

Faisceau-test GLAST au GANIL

Johan Bregeon

Avril 2003

Table des matières

Table des matières	3
I Expérience GLAST au Ganil	6
1 Situation et objectifs	7
1.1 Intérêt pour GLAST	7
1.2 Ionisation, scintillation et quenching	7
1.3 Dispositif de l'expérience menée au GANIL	10
1.3.1 Géométrie du détecteur	10
1.3.2 Faisceau, cibles et déclenchement	10
1.3.3 Notations et définitions	13
2 Etalonnage des détecteurs	14
2.1 Piédestaux	14
2.2 Détecteurs Silicium	16
2.2.1 Etalonnage en énergie par les pics élastiques	16
2.2.2 Vérification de l'étalonnage	17
2.3 Détecteurs CsI	19
2.3.1 Inter-étalonnage des voies	19
2.3.2 Etalonnage en source ^{22}Na	22
2.4 Tableau récapitulatif	28
3 Détermination du quenching	30
3.1 Cartes $(E_{\text{CsI}}, \Delta E_{\text{Si}})$	30
3.2 Calcul de dépôt d'énergie par ionisation	31
3.3 Utilisation de la référence Silicium	33
3.4 Courbes de lumière	34
3.5 Erreurs sur les courbes de lumière	36
3.5.1 Erreurs systématiques dues à la méthode de détermination du quenching	36
3.5.2 Calcul de l'erreur globale	38
3.6 Cas des ions : C, N, O, Si, Fe	39
4 Comparaison avec l'expérience INDRA	42
4.1 Présentation d'INDRA	42
4.2 Détermination des coefficients de quenching	42
4.3 Carte $(E_{\text{CsI}}, \Delta E_{\text{Si}})$ corrigée du quenching	46

Annexes	47
A Expérience GANIL	48
A.1 Calculs de dépôts d'énergie	48
Bibliographie	49

Première partie

Expérience GLAST au Ganil

1 Situation et objectifs

1.1 Intérêt pour GLAST

(à réviser selon ce qu'il y aura avant et après !)

L'étalonnage en énergie du calorimètre de GLAST est un des points clés de la réussite de la mission. Il sera réalisé en vol afin de permettre un suivi précis et de mesurer toute dérive de l'électronique et des détecteurs, due au stress du lancement et au vieillissement prématuré provoqué par l'irradiation par les rayons cosmiques. Le principe de l'étalonnage en énergie consiste à utiliser, parmi les rayons cosmiques, les ions lourds relativistes proche du minimum d'ionisation qui traversent à chaque instant les barreaux de CsI du calorimètre. Les protons, par exemple, permettront d'étalonner le gain le plus fort LEX8 en déposant environ 12 MeV dans chaque barreau traversé, les ions fer en déposant près de 6.7 GeV étalonneront le gain le plus faible HEX1. En utilisant, p, He, C, N, O, Si, Fe, on étalonnera ainsi toutes les chaînes d'électronique.

La pierre d'achoppement de cet étalonnage est la parfaite connaissance du quenching, caractéristique intrinsèque du CsI qui fait que la quantité de lumière générée dans le CsI est une fonction non linéaire du dépôt d'énergie d'un ion lourd, selon l'espèce et l'énergie de l'ion, comme cela est décrit en détail au paragraphe 1.2. Il est intéressant de comprendre au mieux l'effet de quenching en le mesurant à toutes les énergies et pour un maximum d'ions pour les barreaux de CsI(Tl) certifiés GLAST, d'autant plus que les valeurs de quenching reportées dans la littérature sont pour le moins diverses.

L'expérience menée au GANIL avec un faisceau de $^{78}_{36}\text{Kr}$ à 73 MeV/nuc a permis la mesure du quenching pour tous les ions, des protons au krypton, d'énergie allant de 0 à 73 MeV/nuc . Cette expérience fut de plus un prélude important pour une autre expérience de plus grande ampleur menée au GSI et couvrant la partie haute énergie de 0.6 à 1.7 GeV/nuc . La comparaison entre les données obtenues par ces deux expériences permettra de conforter la mesure des effets de quenching à toutes les énergies dans les barreaux de CsI de GLAST.

1.2 Ionisation, scintillation et quenching

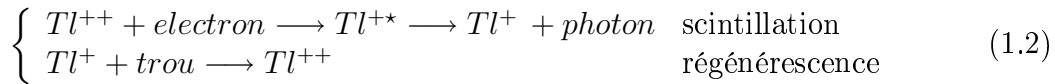
Rappelons maintenant les bases des processus d'ionisation et de scintillation, caractéristiques du passage d'un ion dans le calorimètre. Lorsqu'une particule, autre qu'un photon ou un électron, traverse de la matière, elle y dépose de l'énergie par ionisation et par excitation atomique. L'ionisation est de loin le processus prépondérant et se traduit simplement par la création de paires électron/trou. La perte d'énergie d'une particule (z, β) , traversant une épaisseur dx d'un matériau (Z, A) est donnée par la **formule de Bethe-Bloch** avec une précision de l'ordre de 1% entre $40\text{ MeV}/c$ et $6\text{ GeV}/c$ pour un pion, l'équation (1.1) est telle qu'écrite dans [8] :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \delta^2 \right] \quad (1.1)$$

où $\frac{K}{A} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2}{e^2 A} = 0.307075 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$ pour $A = 1\text{g.mol}^{-1}$
 $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.817940325 \text{ fm}$ rayon classique de l'électron
 T_{max} est l'énergie cinétique maximum qui peut être donné à un électron libre à la suite d'une collision.
 δ permet de corriger des effets de densité.
 I est l'énergie moyenne d'excitation en eV .
 $N_A = 6.0221415 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ est le nombre d'Avogadro.
 $m_e c^2 = 0.510998918 \text{ MeV}$ est la masse de l'électron.

A plus basse énergie, des corrections sont nécessaires pour tenir compte d'effets d'écran. A plus haute énergie, au-dessus de $6 \text{ GeV}/c$, les effets radiatifs deviennent très importants. Dans le gamme d'énergie qui nous intéresse, entre 0 et 73 MeV par nucléon, les erreurs dans les calculs de dépôt d'énergie sont donc très faibles et on les négligera par la suite. Pour le cas d'un matériau composé (dont le CsI), on somme les dépôt d'énergie correspondant à chaque composante en considérant les bonnes proportions molaires.

Les barreaux du calorimètre de GLAST sont constitués de scintillateur CsI dopé au thallium. Le CsI pur ne génère qu'une faible quantité de lumière dans le bleu et l'ultra-violet. Le dopage au thallium permet d'augmenter très fortement la quantité de lumière produite en ajoutant une composante dans le jaune à $5500\text{\AA}$. La scintillation est un effet très mineur par rapport à l'ionisation en terme de quantité d'énergie mise en jeu. Pour le CsI, un modèle simplifié de scintillation est proposé par [6][7] :



Ce modèle met en jeu des paires électron/trou issus de l'ionisation qui se recombinent sur des sites thallium, les noyaux de thallium se désexcitent ensuite en émettant un photon, voir le schéma 1.1.

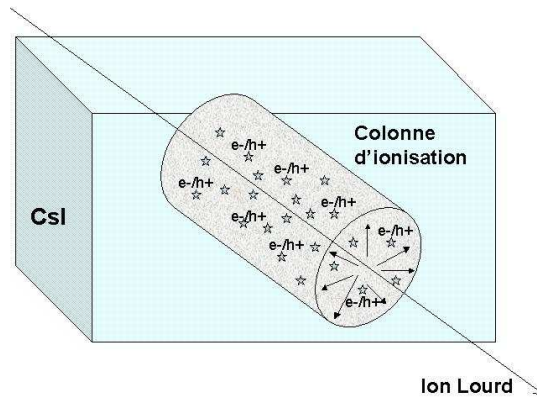


FIG. 1.1 – Colonne d'ionisation générée par le passage d'un ion lourd dans du CsI.

Lorsqu'un ion lourd traverse un matériau scintillant, le dépôt d'énergie (dE/dx) est localement très important, la densité d'ionisation est donc très forte le long

de la colonne d'ionisation. Cette grande densité d'ionisation autorise l'ouverture d'autres voies de recombinaison pour les excitons, qui peuvent notamment profiter des impuretés forcément présentes dans le cristal, voir la figure 1.2. Puisque tous les excitons ne produisent pas de lumière en se recombinant, on observe donc une saturation de la production de lumière. Plus généralement, on comprend alors que la production de lumière, directement liée à l'activation des sites thallium, n'est pas linéaire en fonction du dépôt d'énergie des ions, cet effet de saturation est appelé quenching.

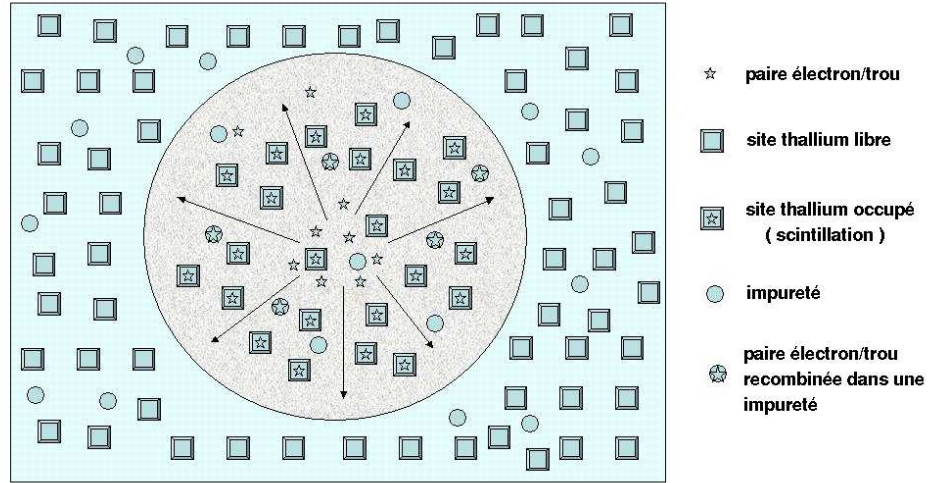


FIG. 1.2 – Schéma montrant la saturation de la scintillation entraînant les effets de quenching dans une tranche de la colonne d'ionisation (en foncée) créée par le passage d'un ion lourd.

Le cas des électrons et des photons qui déposent leur énergie en provoquant des gerbes électromagnétiques dans le matériau sera explicité au début de la partie 3.

1.3 Dispositif de l'expérience menée au GANIL

1.3.1 Géométrie du détecteur

Le dispositif utilisé lors de l'expérience est constitué de deux associations de détecteurs presque identiques. Chaque lot comprend un barreau de scintillateur **CsI(Tl)** équipé à chaque extrémité d'une grande et d'une petite photodiode et trois détecteurs silicium placés juste devant ce barreau comme le montrent la photographie 1.3 et la figure 1.4.

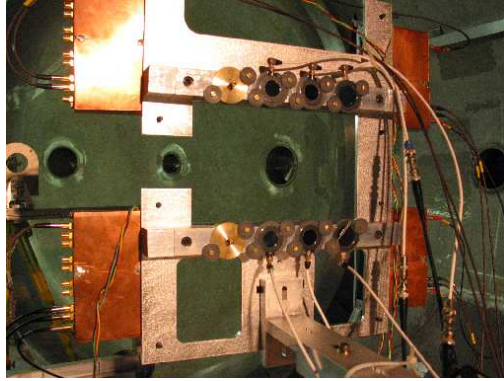


FIG. 1.3 – Gros plan sur le détecteur placé au bout de son support à l'intérieur de la cuve.

De plus, l'ensemble est soutenu par un bras pivotant qui permet de placer le détecteur à des angles compris entre 0° et 11° par rapport à l'axe du faisceau et à 2m du porte-cible.

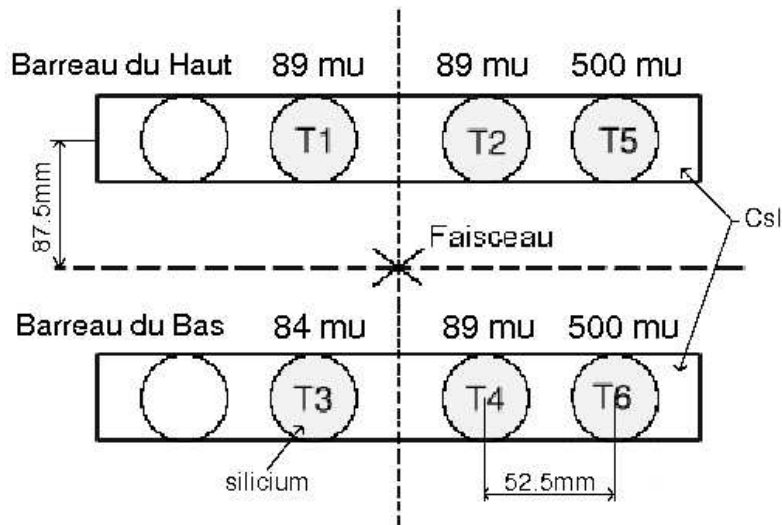


FIG. 1.4 – Disposition à 0° des éléments du détecteurs, 6 diodes silicium et 2 barreaux de CsI.

1.3.2 Faisceau, cibles et déclenchement

Le faisceau incident est un faisceau d'ions de ^{78}Kr d'énergie $73\text{MeV}/\text{nucleon}$, soit une énergie cinétique totale d'environ 5.7GeV par particule. Cette faible énergie

justifie que l'expérience soit installée dans la cuve à vide **Nautilus** sur la ligne G4 du GANIL[17]. Pour produire un maximum d'espèces d'ions et couvrir la plus large gamme d'énergie, nous avons utilisé des cibles de nature et d'épaisseur différentes :

- 4 cibles d'Or : 2.11, 220, 492 et 540 mg/cm^2
- 2 cibles de Plomb : 54.7 et 454 mg/cm^2

La figure 1.5 présente le principe de fonctionnement de l'expérience.

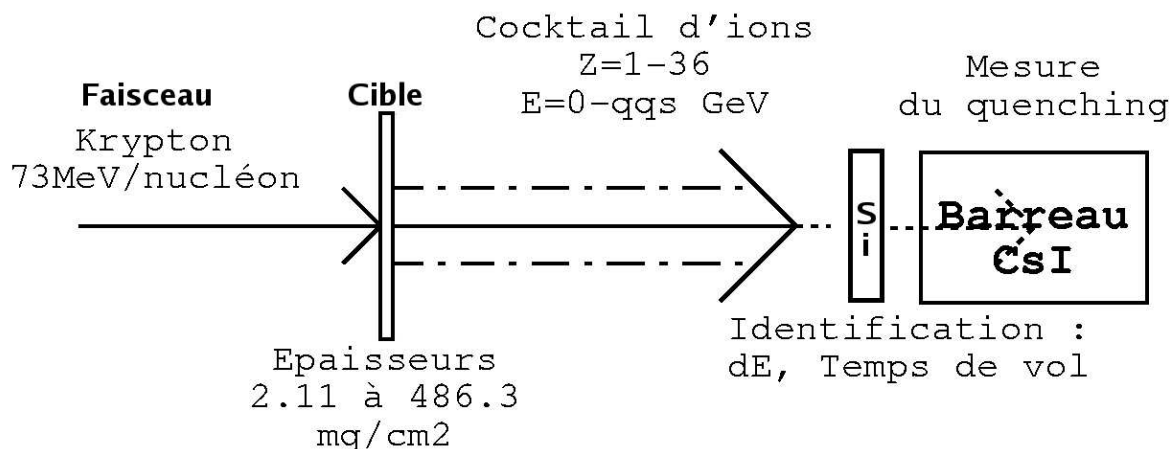


FIG. 1.5 – Principe de l'expérience : le faisceau de Krypton frappe la cible provoquant des réactions nucléaires qui éjectent des ions. Ces ions traversent le détecteur silicium où ils sont identifiés puis s'arrêtent dans le scintillateur CsI dans lequel on mesure la quantité de lumière générée.

