

Rapport de Stage M1

BRARD Emmanuel, CHRETIEN Mathieu

14 mai 2009

L'accélérateur linéaire international, "International Linear Collider " (ILC) est un accélérateur leptonique électron-positron dont l'énergie utile lors de la collision est de l'ordre de 500GeV.

Première partie

Géométrie et composition du détecteur de vertex

1 Considérations générales

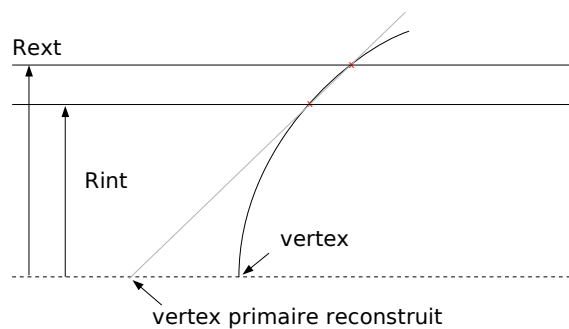


FIGURE 1 – Trajectoire réel et reconstruite d'une particule dans un détecteur de vertex simple à deux couches

2 Résolution sur le paramètre d'impact

Considérons un détecteur cylindrique. La résolution sur le paramètre d'impact peut s'écrire :

$$\sigma_{ip} = a \oplus \frac{b}{p \sin \theta^{3/2}} \quad (1)$$

$$\sigma_{ip} = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{p^2 \sin \theta^3}} \quad (2)$$

On suppose maintenant un détecteur simple à deux couches, on a alors :

$$\frac{R_{int}}{Z_{int} - Z_0} = \frac{R_{ext}}{Z_{ext} - Z_0} = \tan \theta$$

$$Z_0 = \frac{R_{int} \times Z_{ext} - R_{ext} \times Z_{int}}{R_{int} - R_{ext}}$$

Remember for the notation:
 Δ is equivalent to σ

$$\Delta Z_0 = \sqrt{\left(\frac{\delta Z_0}{\delta Z_{ext}}\right)^2 (\Delta Z_{ext})^2 + \left(\frac{\delta Z_0}{\delta Z_{int}}\right)^2 (\Delta Z_{int})^2}$$

$$\Delta Z_0 = \frac{1}{|R_{int} - R_{ext}|} \sqrt{R_{int}^2 \Delta Z_{ext}^2 + R_{ext}^2 \Delta Z_{int}^2} \quad (3)$$

Dans un premier temps, on ne tient pas compte de la diffusion multiple et on peut alors écrire, en supposant que $\Delta Z_{ext} = \Delta Z_{int} = \Delta Z$:

$$a = \Delta Z_0 \quad (4)$$

$$a = \frac{\Delta Z}{|R_{int} - R_{ext}|} \sqrt{R_{int}^2 + R_{ext}^2} \quad (5)$$

L'équation 5 donne une première dépendance du "parametre a" vis à vis de la géometrie du détecteur.

Pour améliorer la résolution du détecteur on pourrait alors diminuer le rayon intérieur ; mais on risque alors d'augmenter le bruit de fond dû aux paires électron-positron, confinées a proximité du faisceau par le champ magnétique.

Lorsque qu'une particule est incidente sur un milieu matériel, celle-ci est diffusée par de petits angles, plusieurs fois, lors de son passage à travers celui-ci . Ce phénomène est appelé diffusion multiple. Ainsi l'angle de sorti de la particule sur le matériaux peut être très différent de l'angle d'entrée. Comme le détecteur détermine la position du vertex à l'aide d'une extrapolation vers l'axe du faisceau, celle-ci peut être erronée par ce phénomène, ce qui implique que la résolution sur le paramètre d'impact doit le prendre en compte :

D'après la Figure 2(a) :

$$\begin{aligned} \sin\Theta &= R1/h \\ \rightarrow h &= \frac{R1}{\sin\Theta} \end{aligned}$$

et d'après la figure 2(b) :

$$\begin{aligned} \sin\Theta &= X/h' \\ \rightarrow h' &= \frac{X}{\sin\Theta} \end{aligned}$$

où h' représente l'épaisseur de matériaux traversé par la particule.

D'autre part, on a :

$$\tan(\Delta\Theta) = \frac{d_0}{h} \rightarrow d_0 = h \times \tan(\Delta\Theta)$$

Or comme $\tan(\Delta\Theta) \ll 1$ alors $\tan(\Delta\Theta) \simeq \Delta\Theta$

Et donc :

$$d_0 = \frac{R1}{\sin(\Theta)} \Delta\Theta$$

Or ici $\Delta\Theta$ est dû à la diffusion coulombienne [1] alors :

$$\begin{aligned} d_0 &= \frac{R1}{\sin(\Theta)} \frac{13.6}{vp} \sqrt{\frac{X}{\sin\theta X_0}} (1 + 0.038 \ln \frac{X}{\sin\theta X_0}) \\ d_0 &= \frac{R1}{\sin(\Theta)^{3/2}} \frac{13.6}{vp} \sqrt{\frac{d}{X_0}} (1 + 0.038 \ln \frac{d}{X_0}) \end{aligned} \quad \text{Here, } v=\beta \quad 1 \quad (6)$$

Donc

$$b = R_1 \times 13.6 \times \sqrt{\frac{d}{X_0}} (1 + 0.038 \ln \frac{d}{X_0}) \quad (7)$$

où d représente l'épaisseur réel du détecteur, et p est en MeV.

