

Séparation des différents types d'interactions

Nous n'avons considéré pour l'instant que les événements de type CCQEL. Même si le tracking a été conçu plus spécifiquement pour reconstruire ce type d'évènements, une certaine proportion des autres évènements est également reconstruite. L'étude présentée dans ce chapitre vise à sélectionner spécifiquement les évènements CCQEL.

10.1 Les différents bruits de fond

Il y a deux types de bruits de fond : les interactions ayant lieu en dehors du Module Proton (cosmiques et interactions de neutrinos du faisceau à l'extérieur du module) et les interactions de neutrinos du faisceau se produisant à l'intérieur du module, mais qui ne sont pas de type CCQEL. Les autres interactions de neutrinos pouvant se produire sont :

$\nu + p \rightarrow \mu + p + \pi^+$	Interaction 11
$\nu + n \rightarrow \mu + p + \pi^0$	Interaction 12
$\nu + n \rightarrow \mu + n + \pi^+$	Interaction 13
$\nu + n/p \rightarrow \mu + n/p + \pi \times x$	Interaction 21
$\nu + n \rightarrow \mu + p + \eta^0$	Interaction 22
$\nu + n \rightarrow \mu + \Lambda + K^+$	Interaction 23
$\nu + n/p \rightarrow \mu + n/p + \text{mésons}$	Interaction 26

Les interactions sont numérotées telles qu'elles le sont dans le générateur d'interactions NEUT. Toutes ces interactions sont de type résonnant, sauf la dernière (26) qui est de type profondément inélastique. Le signal (les interactions CCQEL) sera noté interaction 1, et est :

$$\nu + n \rightarrow \mu + p$$

Nous pouvons remarquer que le signal ne produit que deux particules, alors que toutes les réactions constituant le bruit de fond en produisent au moins trois. Le signal produit deux particules chargées susceptibles de laisser une trace longue dans les modules. C'est également le cas des interactions 12 (muon et proton) et 13 (muon et pion chargé). Nous allons ici nous intéresser plus particulièrement à la séparation entre les interactions CCQEL et ces deux interactions. Il faudrait également considérer les autres interactions pour être exhaustif. Cela sera fait dans la partie 5, au moment de l'analyse des données du Module Proton.

10.2 Séparation des interactions 12 et 13

Nous allons utiliser le fait que les interactions 12 et 13 produisent trois particules, alors que le signal n'en produit que deux. Nous utiliserons également le fait que les interactions résonantes laissent généralement plus de hits, et créent des zones à forte densité de hits. Cette séparation sera effectuée à l'aide d'une méthode de vraisemblance, il nous faut donc trouver des variables permettant de tirer parti de ces deux effets.

Les différentes variables

Nous allons ici présenter les variables utilisées pour séparer les interactions CCQEL des interactions 12 et 13. Les distributions pour chaque variable sont présentées dans l'annexe D.

Angle d'ouverture

La différence du nombre de particules produites par le signal et les bruits de fond rend les distributions en angle différentes pour ces interactions. Cette différence est néanmoins atténuée par le fait que l'angle d'ouverture a déjà été utilisé pour sélectionner les traces bien reconstruites. Néanmoins, cette variable améliore toujours les résultats.

Posprob

Cette variable compte le nombre de hits situé du mauvais côté du vertex. Pour la remplir, nous traçons la bissectrice de l'angle fait par les deux particules. Ensuite la perpendiculaire à cette bissectrice au niveau du vertex coupe l'espace en deux régions : d'un côté les deux traces reconstruites, et de l'autre, le "mauvais côté".

Produit mixte

Cette variable sert à évaluer si les trajectoires des particules reconstruites et celle du neutrino sont dans un même plan, comme cela doit être le cas pour une interaction ne produisant que deux particules (cas du signal). Cela ne fonctionne pas parfaitement, car dans les faits le neutron emporte une partie de l'impulsion. Cela reste cependant une variable utile. Elle avait été auparavant proposée par Phuong Dinh Tran lorsqu'il faisait des études préliminaires sur le Module Proton. Elle est calculée en faisant le produit vectorielle des directions de deux des particules, puis le produit scalaire du résultat avec la direction de la dernière particule.

Hits de haute densité

Nous cherchons ici à utiliser le fait qu'il y a parfois des zones de forte concentration de hits pour les interactions résonantes, car ces interactions produisent un grand nombre de particules, qui réinteragissent souvent rapidement. Cette variable est le nombre de hits de forte densité présents dans l'évènement. La densité d'un hit est calculé en utilisant l'algorithme développé par Phuong Dinh Tran [26].

Hits non utilisés

Cette variable contient le nombre de hits qui n'ont pas été utilisés pour reconstruire l'une des deux traces. Elle sera a priori plus élevée pour les interactions résonantes qui produisent des particules secondaires. Pour cette variable, le nombre de hits non utilisés est divisé par le nombre de hits total.

Résultats de la séparation

La variable de probabilité est représentée sur la figure 10.1. Selon la coupure faite sur cette variable, nous obtenons une plus ou moins bonne sélection. De façon logique, plus la coupure est élevée, meilleure est la sélection mais plus la statistique est réduite. Il faut noter également que le tracking est optimisé pour reconstruire les événements CCQEL, et de ce fait la reconstruction fait déjà une première sélection entre les différents types d'interactions. Les résultats de cette sélection sont présentés dans la table 10.1.

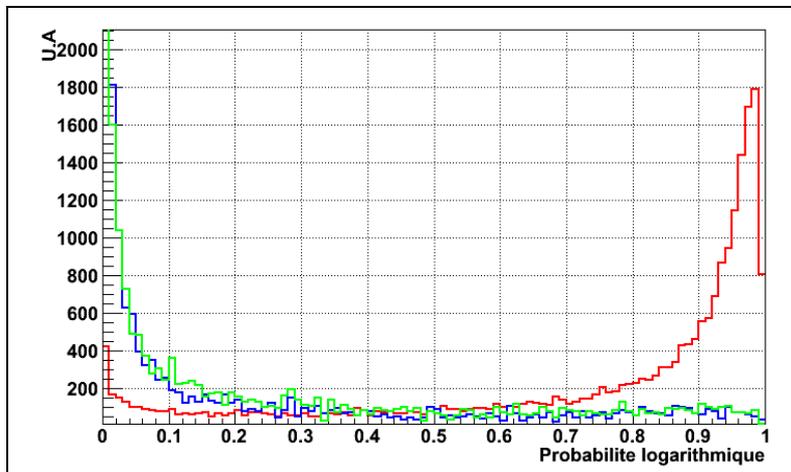


FIGURE 10.1 – Valeur de la variable de probabilité pour les événements CCQEL(rouge), l'interaction 12 (bleu) et l'interaction 13(vert)