Le déclenchement est réalisé par un OU logique des détecteurs silicium, et le pattern des bits, enregistré dans les données, permet de savoir quels détecteurs ont déclenché l'acquisition pour chaque événement. On trouvera le schéma global de l'électronique figure 1.6 page 12.

L'acquisition en temps réel est assurée par un système **Lynx** pilotant un châssis VME. Le programme d'acquisition a été développé spécifiquement pour cette expérience et permet l'écriture des données sur disque dur à une fréquence d'environ 1kHz. Le codeur utilisé est un module VME de type **CAEN V785 Peak Sensing ADC** capable de coder des signaux analogiques de 0 à 4V sur 12 bits pour chacune de ces 32 voies.

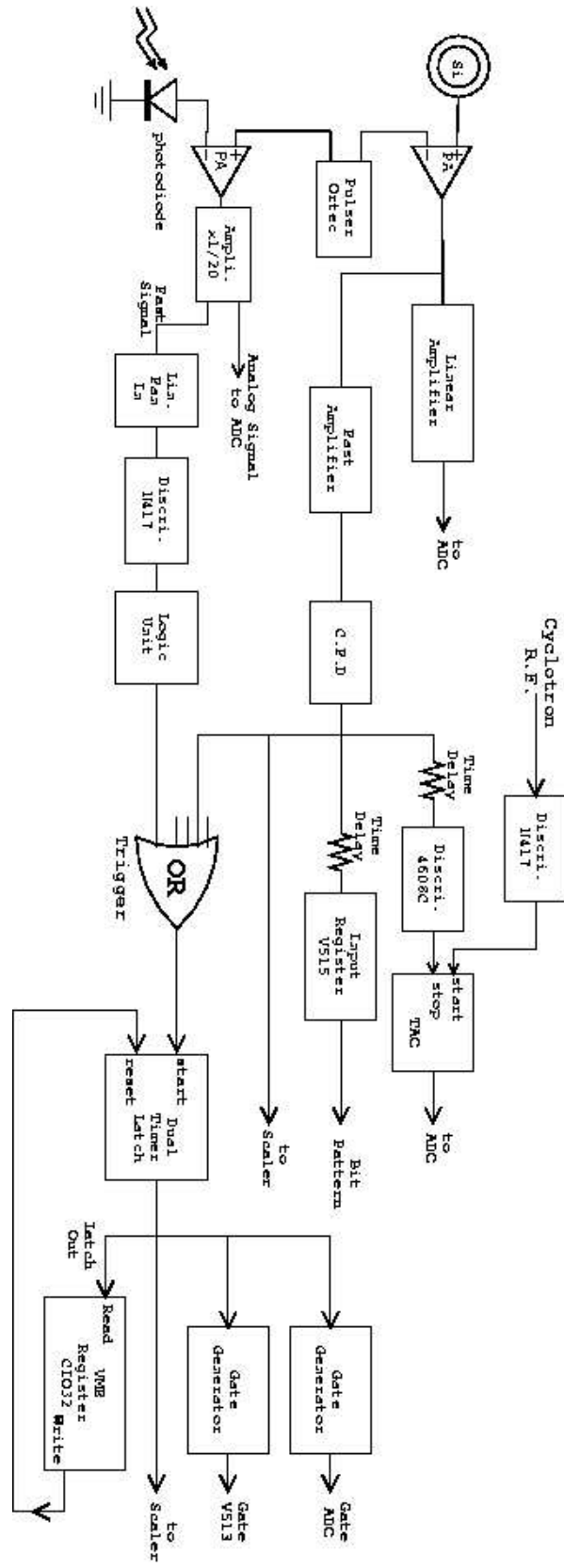


FIG. 1.6 – Schéma global de l'électronique d'acquisition

1.3.3 Notations et définitions

Voici les références et notations adoptées, l'utilisateur a le faisceau dans le dos :

- GDGH : Grande Diode du barreau du Haut, côté Gauche
- GDDH : Grande Diode du barreau du Haut, côté Droit
- PDGH : Petite Diode du barreau du Haut, côté Gauche
- PDDH : Petite Diode du barreau du Haut, côté Droit
- GDGB : Grande Diode du barreau du Bas, côté Gauche
- Gddb : Grande Diode du barreau du Bas, côté Droit
- PDGB : Petite Diode du barreau du Bas, côté Gauche
- Pddb : Petite Diode du barreau du Bas, côté Droit
- DESI80GH ou T1 : détecteur silicium mince, barreau du Haut, côté Gauche
- DESI80DH ou T2 : détecteur silicium mince, barreau du Haut, côté Droit
- DESI500H ou T5 : détecteur silicium épais, barreau du Haut
- DESI80GB ou T3 : détecteur silicium mince, barreau du Bas, côté Gauche
- DESI80DB ou T4 : détecteur silicium mince, barreau du Bas, côté Droit
- DESI500B ou T6 : détecteur silicium épais, barreau du Bas
- GDHs : $\frac{GDGH+GDDH}{2}$ Lumière vue par les grandes diodes du barreau du haut
- GDBs : $\frac{GDGB+Gddb}{2}$ Lumière vue par les grandes diodes du barreau du bas
- PDHs : $\frac{PDGH+PDDH}{2}$ Lumière vue par les petites diodes du barreau du haut
- PDBs : $\frac{PDGB+Pddb}{2}$ Lumière vue par les petites diodes du barreau du bas

Sur le barreau du haut, les préamplificateurs des Grandes Diodes et des Petites Diodes sont inversés, il ne sont remis en bonne place qu'après la fin du faisceau et l'ouverture de la cuve.

On appelle télescope l'association d'un détecteur silicium et du barreau de CsI correspondant, qui permet d'obtenir les histogrammes à 2 dimensions $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$, voir la figure 2.3 page 17. Par exemple le **télescope T1-GDHs** permet d'obtenir l'histogramme $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ avec E_{CsI} donnée par les grandes diodes du barreau du haut et ΔE_{Si} donnée par le premier détecteur silicium du barreau du haut.

2 Etalonnage des détecteurs

L'étalonnage en énergie des différents détecteurs est basé sur le principe de référence explicité par l'équation (2.1) suivante :

$$E = \alpha(c - c_0) \text{ MeV} \quad (2.1)$$

où E est l'énergie en MeV.

c est le nombre de **canaux** d'ADC.

c_0 est la valeur du **piédestal** en canal d'ADC.

α est le coefficient de **conversion** en MeV/canal.

2.1 Piédestaux

La détermination des piédestaux nécessite de recourir à plusieurs sources d'information, il faut en effet tenir compte à la fois du bruit de l'électronique et d'éventuelles non linéarités de l'ADC et/ou des amplificateurs.

- Données Faisceau : dans les données sous faisceau, les piédestaux remplissent les canaux correspondant à la valeur vue par l'ADC dans une voie lorsqu'une autre voie a déclenché (voir figure 2.1).
- Données Pulser : on injecte dans toute l'électronique un signal issu d'un générateur d'impulsion, ceci pour différentes tensions, dans le but de vérifier la linéarité de l'ADC et de caractériser les gains des amplificateurs. A chaque tension correspond un pic dans chaque voie de l'ADC. Une régression linéaire sur tout les pics permet de déterminer la valeur à l'origine qui correspond donc au piédestal à vide, soit la valeur lue lorsqu'aucun signal ne rentre dans la voie. Puis une régression d'ordre 2 appliquée sur les pics faibles (faible nombre de canaux dans l'ADC) permet de tenir compte de la non linéarité de l'ADC à bas canaux et de déterminer la valeur la plus juste du piédestal. On s'assure ensuite que le raccord entre les deux ajustements est correct (voir figure 2.2).
- Erreur : les erreurs statistiques sont négligeables car sous faisceau comme pour les runs pulser, on dispose d'un très grand nombre d'évènement. L'incertitude d'origine systématique sur la détermination des piédestaux est donnée par la différence entre les piédestaux à vide et les piédestaux choisis. Cette incertitude est faible, de l'ordre de 2 ou 3 canaux sur 100 en général. Pour certaines voies, on ne dispose pas de données **pulser**, on choisit alors la valeur du piédestal sous faisceau, l'erreur étant de même mesurée par l'écart à la valeur à vide. Pour trois des voies, cette écart est important (20 canaux ADC), ce qui n'est pas réaliste, l'erreur attribuée est alors fixée à 3 canaux ADC ce qui correspond à l'erreur maximum observée sur les autres voies.

Les valeurs obtenues figurent dans le tableau récapitulatif 2.8, page 29.

2.2 Détecteurs Silicium

Chaque barreau de CsI est équipé de 2 détecteurs silicium minces de $89\mu m$ et d'un détecteur silicium épais de $500\mu m$. L'étalonnage en énergie est réalisé de deux manières indépendantes, d'une part grâce aux pics élastiques d'autre part à l'aide d'une source alpha trois pics.

2.2.1 Etalonnage en énergie par les pics élastiques

Lorsque les ions de Krypton du faisceau traversent la cible sans provoquer de réaction nucléaire, l'interaction est uniquement de type élastique. Ce cas de figure est le plus probable ; dans les données ceci se traduit par une accumulation statistique de points qui forme ce que l'on appelle le **pic de diffusion élastique** et dont on peut calculer précisément l'énergie à partir de l'énergie incidente du faisceau, de l'épaisseur de cible et de l'épaisseur de silicium traversée (voir le tableau 2.1 résumant ces calculs). Cette méthode n'est pas applicable aux détecteurs silicium épais T5 et T6 car ils sont très largement saturés par de tels dépôts d'énergie. Ceux-ci seront étalonnés par une source comme décrit au paragraphe 2.2.2.

Cibles	Code Borcea "eloss_b"					Kr78 73MeV/nuc				
				g/cm3	mg/cm2	Cible		Silicium 89mu		Si 84mu
Nb	Nature	Z	A	densité	épaisseur	dE	Efin	dE(MeV)	Efin	dE(MeV)
2	Au	79	197	19.3	2.11	11.5	5682.5	194.0	5488.4	183.1
3	Pb	82	208	11.3	56	303.2	5390.8	201.6	5189.2	190.2
4	Au	79	197	19.3	197	1149.6	4544.4	228.3	4316.4	215.4
5	Au	79	197	19.3	426.4	2767.6	2926.4	316.0	2610.3	298.3
6	Pb	82	208	11.3	465.2	2986.6	2707.4	334.9	2372.5	316.1
7	Au	79	197	19.3	486.3	3278.7	2415.3	364.7	2050.6	344.2
										règle de 3

TAB. 2.1 – Tableau présentant les résultats du code de dépôt d'énergie. Les valeurs dE(MeV) pour un détecteur silicium de $89\mu m$ et de $84\mu m$ correspondent au dépôt d'énergie pour les ions du pic élastique pour chaque cible.

La figure 2.3 représente, en ordonnée, l'énergie déposée dans un détecteur silicium mince, et en abscisse, la lumière générée dans le barreau de CsI associé. Ce type de graphe sera appelé par la suite **carte** ($E_{CsI}, \Delta E_{Si}$).

Sur cette carte (figure 2.3), à chaque pic de diffusion élastique correspond une cible différente et donc une énergie différente dans T1. Cette carte a été créée en sommant plusieurs runs, à chaque run correspond une épaisseur de cible (voir le tableau 2.1).

Pour déterminer les centroides des distributions des pics, on choisit un run pour chaque cible et l'on trace la carte ($E_{CsI}, \Delta E_{Si}$), on sélectionne le pic de diffusion élastique, on projette le pic sur l'axe ΔE_{Si} (ordonnée), enfin on ajuste une gaussienne sur le pic obtenu. A partir des valeurs moyennes des gaussiennes de tous les pics élastiques on établit une régression linéaire sur les résultats du code de calcul de

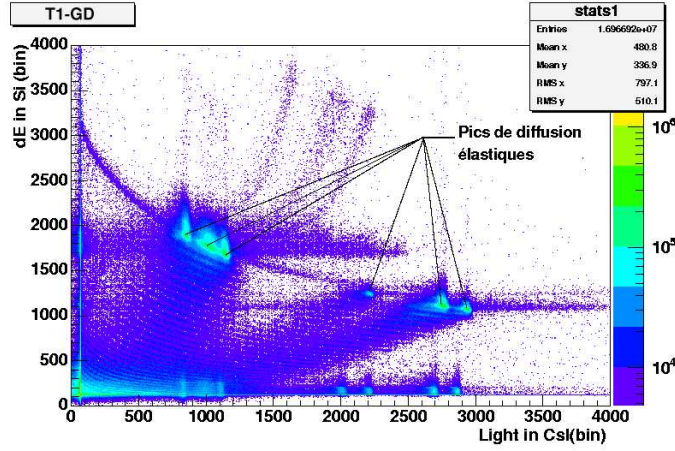


FIG. 2.3 – Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ non étalonnée, pour le télescope T1-GDHs

dépôt d'énergie (tableau 2.1) pour obtenir les coefficients d'étalonnage en énergie (α équation 2.1). Pour chaque détecteur, la régression linéaire pourrait nous donner à la fois la pente et le piédestal, cependant, dans la mesure où les piédestaux ont été déterminés avec précision antérieurement (voir chapitre 2.1), on préfère introduire les valeurs de ces piédestaux dans l'ajustement pour obtenir une plus grande précision sur les valeurs de pente. Les résultats figurent dans le tableau 2.2. Les pics élastiques étant parfaitement résolus, l'erreur statistique sur les valeurs des pentes est très faible. De plus, on a introduit des erreurs systématiques de 2% sur l'épaisseur des cibles et de 1% sur l'épaisseur des détecteurs silicium dans le calcul des dépôts d'énergie des pics élastiques. L'erreur totale sur les valeurs des pentes reste inférieure à 1%.

2.2.2 Vérification de l'étalonnage

Une autre méthode d'étalonnage en énergie des détecteurs silicium a été utilisée afin de conforter les résultats précédents. Cette méthode d'étalonnage en énergie consiste à utiliser des runs effectués avec une source émettant des particules α à trois énergies différentes, et baptisée **source Alpha 3 pics** : 5157keV (^{239}Pu) , 5486keV (^{241}Am) , 5805keV (^{244}Cm). La source est simplement posée devant chaque lot de détecteurs à l'intérieur de la cuve à vide, et le gain des amplificateurs des détecteurs silicium minces est augmenté à $\times 500$. On ajuste chacun des trois pics vus dans chaque silicium afin d'obtenir les valeurs centrales de chaque pic en nombre de canaux d'ADC, puis par une régression linéaire sur les énergies correspondant aux pics, on obtient pour chaque détecteur silicium le coefficient de conversion Canaux d'ADC / énergie. La dernière étape consiste à inter-étalonner les gains des amplificateurs entre $\times 500$ et $\times 20$ en utilisant la même méthode que celle décrite au paragraphe 2.3.2. On obtient finalement une nouvelle valeur d'étalonnage en énergie qui correspond à $\frac{1}{\alpha}$ dans l'équation (2.1).

Les calculs de dépôt d'énergie dans le silicium sont d'une grande précision et le silicium n'est pas soumis à l'effet de **quenching**. On remarque sur la figure 2.4

le bon accord entre les **données calibrées en source** et le **calcul** utilisé pour l'étalonnage directe par les pics élastiques, pour toutes les cibles et pour trois des détecteurs silicium.