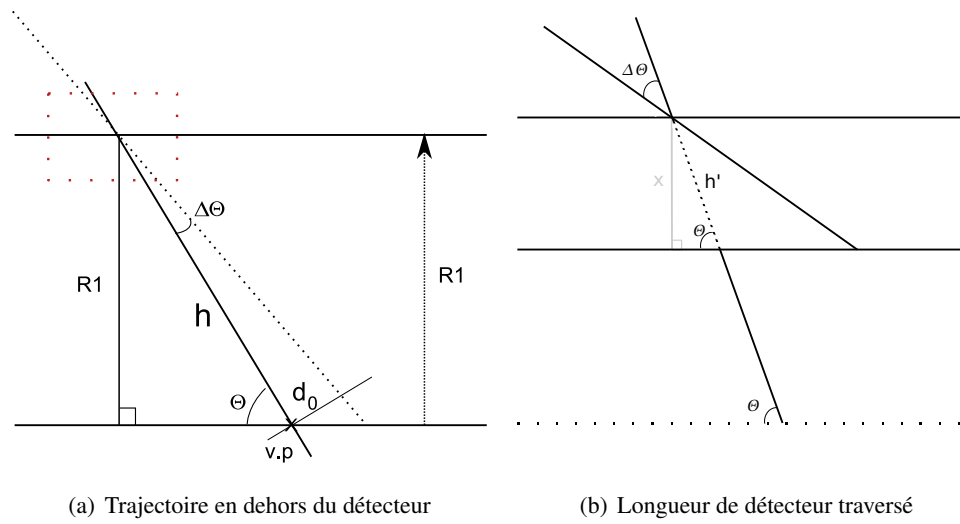


FIGURE 2 – Particule incidente avec un angle $\theta \neq 90^\circ$

3 Dépendance angulaire

On a vu précédemment que le paramètre 'a' dans l'expression de la résolution sur la paramètre d'impact dépend du rayon intérieur (noté R_1 ou R_{int}); cette expression avait été dérivé à partir d'une trajectoire de particule normale au détecteur. Or il existe une dépendance de ce paramètre avec l'angle d'incidence de la particule.

On nomme θ l'angle entre la trajectoire de la particule et l'axe des faisceau electron-positron, et ϕ l'angle entre la trajectoire et la normal à la première couche de capteurs du détecteur (Figure 4 (a)). Dans le cas d'un détecteur à micropiste silicone la résolution se dégrade quand l'angle d'incidence augmente [2] selon une loi quadratique. En ajustant les paramètres de cette loi afin que la résolution soit de $5\mu\text{m}$ à 60° , on peut obtenir une estimation de la résolution dans le cas où la particule est incidente avec par exemple un angle $\theta < 40^\circ$.

Dans le cas (a) (voir Figure 4), comme $\theta < 40^\circ$ alors $\phi > 50^\circ$ et $\phi = \theta < 40^\circ$ dans le cas (b).

On voit d'après la courbe 3 que dans cette situation, pour des rayons de même dimensions, la géométrie "à disque" permet d'obtenir une meilleure résolution.