	Evènements simulés	Après tracking	P>0.1	P>0.3	P>0.5	P>0.9
CCQEL	54329	22092	20585	19593	18594	11933
Interaction 12	12488	4460	1387	1202	1076	557
Interaction 13	14453	3910	1546	1342	1175	581
Signal/bruit	2.02	2.64	7.02	7.70	8.26	10.48
Pourcentage de CCQEL conservés	X	100	93.18	88.69	84.17	54.01

TABLE 10.1 – Performance de l'algorithme de séparation des différents types d'interactions.

Il apparaît sur la figure 10.1 que la plupart des événements provenant des interactions 12 et 13 ont une valeur pour la variable de probabilité inférieure à 0.1. Il apparaît également sur la table 10.1 que pour cette coupure à 0.1, nous obtenons un bon rapport signal sur bruit de 7, tout en conservant la majeure partie des événements CCQEL. Nous allons pour l'évaluation des effets de cette sélection fixer la coupure à 0.1. Nous pourrions ultérieurement utiliser une coupure plus stricte pour des analyses nécessitant une très bonne séparation plus qu'une statistique importante.

10.3 Effet sur l'espace de phase

Comme dans le cas de la sélection des événements bien reconstruits dans le chapitre précédent, certains événements sont sélectionnés à l'aide d'une méthode de vraisemblance. Il faut donc également regarder l'effet sur l'espace de phase de cette sélection. Les mêmes variables que dans le chapitre précédent sont considérées : l'énergie du neutrino incident, le moment transféré, et le moment transverse du neutrino incident.

Les distributions avant (en bleu) et après (en rouge) sont présentés dans les figures 10.2 , 10.3 et 10.4. Les évènements considérés ici ne sont que ceux qui proviennent d'une interaction de type CCQEL, et tous les histogrammes sont normalisés en surface.

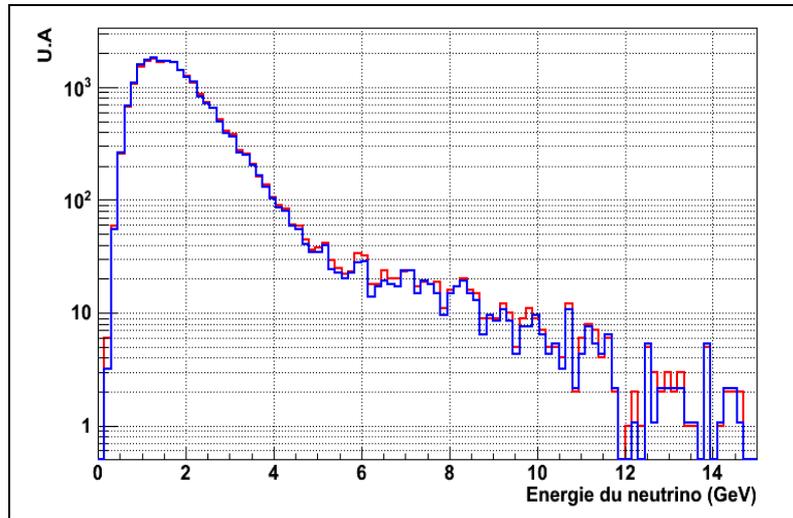


FIGURE 10.2 – Energie du neutrino incident, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d'interaction (bleu)

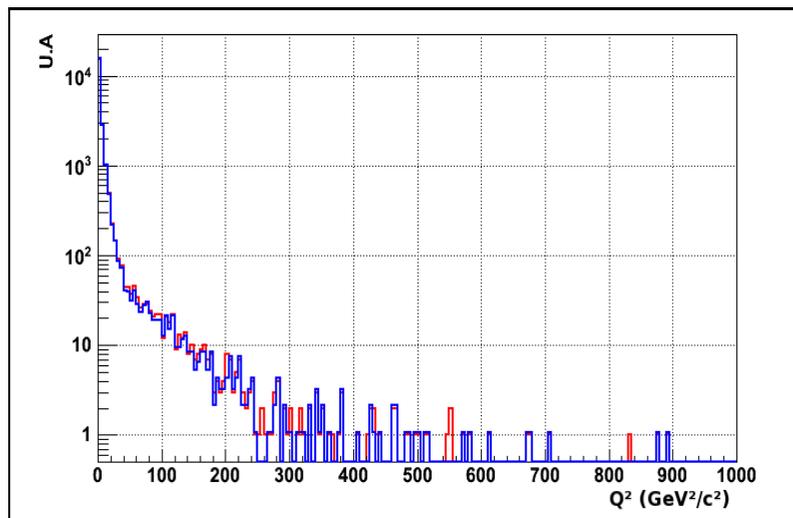


FIGURE 10.3 – Moment transféré, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d'interaction (bleu)

Il semble que comme dans le cas de la reconstruction et de la sélection des évènements bien reconstruits, la séparation des différents types d'interactions à l'aide d'une méthode de vraisemblance ne sélectionne pas un domaine particulier de l'espace de phase. Cette méthode permettra donc de faire des études sur les interactions CCQEL provenant des interactions de neutrinos du faisceau sans introduire de biais systématique.