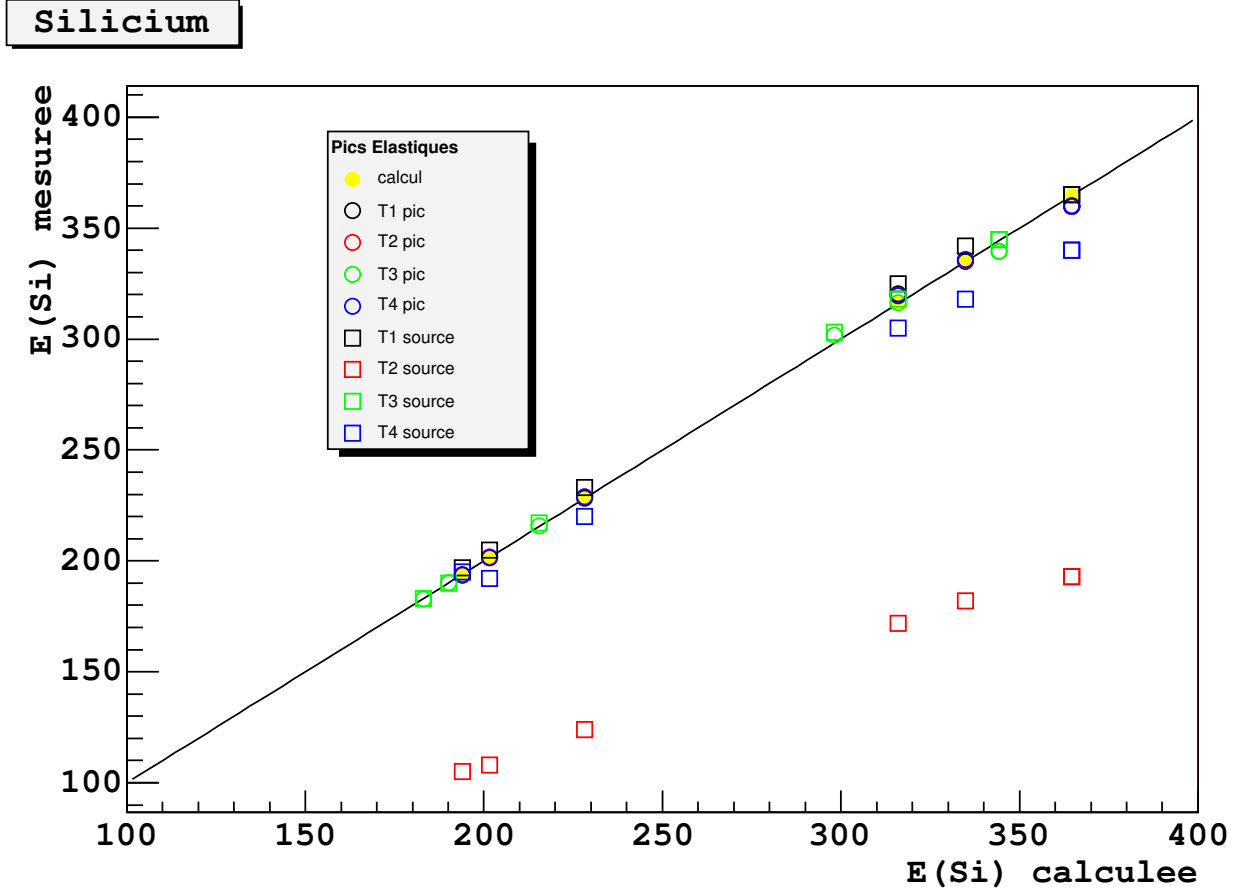


FIG. 2.4 – ΔE_{Si} mesurée à partir des étalonnages en source et par les pics élastiques, en fonction de ΔE_{Si} calculée pour les pics élastiques. Les 6 valeurs différentes en abscisse correspondent aux 6 épaisseurs de cible (voir tableau 2.1).

La méthode utilisée ci-dessus a permis au cours de sa mise en oeuvre de détecter une erreur de mesure de l'épaisseur des cibles 5 et 7 (tableau 2.1). En effet, initialement, les données et le calcul étaient incohérents pour ces 2 cibles uniquement, une nouvelle mesure précise par pesée a révélé les valeurs réelles de leur épaisseur.

Le problème de l'étalonnage du détecteur T2 provient sans doute d'un problème d'inter-étalonnage des amplificateurs, certaines valeurs de pics sont suspectes en comparaison avec les autres détecteurs silicium, mais il n'a pas été possible d'en déterminer la cause malgré un contrôle à l'oscilloscope au cours de l'expérience.

Une fois cet accord obtenu (à 5% près), l'étalonnage absolu (α dans l'équation (2.1)) a finalement été défini à partir des pics élastiques uniquement. Les coefficients de conversion ont été calculés de façon à situer les pics élastiques précisément aux valeurs attendues par le calcul, car l'exactitude de l'accord sur ce point de référence est crucial. Dans le tableau 2.2, α_{src} est la pente calculée à l'aide des runs en source,

et α_{pic} est la pente établie grâce aux pics élastiques. Pour les détecteurs épais, seul l'étalonnage en source est possible.

Si	α_{pic}	Piédestal	α_{src}
T1	0.2030 ± 0.0019	122.5 ± 0.3	0.2087
T2	0.1298 ± 0.0012	89.4 ± 0.4	0.0704
T3	0.2300 ± 0.0021	104.0 ± 0.4	0.2322
T4	0.2217 ± 0.0020	91.5 ± 0.8	0.2113
T5		81.1 ± 0.1	$0.02643 \pm 2.2\%$
T6		97.5 ± 0.5	$0.02768 \pm 0.6\%$

TAB. 2.2 – Valeurs des pentes de conversion MeV/canal d'ADC pour les 6 détecteurs silicium. α_{src} correspond aux runs en source, et α_{pic} aux pics élastiques. Les piédestaux sont ceux du chapitre 2.1. On utilisera les coefficients α_{pic} pour la suite de l'analyse des détecteurs silicium minces.

2.3 Détecteurs CsI

Initialement, il était prévu d'étalonner les barreaux de CsI à partir des muons cosmiques au minimum d'ionisation, qui déposent environ 12MeV d'énergie dans 2cm de CsI. Avec des amplificateurs appropriés, les muons permettent d'étalonner en énergie les grandes diodes de chacun des barreaux de manière indépendante. Plusieurs runs **muons** ont été réalisés, malheureusement pour des raisons qui restent obscures, il n'a pas été possible de parvenir à un étalonnage en énergie cohérent entre les deux barreaux de CsI. Finalement, l'étalonnage en énergie a été réalisé à l'aide d'une source ^{22}Na avec une bonne précision.

2.3.1 Inter-étalonnage des voies

Rappelons tout d'abord que l'on dispose de deux barreaux de CsI, chaque barreau étant équipé d'une grande et d'une petite photodiode à chaque extrémité[3]. Les différentes voies d'électronique peuvent être inter-étalonnées grâce aux données faisceau, ce qui est intéressant notamment pour corriger les différences de gain entre les deux côtés et pour étalonner les petites diodes sur les grandes.

- Gauche versus Droite : Pour chaque barreau, on peut tracer la grande diode gauche en fonction de la grande diode droite, apparaissent alors trois droites de corrélation correspondant aux trois détecteurs silicium placés devant le barreau comme le montre la figure 2.5. L'atténuation de la lumière au long du barreau est responsable des différents rapports de quantités de lumière (pente des droites) correspondant aux positions des détecteurs silicium. L'inter-étalonnage consiste à calculer la correction de gain nécessaire sur l'un ou l'autre côté de manière à ce que les droites des détecteurs silicium placés symétriquement par rapport au centre du barreau soit symétriques par rapport à la première bissectrice. A l'aide des coefficients ainsi calculés, on peut ensuite

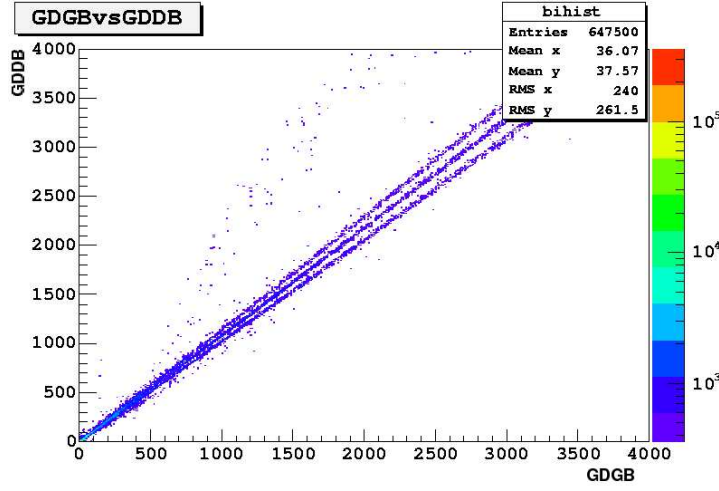


FIG. 2.5 – Inter-étalonnage gauche et droite pour les grandes diodes du barreau du bas. Chaque droite de corrélation correspond à un détecteur silicium et donc à une position sur le barreau de CsI.

considérer la somme pondérée $\frac{Gauche + \delta \times Droite}{2}$ qui permet de s'affranchir de l'atténuation de la lumière dans le barreau. Cet inter-étalonnage est réalisé pour chaque couple de photodiodes Droite/Gauche, les résultats figurent dans le tableau 2.3. La corrélation Droite/Gauche est forte et l'erreur sur les coefficients obtenus est inférieure à 1%.

Gauche		δ		Droite
GDGH	=	1.1	×	GDDH
GDGB	=	0.94	×	GDDB
PDGH	=	1.03	×	PDDH
PDGB	=	1.35	×	PDDB

TAB. 2.3 – Valeur des coefficients d'inter-étalonnage Droite vs Gauche pour chaque couple de diode.

- Petites diodes versus Grandes diodes : L'électronique correspondant aux petites diodes produit théoriquement un signal d'amplitude 36 fois inférieure au circuit des grandes diodes et on ne peut donc pas utiliser les runs en source ^{22}Na (voir section 2.3.2) pour les étalonner directement. On utilise en fait la corrélation entre $\frac{GrandeDiodeGauche + \delta G \times GrandeDiodeDroite}{2}$ et $\frac{PetiteDiodeGauche + \delta P \times PetiteDiodeDroite}{2}$ pour étalonner les petites diodes sur les grandes (voir figure 2.6 pour le barreau du bas). En effet, une fois les chaînes d'amplificateurs fixées, le rapport des gains des signaux des grandes diodes sur les petites diodes ($\frac{GD}{PD}$) est constant quelles que soient les particules traversant le CsI. Le calcul des résidus (figure 2.6 pour le barreau du bas) pour les ajustements, montre que l'incertitude sur l'inter-étalonnage est inférieure à 1% au-dessus de 500 canaux ADC dans les petites diodes. Pour minimiser l'incertitude à 1%, on considérera les grandes diodes pour les plus faibles dépôt d'énergie, puis les petites diodes pour les

dépôts d'énergie plus élevés, et on opérera la transition vers 500 canaux ADC dans les petites diodes.

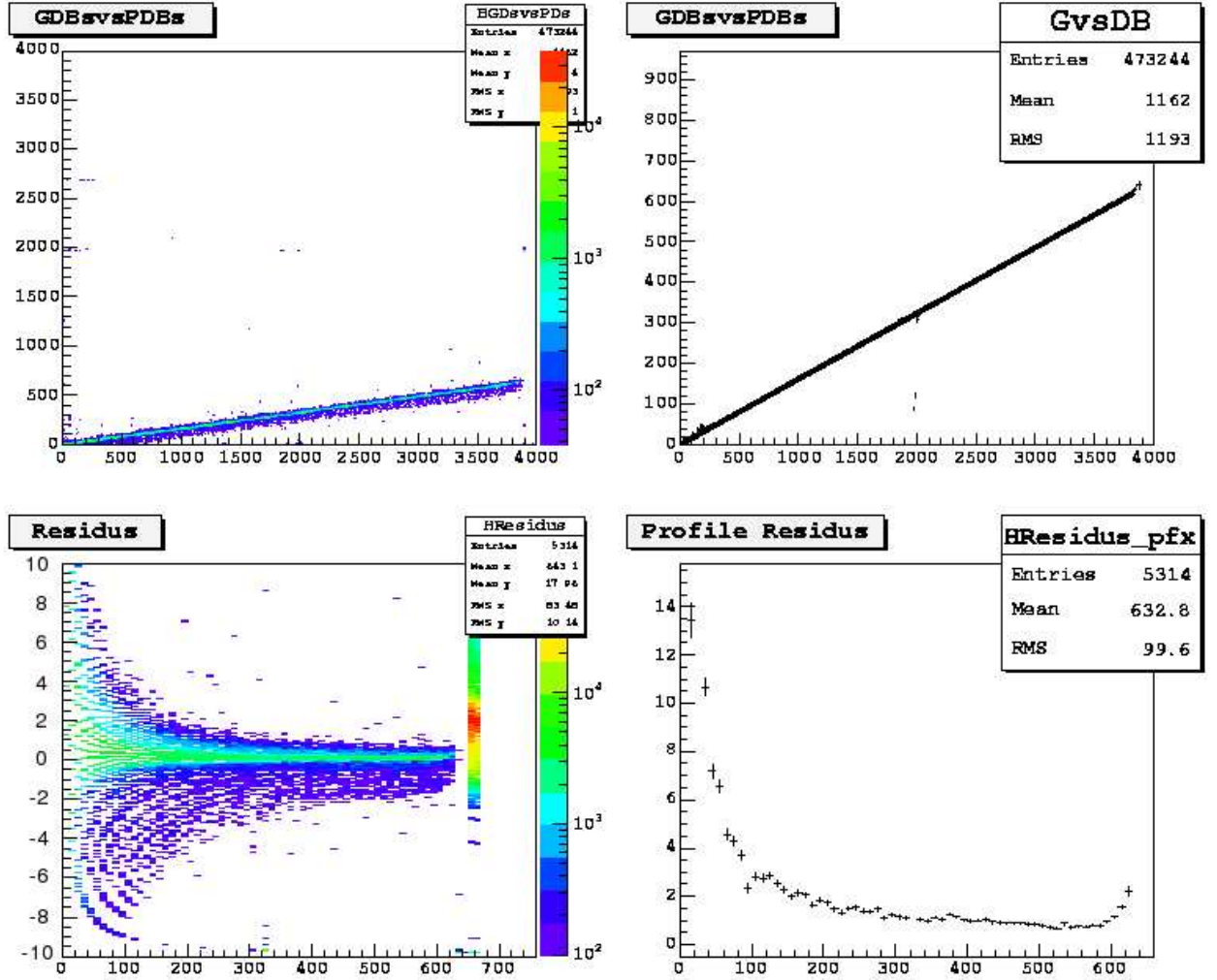


FIG. 2.6 – Inter-étalonnage des Grandes Diodes et des Petites Diodes pour le barreau du bas : **en haut à gauche**, GDBs (abscisse) versus PDBs (ordonnée), **en haut à droite**, la régression linéaire GDBs vs PDBs, **en bas à gauche**, résidus de la régression en %, versus PDBs (abscisse), **en bas à droite**, profil transverse des résidus. Le profil transverse des résidus montre que l'incertitude sur l'inter-étalonnage est inférieure à 1% pour $PDBs < 500$ canaux ADC.

Le tableau 2.4 suivant rapporte les résultats des régressions pour chaque barreau et pour des runs différents. La valeur de l'étalonnage choisie, $\frac{GD}{PD}$, est la valeur moyenne calculée dans la dernière colonne.

- Haut versus Bas : Il est aussi intéressant d'inter-étalonner le barreau de CsI du haut et celui du bas. En effet, les grandes diodes du barreau du haut n'ont pu être étalonnées en source ^{22}Na à cause de l'inversion des préamplificateurs mentionnée paragraphe 1.3.3. Pour cela on utilise les pics élastiques vus par les

runs	163/90	162/91	158/96	Moyenne
GDHs / PDHs	1.061	1.063	1.060	$1.061 \pm 1\%$
GDBs / PDBs	0.161	0.163	0.16	$0.161 \pm 1\%$

TAB. 2.4 – Résultats des régressions linéaires pour les runs choisis, valeur du coefficient d’inter-étalonnage $\frac{GD}{PD}$

petites diodes. En effet si l’on ne connaît pas exactement quelle est l’énergie vue par les barreaux pour les ions du pic élastique, à cause du quenching, on sait que cette énergie doit être la même pour les deux barreaux car le quenching est une propriété intrinsèque du CsI. A partir des pics élastiques correspondant à chaque cible on calcule par régression linéaire le coefficient d’inter-étalonnage des petites diodes que l’on utilisera dans l’équation 2.2. Les pics ont été relevés dans le tableau 2.5 et les résultats sur la figure 2.7.