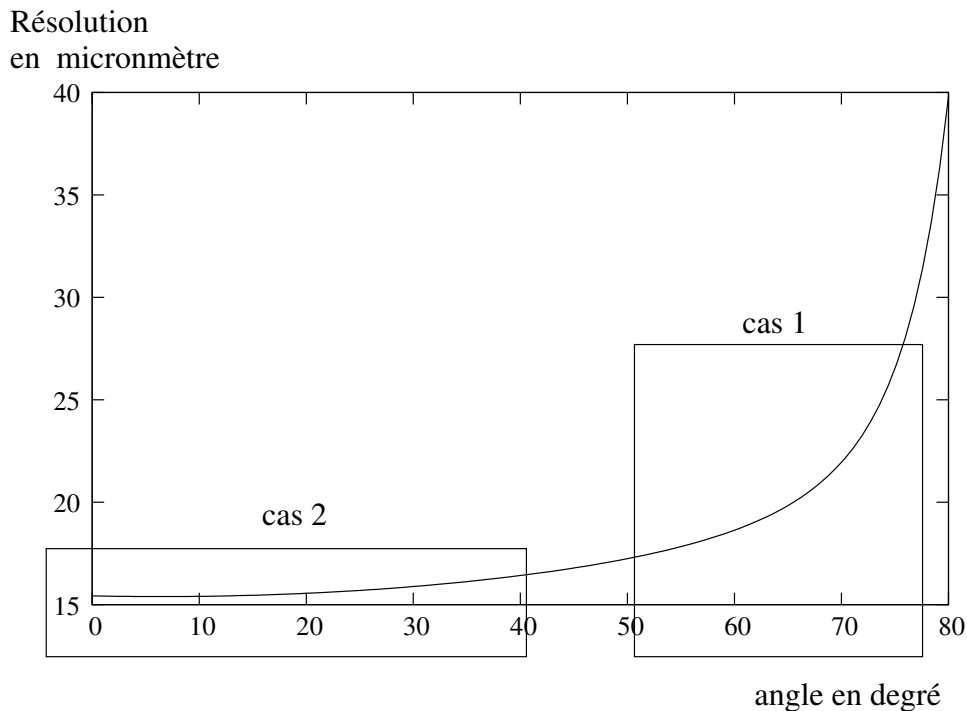


FIGURE 3 – Résolution en fonction de l'angle avec la normal au détecteur

$$\Theta < 40^\circ$$

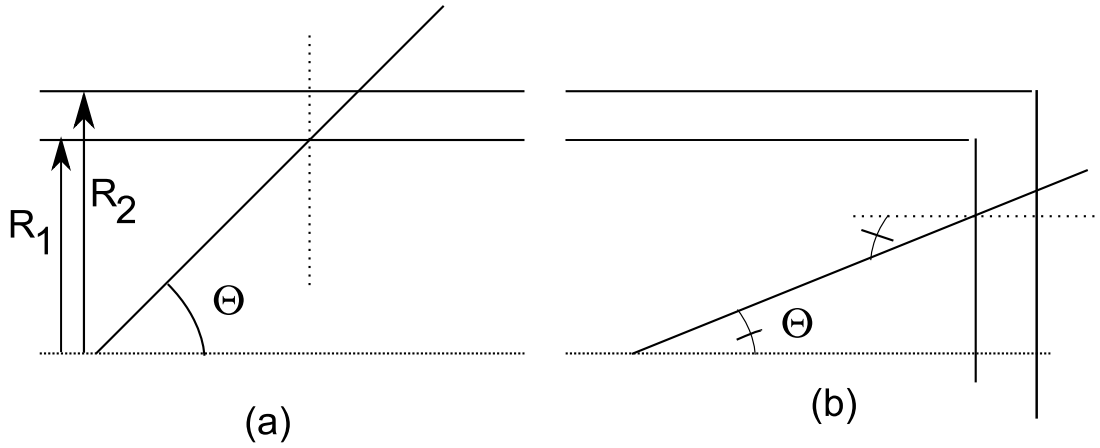


FIGURE 4 – Géométrie barrel long (a) et disque intermédiaire (b)

4 Estimations

Dans l'équation $\sigma_{ip} = a \oplus \frac{b}{p \sin \theta^{3/2}}$ on fixe $a=5\mu\text{m}$, $b=\mu\text{mGev}$, on souhaite estimer qu'elle doit être les valeurs de ΔZ , la résolution sur la position du détecteur ; et de d/X_0 , l'épaisseur du détecteur.

La valeur de ΔZ peut être estimée analytiquement :

$$a \approx \frac{\Delta Z}{|R_{int} - R_{ext}|} \sqrt{R_{int}^2 + R_{ext}^2} \quad (8)$$

$$\Delta Z \approx \frac{a|R_{int} - R_{ext}|}{\sqrt{R_{int}^2 + R_{ext}^2}} \quad (9)$$

En prenant $R_{int} = 15\mu\text{m}$ et $R_{ext} = 22\mu\text{m}$, on obtient d'après l'équation 9 $\Delta Z \approx 1.6\mu\text{m}$

L'équation 7 permet d'obtenir d/X_0 via une méthode numérique :

```
{
TF1 f("f", " 15*10**(-6)*13.6*sqrt(x/1)*(1+0.038*log(x/1)) ", 0,0.002);
Double_t x=0.00001,y=0.;
while(y<1e-5)
{
y=f.Eval(x);
x=x+0.0000001;
cout << x << " " << y << endl;
}
f.Draw();
}
```

Le code Root ci-dessus donne $d/X_0 = 0.00386$

Deuxième partie

Forces électromagnétique

5 Force de Lorentz

5.1 Equation

Dans le détecteur de vertex, les capteurs (CMOS) sont installés sur une échelle et l'ensemble est placé dans un champ magnétique. Or tout courant ¹ plongé dans un champ magnétique subit une force de Lorentz :

$$\begin{aligned}\vec{F} &= I \int (\vec{dl} \wedge \vec{B}) \\ \vec{F} &= L\vec{I} \wedge \vec{B}\end{aligned}\quad (10)$$

5.2 Première approximation de la force

On considère un champ $B=4T$, et un courant de $0.178A$ ($P = UI \rightarrow I = P/U = 587.8 \times 10^{-3}/3.3$).

