

Diagnostic par rayonnement synchrotron des faisceaux de protons du LHC

Laurette PONCE

CERN/SL/BI et CEA/DAPNIA/SEA, Genève

laurette.ponce@cern.ch

Résumé

Pour mesurer l'émittance dans le LHC, il est prévu d'utiliser un moniteur de lumière synchrotron [1]. Compte-tenu de la grande gamme d'énergie à couvrir, une étude poussée des différents types de sources à disposition et de leur performance dans le cas particulier du LHC a été entreprise et a permis de sélectionner deux sources, un dipôle principal près de l'IP5 et un onducteur supraconducteur dans l'IR4.

1 Introduction

Le LHC (Large Hadron Collider) est un collisionneur proton-proton de 26.6 km de circonférence. Les particules sont injectées à 450 GeV puis accélérées jusqu'à 7 TeV. Pour le contrôle de la machine, il est important de connaître précisément la taille des faisceaux et pour cela de mesurer leur émittance ϵ . Les deux valeurs sont reliées en un point de dispersion nulle par :

$$\sigma = \sqrt{\beta\epsilon} \quad (1)$$

avec β fonction betatron de la machine, σ taille transverse du faisceau au point de mesure. Puisque l'émittance est un invariant du faisceau, en connaissant σ et β en un point quelconque de la machine (par mesure ou simulation numérique), il est possible, à partir de la mesure en un seul point, de connaître la taille du faisceau en n'importe quel autre point de la machine. Le système présenté ici est un moyen de mesurer de façon non destructive les tailles transverses du faisceau, en utilisant le rayonnement synchrotron (RS) émis par des particules subissant une modification de leur vitesse transverse. Ainsi, après une présentation rapide du principe de la mesure, un rappel de la théorie du rayonnement synchrotron sera donné en soulignant la problématique rencontrée dans le cas LHC. Enfin, après avoir donné quelques modèles de sources de RS, nous exposerons les choix faits pour le diagnostic.

2 Le système de diagnostic

2.1 Modes d'utilisation

Le moniteur de lumière synchrotron a pour principale fonction de mesurer les profils de faisceau sur toute la gamme d'énergie afin d'en déduire l'émittance. Le principal avantage de ce type de moniteur est de fournir une image en 2 dimensions des faisceaux et donc de contrôler les éventuels couplages entre plans. Ainsi, en mode TV (intégration sur 20 ms, soit 225 tours du LHC), il est possible de suivre l'évolution de la taille du faisceau en temps réel en salle de contrôle. Il est également demandé de pouvoir fonctionner en mode tour par tour afin de regarder l'évolution d'un paquet particulier (e.g "bunch pacman") pendant la montée en énergie.

2.2 Principe de mesure

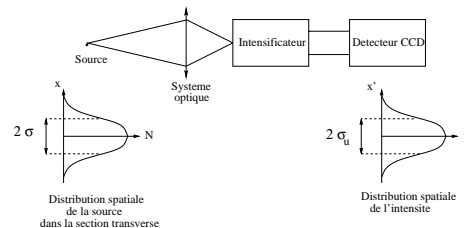


FIG. 1 – Principe de la mesure de profils.

À la traversée d'un élément magnétique, le faisceau émet un rayonnement lumineux focalisé sur un détecteur (CCD) par un ensemble de miroirs (Fig.1). Le faisceau a une distribution spatiale transverse de largeur rms σ . Le rayonnement émis par le faisceau est incohérent : l'intensité totale recueillie est la somme des intensités émises par chaque particule du faisceau. Ainsi, en considérant l'optique comme parfaite, la distribution d'intensité recueillie sur le détecteur a une largeur rms σ_u liée à la largeur du rayonnement et à la largeur de la distribution spatiale initiale des particules. Dans le cas réel, il faut en plus tenir compte des différentes contributions de l'optique (diffraction, profondeur de champ, aberrations...) Il est donc important de bien connaître la distribution d'intensité rayonnée par une particule pour obtenir une bonne précision sur la mesure de profils.

