



# Etudes préliminaires du Synchrotron rapidement pulsé du projet Beta-Beam

A. Lachaize

► **To cite this version:**

A. Lachaize. Etudes préliminaires du Synchrotron rapidement pulsé du projet Beta-Beam. 15èmes Journées Jeunes Chercheurs 2006, Dec 2006, La Rochelle, France. pp.237-241. in2p3-00193310

**HAL Id: in2p3-00193310**

**<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00193310>**

Submitted on 3 Dec 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Etudes préliminaires du Synchrotron rapidement pulsé du projet Beta-Beam

**Antoine LACHAIZE**  
*Institut de Physique Nucléaire, Orsay*



## Résumé

Cet article a pour but d'exposer les premières études de dynamique faisceau sur le synchrotron rapidement pulsé du projet Beta-Beam, projet européen de source de neutrinos.

## 1.1 Introduction

Depuis plusieurs années maintenant se fait sentir un intérêt de plus en plus fort pour les faisceaux d'ions radioactifs. En effet ceux-ci sont très demandés, notamment par la communauté de physique nucléaire pour l'étude de la matière nucléaire loin de la vallée de la stabilité. Pour ce faire ont été lancées en 2005 dans le cadre du 6ème Plan Commun de Recherche et Développement (PCRD) des études pour concevoir un complexe accélérateur délivrant des faisceaux d'ions radioactifs beaucoup plus intenses qu'actuellement : c'est le projet EURISOL [1] dont une vue schématique est donnée sur la figure 1.

Les ions sont produits par méthode ISOL (Isotopic

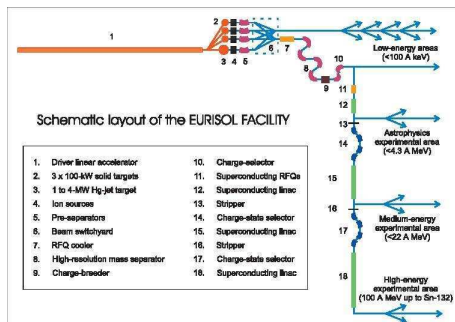


FIG. 1.1 – : le complexe EURISOL

Separation On Line) : un faisceau primaire léger (protons ou deutons) vient frapper une cible épaisse ou sont produits les ions par réaction nucléaire. Ceux-ci diffusent hors de la cible, sont ionisés puis réaccélérés et envoyés vers les aires expérimentales. On voit rapidement les avantages de ce type d'installation pour rejoindre d'autres domaines de recherche, dont notamment la physique des neutrinos, autre domaine en vogue en ce moment. En effet on peut tout à fait imaginer récupérer pour étude les neutrinos émis lors des désintégrations Beta d'ions radioactifs. Ceci nous permettrait d'obtenir un faisceau pur, parfaitement connu et bien collimaté de neutrinos d'une seule saveur (électro-

nique). Ont donc été lancées en parallèle d'EURISOL des études de conception d'un complexe accélérateur délivrant en sortie un faisceau de neutrinos : c'est le projet Beta-Beam [2] , [3] dont la vue schématique est donnée en figure 2. Les neutrinos sont créés par dé-

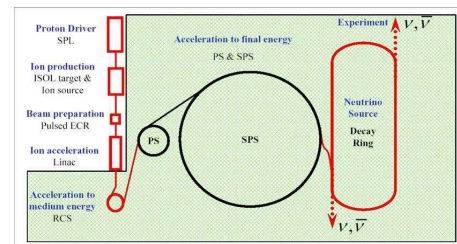


FIG. 1.2 – : le projet Beta-Beam

croissance d'ions Helium6 et les antineutrinos par décroissance d'ions Neon18. En sortie d'EURISOL les ions sont réaccélérés dans le complexe PS-SPS du CERN jusqu'à gamma=100 pour les deux ions puis amenés dans un grand anneau de décroissance. Un troisième accélérateur est prévu pour faire le lien entre le post-accélérateur d'EURISOL et le PS du CERN, et ma thèse consiste à en faire les études préliminaires.