La force de Lorentz peut être calculée dans trois zones : la première, où la micropiste est perpendiculaire au champ, et deux autres zones où la micropiste fait un angle θ avec le champ ².

Les micropistes de la zone 1 et la zone 2 font respectivement des angles de 45° et 135° avec le champ. De plus les longueurs intervenant dans le calcul ci-dessous sont les sommes des longueurs des micropistes de même angle par rapport au champ.

$$\begin{aligned}F &= 0.178A \times 4T (\sin 45 \times 78\text{mm} + \sin 135 \times 7\text{mm} + \sin 90 \times 49 \times 1.5\text{mm}) \\ F &= 0.09N \sim 1g\end{aligned}\quad (11)$$

L'équivalence de la force en terme de pression exercée sur le "flex" est alors $P = \frac{F}{S} = 65\text{Pa}$

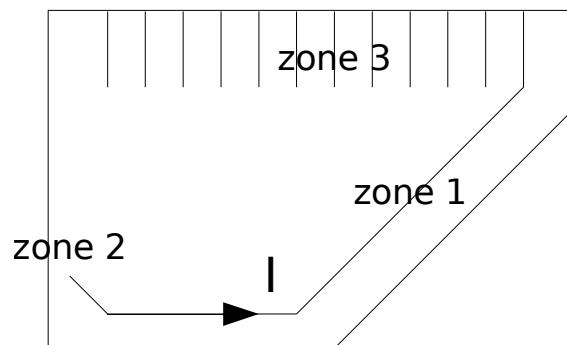


FIGURE 5 – Schéma simplifié d'un flex ne montrant qu'une seule piste

5.3 Autres géométries

On peut suggérer des géométries de pistes qui limiteraient les forces de Lorentz.

De telles géométries doivent permettre de compenser les forces, comme par exemple avec la moitié des forces dans un sens, et l'autre moitié dans l'autre. Elles doivent aussi minimiser les angles entre les pistes et le champ magnétique.

1. On considère un fil rectiligne.

2. la composante perpendiculaire au champ n'intervient pas dans l'expression de la force

On peut alors imaginer une géométrie où des pistes de longueur variable sont positionner en vis à vis : une courte face à une longue (Figure 6a), et où le courant y circule en sens opposé. Les forces équivalentes dans cette géométrie sont représentées sur la Figure 6b. On constate alors qu'il y a création d'un couple de forces qui pourrait entraîner des contraintes supplémentaires. Pour quantifier ces contraintes il faudrait connaître la résistance à la torsion de la colle utilisée pour solidariser le flex avec l'échelle.

Une telle géométrie nécessite aussi la présence de câbles pour connecter le capteur aux pistes (du flex). Un tel câble s'étend en dehors du plan du flex. On peut alors estimer la force de Lorentz agissant sur ce câble :

$$\begin{aligned} \vec{F} &= I \begin{pmatrix} 0 \\ l \cos \theta \\ l \sin \theta \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} B \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= I \begin{pmatrix} 0 \\ l \sin \theta \\ -l \cos \theta \end{pmatrix} \\ &= 0.178\text{A} \times 1\text{mm} \times 4\text{T} \times \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \theta \\ -\cos \theta \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0.007 \\ -0.00123 \end{pmatrix} \text{N} \end{aligned} \tag{12}$$

$$|\vec{F}| = 0.0071072\text{N} \tag{13}$$

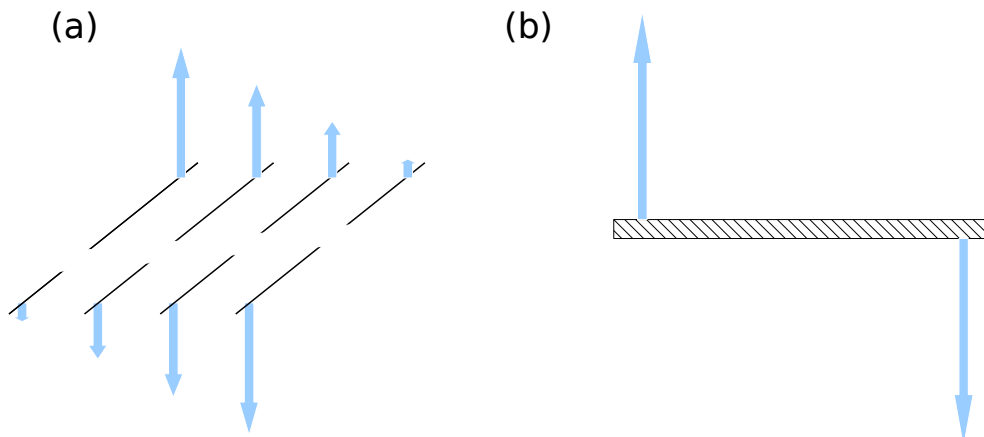


FIGURE 6 – Représentation des forces dans le cas de piste en vis à vis de longueur différentes

6 Couple des moments des forces exercées sur le câble

Nous nous intéressons maintenant aux forces exercées sur le câble d'alimentation des détecteurs. Ce câble est constitué de deux fils (alimentation et masse) à géométrie rectangulaire. Ceux-ci sont séparés par un isolant, le kapton. Comme une force de Lorentz s'exerce sur chaque fil, un couple entre les deux moments de forces apparait et peut faire tourner le câble sur lui-même.

