



HAL
open science

Réflexions sur un détecteur 4π pour ELFE

G. Fournier

► **To cite this version:**

G. Fournier. Réflexions sur un détecteur 4π pour ELFE. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale: des éléments pour un bon choix", Maubuisson, (France), du 12-17 septembre 1994: 13ème session, 1994. cel-00648808

HAL Id: cel-00648808

<https://cel.hal.science/cel-00648808>

Submitted on 6 Dec 2011

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.

RÉFLEXIONS SUR UN DETECTEUR 4II POUR ELFE

Guy Fournier

C.E.A./DSM/DAPNIA, Service de Physique Nucléaire,
Orme des Merisiers, C.E. de Saclay,
91191 Gif/Yvette Cedex

RESUMÉ: Dans le cadre du projet ELFE¹⁾ (Electron Laboratory For Europe), des études préliminaires ont été menées afin de définir les détecteurs qui permettront de couvrir le programme de physique sur cette machine. Dans cet exposé, des éléments de choix et les contraintes expérimentales seront discutés. Après la description des bruits de fond et des événements physiques, les propriétés géométriques et magnétiques du détecteur qui sont requises seront analysées.

ABSTRACT: For the ELFE project (Electron Laboratory For Europe), preliminary studies have been done to define the required detectors to do the physics program on this accelerator. In this talk, the experimental constraints and the proposed choices will be discussed. After background and experimental events presentation, the needed geometrical and magnetic properties of the detector will be described.

I INTRODUCTION.

La conception d'un détecteur de grand angle solide est guidée avant tout par les besoins des expériences que l'on souhaite réaliser avec: il s'en suit une grande diversité dans les choix effectués tant au niveau des parties sensibles au passage des particules qu'à la forme elle-même. Le but de ce cours n'est pas de faire un catalogue qui serait de toute façon incomplet, mais plutôt de prendre un exemple concret et de suivre le chemin des différentes contraintes qui conduisent finalement à lever les bonnes options. Pour ce faire, il faut d'abord écrire le cahier des charges du projet en fonction des expériences de physique et des conditions de faisceau, de cible et de bruit de fond. A la fin de l'étude, ce cahier sera confronté aux propriétés présumées du projet ainsi obtenu. En général, ce genre de détecteur est composé d'un certain nombre de sous-ensembles, disposés en couches autour du faisceau et de la cible; puisque l'école Joliot-Curie 94 est consacrée aux techniques de détections, dans ce cours nous ne reviendrons pas dans le détail du fonctionnement de chaque couche et nous renvoyons aux différents cours spécialisés de cette année et aussi à ceux de l'école 1988.

Le détecteur qui va être pris comme exemple est issu du projet ELFE, il s'agit d'une étude préliminaire qui présente l'avantage d'être encore au stade d'évaluation et où les choix ne sont pas définitivement fixés, laissant ainsi la discussion très ouverte. Les conditions particulières liées à la sonde électromagnétique et aux expériences sur cible fixe en font un sujet original par rapport aux 4 π qui existent sur les collisionneurs symétriques dans la même gamme d'énergie.

Le programme de ELFE demande une luminosité élevée en raison de la faible probabilité des processus exclusifs qui sont à étudier. La résolution en énergie doit être suffisante pour assurer l'identification de l'état final et un grand cycle utile est nécessaire pour étudier les expériences de coïncidence. Les performances de l'accélérateur sont résumées dans le tableau de la figure 1.

Energie maximum	15 - 30 GeV
Résolution en énergie	$3 \cdot 10^{-4}$ à 15 GeV; 10^{-3} à 30 GeV
Cycle utile	100%
Courant	10 à 50 μ A
Polarisation	>80%

Figure 1 Paramètre de l'accélérateur de ELFE.

II Rédaction du cahier des charges.

Il est constitué d'un certain nombre de contraintes qui, par suite de compromis fixeront les performances à atteindre et les méthodes les plus appropriées.

1. Contraintes de la physique.

liées au programme de recherche:

- réactions mises en jeu: les types de particules et leurs propriétés vis vis de la détection.
- observables à mesurer: les domaines et les variables cinématiques, les précisions requises.

liées aux bruits de fond:

- produits par des réactions concurrentes et difficiles à séparer cinématiquement
- événements de bruits de fond donnant des taux de comptage élevés

2. Contraintes "amont".

- les propriétés du faisceau incident
 les propriétés de la cible

3. Contraintes "externes".

- l'état de l'art des techniques expérimentales
 les conditions budgétaires et la durée considérée comme raisonnable pour les prises de données.

II.1 Rappels sur la diffusion d'électrons.

Du point de vue pratique, la diffusion d'un électron sur un nucléon cible peut être décomposée en un vertex leptonique où figure l'électron incident d'énergie E , l'électron diffusé d'énergie E' à l'angle θ et le photon virtuel échangé et en un vertex hadronique où le photon virtuel interagit avec la cible (figure 2). Les variables cinématiques clefs sont le quadrimoment du photon

$$q^2 = -Q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

qui accorde la résolution spatiale de la sonde ($1\text{GeV} \simeq 1\text{fm}$ taille du nucléon) et $\nu = E - E'$ l'énergie du photon qui accorde l'énergie transférée au système. En jouant sur E , E' et θ , on peut faire varier indépendamment Q^2 et ν , d'où l'importance pour le détecteur de couvrir le bon domaine cinématique pour l'électron. La figure 3 résume la situation pour un électron incident de 15GeV. En détectant des électrons entre quelques degrés et 30÷40 degrés, avec des énergies de quelques GeV jusqu'à l'énergie du faisceau, des Q^2 de quelques GeV/c^2 peuvent être atteints, ce qui correspond au domaine fixé pour le programme de ELFE.