	T2-PDHs					T4-PDBs				
		dE(Si)		E(CsI)			dE(Si)		E(CsI)	
Cible	Run	mean	rms	mean	rms	Run	mean	rms	mean	rms
2	163	192.6	2.3	2999	12.5	111	192.8	2.7	2313	7.3
3	150	200.7	2.4	2800	18.3	80	200.4	2.8	2165	12.6
4	146	227.7	2.6	2237	14.9	88	227.9	2.8	1733	11.4
5	136	319.6	4.0	1118	17.2	45-46-47	321.5	4.5	838.1	17.0
7	139	360.2	4.0	821	14.8	35-36-37-38	363.8	3.6	619.7	12.6

TAB. 2.5 – Inter-étalonnage du barreau de CsI du haut et de celui du bas à l’aide des pics élastiques vus par les petites diodes.

$$BH = \alpha_{HB} \times BB \quad (2.2)$$

où BH représente la lumière vue dans le barreau de CsI du Haut.

BB représente la lumière vue dans le barreau de CsI du Bas.

α_{HB} est le coefficient d’inter-étalonnage entre le barreau du Haut et celui du Bas.

La valeur d’inter-étalonnage obtenue entre le barreau de CsI du haut et celui du bas est $\alpha_{HB} = 1.297 \pm 0.005$. Cette valeur est bien plus élevée que ce à quoi l’on aurait pu s’attendre, peut-être y a-t-il ici un effet dû à l’inversion des préamplificateurs.

2.3.2 Etalonnage en source ^{22}Na

L’étalonnage en énergie des détecteurs CsI est réalisé à partir de runs en source ^{22}Na , voir schéma 2.8 ci-dessous. Dans le détecteur on voit normalement le pic à 511keV de l’annihilation des positrons, le pic à 1275keV des photons de désexcitation et un pic à 1786keV correspondant aux coïncidences. Les énergies déposées sont faibles, on utilise donc des amplificateurs **source** de gain fort, qui sont ensuite

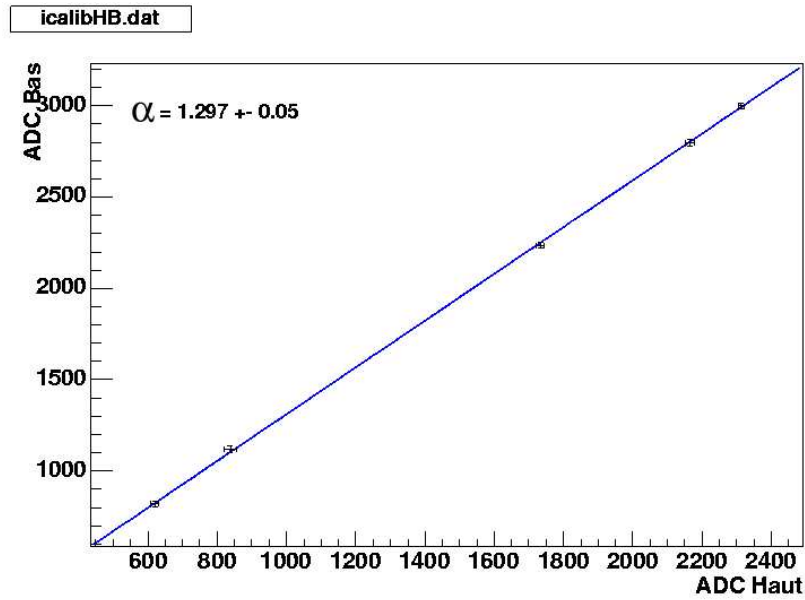


FIG. 2.7 – Régression linéaire sur les dépôts d'énergie correspondant aux pics élastiques pour inter-étalonner le barreau du haut et le barreau du bas. α est la pente de la droite ajustée.

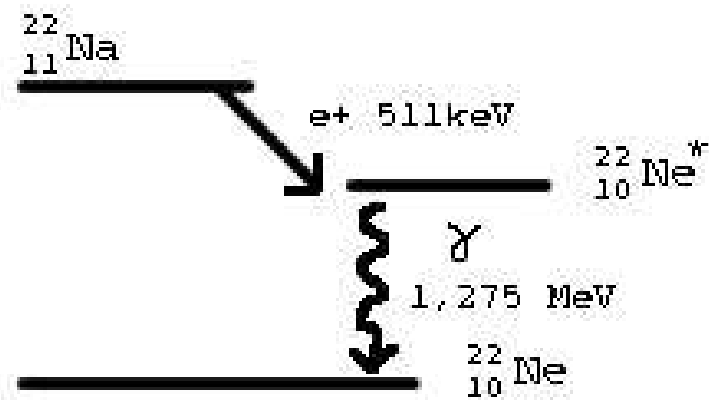


FIG. 2.8 – Schéma de désintégration de ^{22}Na .

inter-étalonnés avec les amplificateurs **faisceau**. De plus, seules les grandes diodes possèdent un gain suffisant pour voir la source, et du fait de l'inversion des préamplificateurs, l'ensemble de l'étalonnage en énergie des détecteurs CsI est réalisé à partir des grandes diodes du barreau du bas. Comme le montre la figure 2.9, les spectres

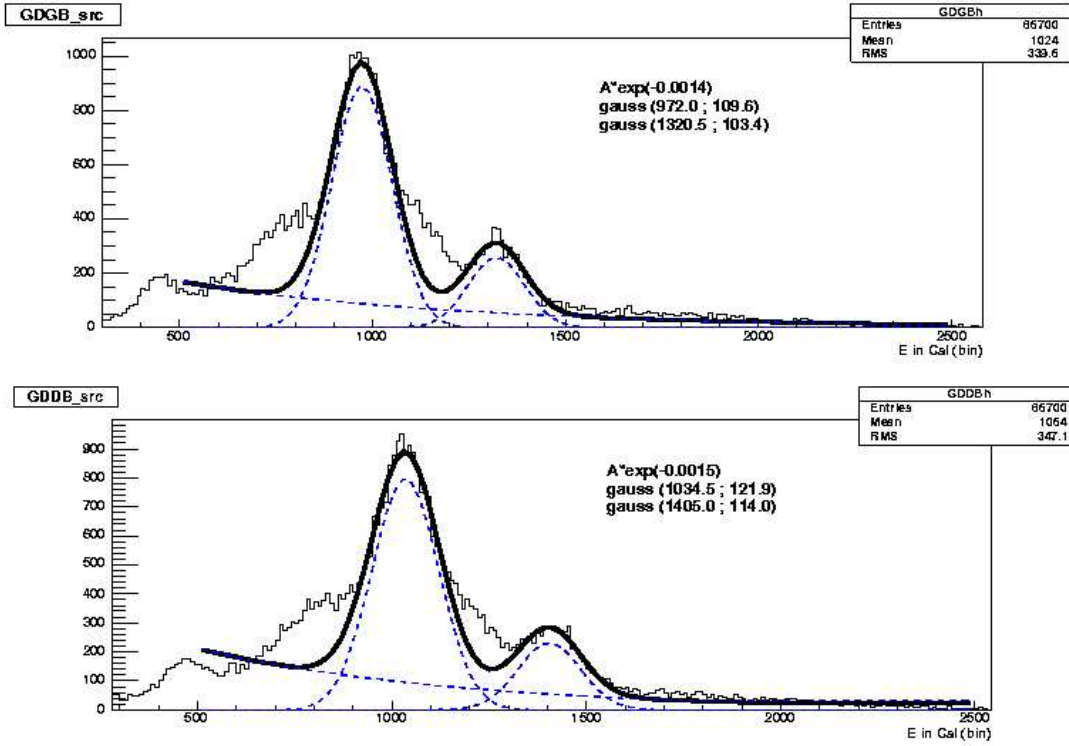


FIG. 2.9 – Run 225, source ^{22}Na posée sur le barreau du bas. La courbe continue représente la fonction ajustée pour déterminer les positions des 2 pics. Les courbes en pointillés représentent les différentes composantes.

sont bruités et le seuil de déclenchement étant trop haut, le pic à 511keV est coupé. On ne peut donc utiliser que les pics à 1275keV et 1786keV pour l'étalonnage en énergie. La procédure d'ajustement est la suivante :

- ajustement d'une fonction **exponentielle** + **gaussienne1** + **gaussienne2** pour déterminer les paramètres de l'exponentielle.
- ajustement de la fonction **exponentielle(fixée)** + **gaussienne1** sur le premier pic pour déterminer les paramètres de la première gaussienne.
- ajustement de la fonction **exponentielle(fixée)** + **gaussienne1(fixée)** + **gaussienne2** sur le second pic pour déterminer les paramètres de la seconde gaussienne.
- superposition de la fonction **exponentielle(fixée)** + **gaussienne1(fixée)** + **gaussienne2(fixée)** sur le spectre, pour vérifier la qualité de l'ajustement.

Pour évaluer la précision de l'ajustement, on introduit une erreur de $\pm 1\%$ sur les valeurs moyennes des gaussiennes, puis l'on superpose de nouveau l'ensemble de la

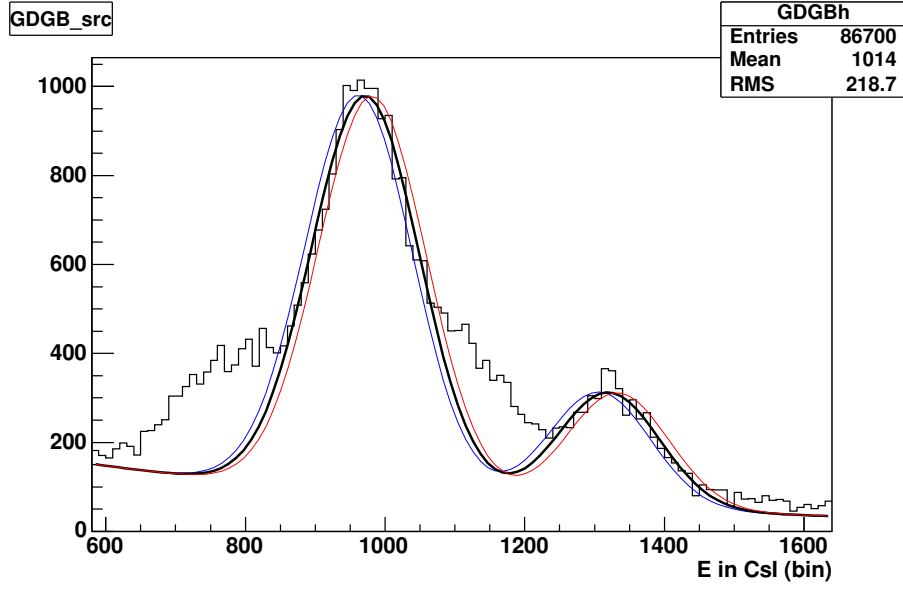


FIG. 2.10 – Run 225, source ^{22}Na posée sur le barreau du bas. Les valeurs moyennes des gaussiennes ont été décalées de $\pm 1\%$ pour démontrer la précision de l'étalonnage.

fontion sur les spectres. Ceci nous permet d'affirmer que l'erreur systématique sur la position des pics est inférieure à 1% comme le montre la figure 2.10.

Pour déterminer les coefficients d'étalonnage en $\text{MeV}/\text{canal}(\text{ADC})$, on établit une régression linéaire sur les pics à 1275keV et 1786keV , en introduisant de plus les piédestaux tels que calculés section 2.1. La figure 2.11 montre les résultats de la régression linéaire.

L'étape finale consiste à inter-étalonner les amplificateurs **source** et **faisceau** à l'aide de **runs pulser** : pour chaque chaîne d'électronique, on envoie un signal pulsé dont on fait varier de manière connue l'amplitude. A chaque amplitude correspond un pic dans la voie correspondante, voir l'exemple de la figure 2.12. On relève la valeur médiane de chaque pic puis l'on fait une régression linéaire des canaux ADC sur les amplitudes des pulses pour caractériser le gain d'amplification de la chaîne d'électronique. Par comparaison des gains déterminés avec les amplificateurs **source** et **faisceau**, on inter-étalonne les deux chaînes d'électronique pour chaque voie (voir tableau 2.6).

On applique alors ces coefficients d'inter-étalonnage des amplificateurs pour obtenir les valeurs finales d'étalonnage en énergie pour les grandes diodes du barreau du bas avec les amplificateurs **faisceau**, voir le tableau 2.7 qui donne les coefficients α de l'équation 2.1.

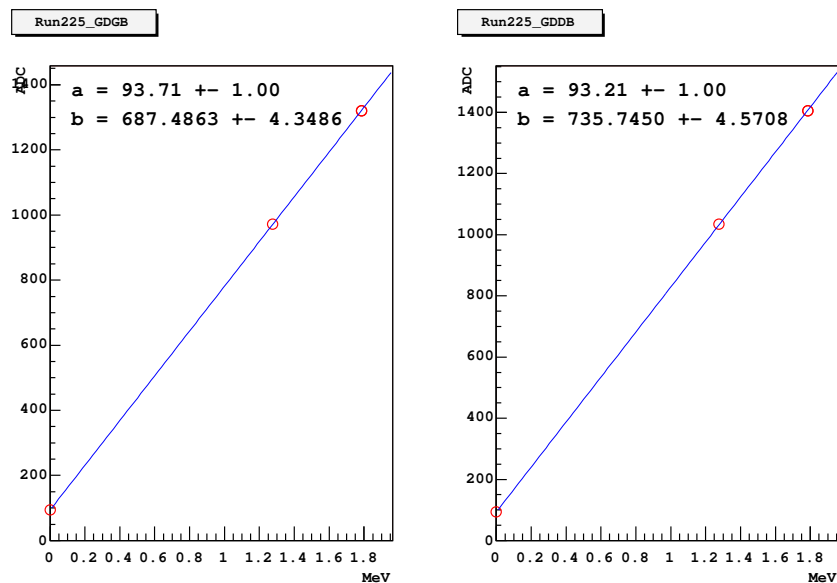


FIG. 2.11 – Run 225, source ^{22}Na posée sur le barreau du bas, régression linéaire sur les pics à 1,275 et 1,786 MeV et le piédestal

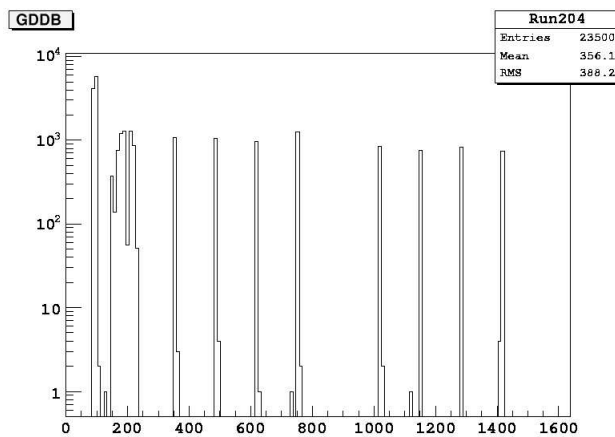


FIG. 2.12 – Run 204, GDDB, run **pulser** : à chaque pic correspond une amplitude déterminée par le générateur d'impulsion. Lorsque les tensions appliquées successivement sont trop proche, les pics se superposent, ce que l'on observe ici autour de 200 canaux.

x1/20	GDGB		GDDB	
Height	Pic	Sigma	Pic	Sigma
10.0	1417	0.7	1585.0	4.6
9.0	1285	1.0	1439.0	3.0
8.0	1152	1.0	1285.0	3.0
7.0	1019	1.0	1142.0	3.0
5.0	752.6	1.0	838.4	5.0
4.0	619.5	1.0	691.2	2.0
3.0	486.4	1.0	537.9	2.0
2.0	353.3	1.0	392.6	4.0
Pente&Pied	133.03	87.40	149.40	92.48
err	0.33	0.05	2.16	0.33
err(est)	1.00	0.39	1.00	2.54
x6	GDGB		GDDB	
Height	Pic	Sigma	Pic	Sigma
10.0	1766.8	207.3	1990.0	77.0
9.0	1573.0	138.5	1801.4	82.4
8.0	1414.1	128.3	1605.4	80.2
7.0	1249.6	115.5	1419.1	71.3
5.0	914.6	114.5	1034.8	78.5
4.0	744.3	55.5	837.4	55.2
3.0	576.9	47.6	642	56.7
2.0	413.4	48.5	451.4	56.4
1.0	251.1	47	269	53.8
Pente&Pied	167.44	77.68	192.06	71.07
err	5.31	0.85	2.79	0.45
err(est)	1.00	7.73	1.00	4.06
x6 / x1/20	125.87	0.5%	128.55	0.3%
	104.9%		107.1%	de 120

TAB. 2.6 – Inter-étalonnage des amplificateurs de gain $\times 6$ et $\times 1/20$. Le rapport théorique des gains est donc de 120, que l'on retrouve à moins de 10% près. Cette dispersion paraît raisonnable par rapport à l'utilisation de composants électroniques standards.