## 1.2 Le RCS de Beta-Beam, définition et contraintes

Pour faire le lien entre le post-accélérateur et le PS, l'anneau doit accélérer 20 impulsions cadencées à 10Hz à stocker dans le PS. Ce cadencage nous est imposé par la source d'ions qui demande un certain temps d'accumulation pour ioniser les ions issus de la cible et par le nombre d'harmoniques utilisables par le PS. Etant donné la nature du faisceau, une accélération la plus rapide possible s'impose ce qui nous a conduit à faire le choix d'un accélérateur lui aussi cadencé à 10Hz imposant un système HF d'accélération plus puissant et également une étude plus poussée de certains phénomènes, notamment les courants de Foucault. Cette étude porte donc sur un synchrotron rapidement pulsé (RCS) qui accélère des faisceaux d'He6 et Ne18 de 100 MeV/u jusqu'à 3.5Gev en équivalent proton. On peut noter qu'est également envisagée la possibilité d'accélérer des protons dans le même anneau afin d'intégrer la machine dans la nouvelle chaîne d'accélération du CERN (nouveau PS-Booster).

### 1.2.1 Structure optique de l'anneau

A l'énergie maximale à l'extraction (3.5 GeV éq. proton) correspond une rigidité magnétique de 14.47 T.m. En raison de la fréquence de répétition élevée (10Hz) les dipôles de courbure sont à bobinage de cuivre ce qui limite le champ maximal à environ 1.1 T et fixe donc le rayon de courbure à 13.369m. Afin de modéliser la structure et la dynamique de faisceau on utilise le logiciel BETA [4]. Celui-ci calcule le transport dans l'anneau de l'ellipse générale d'émittance qui contient les particules du faisceau. La maille est constituée de cellules FODO et est composée de trois super-périodes correspondant chacune à un arc et une section droite de la machine qui a une circonférence de 251m. On obtient ainsi comme le montre la figure 3 les fonctions optiques de l'anneau pour une superpériode. A ces fonctions optiques ou fonction beta correspond en tout point la taille transverse (horizontal en rouge ou vertical en bleu) du faisceau. Le synoptique de la machine est donné sur la figure 4.

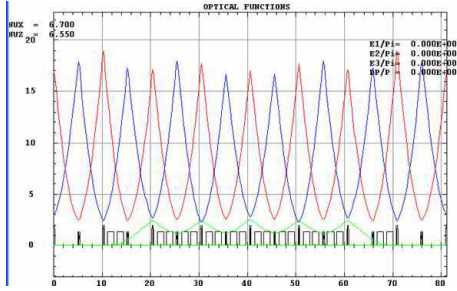


FIG. 1.3 – : fonctions optiques pour une superpériode

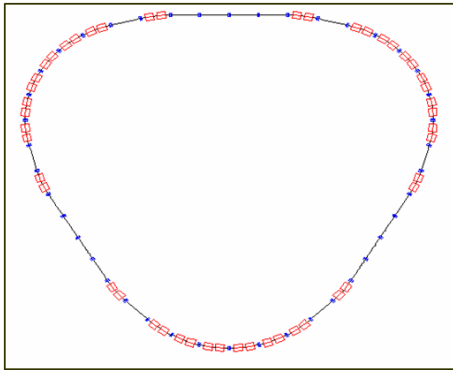


FIG. 1.4 – : synoptique de l'anneau

L'accélérateur contient 48 dipôles de courbure (en rouge sur le synoptique) et 42 quadrupôles de focalisation (en bleu).

### 1.2.2 Système HF d'accélération

La variation de champ dans les dipôles se fait de manière sinusoïdale, on a donc une loi de champ dans les dipôles pour chaque ion :

$$\text{Helium} : B(t) = 0.7546 - 0.4\cos 20\pi t \quad (1.1)$$

$$\text{Neon} : B(t) = 0.6837 - 0.4711\cos 20\pi t \quad (1.2)$$

Ainsi on peut définir pour chaque ion une quantité d'énergie à apporter à chaque tour afin que les particules suivent correctement la montée de champ, pour que la particule centrale reste sur l'orbite de référence et que l'on ait une aire du bucket accélérateur suffisamment importante pour englober la totalité de l'émittance longitudinale du faisceau. Ce gain d'énergie nous est donné par l'équation :

$$V \sin \varphi_s = 2\pi R \rho \dot{B} \quad (1.3)$$

où  $V$  est la tension à appliquer dans les cavités accélératrices,  $\varphi_s$  la phase de la particule synchrone,  $R$  le rayon physique de la machine,  $\rho$  le rayon de courbure des dipôles et  $B$  le champ magnétique. La loi de champ nous impose tout au long du cycle la valeur du produit  $V \sin \varphi_s$  et pour déterminer les deux variables, nous choisissons de fixer une deuxième condition : on maintient un rapport constant entre l'aire du bucket et l'aire du faisceau dans l'espace des phases.

On obtient ainsi les courbes de la tension à appliquer dans les cavités (figure 5) ainsi que la phase synchrone pendant le cycle (figure 6) dans le cas des ions Neon, là où la tension à appliquer est la plus forte en raison de la différence de masse.