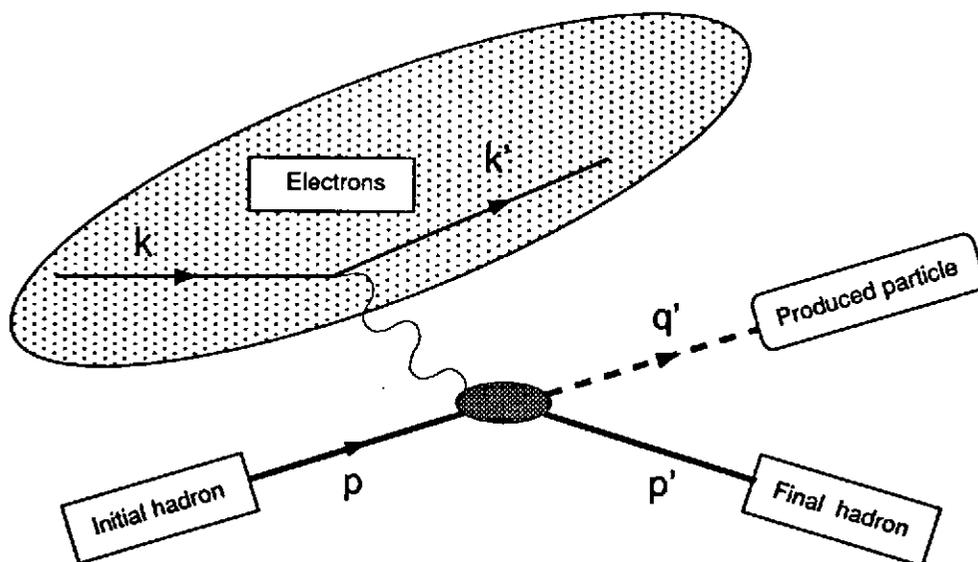
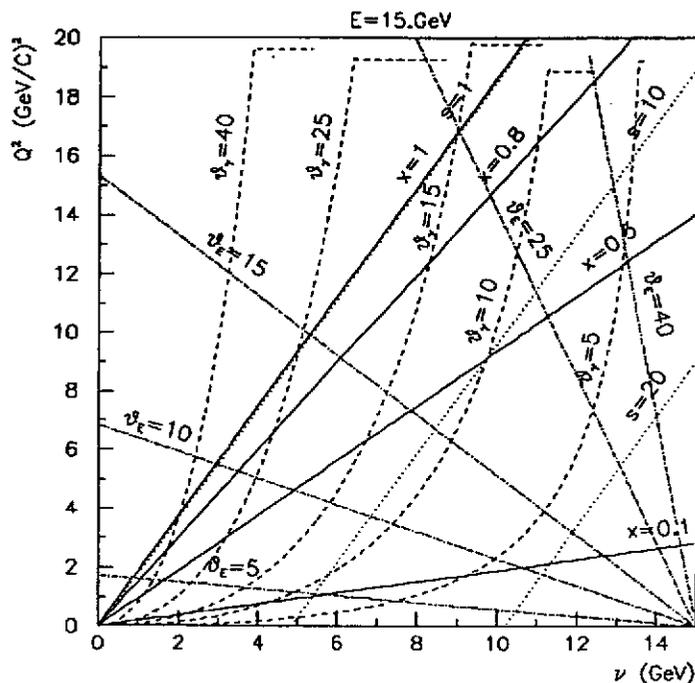


Figure 2 Graphe de la diffusion d'électron.

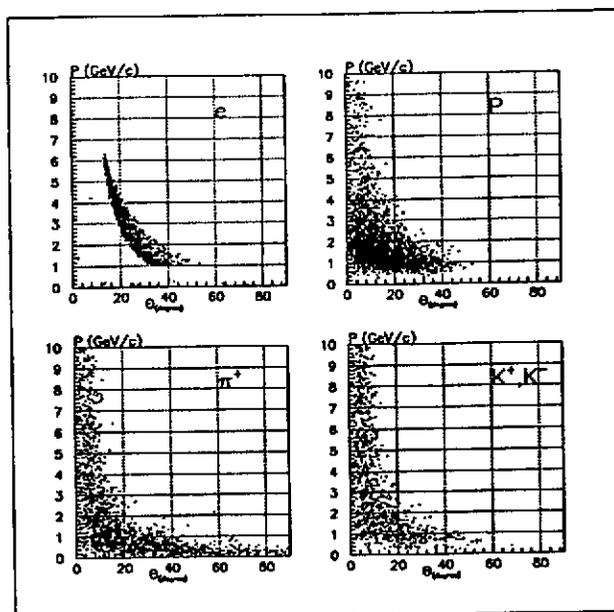
Figure 3 Courbes d'égalité de valeur pour l'angle de diffusion de l'électron, l'angle du photon virtuel, X et Q^2 dans le plan (Q^2, ν)

II.2 Evénements typiques à détecter.