Notons que les forces sont de même norme mais de signe opposé $\frac{1}{2}$ car le courant circule dans le sens contraire d'un fil à l'autre.

La somme des moments des forces exercées sur chacun des fils, séparés de l'isolant ; s'écrit :

$$\begin{aligned}
\sum_i M_F^i &= \vec{o}\vec{a} \wedge \vec{F} + \vec{o}\vec{b} \wedge (-\vec{F}) \\
&= (\vec{o}\vec{a} + \vec{o}\vec{b}) \wedge \vec{F} \\
&= \vec{b}\vec{a} \wedge \vec{F} \\
&= \vec{T}
\end{aligned}$$

\vec{T} étant le couple des moments des forces de norme $\|\vec{T}\| = \|\vec{b}\vec{a}\| \times \|\vec{F}\| \times \sin(\theta)$

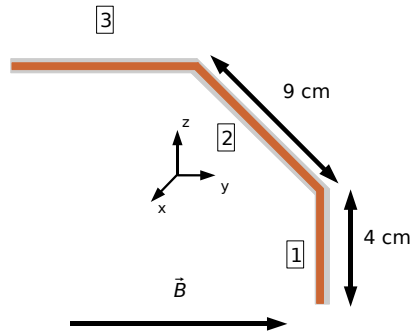


FIGURE 7 – Géométrie du câble d'alimentation

Le câble présente trois sections différentes jusqu'au détecteur (Figure 7) :

1. Le câble est placé à 90° par rapport au champ magnétique, un couple sera donc créé.
2. la direction du courant dans le câble fait un angle de 45° avec le champ \vec{B} .
3. Pas de couple car aucune force de Lorentz n'y est exercée.

Dans les câbles verticaux (Figure 8) l'expression du couple s'écrit $\|\vec{T}\| = \|\vec{b}\vec{a}\| \times \|\vec{F}\|$ car le champ \vec{B} fait un angle de 90° avec l'axe du câble. ($\vec{T} \perp \vec{B}$)

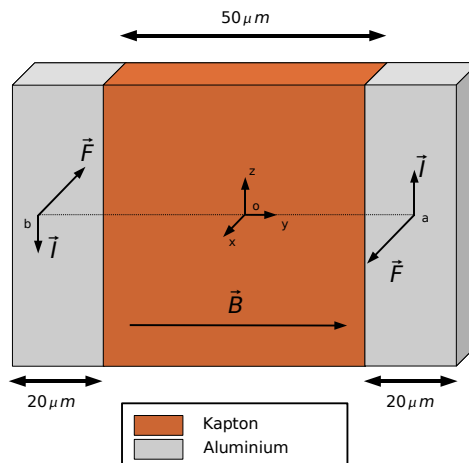


FIGURE 8 – Schéma des câble vertical

Les valeurs numériques imposées sont :

I (A)	B (T)	longueur de câble (m)
3	4	0.04

Ainsi, la norme de la force de Lorentz exercée sur les câbles est d'après 5.1 :

$$\begin{aligned}
F &= I \times L \times B = 3A \times 4T \times 0.05m \\
F &= 0.6N
\end{aligned}$$

On en déduit le couple

$$\|\vec{T}\| = \|\vec{ba}\| \times \|\vec{F}\| \times \sin(\theta)$$

Du fait que l'angle entre \vec{ba} et \vec{F} est de 90° , alors $T = 70\mu\text{m} \times 0.6\text{N} = 42\text{N}\mu\text{m}$

Ensuite, on traite le problème pour la partie du câble faisant un angle de 45° avec le champ \vec{B} (correspondant à la section 2 de la figure 7). Dans ce cas, le système a effectué une rotation de 45° par rapport au calcul précédent.