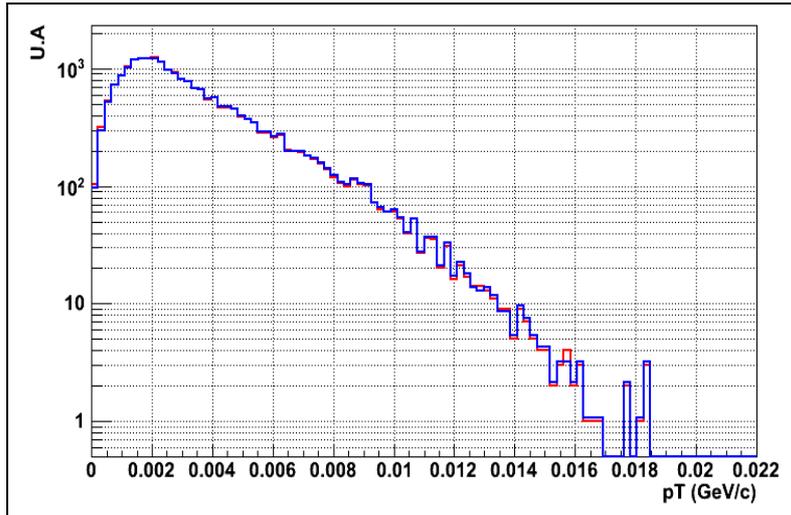


FIGURE 10.4 – Moment transverse du neutrino incident, pour les évènements CCQEL après reconstruction (rouge), et après sélection des différents types d’interaction (bleu)

10.4 Limites de l’étude précédente

Cette étude a été réalisée au moment de la conception du Module Proton, pour démontrer la faisabilité de la séparation des interactions CCQEL par rapport aux autres à l’aide d’un tel module. Cependant cette étude n’est pas exhaustive. En particulier, nous n’avons considéré pour le bruit de fond que les réactions a priori les plus compliquées à séparer du signal, à savoir les interactions 12 et 13 car elles produisaient également deux particules chargées.

Pour autant, une contamination par les autres types d’interactions listées précédemment ne peut pas être exclues. Cela pourrait par exemple se produire pour une interaction produisant trois particules chargées pour laquelle seules deux traces ont pu être reconstruites par l’algorithme de tracking. Il faut également ajouter que l’efficacité des plans véto n’est probablement pas de 100%, donc les particules provenant de l’extérieur du module (rayons cosmiques et particules provenant de l’interaction de neutrinos du faisceau à l’extérieur du Module Proton) peuvent également influencer sur le nombre d’évènements mesuré.

Une autre faiblesse de l’étude précédente vient de la simulation Monte Carlo utilisée pour la réaliser. Nous avons utilisé ici la simulation Geant4 développée et utilisée pour la conception du détecteur INGRID. Elle souffre de deux faiblesses principales. Tout d’abord la liste des phénomènes physiques qu’elle inclut est relativement limitée. Or c’est un paramètre important dans une simulation Geant4, et c’est un domaine qui a connu beaucoup de progrès depuis la conception de cette simulation. Cette simulation ne rend donc peut-être pas parfaitement compte des interactions se passant réellement dans le Module Proton.

Une autre limitation est que cette simulation du détecteur ne comporte pas de simulation électronique, c’est à dire qu’elle ne modélise pas la réponse du détecteur au passage d’une particule. Ici, si une particule passe par un scintillateur, même sur une distance infime et en déposant très peu d’énergie, la simulation fournira un hit pour ce scintillateur, et avec la même énergie que si la particule avait parcourue une grande distance dans le scintillateur. Cette simulation fonctionne donc en mode tout ou rien, et produit probablement plus de hits qu’il n’y en aurait dans la réalité. En effet l’énergie effectivement déposée ainsi que la distance parcourue dans le scintillateur sont des paramètres importants pour savoir si le détecteur fournira ou non un hit dans le scintillateur, comme cela apparaîtra dans l’étude de l’efficacité des scintillateurs d’INGRID dans la partie suivante.

Enfin les réinteractions nucléaires ne sont pas prises en compte ici : les particules produites lors de l’interaction du neutrino peuvent réinteragir dans le noyau avant de se propager dans le reste du détecteur, ce qui peut modifier la physionomie de l’évènement.

Une nouvelle simulation Monte Carlo a été développée pour l’analyse des données du détecteur IN-

GRID. Cette dernière corrige les problèmes citées précédemment, et sera utilisée dans la partie 5, *Etudes à l'aide du Module Proton*. Nous pourrons alors juger de l'impact de cette simulation en comparant les résultats obtenus dans les deux parties.

Malgré ces limitations, les études présentées dans les deux chapitres précédents montre que le Module Proton permet de reconstruire les événements CCQEL, et d'étudier plus précisément leur topologie. En effet, la reconstruction permet de déterminer avec une bonne précision l'angle d'ouverture entre le proton et le muon, et il est possible à l'aide de méthodes de vraisemblance de séparer ces interactions CCQEL des autres. De plus, l'ensemble de ces méthodes ne sélectionne pas de domaine particulier de l'espace des phases (avec la simulation utilisée ici, nous verrons que ce n'est pas forcément le cas avec une simulation plus sophistiquée). Nous avons cherché ici à montrer la faisabilité de ces déterminations, la précision réelle obtenue à l'aide de ce module sera peut-être un peu différente en effectuant une étude plus complète, et à l'aide d'une simulation de meilleure qualité. Cela sera étudié dans la partie 5.