Le tableau 4 résume les événements intéressants en fonction de leur multiplicité. Le nombre maximum de particules dépasse rarement une dizaine et une bonne partie du programme consiste à détecter 4 à 5 particules. Les particules finales vues par les détecteurs, qui doivent être identifiées et dont les paramètres cinématiques doivent être mesurés sont: les électrons, les muons, les pions,

Quelques réactions typiques dont l'étude est envisagée sur ELFE	multiplicité
$A(e, e' p) A-1 ; p(e, e' p)$	2
$p(e, e' p y)$ avec $y = \gamma, \pi, \dots$	3
$p(e, e' p y)$ avec $y = \phi(en k^+, k^-), j/\psi(en \mu^+, \mu^-)$	4
$p(e, e' p X) Y$ avec X et $Y = p, n, \pi, k, \gamma, \dots$	~ 10

Figure 4 Tableau des types d'événements.

Figure 5 Domaines cinématiques des e, p, π , k produits.

les kaons, les protons (neutrons) et les photons. Sur la figure 5, un exemple typique de domaine cinématique est montré pour certains. La conclusion évidente est la nécessité d'aller à petit angle (quelques degrés) et que, au-delà de 80_90, degrés les comptages deviennent très modestes; seule une étude au cas par cas permettra de fournir des contraintes précises, et nous ne pouvons les traiter dans ce cours.

II.3 Résolution en impulsion et en angle.

A l'aide d'un cas simple, essayons de déterminer quelle est la résolution nécessaire, en angle et en impulsion, pour assurer l'exclusivité d'une réaction: prenons comme exemple la diffusion $A(e, e' p) A^*$, où A peut être un noyau cible ou un proton et A^* qui n'est pas détecté peut être respectivement un noyau résiduel A-1 ou une particule produite.

- (1) $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$
- (2) $e + p \rightarrow e' + p' + \gamma$
- (3) $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0$
- (4) $e + A \rightarrow e' + p' + A-1$

L'idée, pour s'assurer de l'exclusivité de la réaction, est de reconstruire le carré de la masse de la particule manquante; grossièrement l'erreur au carré sur cette valeur peut s'écrire (pour plus de détail

on peut se reporter au cours de P. Vernin à Joliot-Curie 1992):

$$[\Delta(M_5^2)]^2 \simeq 4 E_5^2 \sum_{i=1,3,5} p_i^2 \left[\left(\frac{\Delta p_i}{p_i} \right)^2 + \Delta \theta_i^2 \right]^2$$

Les erreurs de mesure des impulsions et des angles ont le même poids; en prenant: $\frac{\Delta p}{p} \simeq \Delta \theta \simeq 10^{-2}$ et $p \simeq 2 \div 3 GeV$ on aboutit dans le cas où la particule manquante est un photon ou un π^0 :

$$\Delta(M_5^2) \simeq 0.1 GeV^2$$

à comparer à la masse carré du π^0

$$M_{\pi^0}^2 \simeq 0,02 GeV^2$$

La conclusion est: par la reconstruction de la masse manquante il n'est pas possible de séparer les réactions (2) et (3). La détection des photons devient indispensable pour les séparer!

Lorsque la particule manquante est un noyau (4), l'erreur sur la masse manquante est

$$\Delta M_5 \simeq 30 MeV$$

comparée à la masse du pion (140MeV), il est possible d'affirmer que la particule non détectée est bien une collection de A-1 nucléons sans production de pions. Dans ce cas l'exclusivité de la réaction (4) est bien assurée.

11.4 Luminosité

Définition.

Dans le cas d'expérience de diffusion d'un faisceau sur une cible fixe, la luminosité est définie comme le produit du nombre de centres diffuseurs (par unité de surface) par le nombre de particules incidentes (par unité de temps):

$$L = \frac{e \times (N + Z) \times N_A \times I}{A \times q}$$

e : épaisseur de la cible

N_A : nombre d'Avogadro

q : charge de l'électron

Z, A, N : respectivement numéro et masse atomique, nombre de neutrons de la cible

I : intensité du courant d'électrons

$$L(\text{nucleon.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}) \simeq 3.76 \cdot 10^{34} \times e(\text{g.cm}^{-2}) \times I(\mu A)$$

Avec cette définition, pour une section efficace et un angle solide donnés, le taux de comptage par seconde s'écrit:

$$R = L \int_{\Delta \Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Dans le cas de ELFE, les processus à étudier ont des sections efficaces faibles, pour compenser on a besoin de luminosités élevées:

- avec un détecteur 4π : 10^{34} à 10^{36} (nucléons.cm⁻².s⁻¹)
- avec des spectromètres: 10^{38} (nucléons.cm⁻².s⁻¹). Ce qui peut être obtenu avec une cible de 10cm d'hydrogène liquide et un faisceau de 40 μA par exemple.

Remarque à propos de l'épaisseur de cible.

Contrairement aux apparences, alors que faisceau et cible jouent un rôle symétrique dans le calcul de la luminosité, lorsqu'on veut calculer un taux de comptage (par exemple dû à la photoproduction de pions) deux sources rentrent en compétition: la partie produite par les photons virtuels est linéaire en épaisseur de cible et celle par les photons réels est quadratique; on voit que si la première est le sujet à étudier et la deuxième le bruit de fond, il vaut mieux une cible mince et un courant élevé pour maximiser la luminosité et par suite le rapport signal sur bruit.

II.5 Cycle utile.

Structure en temps du faisceau.