Les valeurs numériques imposées sont :

I (A)	B (T)	longueur de câble (m)
3	4	0.09

Ainsi la force de Lorentz se calcule comme :

$$F = I \times L \times B \times \sin(\theta) = 3\text{A} \times 4\text{T} \times 0.09\text{m} \times \sin(45)$$

$$F = 0.8\text{N}$$

Le calcul du couple des moments des forces doit prendre en compte l'angle à 45° que fait le champ \vec{B} avec la direction du courant ainsi les composantes de la force de Lorentz sont :

$$\vec{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ IL \cos(\theta) \\ IL \sin(\theta) \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ B \\ 0 \end{pmatrix}$$

soit $\vec{F} = ILB \sin(\theta) \vec{x}$

Ensuite le couple se calcul comme :

$$\vec{T} = \begin{pmatrix} 0 \\ ba \cos(\phi) \\ ba \sin(\phi) \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} ILB \sin(\theta) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\vec{T} = (ba)ILB \cos(\phi) \sin(\theta) \vec{y} - (ba)ILB \sin(\phi) \sin(\theta) \vec{z}$$

Avec ϕ l'angle que fait \vec{ba} avec \vec{F}

En prenant la norme du couple, on obtient que :

$$T = (ba) \times I \times L \times B \times \sin(\theta) = 70\mu\text{m} \times 3\text{A} \times 4\text{T} \times 0.09\text{m} \times \sin(45)$$

$$T = 56\text{N}\mu\text{m}$$

Finalement, dans la section 3 de la Figure 7, \vec{B} et \vec{I} sont parallèles alors le couple doit être nul.

Pour conclure sur les forces agissant sur le câble d'alimentation, on voit que le couple exercé sur la câble à 45° est plus fort que celui que ressent le câble vertical, on s'attend donc à ce qu'il se torde plus sur lui même.

6.1 Force exercée sur un câble d'alimentation

D'après le tableau 1, l'épaisseur total du câble est $0.06 \% X_0$ pour une épaisseur de kapton de $50 \mu\text{m}$ et de $0.071 \% X_0$ pour $75\mu\text{m}$.

Si on veut estimer la perte de tension, ou la puissance dissipée dans ce câble alors on a besoin de connaître la valeur de sa résistance équivalente :

$$R = \frac{\rho l}{S} \quad (14)$$

Avec $\rho = \frac{2.810^{-6} \times 12.5 \text{cm}}{2010^{-4} \times w(\text{cm})}$ alors :

$$R = \frac{0.0175}{w(\text{cm})} \Omega \quad (15)$$

$$U = R \times I \quad (16)$$

$$\Delta U = \frac{0.0175 \times I}{w(\text{cm})} \quad (17)$$

Afin d'avoir une estimation des valeurs que l'on recherche, on considère une largeur de câble de 4 mm et un courant d'alimentation de 4 A alors $\Delta U = 0.175 \text{V}$. La puissance dissipée $P = RI^2$ vaut $P=700 \text{mW}$.

	Al	Kapton
X_0	8.891 cm	28.6 cm
X	20 μm	50-75 μm

TABLE 1 – Quantité de matière dans le câble

Troisième partie

Manipulation

7 Fonctionnement du capteur CMOS

Lorsqu'une particule traverse un capteur CMOS, elle crée des charges électrons-trous dans la zone épitaxiale. Les électrons se retrouvent alors piégés dans cette zone à faible dopage dû fait du fort dopage des deux autres zones limitrophes. Cette différence de dopage crée en effet une barrière de potentiel pour les électrons qui ne peuvent alors que diffuser thermiquement jusqu'à la diode de collection, dopée N. La collecte des électrons est donc dépendante de la vitesse de dérive thermique jusqu'à la diode.

8 Variation de la tension d'alimentation du capteur CMOS

On a vu précédemment que le câble d'alimentation implique une perte de puissance du fait de sa résistance. La perte de tension associée est de l'ordre de 0.2V. On souhaite connaître l'effet de cette baisse de tension sur le capteur CMOS.

On ne considère que le capteur³ (Mimosa 18) et on fait varier la tension d'alimentation par pas de 0.2V (environs) à partir de la tension nominale d'alimentation de 3.3V. On souhaite observer l'influence de cette tension sur le fonctionnement du capteur.

On effectue alors une calibration du capteur où l'on fait deux acquisitions, une première fois sans source à 3.3V, puis en présence d'une source de Fer 55, ^{55}Fe . Le ^{55}Fe émet des rayons-X de 5.9 et 6.1keV lors de sa désintégration. La première acquisition permet d'obtenir une quantification du bruit, et une évaluation du piédestal. L'autre acquisition permet de calibrer le capteur en faisant correspondre la valeur, en canal ADC, des pics observés avec la valeur en énergie des rayons X. On répète ensuite la même séquence pour des tensions d'alimentation du capteur de 3.3V, 3.124V, 2.871V, et 2.492V.