3 Le rayonnement synchrotron

La théorie complète du rayonnement synchrotron est largement développée dans deux ouvrages de références [2] et [3]. Seuls les principaux résultats utilisés sont rappelés ici. Le rayonnement synchrotron est émis dans un cône d'axe tangent à la trajectoire de la particule, d'ouverture angulaire $1/\gamma$. Pour les protons du LHC, γ varie de 480 à l'injection jusqu'à 7460 en collision et l'ouverture angulaire est donc de l'ordre du mrad.

La puissance totale rayonnée par une particule d'énergie E , de masse m_0 sur une trajectoire circulaire de rayon de courbure ρ est proportionnelle à $\frac{E^4}{(m_0c^2)^4\rho^2}$.

Le LHC sera installé dans le tunnel du LEP (même rayon de courbure). Pour compenser la perte d'intensité due à la nature des particules accélérées (équivalente au rapport des masses à la puissance 4), il faudrait gagner un facteur 1800 sur les énergies. Or à l'injection dans LHC (450 GeV), il n'y a qu'un facteur 10 de gain par rapport à LEP I (45 GeV). Le problème de niveau de signal est encore plus évident en regardant la densité spectrale angulaire d'énergie (énergie émise par unité d'angle solide $d\Omega$ dans la gamme de fréquences $d\omega$). Elle s'exprime à partir de la transformée de Fourier $\tilde{\vec{E}}(\omega)$ du champ électrique émis par une particule.

$$\frac{\partial^2 W}{\partial\omega\partial\Omega} = 2\epsilon_0 cr^2 |\tilde{\vec{E}}(\omega)|^2 \quad (2)$$

avec r distance entre la particule et l'observateur. En intégrant sur tout l'angle solide, on obtient la densité spectrale d'énergie (ou spectre) caractérisée par la position de son maximum ω_c appelée "pulsation critique". La Fig. (2) représente les spectres pour un électron tra-

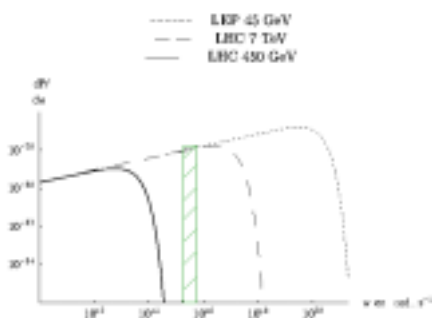


FIG. 2 — Densité spectrale d'énergie émise par une particule traversant un dipôle de courbure (électron dans le cas du LEP et proton dans le cas LHC). Le rectangle hachuré vert correspond à la gamme d'observation.

versant un dipôle LEP à 45 GeV et un proton traversant un dipôle LHC à 450 GeV et 7 TeV. On remarque que les différents spectres pour le même type de source, sont décalés en énergie les uns par rapport aux autres.

Dans le cas particulier du diagnostic, l'observateur est une caméra CCD avec une bande passante maximale

de 350-1000 nm. Si dans le cas du LEP, la puissance émise par un dipôle était suffisante pour permettre une bonne détection (de l'ordre de μW et plus), dans le cas du LHC à l'injection, cette puissance est nettement en-dessous des seuils de détection dans la gamme de sensibilité spectrale des détecteurs existants. Il faut donc utiliser un autre type de source de rayonnement synchrotron pour pouvoir faire un diagnostic dès l'injection.

4 Différents types de sources

Le terme de rayonnement synchrotron désigne généralement la lumière émise par une particule traversant un dipôle infiniment long. Dans ce cas, il est possible de calculer de façon analytique la densité spectrale d'énergie qui s'exprime alors comme une intégrale d'une fonction de Bessel modifiée [3]. C'est le spectre "classique" (Fig. 2) avec $\omega_c \simeq \frac{2\pi c\gamma^3}{2\rho}$.