Le cycle utile d'un accélérateur est le taux de présence du faisceau. Sa valeur dépend de la structure en temps de l'accélérateur et de la résolution temporelle des détecteurs. Pour les accélérateurs d'électrons de luminosité élevée, actuels ou futurs, on distingue:

- la microstructure qui est directement donnée par la fréquence des ondes HF qui alimentent les cavités accélératrices, soit en général quelques GHz. Les électrons sont regroupés par rapport à cette onde dans des paquets de largeur de l'ordre du degré de phase, soit quelques picosecondes (figure 6). Pour des détecteurs dont la résolution en temps est supérieure à la nanoseconde, le faisceau est alors vu comme continu.
- la macrostructure est composée d'une succession (fréquence f) de temps de présence (t) et d'absence de l'onde accélératrice, respectivement quelques microsecondes et quelques millisecondes (figure 7). C'est le cas des accélérateurs linéaires d'électrons construits dans les années 60-70, basés sur des cavités accélératrices en cuivre où les pertes par effet Joule empêchent de maintenir trop longtemps la présence de la HF. Dans le cas des machines supraconductrices, cette difficulté est supprimée, la HF est présente tout le temps, il n'y a pas de macrostructure.

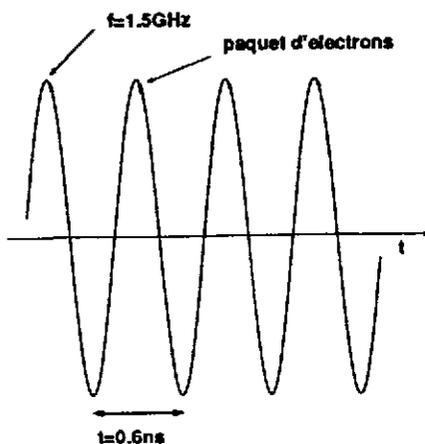


Figure 6 Microstructure du faisceau.

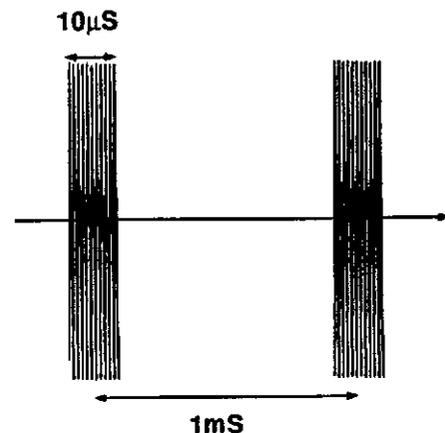


Figure 7 Macrostructure du faisceau.

Le cycle utile C_y s'exprime comme le produit $f.t$, le tableau 8 donne quelques exemples d'accélérateurs linéaires d'électrons.

Effet du cycle utile sur la précision statistique.

Dans les expériences de coïncidences, on demande la simultanéité de détection de particules pour

	E_f max (GeV)	Cycle utile (%)	micro structure HF (GHz)	macro structure (Hz)	macro structure durée (μ S)
ALS (Saclay, arrêtée en 1990)	0.72	0.5-2	3.	500-3000	3-20
SLAC (USA) (upgrade 1995)	29. 50.	0.024 0.0012		120 120	2. .1
Cebaf (USA, 1er faisceau 1994)	4.-6.	100	1.5	non	non
Projet ELFE	15.-30.	100	1.3	non	non

Figure 8 Quelques exemples de machines à électrons.

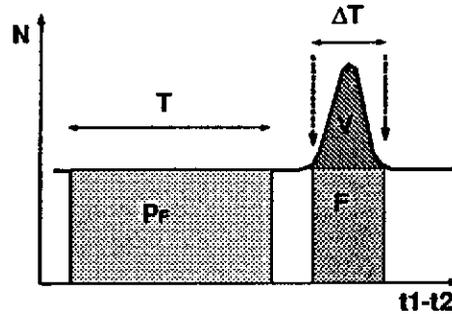


Figure 9 Histogramme caractéristique du temps de vol entre 2 particules en coïncidence.

signer une réaction. Cette simultanéité est définie par un temps malheureusement non nul ΔT qui est imposé par les détecteurs; aussi la présence de bruit de fond important peut générer de fausses coïncidences. Dans ce cas pour obtenir le nombre de "vrais" événements V il faut soustraire les "fortuits" F au "mesurés" M . Comme exemple considérons le cas d'une réaction à 2 particules en coïncidence et évaluons les différents comptages attendus pendant une durée t . On peut écrire:

- le nombre de "vrais" événements, de section efficace σ_V , dans un angle solide $\Delta\Omega_V$

$$V = L \Delta\Omega_V \sigma_V t$$

- le nombre de "fortuits" composés par 2 sources, de sections efficaces $\sigma_1 \sigma_2$, dans des angles solides respectifs $\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2$,

$$F = \frac{L^2}{C_V} \Delta\Omega_1 \sigma_1 \Delta\Omega_2 \sigma_2 \Delta T$$

- le rapport "vrais"/"fortuits"

$$S = \frac{\sigma_V C_V}{L \sigma_1 \sigma_2 \Delta T}$$

- et le nombre de "mesurés"

$$M = V + F$$

Dans la pratique, en construisant l'histogramme des temps d'arrivée des 2 particules dans les détecteurs on obtient la figure 9. Le plateau correspond au événements aléatoires, en prenant une tranche T

de celui-ci suffisamment grande, le nombre de "fortuits" par unité de temps $\frac{P_F}{T}$ est connu avec une précision $\sqrt{P_F}$ bien meilleure que celle recherchée pour les "vrais", par suite on peut négliger cette erreur. Le pic est formé par l'accumulation des "vrais", une tranche ΔT , limitée au plus juste à ce pic, inclut M "mesurés", sans discernement possible entre "vrais" et "fortuits". Le nombre de "vrais" mesurés est donc donné par:

$$V_M = M - \frac{P_F}{T} \Delta T$$

Si l'on néglige l'erreur statistique sur P_F , l'erreur relative σ_r sur le nombre de "vrais" est:

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{M}}{V}$$

soit en reprenant notre évaluation:

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{S}}}{V}$$

Pour une durée t , si S est grand devant 1, on voit que σ_r diminue si la luminosité L augmente; mais il faut faire attention que S lui décroît quand L augmente, par suite lorsque S devient inférieur à 1, seule l'augmentation du cycle utile permet de réduire σ_r puisque S croît avec le cycle utile. C'est pourquoi, la valeur du cycle utile est une caractéristique essentielle des accélérateurs d'électrons destinés aux expériences de coïncidence.

11.6 Les bruits de fonds.

Le rayonnement de freinage.

Ce rayonnement, produit dans le champ électrique des noyaux, est fortement piqué à l'avant

$$\theta_\gamma \simeq \frac{m_e}{E_f} \ll 1(\text{mr})$$

et en tant que tel ne présente pas de problème puisque les photons émis restent dans la direction du faisceau d'électrons. En fait, ces photons vont interagir dans la cible, via les réactions de photoproduction, c'est l'origine du bruit de fond hadronique. En première approximation et pour des énergies de faisceau E_f supérieures à quelques centaines de MeV, le nombre de photons d'énergie k émis par électron traversant une cible de L_r longueur de radiation s'écrit:

$$N_\gamma \simeq \int_{k_{\min}}^{E_f} \frac{L_r}{k} dk$$

Si x est l'épaisseur de cible en g/cm^2 ,

$$L_r \simeq x(\text{g/cm}^2) 5.6 \cdot 10^{-3} (\text{cm}^2) \frac{Z^2 + Z}{A(\text{g})}$$

Le terme en Z^2 provient du noyau vu comme une charge ponctuelle Z et le terme en Z représente les Z électrons vus individuellement.

Le bruit de fond hadronique.

La figure 10 montre la section efficace d'absorption totale de photons sur le deuton. Intégrée sur le spectre de rayonnement de freinage, la section efficace de production de hadrons vaut:

$$\int_{k_{min}}^{E_f} \frac{L_r}{k} \sigma(k) dk \simeq 60 \mu b$$

Ainsi le nombre d'événements de bruit de fond pour une luminosité $L = 10^{34} (\text{nucleon.cm}^{-2}\text{s}^{-1})$ peut être estimé à $6 \cdot 10^5$. A titre d'exemple, la figure 11 montre les distributions des pions produits. On constate qu'un large domaine angulaire est ainsi arrosé et par conséquent, cette source de bruit doit être prise en compte dans la conception du détecteur.

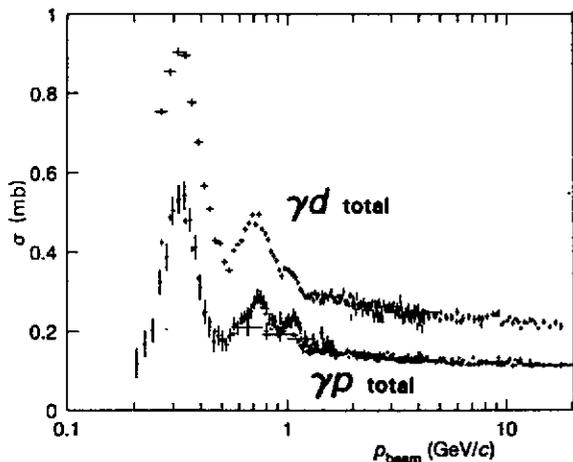


Figure 10 Section efficace totale d'absorption de photons sur le proton et le deuton²⁾.

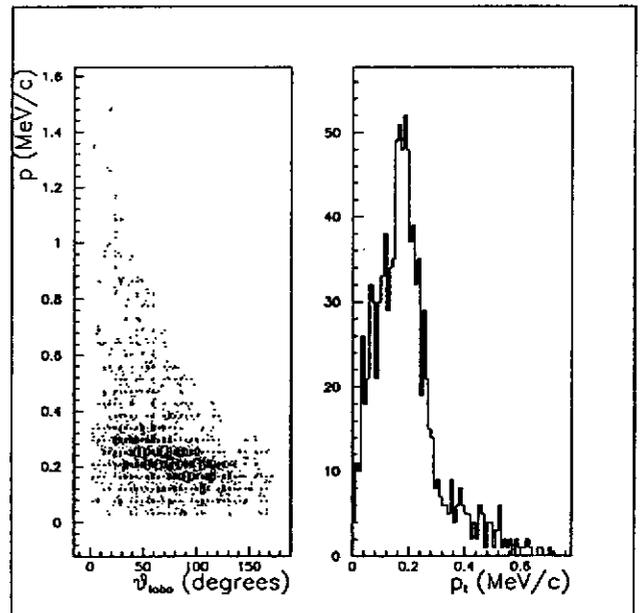


Figure 11 Distribution des pions produits.