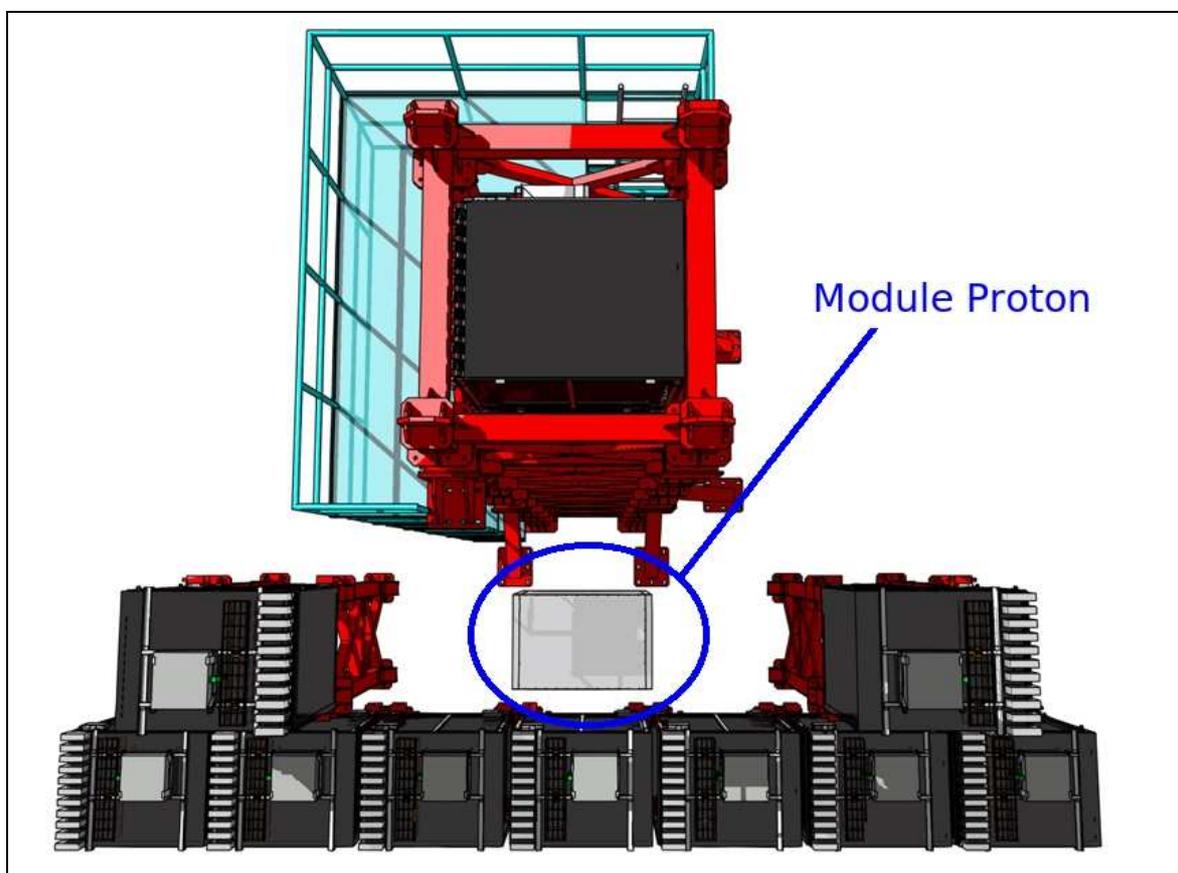


FIGURE 10.5 – Position du Module Proton dans le détecteur INGRID.

Quatrième partie

Analyse de données d'INGRID

Chapitre 11

Prise de données

Ce chapitre présente les périodes de faisceau qui ont été utilisées pour réaliser les premières analyses sur les données prises par le détecteur INGRID. Ces données sont de deux types : tout d'abord les muons cosmiques traversant le détecteur (données cosmiques) et ensuite les données provenant de neutrinos du faisceau interagissant dans le détecteur (données neutrinos).

11.1 Période de temps

Les données utilisées ici correspondent à la première phase de prise de données de l'expérience T2K, de la période de commissioning après l'installation du détecteur (août 2009) jusqu'à l'arrêt du faisceau pour maintenance à l'été 2010. Au niveau du faisceau, cinq runs ont eu lieu durant cette période, du run 29 au run 34 (les numéros de run correspondent aux runs de l'accélérateur). Le nom de cette période de prise de données est *run 2010a*.

11.2 Statut de l'expérience

Ces données ont donc été prises au démarrage de l'expérience, et un certain nombre de parties de l'expérience n'était pas totalement terminées, ou ne fonctionnaient pas encore avec les spécifications correspondant à leur conception.

Statut de l'accélérateur

Statut des différents accélérateurs et de la ligne de faisceau

Comme mentionné dans la partie 2, un changement de conception du second accélérateur (RCS) a entraîné un surcoût qui a eu des répercussions sur les autres éléments de la chaîne d'accélération. En particulier, la partie finale du linac n'a pas pu être construite. Il a été initialement conçu pour accélérer les particules jusqu'à 400 MeV, mais pour cette première période de prises de données la dernière partie (ACS) n'était pas opérationnelle, et le linac ne pouvait donc accélérer les particules que jusqu'à 181 MeV.

Egalement, le Main Ring n'opérait pas à une énergie de 50 GeV comme initialement prévu, mais à 30 GeV. A cause d'une limitation due aux aimants kickers pour l'extraction rapide vers la ligne de faisceau neutrino, le faisceau ne comportait que 6 bouffées au lieu des 8 initialement prévues.

Enfin, les cornes électromagnétiques qui focalisent les particules secondaires ne fonctionnaient pas à leur intensité nominale de 320 kA, mais avec une intensité réduite de 250 kA.

Plans initiaux

Il était prévu une montée en intensité du faisceau jusqu'à l'été 2010, pour atteindre une puissance de 100 kW. Le temps de faisceau demandé par l'expérience T2K correspondait à 10^7 secondes à une puissance de 100 kW, ce qui permet d'avoir une sensibilité pour la mesure de θ_{13} comparable à celle de l'expérience CHOOZ qui faisait référence au démarrage de l'expérience.

Problèmes rencontrés

Le principal problème rencontré a été une dérive de l'orbite du faisceau extrait vers la ligne de faisceau neutrino dans le cas d'opérations continues avec une intensité supérieure à 50 kW. Ce problème est lié aux aimants kicker : ils possèdent des coeurs en ferrite qui sont réchauffés par les courants induits lors du passage d'un faisceau de protons de haute intensité. Ce chauffage amène une dégradation de leur propriétés, et un mauvais centrage du faisceau. De nouveaux aimants ont été conçus pour résoudre le problème, mais il a néanmoins limité l'intensité aux environ de 40 kW pendant cette période de prise de données. En juin 2010, l'extraction du faisceau à une intensité de 100 kW a néanmoins pu être réalisée, mais uniquement sur une courte période de temps.

Nombre de protons délivrés

Le nombre de protons délivrés sur la cible de graphite a été réduit par rapport aux objectifs initiaux, principalement à cause du problème mentionné dans le paragraphe précédent. Le temps de faisceau alloué à T2K fut de 5.9×10^6 secondes, dont 3.7×10^6 ont été consacrées à la prise de données physiques. Le nombre total de protons délivrés sur la cible est de 3.28×10^{19} . L'évolution au fil du temps du nombre de protons délivrés et de l'intensité du faisceau sont présentés sur la figure 11.1 pour la période allant de janvier à juillet 2010.