3. sans l'électronique

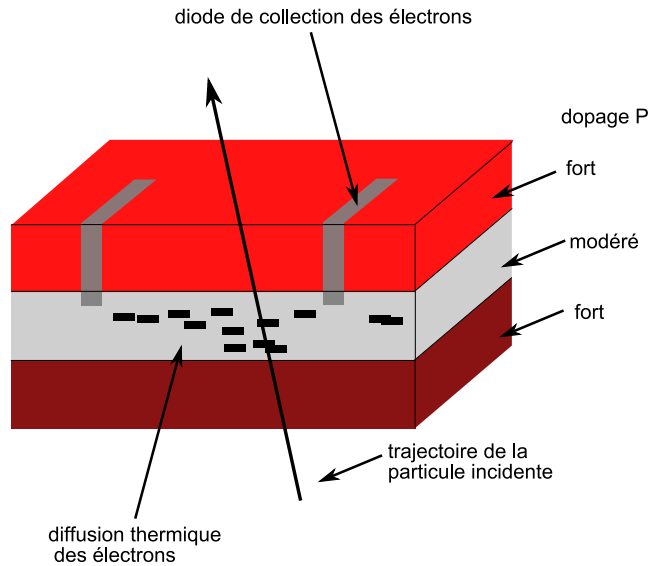


FIGURE 9 – Fonctionnement d'un capteur CMOS

On remarque en premier lieu qu'à partir de 2.492V, l'une des 4 matrices ne semble plus fonctionner : aucun bruit, ni aucun signal n'est observé pendant la phase d'acquisition, c'est pourquoi on choisit de ne pas effectuer de mesure en dessous de cette valeur.

Dans un premier temps on considère la charge collectée sur le cluster (Figure 10). A la tension nominale (de 3.3V) on distingue un pic centré sur 262.9 uADC (Figure 10(a)), à 3.124V le pic se déplace à 259.9 uADC, et à partir de 2.87V il n'y a plus de distribution distinguable. On peut supposer que la tension fournie n'est alors plus suffisante pour alimenter correctement le capteur.

Pour vérifier cette hypothèse on souhaite connaître la distribution du bruit et du piédestal sur une matrice du capteur. Le logiciel d'acquisition fournit un histogramme à deux dimensions de la valeur du bruit et du piédestal en fonction du pixel considéré. Ceci étant représenté graphiquement par "une matrice" dont la couleur des cellules dépend de ces valeurs. Cette représentation ne permet pas d'obtenir des valeurs quantitatives, c'est pourquoi on choisit de transformer celle-ci en un histogramme à une dimension qui représente le nombre de pixels ayant un bruit d'une certaine valeur.

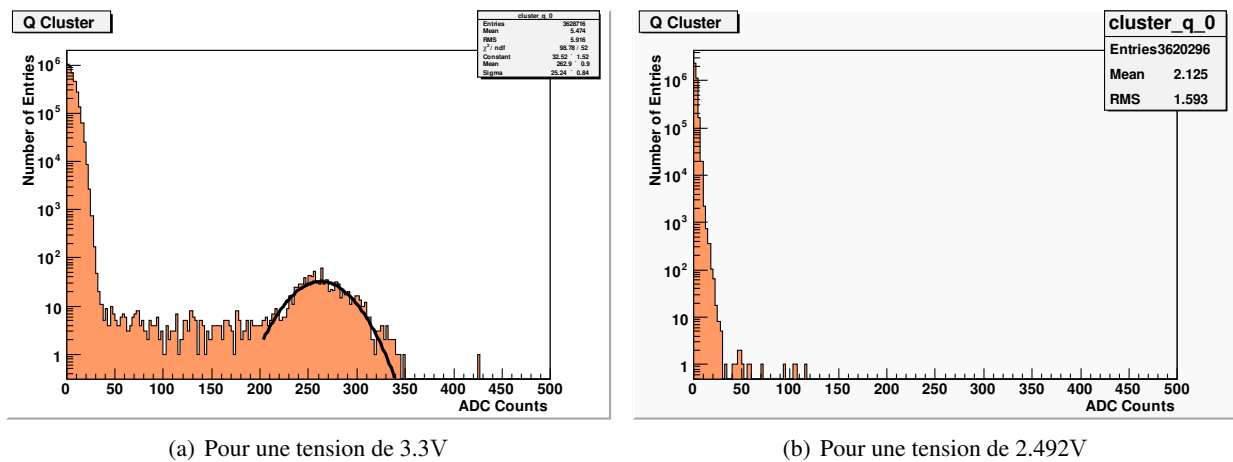


FIGURE 10 – Charge collectée sur le cluster

Si on trace la valeur moyenne du piédestal en fonction de la tension (Figure 11), on observe que le piédestal⁴ semble augmenter avec la tension. Cependant si on prend en compte l'erreur sur la valeur moyenne du piédestal (qui corres-

4. sa valeur absolue

pond ici à la déviation sur la moyenne) alors on peut considérer que ces valeurs ne sont pas significatives. Cela vient du fait que si on observe par exemple le bruit sur les pixels, on trouve dès 2.871V un nombre significatif de pixels à 0. Ce qui suggère qu'ils ne sont pas actifs durant l'acquisition. Ceci nous entraîne à étudier le nombre de pixels inactifs en fonction de la tension.