La diffusion Moller.

C'est la diffusion des électrons du faisceau sur les électrons atomiques de la cible: la section efficace est grande:

$$\sigma_M \simeq \frac{r_0^2}{\cos^3 \theta} \simeq \frac{78(\text{mb})}{\cos^3 \theta}$$

La figure 12 montre comment varie cette section efficace et quelle est l'énergie de l'électron diffusé en fonction de l'angle de diffusion. Pour $L = 10^{34} (\text{n.cm}^{-2}\text{s}^{-1})$, entre 1 et 50 degrés, $3.5 \cdot 10^9$ électrons d'au moins 1 MeV sont diffusés, ce qui est colossal! A cela s'ajoute le rayonnement interne de ces électrons dans leur champ mutuel dont la section efficace différentielle s'écrit approximativement:

$$\frac{d^2 \sigma_\gamma}{d\Omega dk} \simeq \frac{\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{2E}{m_e} - 1 \right] \frac{\sigma_M}{k} < 0.023 \frac{\sigma_M}{k}$$

Cette section efficace pour différentes valeurs de l'énergie minimum des photons émis est présentée sur la figure 13. Pour $k_{min} > 10 \text{ keV}$, entre 1 et 90 degrés, $4 \cdot 10^9$ photons sont émis. C'est une contrainte très importante pour les détecteurs.

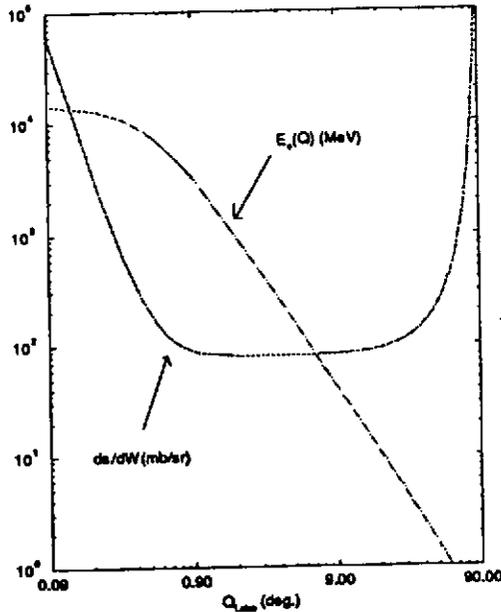


Figure 12 Diffusion Moller pour un faisceau d'électrons de 15GeV sur l'atome d'hydrogène: section efficace en $\text{mb}\cdot\text{sr}^{-1}$ et énergie de l'électron diffusé en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire.

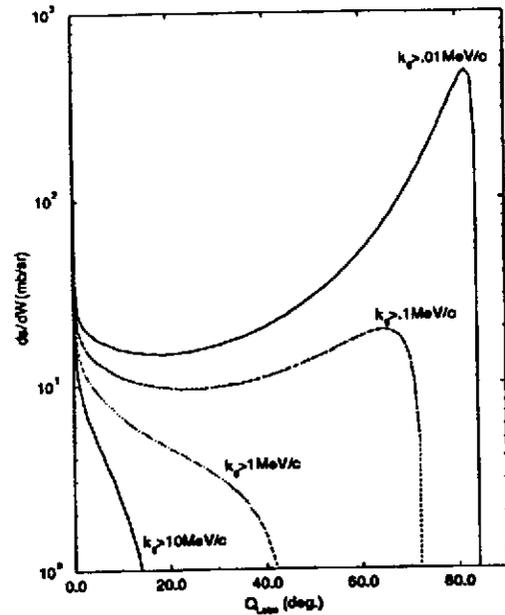


Figure 13 Section efficace radiative Moller intégrée pour des photons émis de k_γ à l'énergie de l'électron diffusé en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire ($E_e=15\text{GeV}$).

II.7 Le cahier des charges simplifié.

A ce stade, nous pouvons résumer dans un tableau (figure 14) les principales contraintes sur la conception du détecteur.

Acceptance en électrons	$2 < E' < 13\text{GeV}$ $5^\circ < \theta < 40^\circ$
Acceptance particules produites	$(0^\circ) < \theta_\gamma < (180^\circ)$ $(0^\circ) < \theta_{\text{chargée}} < (180^\circ)$ $0^\circ < \phi < 180^\circ$ identique en + et - $(0) < p < 10 \text{ GeV}$
Identification	p, (n), π , k, μ
Multiplicité	2-4 à (10)
Reconstruction en masse manquante	$\Delta p/p < 10^{-2}$ $\Delta\theta < 10^{-2} \text{ rd}$
Taux à $L=10^{34} \text{ (n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1})$	photons = $4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ($k_\gamma > 10 \text{ KeV}$) electrons = $3.5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ hadrons = 10^6 s^{-1}

Figure 14 Cahier des charges simplifié.

III Choix du volume magnétique.