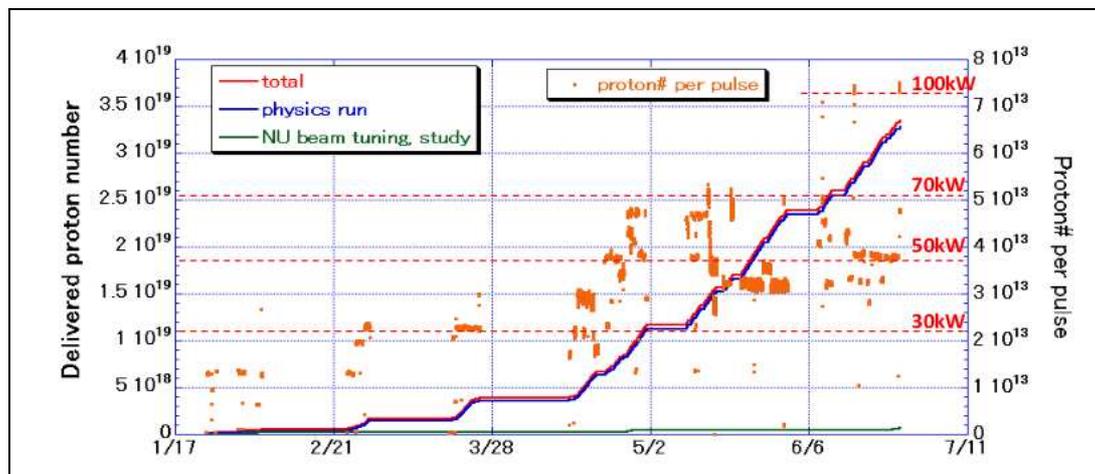


FIGURE 11.1 – Nombre de protons délivrés sur la cible et intensité du faisceau pendant la première période de prises de données de T2K.

Statut du détecteur INGRID

Le détecteur INGRID a fonctionné de façon stable pendant la période du run 2010a. La proportion de temps où le détecteur était opérationnel et prenait des données pendant le faisceau est supérieure à 99.9%.

Réglages

Les réglages principaux du détecteur sont les suivants : les hits sont enregistrés uniquement si ils déposent une énergie supérieure à 2.5 photo-électrons (pe), et le survoltage des MPPC est de 1.1V. Ce paramètre est réglé de façon à avoir un bon compromis entre le gain et le bruit, qui varient tous les deux avec le survoltage.

Voies défectueuses

Certaines voies du détecteur sont défectueuses, et ce depuis son installation. Leur nombre étant réduit, il n'a pas été entrepris de les réparer (cela demanderait d'ouvrir complètement, voir de déplacer le détecteur). Les voies ayant des problèmes sont listées dans la table 11.1. Pour l'analyse, ces voies ont été désactivées.

Module	Projection	Plan	Voie	Problème
0	Y	13	2	Cable endommagé
0	X	8	14	Pédestal
1	X	1	14	Cable endommagé
5	X	2	0	Cable endommagé
5	X	4	2	Gain élevé
5	X	4	18	Cable endommagé
5	X	7	9	Cable endommagé
7	Y	5	0	Pédestal
9	X	0	12	Cable endommagé
11	Y	5	13	Pédestal

TABLE 11.1 – Voies défectueuses du détecteur INGRID

11.3 Données utilisées

Données cosmiques

Les données cosmiques correspondent à des muons produits dans l'atmosphère ou la haute atmosphère et traversant le détecteur. Même si ils ne permettent pas de faire des analyses sur les neutrinos, ils sont très nombreux et avec des caractéristiques bien précises, ce qui va permettre d'étudier la réponse du détecteur. Ils seront utilisés pour les études de calibration et d'efficacité d'INGRID.

Trigger

Les MPPC sont des composants performants mais qui produisent un bruit électronique important. Il y a en permanence dans le détecteur des hits produits par ce bruit. Nous ne voulons enregistrer les données que lorsqu'un muon cosmique traverse effectivement le détecteur, et pas lorsqu'il n'y a qu'un ensemble de hits provenant du bruit des MPPC dans le détecteur.

Nous utiliserons dans ce but un algorithme de déclenchement de l'acquisition des données, qui a été développée par le groupe de l'université de Kyoto. Le critère utilisé est la *coïncidence de quatre plans*. Cela signifie que pour que les données soient enregistrées, il doit y avoir des hits corrélés en temps dans quatre plans différents d'un même module. Ces quatre plans ne sont pas n'importe lesquels, il y a quatre groupe de quatre plans qui permettent de déclencher l'acquisition. Les différents plans et l'angle maximum détectable à l'aide de chacun de ces triggers (si la trajectoire du muon fait un angle supérieur avec l'axe

du faisceau dans le plan vertical, il ne pourra pas passer par ces quatre plans) sont décrits dans la table 11.2.

Trigger	Plans utilisés	Angle maximal
1	0,3,4,6	61.8°
2	4,6,7,10	61.8°
3	0,1,4,7	58.0°
4	3,6,9,10	58.0°

TABLE 11.2 – Critères de déclenchement de l’acquisition des données cosmiques

Premier set de données

Ce premier ensemble de données a été pris en dehors des périodes de prise de données du faisceau, l’ensemble du temps d’acquisition était donc consacré aux événements cosmiques. Il correspond à quatre jours de données, pris entre le 12 février 2010 10 :20 et le 16 février 2010 16 :16. Cela correspond aux runs INGRID 6544 à 6736 (seuls les runs pairs sont utilisés dans l’analyse, les runs impairs sont des runs courts qui servent pour la calibration). Deux runs (6676 et 6706) semblent avoir eu des problèmes d’acquisition au vu des résultats, et seront donc exclus pour l’analyse. L’ensemble correspond à 2.7 millions d’événements enregistrés.

Données cosmiques prises pendant les runs faisceau

Lors des prises de données sur le faisceau neutrino, la partie du temps où il n’y a pas de faisceau (le faisceau fonctionne avec une période de répétition de 3.5 secondes) est utilisée pour prendre des données cosmiques. Les données de cet ensemble correspondent donc aux événements cosmiques enregistrés pendant les runs faisceau 29 à 34. Comme les données faisceau sont prioritaires, la statistique est plus faible que dans le cas précédent. Néanmoins ces données étant prises en même temps que celles avec faisceau, elles permettent de suivre directement l’évolution des performances du détecteur.

Données faisceau

Les données faisceau correspondent aux événements produits par les interactions des neutrinos du faisceau dans INGRID. Elles sont sélectionnées par coïncidence temporelle, en utilisant le fait que le faisceau est pulsé : à partir du temps de passage des protons dans le dernier détecteur avant la cible, il est possible de calculer le temps d’arrivée des neutrinos dans le détecteur INGRID.