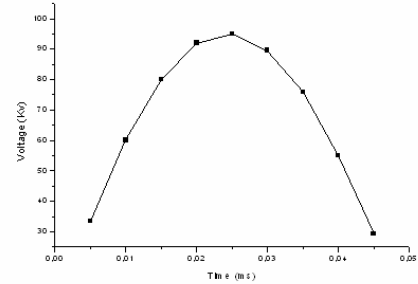


FIG. 1.5 – : tension accélératrice durant le cycle

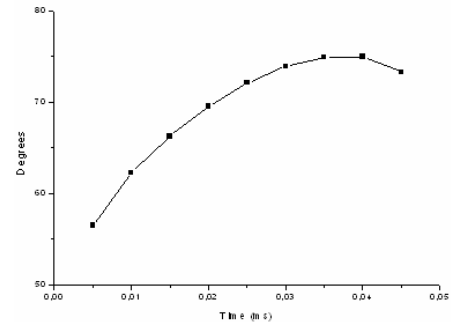


FIG. 1.6 – : phase synchrone durant le cycle

Concernant l'état actuel de la technologie des cavités RF et les progrès à venir on peut raisonnablement assumer l'installation de cavités délivrant une tension de 40KV pour une longueur de 2m. Ainsi l'installation de trois cavités suffira pour l'accélération, ce qui ne pose aucun problème de place dans les sections droites de l'anneau.

### 1.2.3 L'injection multi-tours

Lors de l'injection des particules dans l'anneau, deux principales possibilités s'offrent à nous : si la durée de l'impulsion est inférieure au temps de révolution dans la machine, on injecte directement sur l'axe le paquet. En revanche, si la durée est supérieure au temps de révolution on ne peut procéder de cette manière et l'on doit « enrouler » le faisceau sur lui-même pendant le nombre de tours nécessaires. Pour ce faire on crée au point d'injection et avec l'aide de déviateurs rapides une déformation d'orbite fermée. Le faisceau est injecté décalé de quelques centimètres par rapport à l'orbite de référence. Au premier tour, la déformation est maximale et l'orbite de référence est superposée au faisceau injecté. Au deuxième tour l'orbite rentre un petit peu vers le centre. Du coup le deuxième tour de faisceau est injecté décalé par rapport à l'orbite, il va donc osciller autour de l'orbite, il va tourner autour d'elle dans l'espace des phases à une distance qui correspond à l'écart entre l'orbite et le faisceau au point d'injection. Ainsi de suite, à chaque tour l'orbite rentre vers l'axe de la machine et au final le faisceau, vu en coupe au point d'injection est décrit par la figure 7. Il est le résultat de la superposition de tout les tours d'injection.

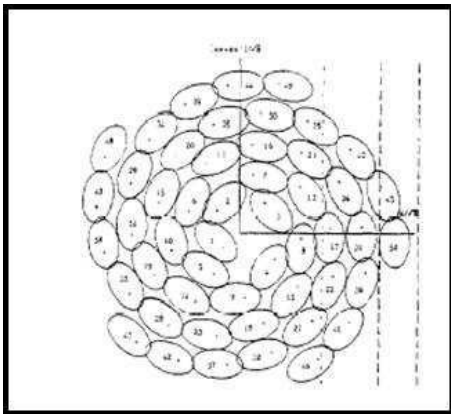


FIG. 1.7 – : vue schématique du faisceau après injection

Afin d'optimiser le rendement d'injection, des simulations ont été faites avec le code WinAgile [5]. En effet la trajectoire de toutes les particules peut être décrite dans l'espace des phases par l'équation d'une ellipse, dite Invariant de Courant et Snyder, donnée par la formule :

$$\varepsilon = \beta x_{inj}^2 + 2\alpha x_{inj} x'_{inj} + \beta x'_{inj}^2 \quad (1.4)$$

où les paramètres  $\alpha, \beta, \gamma$  sont les paramètres de Twiss

de l'anneau au point d'injection et  $x, x'$  les coordonnées du faisceau dans l'espace des phases. La variable  $\varepsilon$  variant de 0 à l'émission du faisceau suivant les particules.

Afin d'optimiser l'injection, il est donc nécessaire de minimiser cet invariant pour chaque tour de faisceau injecté ce qui a été simulé avec le code WinAgile. On obtient ainsi la simulation d'injection multi-tours de l'Helium présentée sur la figure 8.