La mesure des impulsions des particules et la détermination du signe de leur charge imposent l'utilisation de champ magnétique. Ici, nous allons résumer quelques particularités de 3 géométries envisageables:

1. Un champ magnétique dipolaire placé en aval de la cible sur l'axe du faisceau: ce type de configuration vise essentiellement les angles avant (pour ce qui de la mesure des impulsions par courbure dans un champ magnétique). Il présente des avantages de simplicité et de coût, mais on peut faire un certain nombre de griefs:
 - difficulté d'avoir une couverture en angle azimutal ϕ de 0 à 180° sur une grande plage en angle polaire θ .
 - dynamique réduite en impulsion
 - sans dispositif annulant le champ magnétique autour du faisceau (plaque de fer percée d'un trou par exemple), la déviation par le champ, des électrons qui ont rayonné dans la cible (rayonnement de freinage) disperse un nombre considérable d'entre eux dans le plan perpendiculaire au champ. Par exemple, si on prend en compte ceux qui ont perdu plus de 5% de leur énergie, le nombre d'électrons qui vont être ainsi dispersés est:

$$N_e \simeq \frac{I}{q_e} t \ln \frac{1}{0.05}$$

et la puissance rayonnée:

$$P_e \simeq I t E_f \left[\ln \frac{1}{0.05} - 0,95 \right]$$

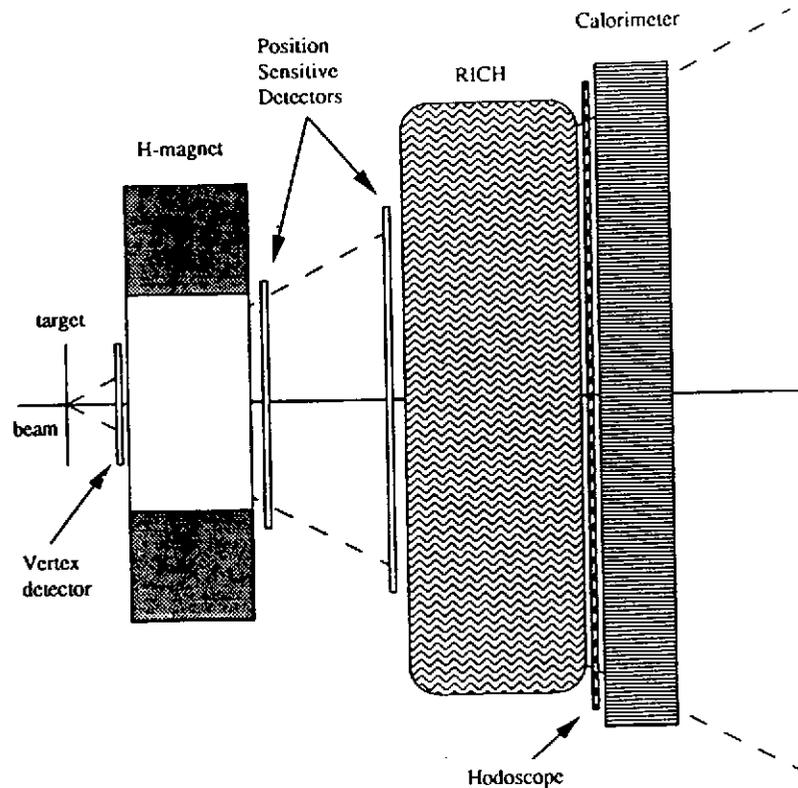
Pour une luminosité $L=10^{36}(n.cm^{-2}.s^{-1})$, soit $I=0.4\mu A$, $E_f=15GeV$, une épaisseur de cible en longueur de radiation $t=1\%$, on obtient: $N_e=7.5 \cdot 10^{10} s^{-1}$ et $P_e=120W$! L'utilisation d'un dispositif de suppression du champ autour du faisceau est obligatoire et implique une limite vers les petits angles de diffusion.

2. Un champ toroïdal placé autour de la cible et dont l'axe de révolution est le faisceau. Les 2 principaux inconvénients sont:
 - L'acceptance diffère très fortement suivant le signe de la charge des particules.
 - La difficulté d'obtenir des champs élevés en raison des contraintes mécaniques sur les structures
3. Un champ solénoïdal placé autour de la cible et dont l'axe de révolution est le faisceau. Largement utilisé sur les collisionneurs, dans le cas de cible fixe le solénoïde présente 2 inconvénients majeurs:
 - Les particules émises à petit angle sont peu analysées par le champ ce qui donne une mauvaise résolution en impulsion.
 - L'utilisation de cible polarisée perpendiculairement au faisceau pose problème.

Néanmoins, c'est la seule configuration qui assure la suppression totale des électrons Moller en les faisant spiraler dans le tube faisceau, son choix me paraît le plus judicieux mais un effort important reste à faire notamment pour ajuster sa taille.

	Dipôle	Toroïde	Solénoïde
Grande acceptance en θ	$(3^\circ) < \theta < 30^\circ$	oui	oui
Symétrie axiale	non	oui	oui
Suppression des électrons Moller	impose $\theta > 3^\circ$	mini toroïde	oui
Acceptance identique en charges + et -	oui	non	oui
Champ magnétique élevé	difficile	difficile	oui
Effet du champ magnétique sur le faisceau	oui	aucun	aucun
Cible polarisée	oui	oui	difficile

Figure 15 Résumé sur les 3 configurations de champ magnétique.

Figure 16 Vue schématique de FAST [H.P. Blok et al¹⁾]: dipôle placé en aval de la cible.

Le tableau de la figure 15 résume quelques points de la discussion.

IV Conclusion.