Au niveau de l’accélérateur, une sélection dite *good spill* permet de sélectionner les événements pour lesquels tout fonctionne correctement, et qui vont pouvoir être utilisés pour les analyses physiques. Les données utilisées ici correspondent aux runs faisceau 29 à 34, dont les caractéristiques sont résumées dans la table 11.3.

Simulation

La simulation Monte Carlo utilisée ici est différente de celle utilisée pour la conception du Module Proton. Elle est construite sur la même base mais a été améliorée par Akira Murakami de l’université de Kyoto pour corriger les faiblesses mentionnées précédemment. Au niveau de la simulation du faisceau, elle utilise les versions 10c et 10d de JNUBEAM (simulation du faisceau de neutrino réalisée par le groupe faisceau de T2K) corrigées pour utiliser le modèle d’interactions hadroniques FLUKA2008 (le meilleur au moment où l’analyse des données a été réalisée).

Runs	Protons sur cible	Nombre de tirs du faisceau utilisables
29	3.2269×10^{17}	26813
30	1.12545×10^{18}	59256
31	1.97467×10^{18}	86980
32	7.65239×10^{18}	237350
33	1.22×10^{19}	350079
34	0.93×10^{19}	246504
Total	3.26×10^{19}	1006982

TABLE 11.3 – Runs 2010a du faisceau de neutrinos.

11.4 Sélection des évènements

Une sélection des évènements est effectuée dans les données pour séparer les vrais évènements du bruit. Pour que les analyses présentées dans cette partie soit pertinentes, le même critère de sélection que celui utilisée pour la reconstruction des données est utilisé. Il a été conçu par Magali Besnier, et suit la séquence suivante, pour chaque évènement :

- sélection temporelle : les hits sont regroupés dans des clusters de 100 ns, et le cluster contenant le plus de hits est conservé
- sélection des plans activés : il s’agit des plans contenant des hits sur chaque projection dans le cluster de temps sélectionné précédemment
- le nombre de plans activés doit être supérieur ou égal à 3 et la moyenne de l’énergie déposée sur ces plans supérieure à 6.5 pe
- la reconstruction est effectuée en ne conservant que les hits présents dans le cluster de temps sélectionné.

Chapitre 12

Calibration

Ce chapitre présente les premières études effectuées à l'aide des données d'INGRID. Il va s'agir de déterminer les caractéristiques et les performances du détecteur. Nous allons également étudier la stabilité dans le temps de ces performances. Cette stabilité est importante, car pour certaines études, toutes les données prises sur une période de temps étendue vont être analysées avec des paramètres identiques.

12.1 Nombre d'évènements cosmiques parasites

Le premier point que nous allons étudier est le nombre d'évènements cosmiques qui sont enregistrés par le détecteur. Les évènements cosmiques qui nous intéressent ici sont les évènements cosmiques parasites, ce qui regroupe deux cas :

- pour les données cosmiques, il s'agit d'évènements cosmiques enregistrés qui ne correspondent pas à la particule qui a déclenché l'acquisition des données.
- pour les données faisceau, tout évènement cosmique enregistré est un bruit de fond.

Pour estimer leur nombre un critère de temps sera utilisé. Il nous faut tout d'abord préciser comment les données sont enregistrées par INGRID. Nous appellerons *trigger* le moment où l'acquisition des données commence, car le critère pour le démarrage de l'enregistrement des données a été vérifié. Schématiquement l'acquisition se fait sur 23 cycles de 480 ns de long où les données sont écrites. Ces cycles sont séparés par des périodes mortes (pas d'enregistrement de données) de 100 ns, et les 50 dernières nanosecondes de chaque cycle correspondent à une période où il n'est pas possible d'enregistrer d'informations sur le temps (le système qui calcule le temps par rapport au trigger ne fonctionne pas). Pour chaque hit, le temps auquel il a été enregistré par rapport au trigger est stocké dans une variable appelée tdc. L'ensemble est résumé sur la figure 12.1. Le système d'acquisition est fait de telle façon que les données ayant provoqué le trigger sont enregistrées dans les cycles 14 et 15 pour les évènements cosmiques et 4 à 9 pour les données faisceau. Nous pouvons donc étudier les évènements cosmiques parasites en regardant le nombre d'évènements enregistrés en dehors de ces cycles.

Il nous faut tout d'abord vérifier que ces évènements parasites sont bien dûs à des rayons cosmiques, et non pas à des évènements du faisceau qui ne seraient pas arrivés dans la fenêtre de temps prévue. Pour cela, nous pouvons regarder la distribution de l'angle que fait la trace reconstruite avec l'axe du faisceau dans le plan vertical (qui sera noté θ_y). Cet angle possède des distributions bien différentes pour les évènements cosmiques et pour les évènements de type neutrino comme le montre la figure 12.2.

La figure 12.3 montre la distribution de θ_y pour les évènements hors de la fenêtre de temps prévue pour les runs faisceaux 29 à 34. Il semble donc que ces évènements parasites correspondent bien à des évènements cosmiques.

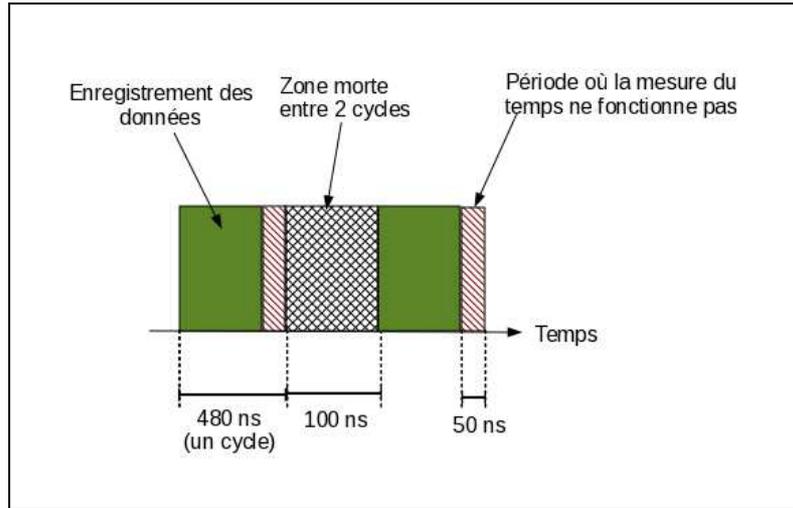


FIGURE 12.1 – Structure temporelle de l’acquisition des données. Les données ne sont effectivement enregistrées que dans les zones vertes, et l’ensemble de l’acquisition comporte 23 cycle.