	GDGB	Err	GDDB	Err
0	93.7	2.7	93.2	1.0
1.275	972.0	1%	1034.5	1%
1.786	1320.5	1%	1405.0	1%
c_0	93.9	2.7	93.5	1.0
$1/\alpha_{x6}$	688.1	4.4	736.9	4.6
$x6/x20$	125.9	0.5%	128.6	0.3%
$1/\alpha$	5.467	0.8%	5.732	0.7%
α	0.183	0.8%	0.174	0.7%

TAB. 2.7 – Etalonnage en énergie des grandes diodes du barreau du bas : en multipliant les coefficients d’étalonnage en source et d’inter-étalonnage des amplificteurs, on obtient les valeurs des coefficients α de l’équation 2.1.

2.4 Tableau récapitulatif

Le tableau 2.8 rappelle les coefficients d’étalonnage ainsi que les piédestaux pour l’ensemble des détecteurs.

- GvsD : Gauche versus Droite
- GDvsPD : Grandes Diodes versus Petites Diodes
- HvsB : Barreau CsI du Haut versus Barreau CsI du Bas
- α : Coefficient de conversion en MeV par canal d’ADC de l’équation 2.1.
- c_0 : Piédestal en canal d’ADC de l’équation 2.1.
- Err_α : pourcentage d’incertitude sur les valeurs de α .
- Err_c : incertitude sur les valeurs des piédestaux en canal d’ADC.

Voie	ADC	GvsD	GDvsPD	HvsB	α	Err_α	c_0	Err_c
GDGH	0	1			0.9385	1.8%	69.4	0.1
GDDH	1	1.1			1.0323	1.8%	93.1	0.2
GDGB	4	1			0.1829	0.8%	93.7	2.7
Gddb	5	0.94			0.1744	0.7%	93.2	1.0
PDGH	2	1	1.0612	0.771	0.8843	1.4%	64.8	0.1
PDDH	3	1.03			0.9108	1.4%	79.5	0.1
PDGB	6	1	0.1594	1.297	1.1469	1.3%	85.5	3.0
Pddb	7	1.28			1.4680	1.3%	85.9	3.0
DESI80GH	18				0.2034	0.9%	122.5	0.3
DESI80DH	20				0.1301	0.9%	89.4	0.4
DESI80GB	22				0.2307	0.9%	104.0	0.4
DESI80DB	24				0.2217	0.9%	91.5	0.8
DESI500H	26				0.02643	2.2%	81.1	0.0
DESI500B	28				0.02769	0.6%	97.5	0.5
TSI80GH	19				0.0204	$\simeq 0.2\%$	103.3	2.1
TSI80DH	21				0.0211	$\simeq 0.2\%$	83.4	0.2
TSI80GB	23				0.0203	$\simeq 0.2\%$	91.4	1.8
TSI80DB	25				0.0191	$\simeq 0.2\%$	110.8	0.8
TSI500H	27				0.0201	$\simeq 0.2\%$	96.0	1.3
TSI500B	29				0.0207	$\simeq 0.2\%$	92.0	3.0

TAB. 2.8 – Tableau récapitulatif des coefficients d’étalonnage des détecteurs. Les valeurs finales d’étalonnage sont affichés en caractères gras.

3 Détermination du quenching

Le quenching est déterminé par les courbes de dépendance entre la quantité de lumière mesurée et le dépôt d'énergie attendu dans le CsI pour chaque espèce d'ion[4]. Le dépôt d'énergie dans le silicium est bien connu, et le silicium n'est pas soumis au quenching, il sert donc de point de référence entre les données et le calcul pour établir les courbes de lumière. La lumière mesurée est exprimée en MeV grâce à l'étalonnage en énergie du CsI réalisé avec une source ^{22}Na et donc sans effet de quenching.

3.1 Cartes $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$

A l'aide des coefficients d'étalonnage des détecteurs, nous sommes maintenant en mesure d'établir des cartes **énergie déposée dans le silicium** (δE_{Si}) en fonction de l'**énergie mesurée dans le CsI** (E_{CsI}) complètement étalonnées en énergie et ceci pour chaque **télescope** (voir paragraphe 1.3.3 page 13). Pour obtenir des cartes avec un maximum de statistique, on somme les runs pour lesquels les conditions de cablage sont similaires mais qui en revanche présentent des différences de nature des cibles et de position angulaire du détecteur, ceci dans le but de couvrir au mieux tout le plan, c'est à dire toute la gamme de noyaux produits ainsi que leur gamme d'énergie.

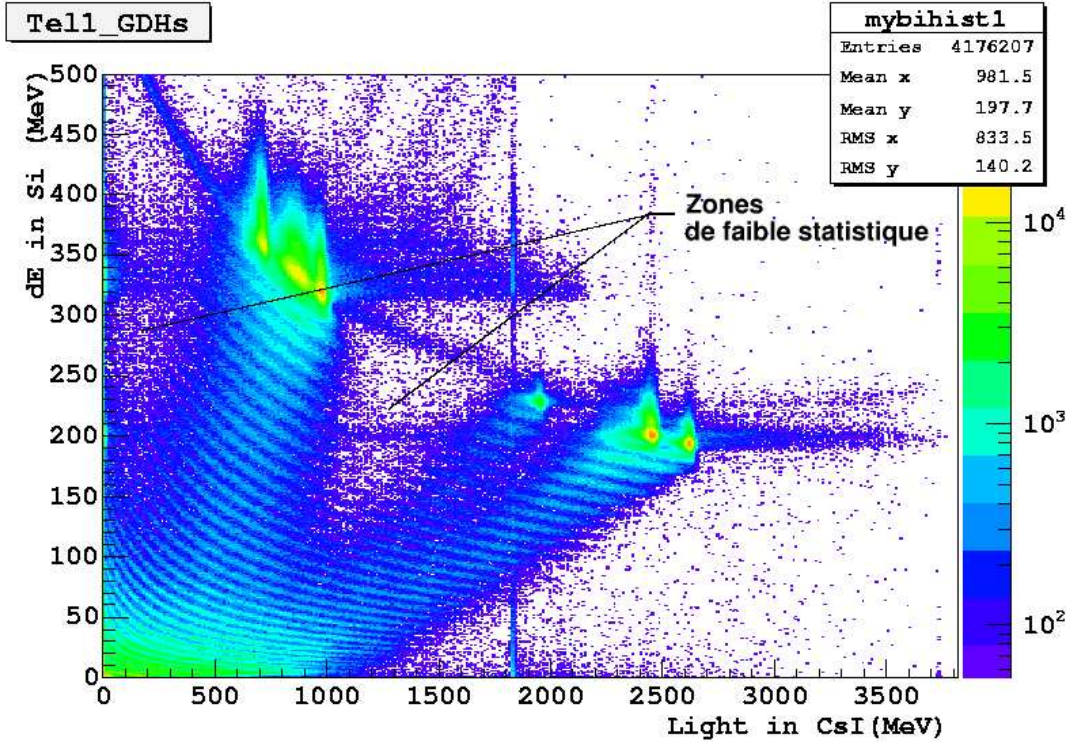


FIG. 3.1 – Carte E_{CsI} vs ΔE_{Si} étalonnée en énergie pour le télescope T1-GDHs.

Sur la carte 3.1, on voit apparaître une alternance de zones de haute et de

faible densité de coups qui forment une structure de lignes parallèles. En fait, à chaque ligne correspond une espèce d'ion donnée, les pics élastiques correspondant au faisceau de krypton donnent donc la référence $z = 36$. Pour reconnaître chaque espèce, il suffit de compter de ligne en ligne à partir de la référence, sachant qu'un décalage d'une ligne vers le bas correspond à diminuer le numéro atomique de 1 pour les noyaux lourds. Pour les noyaux légers, $z=1$ et $z=2$, il faut être particulièrement prudent car on distingue les lignes correspondant aux isotopes : proton, deuton et triton ont chacun une ligne distincte sur les télescopes épais. L'objectif annoncé est de déterminer pour chaque espèce d'ion la dépendance $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$, donc de reconnaître et d'extraire la ligne de chaque z à partir de la carte. La méthode choisie consiste à tracer *manuellement* les séparatrices (entre les lignes de z , figure 3.2) puis d'utiliser un algorithme qui détermine la ligne médiane pondérée par le nombre de coups entre chacune d'elles.

Pour chaque canal sur l'axe des X (CsI), on calcule la moyenne pondérée sur l'axe Y (Si) à l'aide de l'équation 3.1.

$$Y_m = \frac{\sum_{bin_y=bin_b}^{bin_h} nbcps \times bin_y}{\sum_{bin_y=bin_b}^{bin_h} nbcps} \quad (3.1)$$

où Y_m est la valeur médiane calculée.

bin_y est la numéro du canal sur l'axe Y (Si).

bin_b est la numéro du canal sur l'axe Y pour la séparatrice du bas.

bin_h est la numéro du canal sur l'axe Y pour la séparatrice du haut.

$nbcps$ est le nombre de coups dans le canal bin_y à l'abscisse x considéré.

Les nouvelles lignes ainsi obtenues caractérisent la dépendance $E_{CsI} \Delta E_{Si}$ pour chaque ion. La figure 3.3 montre les deux étapes nécessaires à l'obtention des lignes, en offrant un gros plan sur les z faibles.

A partir des lignes obtenues, on crée pour chaque z un tableau des coordonnées des points $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$, en échantillonnant bin par bin ($\delta_{GDHs} = 10MeV$ et $\delta_{GDBs} = 2MeV$) sur l'axe des abscisses, c'est à dire pour la lumière vue dans le CsI.

La reconnaissance des lignes est donc directement liée à une bonne statistique sur tout le plan. Evidemment, la répartition des coups n'est pas homogène, en fonction des régions du plan concernées l'erreur sur la position des lignes est donc plus ou moins importante. Pour les z élevés notamment, deux zones de très faible statistique ressortent, à basse énergie dans le CsI et à plus haute énergie entre les deux lots de cible (voir figure 3.1).

3.2 Calcul de dépôt d'énergie par ionisation

Les calculs sont réalisés par un programme en Fortran de calcul de dépôt d'énergie par ionisation basée sur la formule de Bethe-Bloch (équation 1.1). Comme paramètre d'entrée, il faut lui fournir les différents matériaux traversés après la cible (Silicium, CsI), et les différents ions.

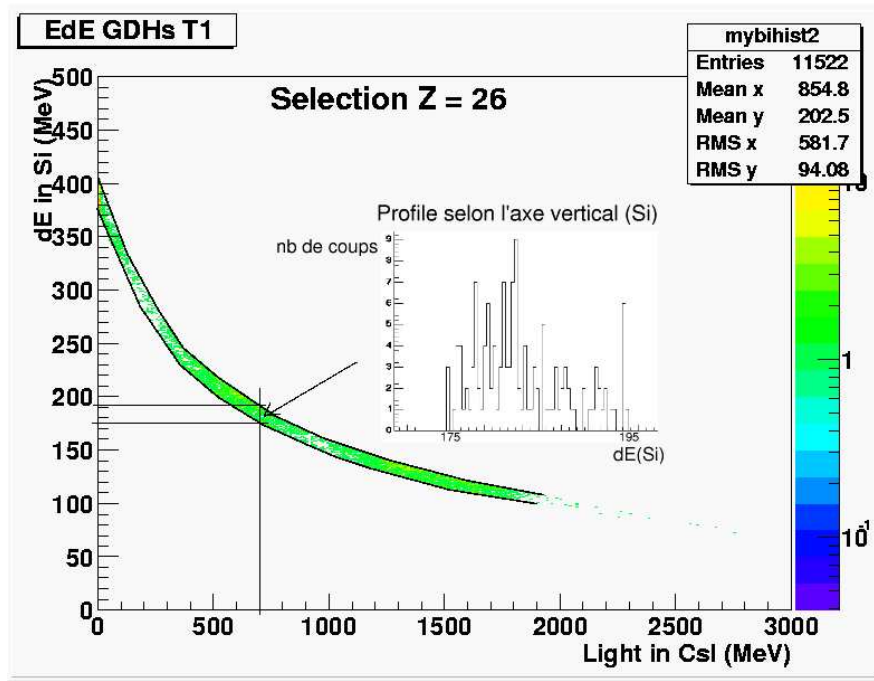


FIG. 3.2 – Algorithme de reconnaissance des lignes : sélection d'une ligne grâce aux séparatrices, calcul de la moyenne pondérée pour chaque bin de l'axe des abscisses.

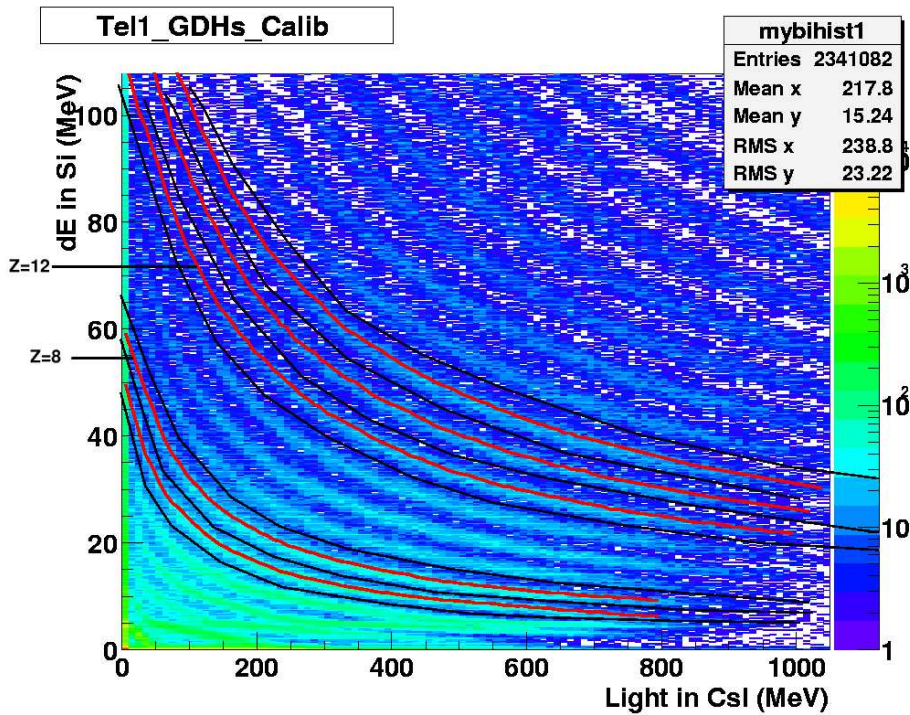


FIG. 3.3 – Détermination des lignes de z : en noire, les séparatrices tracées à la main, puis en rouge, les lignes reconnues par l'algorithme.

Concernant les **matériaux traversés**, les épaisseurs des quatre détecteurs silicium minces sont bien connues, au micron près, en revanche pour les détecteurs épais, on n'a pas de valeur exacte. De même pour les barreaux de CsI, leurs caractéristiques sont bien connues puisque ce sont des cristaux certifiés "GLAST", cependant l'habillage qui les entoure et qui permet notamment de les mettre à l'abri de toute source lumineuse, est un polymère baptisé VM2000 et dont la composition est mal connue. Plus précisément, ce matériau est critique car une partie des ions très lents s'arrêtent dedans, ce qui fait une coupure à très basse énergie. Différentes compositions ont été testées dans le calcul pour essayer de déterminer l'impact réel de la nature de ce matériau.