Nous venons de faire un tour d'horizon des principales contraintes pesant sur la conception d'un détecteur grand angle solide pour ELFE et des différents volumes magnétiques envisageables. Dans le cadre du projet ELFE, au stade des lettres d'intention, 3 configurations ont été proposées qui sont représentées sur les figures 16, 17 et 18. Puisque ces dispositifs ont été décrits en détail par ailleurs¹⁾, j'invite le lecteur à s'y reporter et je laisse le soin à chacun de vérifier s'ils respectent le cahier des charges simplifié que nous venons d'établir.

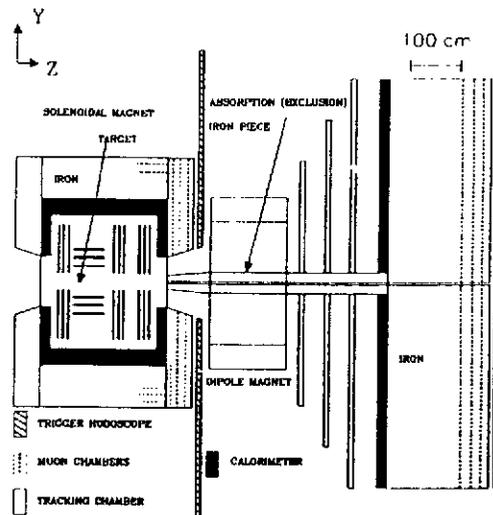


Figure 17 Vue schématique de DMS [F. Malek et al¹⁾]: solénoïde autour de la cible et dipôle en aval.

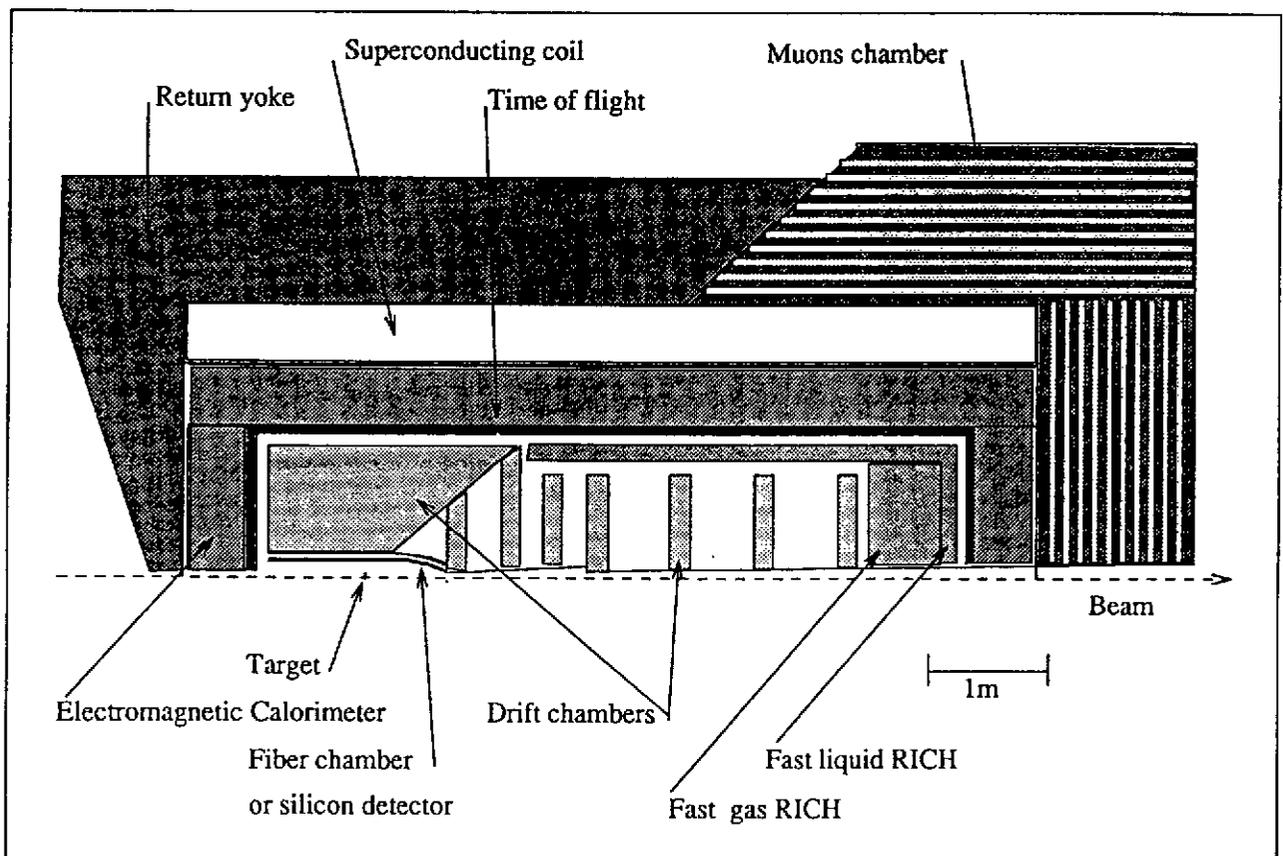


Figure 18 Vue schématique de MEMUS [P.Y. Bertin et al¹⁾]: solénoïde autour de la cible

Références:

1. The ELFE project, an Electron Laboratory For Europe, edited by J. Arvieux and E. De Sanctis, Italian Physical Society, Conference Proceedings, Vol 44.
2. Phys. Rev. D, Vol 50, N 3, p1341.