Il existe cependant d'autres types de source de rayonnement synchrotron. L'équation (2) montre que les caractéristiques de la densité spectrale angulaire d'énergie dépendent du champ électrique produit par la particule et donc de sa trajectoire dans la source d'après les équations de Liénard-Wiechert [3]. Ainsi, en modifiant la structure magnétique de la source, il est possible de modifier la structure de l'impulsion de champ électrique reçue par le détecteur et donc de modifier le spectre. Par exemple, en raccourcissant le dipôle (aimant court), la portion de trajectoire "vue" par l'observateur est plus courte, donc l'impulsion de champ électrique plus brève : le spectre est décalé vers les hautes fréquences par rapport à un dipôle long pour un même rayon de courbure.

Un autre type de source couramment utilisé dans les machines dédiées au rayonnement synchrotron est l'ondulateur. C'est une structure magnétique périodique dans laquelle le rayonnement synchrotron émis sur différentes parties équivalentes de la trajectoire présente une cohérence temporelle permettant d'obtenir un rayonnement plus monochromatique [2].

Ainsi, en fonction de l'espace disponible dans la machine, de la gamme de fréquences utilisée et de la structure fréquentielle de la lumière désirée, il est possible d'ajuster le type de source au besoin. C'est l'étude qui a été entreprise dans le cas du LHC, principalement pour les basses énergies.

5 Les sources pour LHC

Bénéficiant de l'expérience sur LEP, la première source envisagée a naturellement été un dipôle de longueur finie mais non court pour lequel aucun modèle analytique n'est disponible. Pour évaluer l'intensité qu'il est possible d'obtenir, il a donc fallu utiliser un code de calcul numérique de trajectoire : Zgoubi [4]

5.1 Le dipôle D2

Le dipôle étudié mesure 9,45 m de long avec un champ magnétique B uniforme variable avec l'énergie (2.65 T à 7 TeV) de façon à maintenir l'angle de déflexion α constant et égal à 1 mrad. A 450 GeV, l'ouverture moyenne du cône de lumière est d'environ $1/\gamma = 2$ mrad. Par conséquent, les 2 cônes émis par chacun des bords se superposent et donnent lieu à des interférences (Figs. (3) et (4)). En revanche, à 2 TeV, α

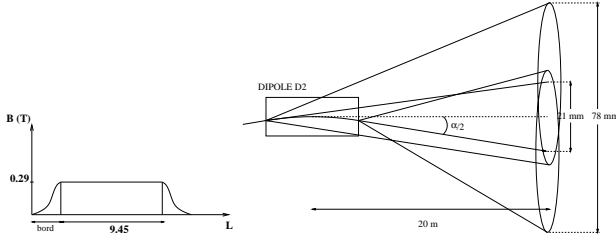


FIG. 3 – Schéma des directions d'émissions du rayonnement synchrotron à 450 GeV dans le dipôle D2.

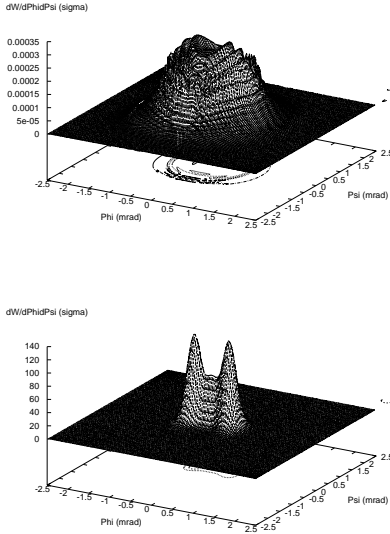


FIG. 4 – Densité angulaire d'énergie intégrée sur la gamme d'observation 350-1000 nm par le dipôle de type D2 à 450 GeV (haut) et 2 TeV (bas). Les angles ϕ et ψ définissent la direction d'observation. A 450 GeV, on distingue nettement les interférences entre les bords tandis qu'à 2 TeV, les cônes de chaque bord apparaissent de même que le rayonnement de l'intérieur du dipôle.