Matériau	Composition	Densité (g/cm^3)	Epaisseur
Si	^{28}Si	2.33	$89\mu m$
VM2000	$C_4H_4O_2$	1.33	$65\mu m$
CsI(Tl)	$^{133}Cs^{127}I$	4.51	19.9 mm

TAB. 3.1 – Liste des matériaux utilisés dans le code de calcul

Pour la **nature des ions**, le programme ne simule pas les réactions nucléaires et la production d'ions provoquée par l'impact du krypton du faisceau sur la cible. Il faut donc fournir la nature isotopique des différents ions qui vont traverser les détecteurs. Pour cela, on utilise un sous produit dérivé du modèle EPAX[10][11][19] qui donne pour chaque espèce d'ion la masse de l'isotope le plus probable. Ce sont ces isotopes que nous avons utilisé pour le calcul avec `eloss_b`.

A partir des données ci-dessus, `eloss_b` calcule pour chaque élément et pour la gamme d'énergie qui nous intéresse (de 0 à 73MeV/nucléon) le dépôt d'énergie dans chaque matériau. Le pas de calcul est de 730keV/nucléon. En sortie, le code renvoie un tableau ($z, \Delta E_{Si}, dE(VM2000), E_{CsI}$) à partir du quel on peut reconstruire une carte ($E_{CsI}, \Delta E_{Si}$) calculée comme le montre la figure 3.4.

A ce point de l'analyse, on a pour chaque ion, la dépendance ($E_{CsI}, \Delta E_{Si}$) issue d'une part des données et d'autre part du calcul, qu'il convient de comparer en utilisant la valeur du dépôt d'énergie dans le silicium comme référence et un code d'interpolation.

3.3 Utilisation de la référence Silicium

Pour déterminer le **quenching**, on veut donc évaluer quelle serait la valeur du dépôt d'énergie dans le CsI (calcul) pour les valeurs de ΔE_{Si} que l'on a dans les données, avec pour but de les comparer à la lumière effectivement vue dans les données pour ces mêmes valeurs de ΔE_{Si} .

Le programme d'interpolation par courbe de spline intervient donc pour faire la correspondance entre les données et la simulation. Dans la mesure où il appelle de nombreuses routines externes, nous avons vérifié son bon fonctionnement sur un polynôme standard. En sortie de ce programme, on obtient donc pour chaque élément, un nouveau tableau qui nous donnent les paramètres suivants : ΔE_{Si} , E_{CsI} (mesurée),

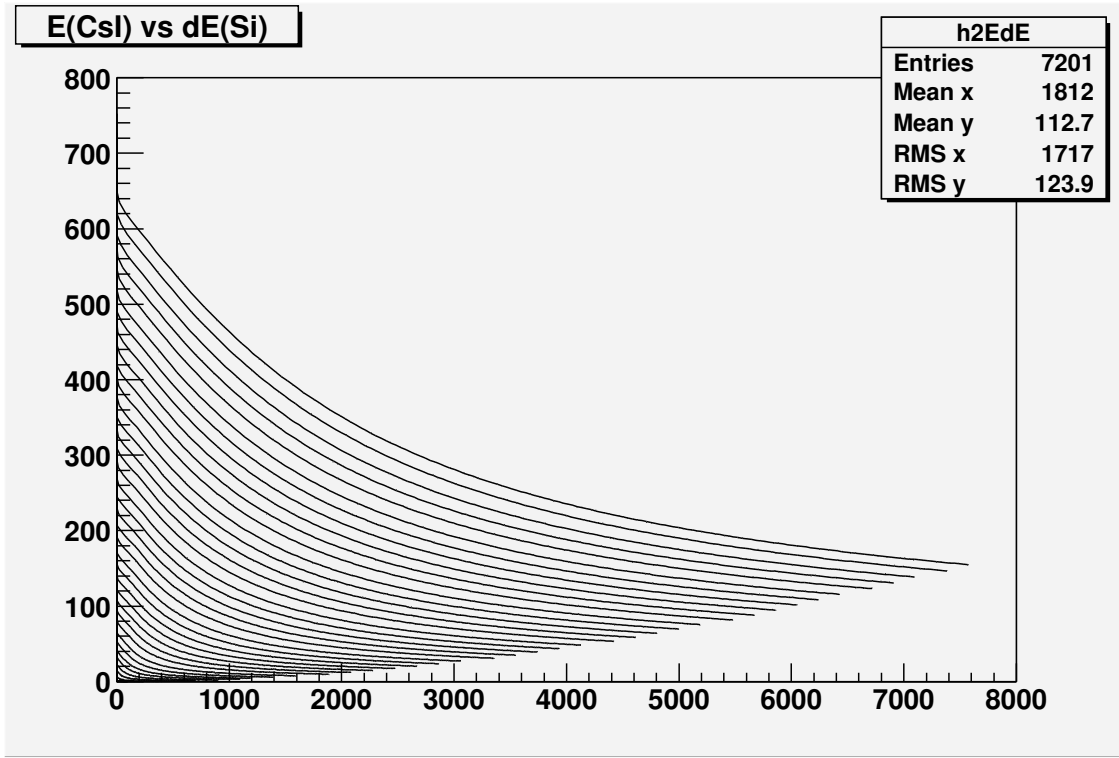


FIG. 3.4 – Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ calculée par `eloss_b` pour un télescope mince.

E_{CsI} (calculée). Le pas de calcul est lié à l'échantillonnage de la ligne de z initial, on a donc un pas tous les 10MeV dans le CsI du haut et un pas tous 2MeV dans le CsI du bas.

3.4 Courbes de lumière

Les tableaux $(\Delta E_{Si}, E_{CsI}(\text{mesurée}), E_{CsI}(\text{calculée}))$ obtenus précédemment permettent de tracer les courbes de lumière pour chaque z , à savoir la lumière vue (en MeV sur l'axe des ordonnées) en fonction de l'énergie attendue (en MeV sur l'axe des abscisses) dans le CsI comme le montre la figure 3.6. Nous disposons de 8 lots de données différents mais en partie liés par les inter-étalonnages : 4 détecteurs silicium minces à associer aux grandes diodes et aux petites diodes. Les courbes de lumière obtenues avec ces 8 télescopes sont superposables à quelques pourcents près (5%) sur la plus grande partie des zones de recouvrement ce qui conforte l'étalonnage en énergie de détecteurs. Ainsi, pour réduire les incertitudes, on utilise les grandes diodes à fort gain à basse énergie, puis les petites diodes pour la partie à plus haute énergie.

Le **quenching** est mis en évidence par le fait que les deux coordonnées ont des valeurs différentes (la droite tracée est l'identité) et ne dépendent pas linéairement l'une de l'autre. L'énergie mesurée (ordonnée) provient des lignes de la figure 3.3, alors que l'énergie attendue (abscisse) est donnée par la figure 3.4 pour $\Delta E_{Si\text{calculée}} = \Delta E_{Si\text{mesurée}}$.

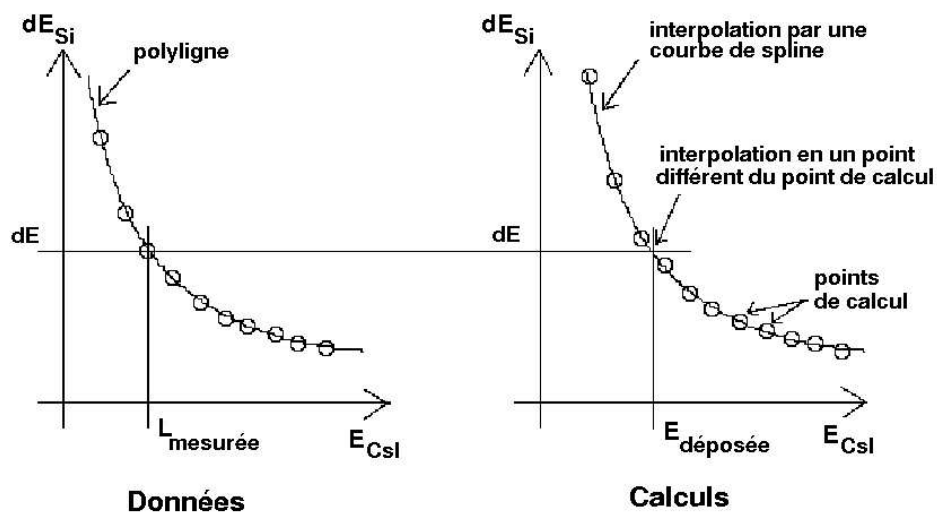


FIG. 3.5 – Fonctionnement du programme d'interpolation. On compare L_{CsI} (mesurée) et E_{CsI} (déposée) pour un même ΔE_{Si}

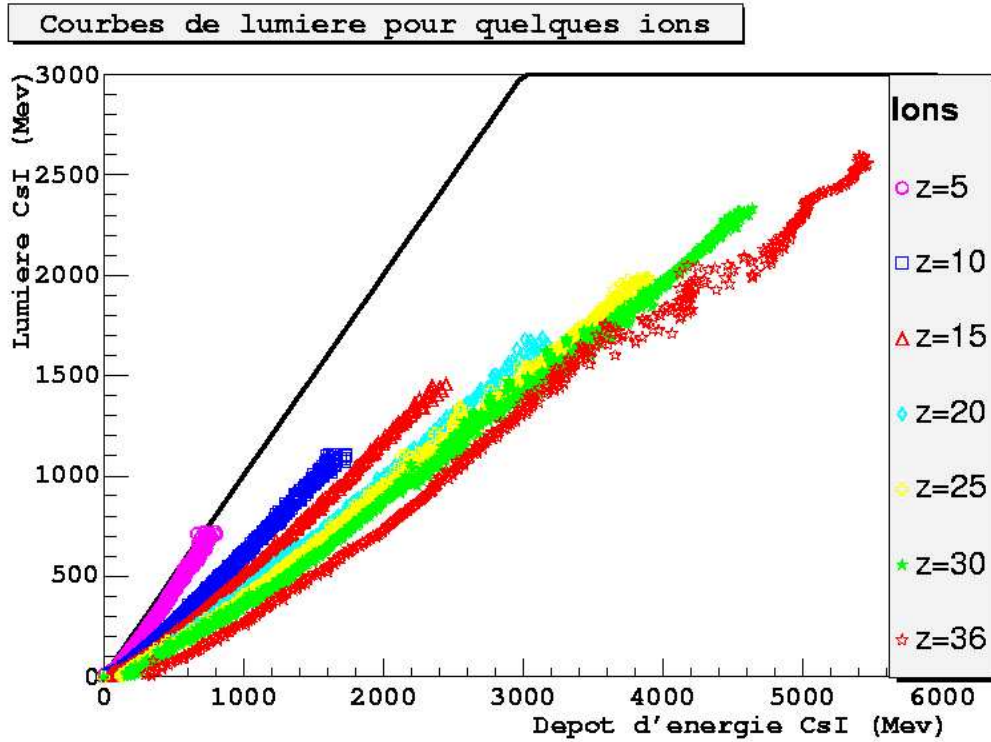


FIG. 3.6 – Courbes de lumière pour quelques ions

Plus précisément, rappelons que le dispositif est aussi équipé de deux détecteurs silicium épais à fort gain, afin de permettre la mesure des courbes de lumière des ions les plus légers ($z < 6$). Cependant il a été très complexe d'obtenir des résultats cohérents entre ces télescopes épais et les télescopes minces, en raison d'un dysfonctionnement des détecteurs épais (certainement non suffisamment déplétés) et de l'incertitude qui subsiste quant à leur épaisseur réelle. Ces incertitudes font que l'erreur sur les courbes de lumière pour les ions légers ($z < 6$) que l'on ne peut mesurer qu'avec les télescopes épais, est de l'ordre de 15%. Les courbes de lumière des ions légers sont présentées sur la figure 3.7 et montrent que les effets de quenching sont très faibles, voir nuls, pour les protons et les particules α , puis qu'ils s'amplifient rapidement à mesure que le z des ions augmentent.

3.5 Erreurs sur les courbes de lumière

3.5.1 Erreurs systématiques dues à la méthode de détermination du quenching

La méthode de détermination des lignes de z n'est pas parfaite. De manière évidente elle introduit un biais lorsque la courbure de la ligne devient trop forte ou bien lorsque, au contraire la ligne est très plate, le δE_{Si} dépend fortement de l'échantillonnage. Pour caractériser ces erreurs systématiques, cette méthode a été appliquée sur des données simulées avec Géant4 v5.2 [9][15], sans prendre en compte

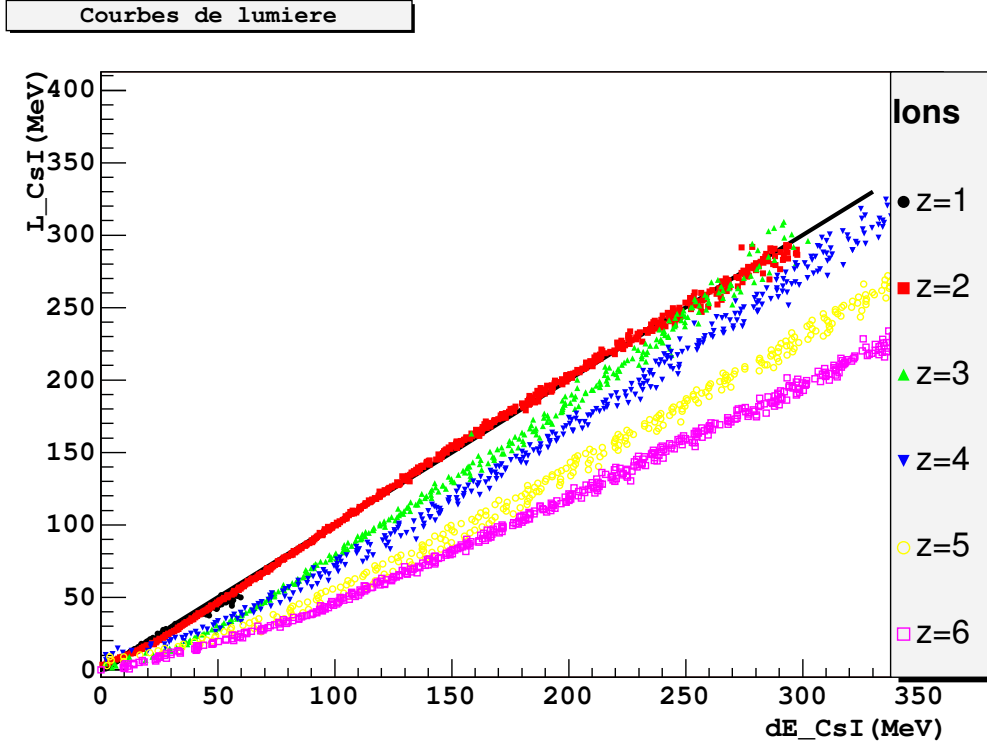


FIG. 3.7 – Courbes de lumière pour les ions légers. Les protons et les particules α sont très peu, voir non soumis au quenching. L'effet de quenching est de plus en plus fort à mesure que le z de l'ion augmente.

les effets de quenching. La simulation considère un télescope mince Si($89\mu\text{m}$) et un barreau de CsI. L'échantillonnage (binning) de la carte (E_{CsI} , δE_{Si}) est similaire à celui utilisé pour les vraies données. On a donc pu comparer les valeurs de E_{CsI} déterminées aux valeurs initiales pour quelques ions (voir figure 3.8).

Des résultats obtenus, on déduit que pour les z élevés ($z > 10$) l'erreur reste inférieure à 3% sur la plus grande partie de la courbe. D'autre part, avec un télescope épais et un échantillonnage plus fort de la carte (E_{CsI} , δE_{Si}) on peut réduire de même l'incertitude en-dessous des 3% pour les z les plus faibles. Ceci est conforté par l'utilisation des grandes diodes à basse énergie et des petites diodes à haute énergie dans le CsI.