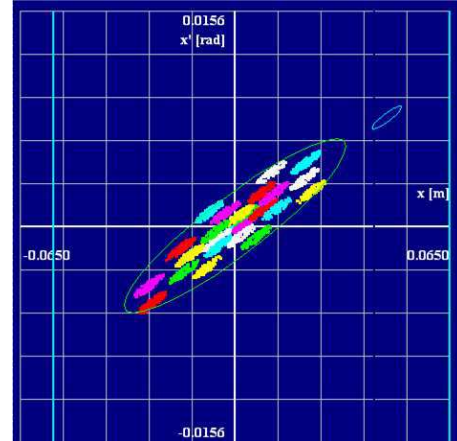


FIG. 1.8 – : Simulation d'injection multi-tours pour les ions He

On voit bien sur la figure que le faisceau est réparti de manière homogène dans l'ellipse générale d'émission, on distingue bien les différents tours d'injection et le rendement avoisine les 85%, ce qui prouve que les paramètres ont été correctement optimisés.

## 1.3 Correction des défauts

### 1.3.1 Correction de l'orbite fermée

Dans un accélérateur il existe toujours des défauts de positionnement des éléments magnétiques ainsi que des défauts de champs de ces mêmes éléments. La conséquence principale de la présence de ces défauts est la perturbation de l'orbite fermée autour de laquelle circulent les particules. La déviation pouvant atteindre plusieurs millimètres il est nécessaire de corriger ces défauts. Pour ce faire on utilise le code BETA qui va déterminer à partir de l'amplitude des défauts (l'intensité des défauts rentrés dans le programme est la même que celle de machines comparables) une enveloppe d'orbite fermée nous donnant ainsi l'extension maximale de l'enveloppe fermée. On installe par la suite une série de correcteurs dipolaires, également vus par le programme comme générateurs de défauts, mais qui ceux-ci viennent s'opposer aux défauts de structure et ainsi corriger l'orbite fermée. La figure 9 présente l'orbite fermée avant correction (plan horizontal en rouge et vertical en bleu) et la figure 10 l'orbite fermée après correction.

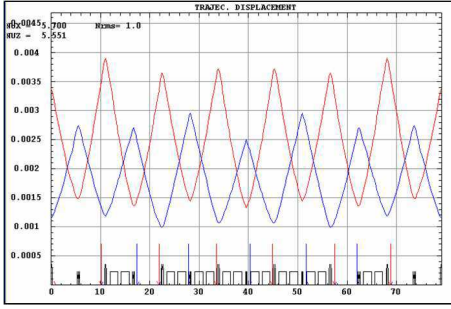


FIG. 1.9 – : enveloppe de l'orbite fermée avant correction

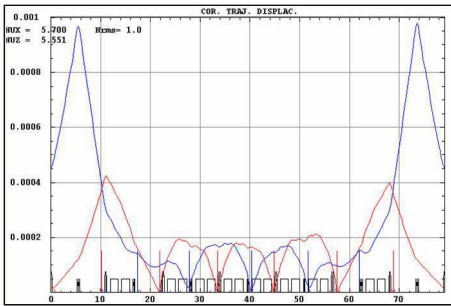


FIG. 1.10 – : enveloppe de l'orbite fermée après correction

On voit que l'on passe d'une excursion maximale de 4mm à moins d'un millimètre, les défauts sont correctement corrigés.

### 1.3.2 La chromaticité et les courants de Foucault

Dans l'anneau, du fait de la dispersion en énergie des particules, la focale des quadrupôles n'est pas la même pour tout le faisceau. Cette différence de focalisation induit elle aussi une perturbation du mouvement des particules via une modification de leur nombre d'onde (le nombre d'oscillations betatron par tour de machine, oscillations autour de l'orbite de référence du fait de l'injection décalée par rapport à l'orbite). On appelle chromaticité naturelle par analogie avec l'optique la grandeur liant la dispersion et la modification des nombres d'ondes. Pour corriger cette chromaticité naturelle de la machine on installe dans les arcs (régions dispersives) des sextupôles de compensation. En effet dans les arcs les particules n'ayant pas l'impulsion nominale sont décalées par rapport à l'orbite de référence (du fait de la différence de courbure dans les dipôles) et un faisceau décalé par rapport à l'axe dans un sextupôle voit une composante quadrupolaire qui vient compenser les défauts des quadrupôles principaux.

Dans le cas d'un accélérateur rapidement pulsé la variation de champ dans les dipôles est rapide ce qui a pour conséquence de créer dans les chambres à vide des courants de Foucault parasites, eux-mêmes à l'origine d'un champ dont la composante principale est sextupolaire,

ce qui vient donc perturber la correction de la chromaticité naturelle de la machine [6]. Il est donc nécessaire de prendre en compte tout au long du cycle cette chromaticité due aux courants de Foucault et d'adapter en conséquence le schéma de correction. La figure 11 montre la chromaticité totale de la machine durant le cycle.