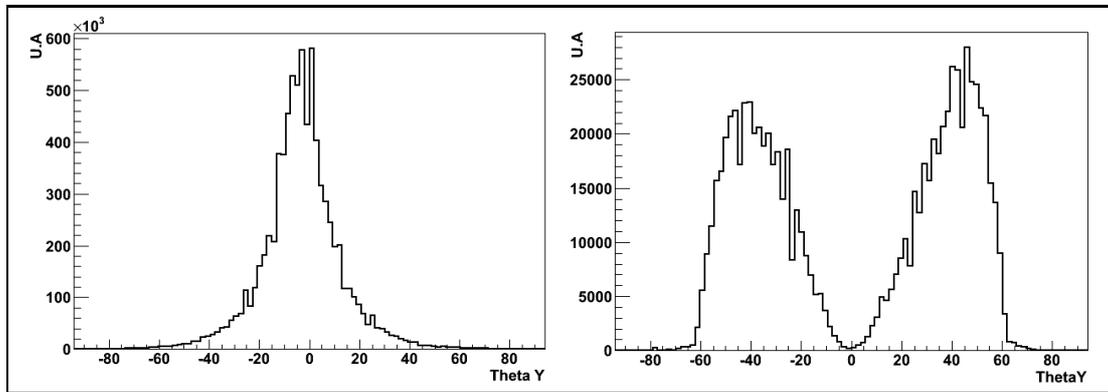


FIGURE 12.2 – Distribution de θ_y pour les évènements neutrinos (à gauche) et pour les évènements cosmiques (à droite).

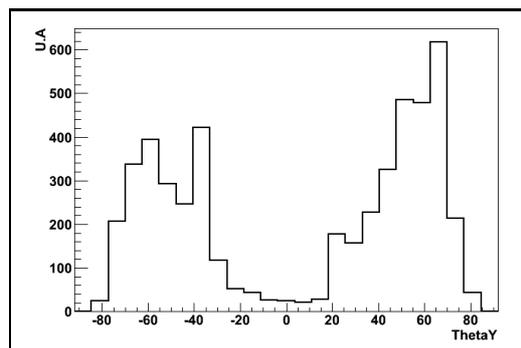


FIGURE 12.3 – Distribution de θ_y pour les évènements parasites des runs faisceau. On retrouve la même structure que pour les données cosmiques.

Fraction d'évènements cosmiques parasites

Nous allons chercher à déterminer la fraction d'évènements cosmiques présents dans les données faisceau en mesurant le nombre d'évènements cosmiques parasites par cycle et par évènement où une trace au moins est reconstruite. La méthode utilisée consiste à compter le nombre de traces reconstruites dans les cycles en dehors de la fenêtre de temps prévue, puis à diviser ce nombre par le nombre de cycles et le nombre d'évènements considérés.

Nous allons également mesurer l'influence d'une coupure utilisée dans l'analyse des données d'INGRID : le volume fiduciel. Cette coupure retire les évènements dont le point d'interaction reconstruit est à moins de 10 centimètres d'un bord du module. Elle devrait permettre de retirer les évènements provenant d'interactions à l'extérieur du module et les évènements cosmiques. Les résultats sont présentés dans la table 12.1.

Runs	Fraction	Nombre d'évènements	Fraction après volume fiduciel	Nombre d'évènements après volume fiduciel
29	1.56×10^{-4}	10567	1.35×10^{-4}	3054
30	9.75×10^{-5}	31972	7.73×10^{-5}	9892
31	8.60×10^{-5}	53374	4.82×10^{-5}	17098
32	8.02×10^{-5}	170957	4.70×10^{-5}	60089
33	7.72×10^{-5}	265118	4.89×10^{-5}	94996
34	7.17×10^{-5}	194323	4.71×10^{-5}	71155
Total faisceau	7.91×10^{-5}	726311	5.00×10^{-5}	256284
Données cosmiques	6.39×10^{-5}	4043307	n/a	n/a

TABLE 12.1 – Fraction d'évènements cosmiques parasites dans les données, par cycle et par évènement où une trace au moins a été reconstruite

Ces résultats montrent que pour l'ensemble des données faisceau, le nombre de traces de cosmique parasites par cycle et par évènement où une trace au moins est reconstruite est de 5×10^{-5} . Dans les données faisceau, il arrive parfois que plus d'une trace soit reconstruite par cycle (et cela va arriver de plus en plus souvent lorsque l'intensité du faisceau va augmenter). Nous pouvons en conclure que la contamination par les rayons cosmiques des données neutrinos est inférieure à 5×10^{-5} .

12.2 Tdc relatif

Cette partie étudie la précision temporelle du détecteur. Comme mentionné dans la section précédente, le temps auquel un hit se produit par rapport au trigger est stocké dans une variable appelée tdc. Nous souhaitons vérifier l'homogénéité du détecteur quand à la mesure de ce temps ainsi que sa stabilité. En effet, au moment de la sélection des évènements, les hits sont regroupés en clusters de temps, et les hits se produisant à un tdc trop éloigné du reste de l'évènement sont éliminés.

Principe et définition

Nous cherchons à savoir si les différentes voies du détecteur se comportent de la même façon pour ce qui est des informations temporelles. Pour cela il faudrait regarder la valeur moyenne de la variable tdc. Néanmoins, tous les évènements ne se produisent pas avec le même tdc moyen. Pour éliminer cet effet, nous allons introduire un tdc relatif. Pour chaque évènement, nous pouvons calculer la moyenne des valeurs de tdc des hits de la trace reconstruite, et cette moyenne sera utilisée comme nouvelle référence pour le temps. Le tdc relatif (tdcr) d'un hit sera donc sa valeur de tdc moins la moyenne des tdc des hits de la trace reconstruite. De cette façon, tous les évènements vont devenir équivalents et il est possible d'étudier

les moyennes voie par voie et plan par plan du tdc sur un ensemble de données. Ces distributions sont présentées en figure 12.4.