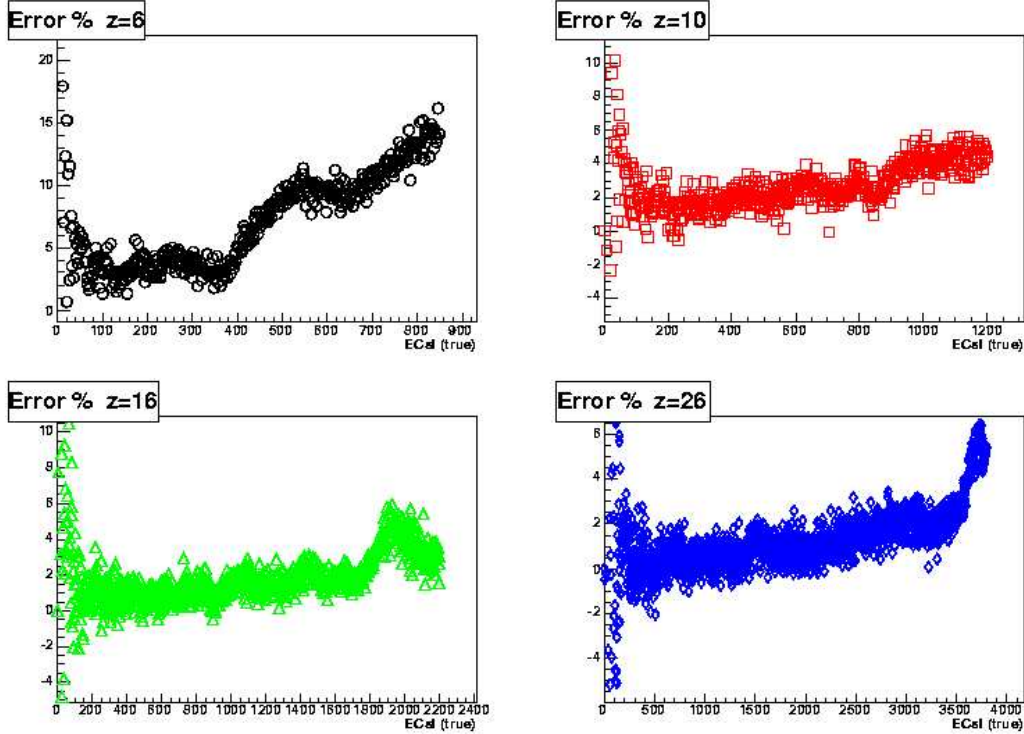


FIG. 3.8 – Erreurs systématiques induite par la méthode de détermination du quenching sur une carte (E_{CsI} , ΔE_{Si}) calculée avec Géant4

3.5.2 Calcul de l'erreur globale

L'incertitude sur les courbes de lumière est due à trois sources principales :

- étalonnage en énergie des détecteurs silicium : ΔE_{Si}
- étalonnage en énergie des détecteurs CsI : E_{CsI}
- méthode de reconstruction des lignes.

A l'aide du tableau 2.8 page 29, on établit que l'incertitude sur l'énergie E_{CsI} et sur l'énergie silicium δE_{Si} sont globalement inférieures à 2% (en supposant une erreur de 5% sur les piédestaux et en propageant les erreurs de manière quadratique).

Pour être plus précis, ces incertitudes peuvent dépasser 2% à très basse énergie et deviennent de l'ordre de 1% à haute énergie.

Les erreurs systématiques sont de l'ordre de 3% d'après le chapitre 3.5.1. Pour déterminer quelle est l'influence de l'erreur sur les courbes de lumière dues aux incertitudes sur ΔE_{Si} , on se réfère à la simulation Géant4. On détermine les courbes de lumière une première fois avec le bon δE_{Si} , puis une deuxième fois avec 2% d'erreur : $1.02 * \Delta E_{Si}$. On compare ensuite les énergies trouvées dans chaque cas pour quelques ions. L'erreur induite sur l'énergie CsI est de l'ordre de 3%.

Ainsi, s'il on ajoute les 3 sources d'erreur quadratiquement, on trouve une incertitude globale de l'ordre de 4 à 5%. De plus, l'incertitude est plus faible à mesure que l'on monte en énergie et que les ions sont plus lourds. Ce calcul ne prend pas en compte les erreurs statistiques sur la position des ligne (E_{CsI} , ΔE_{Si}), dans la mesure où elles sont négligeables sur la plus grande partie des lignes. Cependant, on voit apparaître les erreurs statistiques sous forme de dispersion des points des courbes de lumière pour une gamme d'énergie donnée et pour les ions les plus lourds (voir figures 3.1 et 3.6).

Globalement, les mesures de quenching effectuées sont valables pour tous les ions de $z=1$ à 36 et pour des énergies allant de 0 à 73MeV/nucléon. Cependant, pour le carbone et l'azote, les mesures s'arrêtent à environ 50MeV/nucléon car les énergies correspondantes sont à la limite de la dynamique des télescopes minces et épais.

3.6 Cas des ions : C, N, O, Si, Fe

Ici figure, en guise de référence, les courbes de lumière pour les ions les plus pertinents pour GLAST. : figures 3.9 à 3.13.

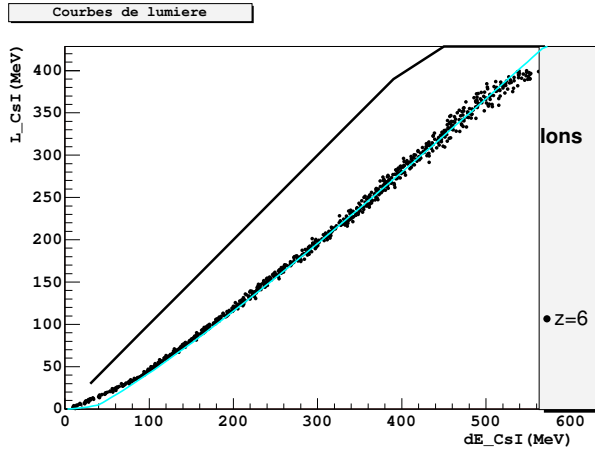


FIG. 3.9 – Courbes de lumière pour le carbone.

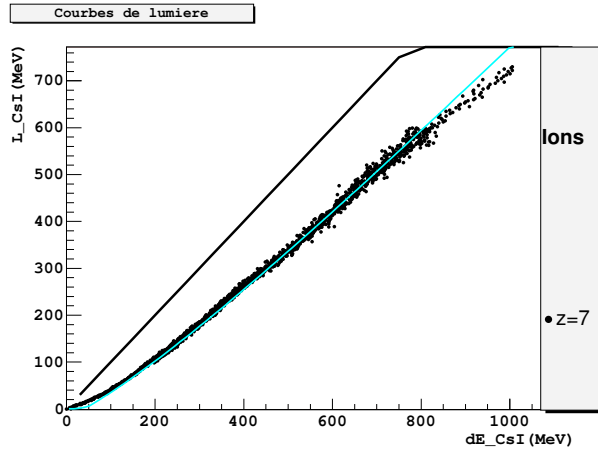


FIG. 3.10 – Courbes de lumière pour l'azote.

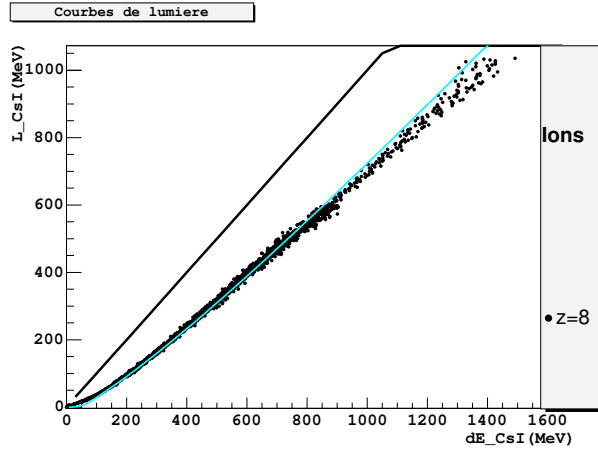


FIG. 3.11 – Courbes de lumière pour l'oxygène.

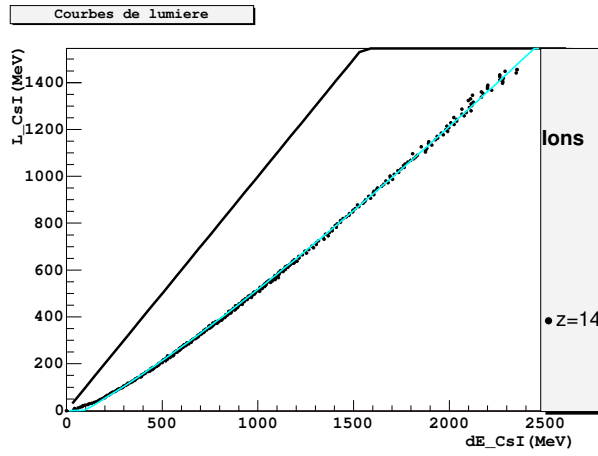


FIG. 3.12 – Courbes de lumière pour le silicium.

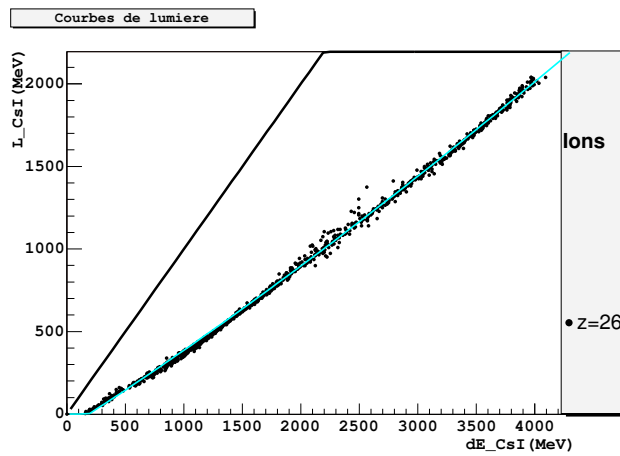


FIG. 3.13 – Courbes de lumière pour le fer.

4 Comparaison avec l'expérience INDRA

4.1 Présentation d'INDRA

INDRA est détecteur axisymétrique 4π destiné à la détection des produits de réaction nucléaire, couvrant une large gamme dynamique (1MeV - 6GeV). La couche externe du détecteur est constitué de scintillateurs CsI(Tl) couplés à des tubes photomultiplicateurs. L'expérience INDRA a donc aussi étudié les effets de quenching dans des détecteurs CsI(Tl) [6][7]. La méthode de détermination du quenching est semblable à celle adoptée dans ce document, cependant la mesure de la lumière générée dans le CsI et l'étalonnage en énergie des détecteurs sont très différents. De plus, dans les références [6] et [7], une forme fonctionnelle simplifiée est introduite pour caractériser les courbes de lumière et obtenir une expression simple du quenching. Cette fonctionnelle est rappelée ci-dessous 4.1.

$$L = a_1 \left\{ E_0 \left[1 - a_2 \frac{AZ^2}{E_0} \ln \left(1 + \frac{1}{a_2 \frac{AZ^2}{E_0}} \right) \right] + a_4 a_2 AZ^2 \ln \left(\frac{E_0 + a_2 AZ^2}{E_\delta + a_2 AZ^2} \right) \right\} \quad (4.1)$$

où • **L** est la quantité de lumière générée dans le CsI.

- **E₀** est l'énergie déposée dans le CsI.
- **Z** et **A** sont respectivement le numéro atomique et la masse de l'ion.
- **a₁** caractérise le **gain** et vaut théoriquement 1. dans notre cas.
- **a₂** caractérise le **quenching**.
- **a₃** et **a₄** permettent de prendre en compte les électrons δ .
- dans cette approximation, **a₄** = **0** pour $E/A \leq a_3$ et **a₄** $\neq$ **0** sinon.
- $E_\delta = A \times a_3$

Dans la référence [7], cette forme fonctionnelle est ajustée sur les données issues d'une expérience mettant en jeu un système Xe+Sn à 32 et 50 MeV par nucléon, dans le but de dériver les paramètres propres de quenching pour les détecteurs CsI d'INDRA. Nous pourrions donc comparer les valeurs de ces paramètres à ceux issus de nos données.

4.2 Détermination des coefficients de quenching

Dans notre cas, le coefficient a_1 vaut 1. car dans l'équation 4.1, pour un photon γ , on a $L = a_1 * E_0$, ce qui correspond à notre étalonnage en source (e^+ , γ) du CsI. On ajuste donc la fonctionnelle 4.1, en imposant $a_1 = 1.$, sur chaque z, puis on moyenne chacun des coefficients a_2 , a_3 et a_4 . La distribution de chacun de ces coefficients en fonction de z est présentée figure 4.1. La dispersion sur les coefficients est assez forte, le tableau 4.1 donne les coefficients moyens de la fonctionnelle sur différentes plages de z, ce qui permet d'apprécier les incertitudes. Il est aussi intéressant de comparer les coefficients obtenus avec ceux d'INDRA comme le montre le tableau 4.1. Les coefficients INDRA sont ceux recommandés dans le tableau 1 de [7].

La fonctionnelle est valable pour tous les ions et toutes les énergies de 0 à 73MeV par nucléon. Le meilleur accord est obtenu pour $z=6$ à $z=26$ comme le montre la fonctionnelle superposée à quelques courbes de lumière sur la figure 4.2.

GANIL	a_1	a_2	a_3	a_4
<i>Moyenne</i> ($6 < z \leq 20$)	1.	0.361	2.547	0.427
<i>Moyenne</i> ($20 < z \leq 35$)	1.	0.261	3.719	0.446
<i>Moyenne</i> ($6 \leq z \leq 35$)	1.	0.319	3.186	0.443
<i>StdDev</i>	1.	0.137	1.086	0.055
<i>INDRA</i>	variable.	0.25	3.1	0.27

TAB. 4.1 – Calculs de coefficients moyens de la fonctionnelle INDRA.

L'écart entre les valeurs des coefficients INDRA et nos valeurs peut s'expliquer de différentes raisons, ne serait-ce que par une différence de taux de dopage au thallium des détecteurs CsI. Cependant, la cause principale est sans doute la différence de technologie de la mesure de la lumière générée dans le CsI. En effet, INDRA utilise des tubes photomultiplicateurs au temps de réponse rapide et récolte ainsi moins de lumière par rapport aux photodiodes qui équipent nos barreaux de CsI et qui intègre le signal sur une durée de l'ordre de $5\mu s$.

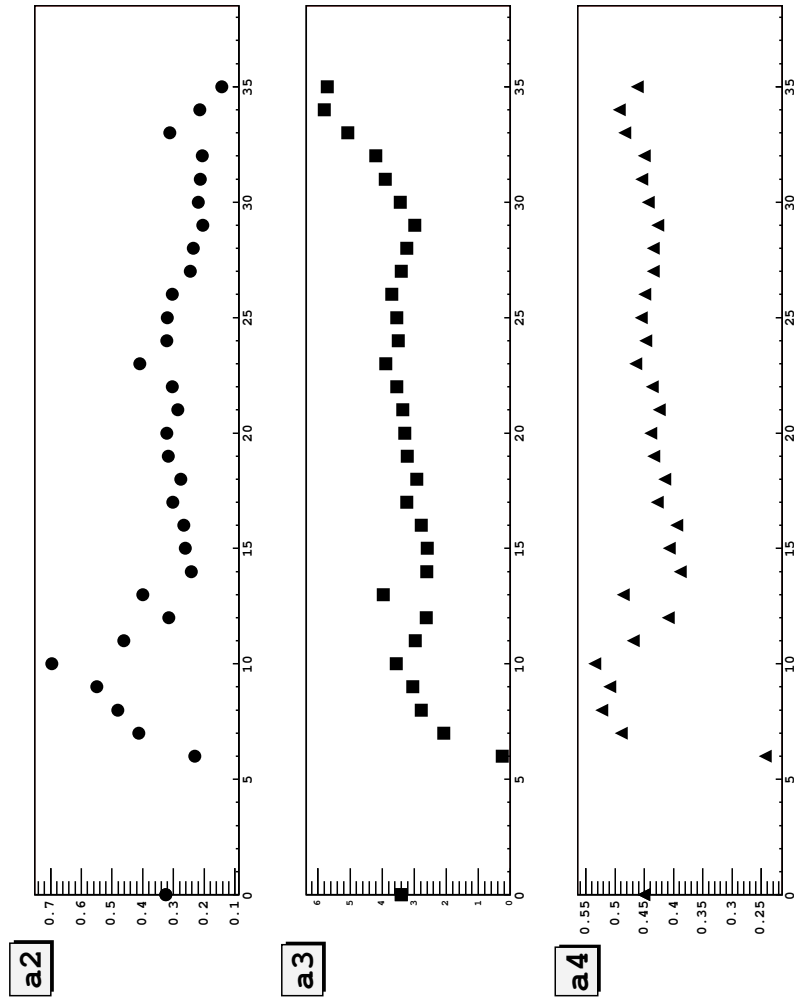


FIG. 4.1 – Distribution en fonction de z pour chacun des coefficients de la fonctionnelle simplifiée INDRA de paramétrisation du quenching.