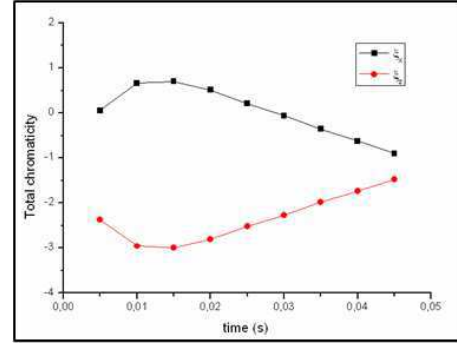


FIG. 1.11 – : chromaticité totale durant le cycle

On installe donc pour corriger cette chromaticité totale (naturelle + Foucault) 9 sextupôles. La chromaticité de Foucault venant compenser la chromaticité naturelle dans le plan horizontal et l'amplifiant dans le plan vertical on installe 3 sextupôles dans le plan horizontal et 6 dans le plan vertical. La force normalisée des sextupôles durant le cycle est donnée par la figure 12.

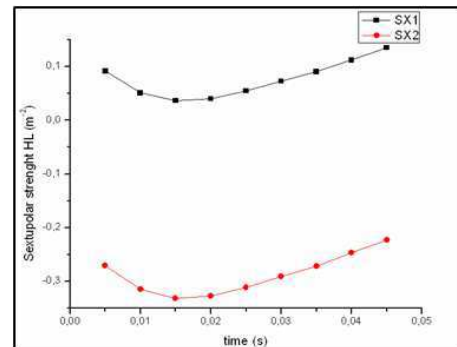


FIG. 1.12 – : force normalisée des hexapôles durant le cycle

Tout schéma de correction de chromaticité ne peut se faire sans vérification de l'ouverture dynamique. En effet, lors du passage dans les sextupôles de correction, les particules, en plus de la composante quadrupolaire, voient également une composante sextupolaire qui peut devenir prédominante pour les gros faisceaux et ainsi entraîner la perte des particules. On définit donc, grâce au code BETA une zone autour de l'axe dans laquelle le mouvement des particules sera stable, c'est l'ouverture dynamique. La figure 13 nous donne cette ouverture dynamique pour plusieurs valeurs de la chromaticité totale au cours du cycle.

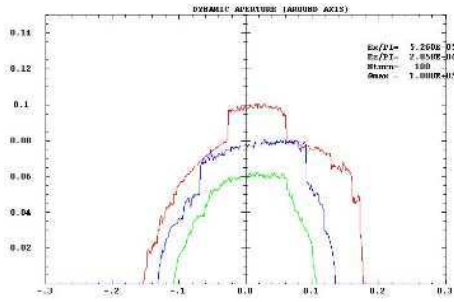


FIG. 1.13 – : ouverture dynamique durant le cycle

Un bon schéma de correction permet de maintenir l'ouverture physique de la chambre (la taille physique de la chambre à vide) à l'intérieur de l'ouverture dynamique durant tout le cycle, ce qui est le cas pour notre anneau.

## 1.4 Conclusion

Les études sur le RCS de Beta-Beam ont commencé il y a un an maintenant. Beaucoup de paramètres ont été modifiés durant cette année et la version de l'anneau commence maintenant à se stabiliser. Quelques points restent à étudier en détails, dont la capture adiabatique en début de cycle, et surtout toute l'étude des non-linéarités, travail qui sera effectué avant la fin de la thèse.

## Remerciements

C'est un plaisir de remercier les coordinateurs des différentes sessions sans oublier les gentils organisateurs! Vive les JJC!!!!!!

## Références

- [1] The EURISOL Design Study  
<http://www.ganil.fr/eurisol/>
- [2] The Beta-Beam home page  
<http://beta-beam.web.cern.ch/beta-beam>
- [3] M.Benedikt, A.Fabich, S.Hancock, M.Lindroos *The Beta-Beam facility, parameters and intensity values, Version 2*; EURISOL DS/TASK12/TN-05-03
- [4] J.Payet *Code BETA, LNS version*; <ftp://ftp.cea.fr/incoming/y2k01/beta>
- [5] P.J.Bryant *WinAgile code for synchrotron lattice design*; <http://nicewww.cern.ch/bryant>
- [6] LACHAIZE Antoine *Estimate of Eddy currents in the vacuum chamber of the BETA-BEAM RCS*; EURISOL DS/TASK12/TN-06-08