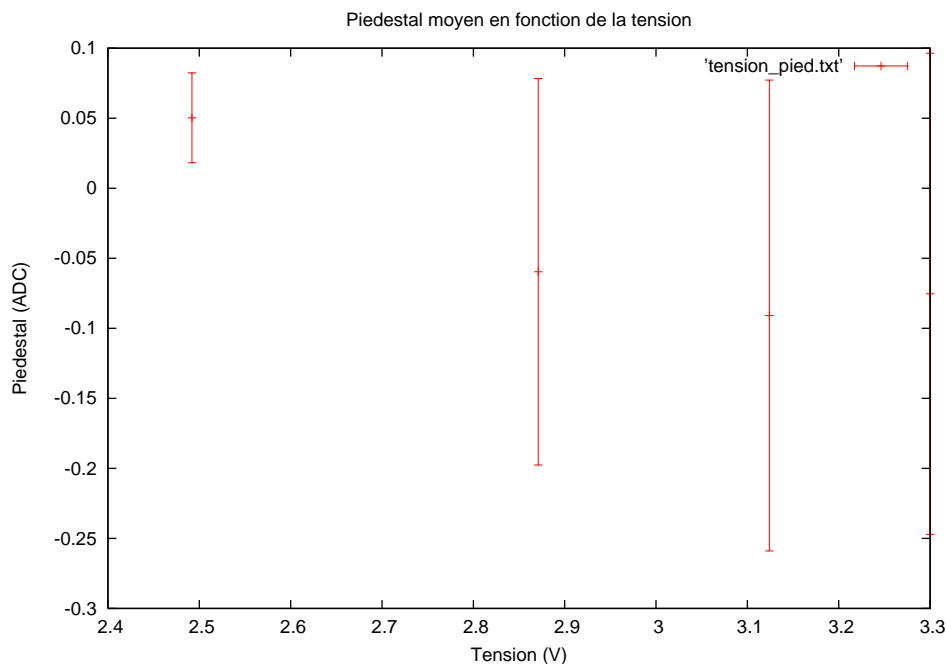


FIGURE 11 – valeur du piédestal moyen en fonction de la tension

On considérera comme "inactif" les pixels dont la valeur du bruit est inférieur à 0.2 uADC, on utilise l'histogramme à une dimension que l'on a créer pour compter leur nombre. La figure 12 représente le nombre de pixels inactifs en fonction de la tension : clairement, leur nombre diminue avec une tension croissante.

En conclusion, la baisse de tension dû au câble de 0.2V ne devrait pas influencer le fonctionnement du capteur CMOS.

Références

- [1] Groom et al. *The European Physical Journal*, volume 15. Springer, Società Italiana di Fisica, 2000.
- [2] R. Turchetta. Spatial resolution of silicon microstrip detectors. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research*, 335 :44–58, Juin 1993.

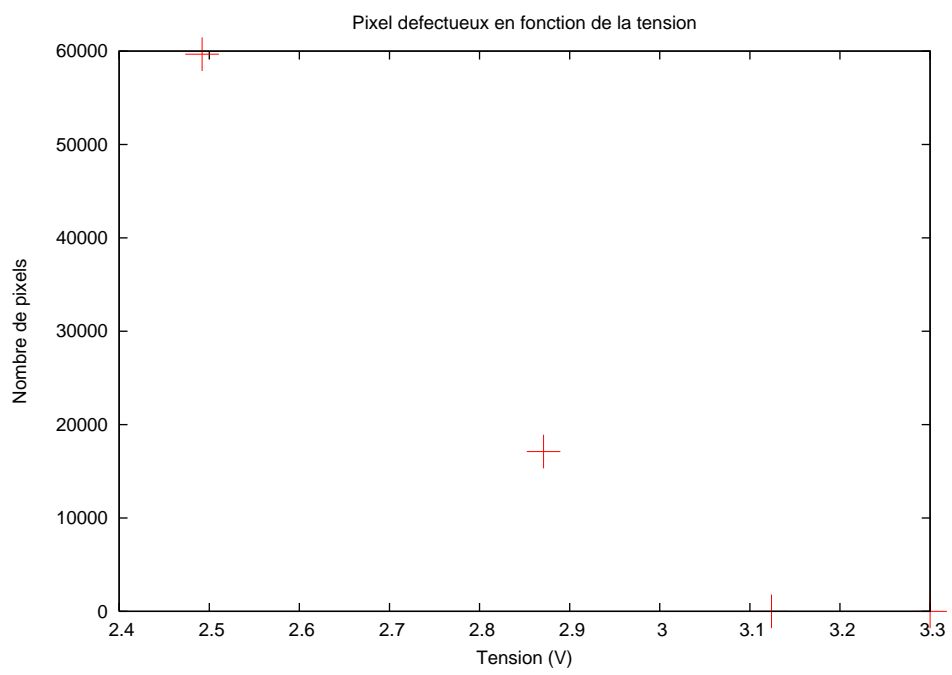


FIGURE 12 – nombre de pixels inactifs en fonction de la tension