Courbes de lumière

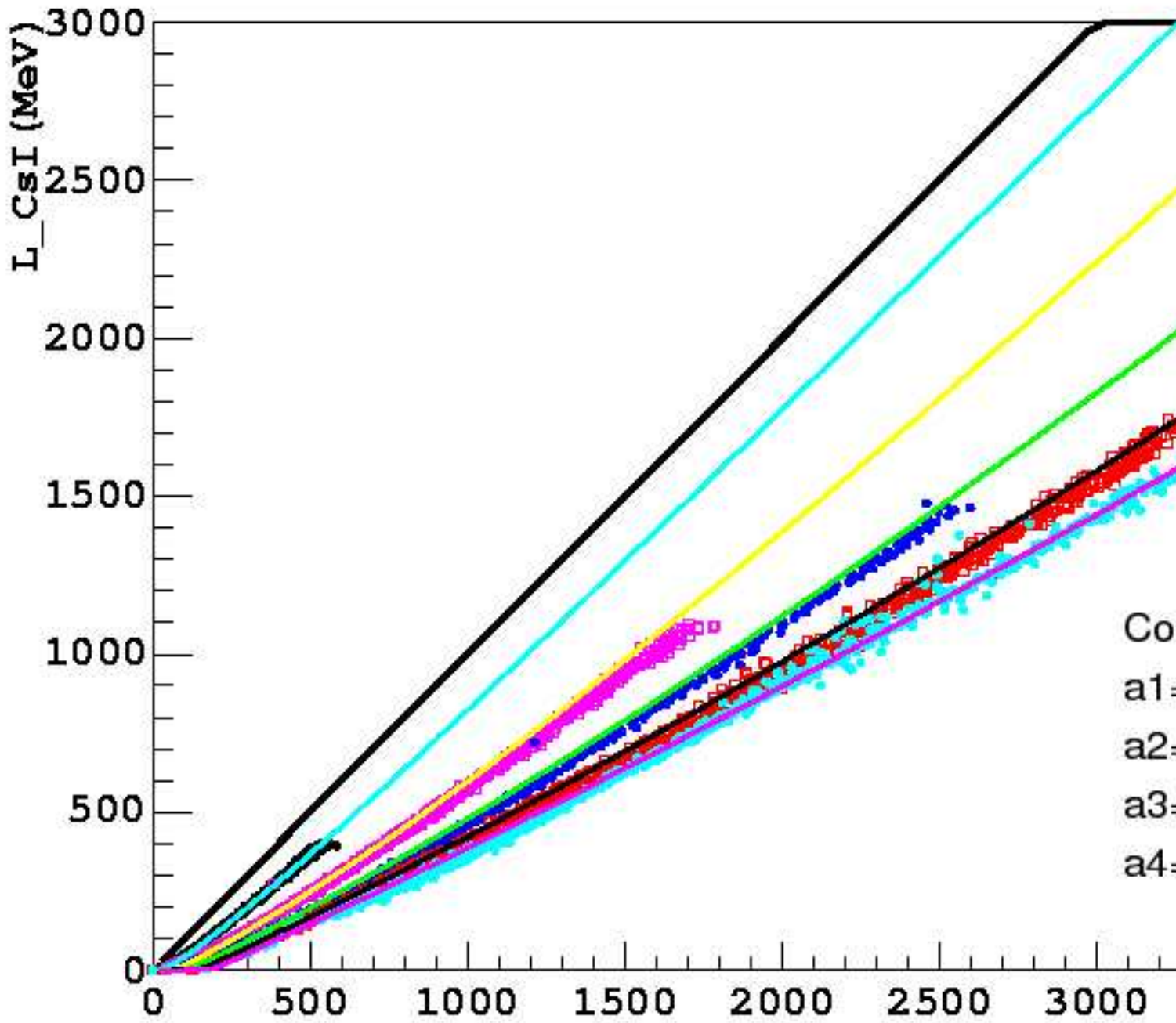


FIG. 4.2 – Superposition des courbes de lumière et de la forme fonctionnelle paramétrisant le quenching avec les coefficients GANIL du tableau 4.1.

4.3 Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ corrigée du quenching

Après avoir caractérisé entièrement le quenching pour tous les ions et pour toutes les énergies, il est possible d'introduire le quenching dans les calculs. A partir des calculs du code de dépôt d'énergie **eloss** (voir chapitre 3.2), on peut corriger la carte de la figure 3.4 page 34 du quenching en utilisant la fonctionnelle Indra et superposer le résultat obtenu aux données comme le montre la figure 4.3. L'accord est très bon sur la plus grande partie de la carte ; il ne se dégrade que pour les z les plus élevés et à haute énergie.

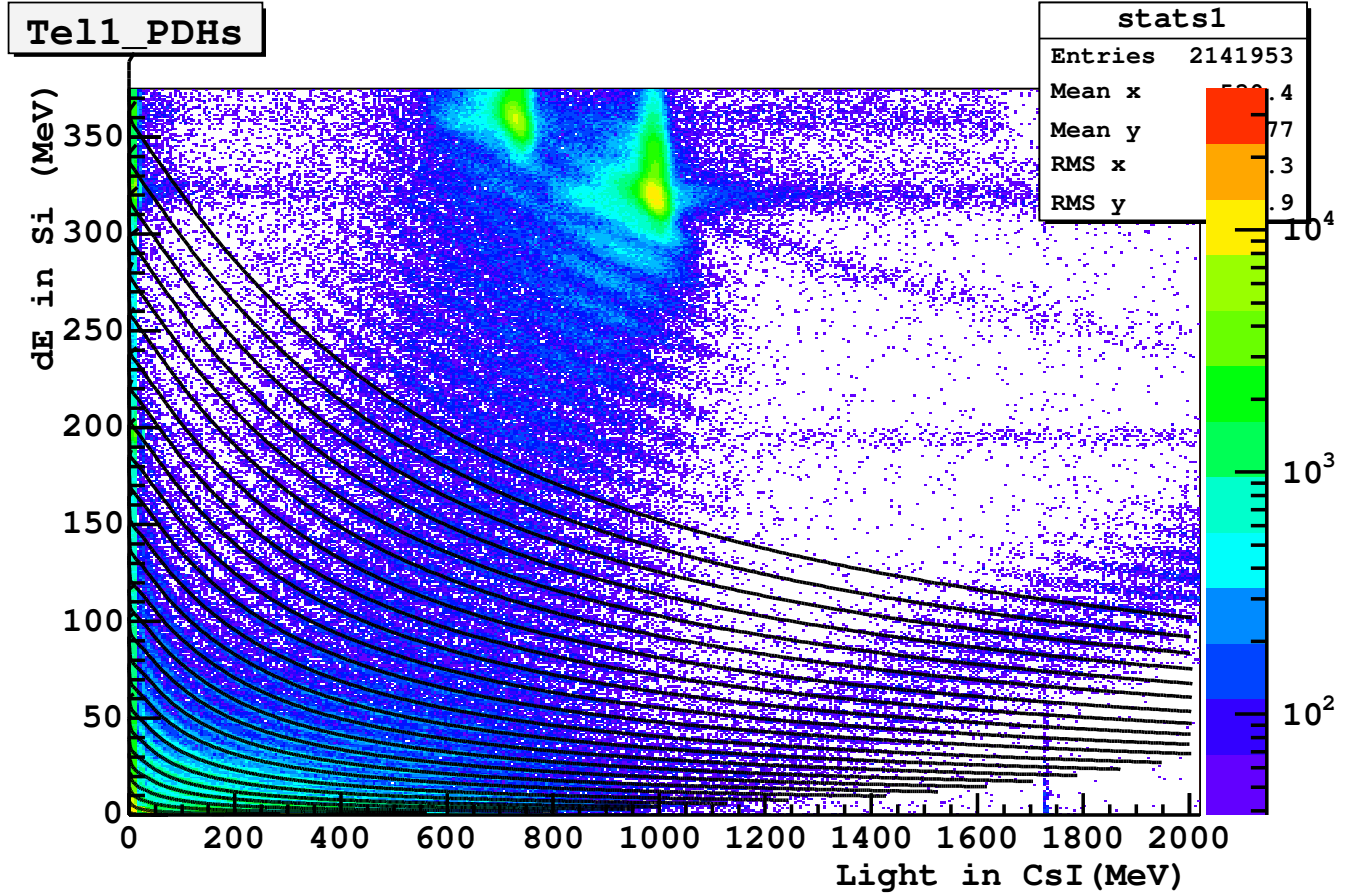


FIG. 4.3 – Carte $(E_{CsI}, \Delta E_{Si})$ étalonnée en énergie sur laquelle on a superposé les résultats du calcul de dépôt d'énergie **eloss** corrigé du quenching en utilisant la fonctionnelle Indra avec les coefficients du tableau 4.1.

Annexes

A Expérience GANIL

A.1 Calculs de dépôts d'énergie

Les figures ci-dessous permettent de comparer les résultats issus de différents codes de calcul de dépôt d'énergie par ionisation dans le cas d'un télescope épais type de $500\mu m$. Le code utilisé dans ce document est **eloss** qui comme on peut le constater donne des résultats similaires à **SRIM**[16] qui fait office de référence. Pour indication, figurent aussi **lanspar** qui est un code simplifié et **Géant4 v5.2**[9][15] qui est de type Montecarlo.

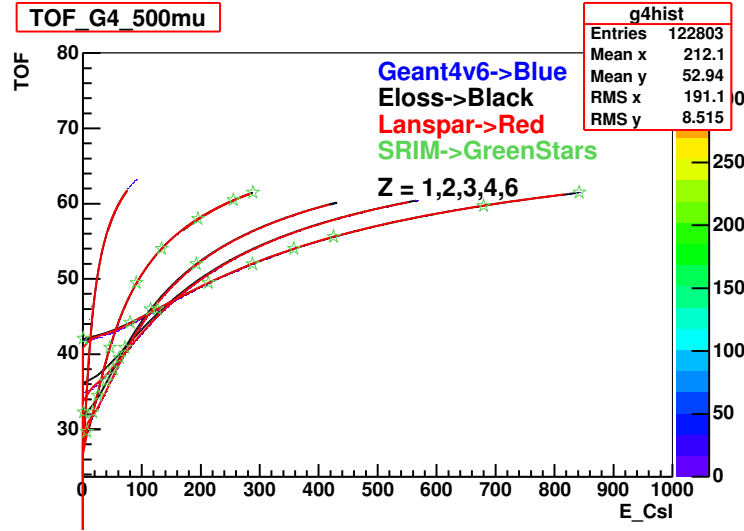


FIG. A.1 – (Temps de vol, E_{CsI}) avec différents codes de calcul.

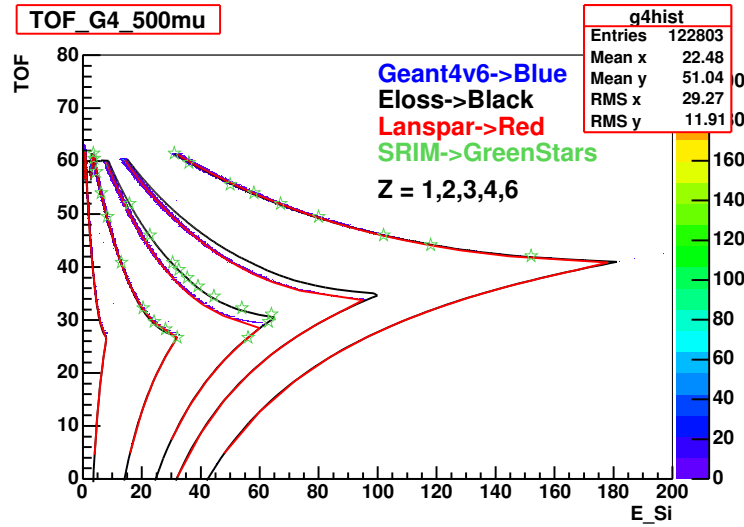


FIG. A.2 – (Temps de vol, δE_{Si}) avec différents codes de calcul.

Bibliographie

- [1] The Glast Collaboration, *GLAST, Exploring Nature's Highest Energy Processes with the Gamma Large Array Space Telescope*, Glast Brochure
- [2] J. Eric Grove, *How do we calibrate the calorimeter on orbit ?*, NRL SEM 199-02
- [3] W. Neil Johnson, *GLAST Large Array Telescope : Calorimeter Subsystem WBS 4.1.5*, LAT-PR-00871-00
- [4] R.S. Storey, W. Jack, A. Ward, *The Fluorescent Decay of CsI(Tl) for Particles of Different Ionization Density.*, *Proceedings of the Physical Society*, Vol.72, Part 1, No.463, 1 July 1958
- [5] R.B. Murray, A. Meyer, *Scintillation Response of Activated Inorganic Crystals to Various Charged Particles*, *Physical Review*, Vol.122, No.3, 1 mai 1961
- [6] M. Parlog, B. Borderie, M.F. Rivet, G. Tabacaru, A. Chbihi, M Elouardi, N. Le Neindre, O. Lopez, E. Plagnol, L. tassin-Got, INDRA collaboration, *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions (Part I) : recombination and delta - electrons*, *Nucl.Instrum.Meth.* A482 (2002) 674-692
- [7] M. Parlog, B. Borderie, M.F. Rivet, G. Tabacaru, A. Chbihi, M. Elouardi, N. Le Neindre, O. Lopez, E. Plagnol, L. Tassin-Got, the INDRA collaboration, *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions (Part II) : calibration and identification in the INDRA array*, *Nucl.Instrum.Meth.* A482 (2002) 693-706
- [8] Particle Data Group, *Review of Particle Physics* (2004), Chapitre 27.
- [9] *Geant 4 - a simulation toolkit.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, NIM A 506 (2003), 250-303.
- [10] K. Sümmerer et al., *Target fragmentation of Au and Th by 2.6GeV protons*, *Phys. Rev.* C42, 2546 (1990)
- [11] K. Sümmerer and B. Blank, *Modified empirical parametrization of fragmentation cross sections*, *Phys. Rev.* C61, 034607 (2000)
- [12] NASA - GLAST web site - <http://glast.gsfc.nasa.gov/>
- [13] SLAC - GLAST web site - <http://www-glast.stanford.edu/>
- [14] NRL - GLAST web site - <http://heseweb.nrl.navy.mil/glast/>
- [15] Geant4 - <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [16] James F. Ziegler - *The Stopping and Range of Ions in Matter* - <http://www.srim.org/>

- [17] *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds* - <http://ganinfo.in2p3.fr/>
- [18] *Gesellschaft für Schwerionenforschung* - <http://www.gsi.de/>
- [19] K. Sümmerer and B. Blank, *EPAX Version 2.1 An Empirical Parametrization of Projectile-Fragmentation Cross Sections*, <http://www-wnt.gsi.de/hellstr/asp/gsi/epaxv21m.asp>