reste inchangé mais l'ouverture du cône $1/\gamma$ diminue et vaut 0.5 mrad. Les cônes de lumière sont alors angulairement séparés et il est possible de recueillir la lumière provenant de l'intérieur du dipôle (Fig.(4)), permettant ainsi de s'affranchir des sources parasites en amont du dipôle. Outre ce problème de séparation des cônes de rayonnement de bord, le niveau de signal émis n'est suffisant pour faire un diagnostic qu'à partir de 1 TeV environ. Cette source ne permet donc pas de couvrir toute la gamme d'énergie. Elle reste cependant intéressante

car située dans un point d'intersection avec changement d'optique à l'énergie de collision : à 7 TeV, les fonctions β sont augmentées au point de mesure et les tailles de faisceau à mesurer sont donc plus grandes (Eq. (1)), réduisant ainsi en relatif la contribution de la diffraction qui elle reste inchangée. Pour couvrir la gamme restante d'énergie (en-dessous de 2 TeV) il faut donc développer une autre source.

5.2 L'ondulateur supraconducteur

Un ondulateur plan est une structure magnétique périodique (Fig. (5)) avec un champ magnétique sinusoïdal.

$$B(z) = B_0 \cos(k_u z) \quad (3)$$

avec $k_u = 2\pi/\lambda_u$ et λ_u période spatiale de l'ondulateur.

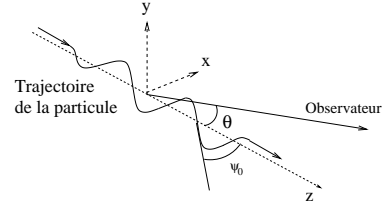


FIG. 5 – Structure de l'ondulateur plan sinusoïdal.

Le rayonnement synchrotron émis sur une période interfère avec celui des autres périodes et la relation fondamentale d'interférence constructive s'écrit

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (4)$$

reliant ainsi la période spatiale λ_u à la direction d'observation θ et au paramètre de déflexion $K = \psi_o/\gamma$ et donc à l'énergie. ψ_o est l'angle d'excursion maximale de la trajectoire.

La densité spectrale angulaire d'énergie peut être calculée analytiquement dans le cas où K est inférieur à 1 et s'écrit :

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} \propto B_0^2 N \lambda_u \gamma^4 f(\theta, \phi) \frac{N}{\omega_u} \left(\frac{\sin\left(\frac{(\omega - \omega_u)\pi N}{\omega_u}\right)}{\frac{(\omega - \omega_u)\pi N}{\omega_u}} \right)^2 \quad (5)$$

avec $\omega_u = \frac{4\pi\gamma^2 c}{\lambda_u(1+\gamma^2\theta^2)}$ pulsation critique et $f(\theta, \phi)$ une fonction uniquement de la direction d'observation donnant les contributions des différentes polarisations. Pour un nombre de périodes N infini, le rayonnement est monochromatique, alors que pour N fini, le rayonnement est une distribution en $\sin \omega N/\omega N$ autour de la fréquence critique ω_u .

Dans le cas du LHC il faudrait couvrir une grande gamme de γ avec un angle d'observation θ limité à 2 mrad par la distance maximale disponible pour l'extraction (25 m entre la source et l'optique). Dans ces conditions, avec la contrainte de gamme de fréquences

utile entre 400 et 1000 nm, la période spatiale de l'ondulateur choisie est de 28 cm. Les longueurs d'onde émises en fonction de θ pour les différentes énergies balayent alors la gamme utile (Tab.1).

λ nm	θ (mrad)				
	0	0.5	1	1.5	2
450 GeV	600	645	750	920	1170
2 TeV	30	65	170	345	590
7 TeV	2.5	40	145	320	565

TAB. 1 – Longueurs d'onde émise par un ondulateur de 28 cm de période pour différentes directions d'observation et avec K négligeable devant 1.

