors que la ligne complète représente la valeur pour une distribution gaussienne.

- La distribution des particules à l'intérieur du faisceau est modifiée. Les particules à faible amplitude qui "voient" la résonance sont excitées et leur amplitude est accrue. Au bout de quelques tours, il y a donc dépopulation du centre de la distribution au profit du voisinage. La distribution a tendance à devenir uniforme, au moins sur la partie centrale, ce qui réduit  $DQ$ . Il y a donc impossibilité de traverser cette résonance.

En appliquant les résultats qualitatifs de Shinji Machida au cas du couplage dans LEAR, on comprend mieux pourquoi le  $DQ$  calculé avec une distribution gaussienne est environ deux fois trop grand et surtout pourquoi la valeur moitié est quasiment toujours sur la résonance  $Q_h + Q_v = 5$ . Nous pourrions penser que le refroidissement électronique pourrait compenser cet accroissement d'amplitude d'oscillation des particules. Dans le cas d'une résonance d'ordre 2, il n'en est rien. Nous avons pu constater qu'une résonance d'ordre 3 ( $3Q_h = 7$ ), même fortement excitée, permet le passage des particules à faible amplitude. Dans ce cas, probablement les particules de plus grande amplitude sont plus fortement excitées (à vérifier).

### Futures études

- La résonance devra être mieux compensée (machine seule puis avec solénoïdes de ECOOL).
- Utiliser un point de fonctionnement plus éloigné de cette résonance, voire au-dessous.
- Tester des résonances d'ordre 3 ou 4 (si possible).
- Etude des distributions transverses et du  $DQ$  par les signaux de Schottky.

Données prises en décembre 1993.

### Référence

- [1] Shinji Machida, *Space-Charge Effect in Low-Energy Proton Synchrotrons*, NIM in Physics Research A309 (1991), pp. 43-59.