Pour maximiser le flux recueilli sur toute la gamme d'énergie, il est donc préférable d'élargir au maximum la distribution d'intensité autour du fondamental et donc limiter le nombre de périodes. L'équation (5) montre que l'intensité est proportionnelle au nombre de période et au carré du champ magnétique. Donc pour augmenter le flux malgré la diminution du nombre de périodes, il faut compenser la diminution de N par un champ magnétique maximum. C'est pourquoi il a été choisi d'utiliser des technologies supraconductrices pour l'ondulateur. Les caractéristiques de la source ainsi retenue pour le LHC sont donc 28 cm de période spatiale, 2 périodes et un champ pic de 6 T environ.

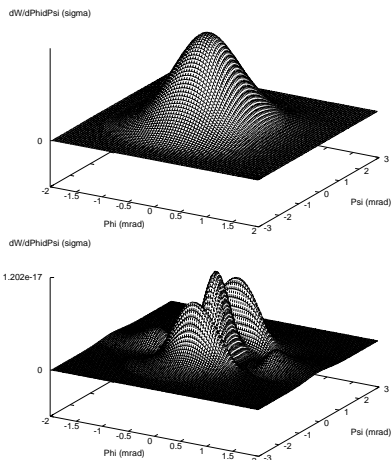


FIG. 6 – Densité angulaire d'énergie émise par un ondulateur de 2 périodes de 28 cm, à 450 GeV en haut et 2 TeV en bas.

5.3 Implantation dans le LHC

L'ondulateur sera implanté dans la région IR4 en amont d'un dipôle de même longueur que D2 mais avec un champ magnétique plus fort de 4.5 T à 7 TeV, ce qui permet de profiter de la déviation du faisceau par rapport à la direction d'émission du rayonnement. Le maximum d'intensité peut donc être intercepté à l'énergie d'injection. Cependant, le dipôle est lui-même une source et pour connaître la distribution d'intensité recueillie, il faut considérer la combinaison des deux sources : on-

dulateur et bord du dipôle. L'étude des intensités produites sur la gamme d'énergies montre qu'à l'injection, l'intensité émise par le dipôle est négligeable devant celle émise par l'ondulateur, tandis qu'à haute énergie, c'est l'inverse. Le recouvrement se produit autour de 1.5 TeV. Dans cette zone d'énergie, la source est alors constituée de l'interférence entre l'ondulateur et le bord du dipôle.

6 Conclusion

Le choix de la source de lumière détermine en grande partie la qualité du système de diagnostic. Un soin particulier a donc été accordé à ce choix dans le cas du LHC où des problèmes de niveau de signal ont été rencontrés du fait de la nature des particules accélérées. Finalement, la source retenue sera un ondulateur supraconducteur placé à l'extrémité d'un dipôle permettant de couvrir toute la gamme d'énergie. L'utilisation d'une deuxième source, un dipôle de type D2 dans une zone de "faible β ", reste prévue pour permettre une meilleure résolution à haute énergie. Pour une étude complète des performances du système de diagnostic, il reste à choisir et analyser précisément l'optique de façon à tenir compte des effets de diffraction, profondeur de champ et autres pertes de résolution, dans l'extrapolation de la taille de faisceau à partir de la taille des profils mesurés.

Remerciements

Un grand merci à N. Pichoff, coordinateur de la session, pour m'avoir permis de venir à ces journées et de découvrir ainsi des disciplines finalement très proches des accélérateurs. Merci également aux organisateurs pour avoir permis à notre discipline de se montrer un peu et pour chaleureuse ambiance de cette réunion.

Références

- [1] J. Bossert, C. Bovet and R. Jung, Preliminary studies on a profile monitor for the LHC using synchrotron radiation, LHC/Note 192 and SL/Note 92-30(BI) (1992).
- [2] A. Hofmann, Theory of synchrotron radiation, SSRL ACD-Note 38 (1986).
- [3] J. Jackson, Classical Electrodynamics Ch 14, 3rd edition, Wiley (1998).
- [4] F. Méot et S. Valero, Zgoubi user's guide, rapport CEA-Saclay DSM/DAPNIA/SEA-97-13 (1997).