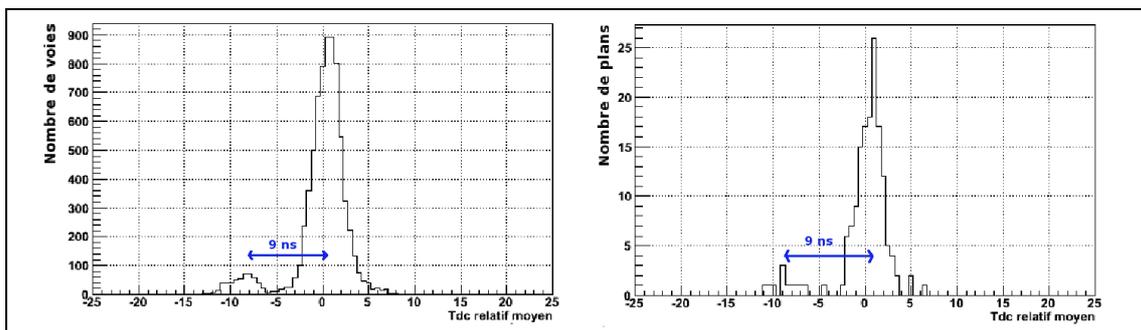


FIGURE 12.4 – Distribution du tdc relatif pour les différentes voies (à gauche) et les différents plans (à droite).

Les voies sont réparties en deux groupes de distribution à peu près gaussienne dont les centres sont séparés de 9 nanosecondes. Le même effet se produit pour les plans. En regardant en détails, il s'avère que les voies du groupe à faible tdc moyen sont exactement les voies des plans à faible tdc moyen. Il y a donc un problème pour certains plans qu'il va falloir corriger.

Corrections

Correction par TFB

Cette première correction consiste à corriger le décalage de chaque plan. Nous calculons pour cela la valeur moyenne du tdc pour chaque plan (visible sur la figure 12.5), qui servira de coefficient de correction pour la suite. Il faut noter que des corrections différentes seront utilisées pour les données cosmiques et pour les données faisceau : dans le cas des cosmiques, tous les plans sont équivalents. Au contraire, dans le cas des données neutrinos, le faisceau arrivant par la face avant des modules, il est normal que les premiers plans des modules aient des tdc moyens inférieurs à ceux des derniers plans. Les nouvelles distributions après correction de cet effet sont présentées en figure 12.6. Ces corrections sont effectuées après sélection par cycle (seuls sont conservés les événements se produisant dans les cycles où les événements sont attendus à partir du trigger), et dans le cas des données faisceau après sélection par volume fiduciel.

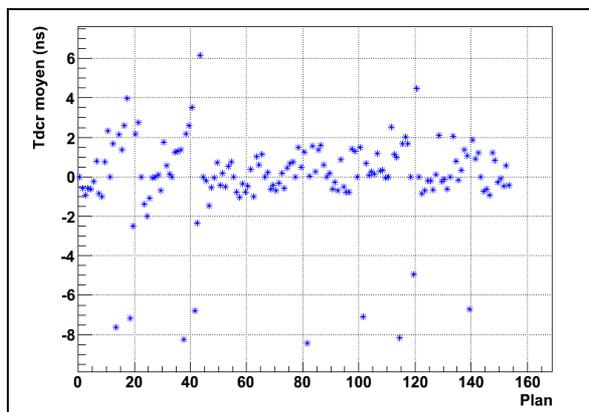


FIGURE 12.5 – Valeur moyenne du tdc relatif pour les différents plans, données du run faisceau 34.

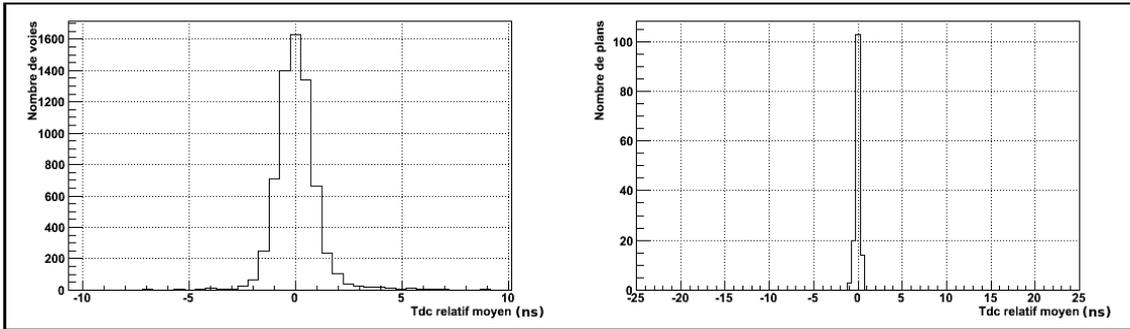


FIGURE 12.6 – Valeur moyenne du tdc relatif après corrections plan par plan, pour les différentes voies (à gauche) et pour les différents plans (à droite), données des runs faisceau 29 à 34.

Cette figure montre que la correction proposée a permis de résoudre le problème des deux groupes de voies. La largeur de la distribution a également été fortement réduite, les différentes voies du détecteur ont pu être homogénéisées en corrigeant plan par plan.

Correction du temps de propagation dans la fibre

La correction précédente servait à homogénéiser les différentes voies du détecteur, nous allons maintenant chercher à corriger les différences entre les différents événements pour calculer les valeurs moyennes. Après qu'une particule ait traversé un scintillateur, la lumière produite est transportée par la fibre jusqu'au MPPC. En fonction de la position du hit dans le scintillateur, la distance à parcourir, et donc le temps de propagation est plus ou moins long. C'est cet effet qui va être étudié ici.

Cela nécessite de déterminer la position du hit dans le scintillateur. Nous allons utiliser le fait que chaque plan de tracking est constitué d'un plan de scintillateurs horizontaux et d'un plan de scintillateurs verticaux collés ensemble. En sachant dans quel scintillateur la particule est passée dans l'une des projections, il est possible de connaître la position du hit dans le scintillateur touché dans l'autre projection : ce hit est situé au niveau du scintillateur touché dans l'autre projection. Nous pouvons alors mesurer la valeur moyenne du tdc relatif en fonction de la position dans le scintillateur (figure 12.7).

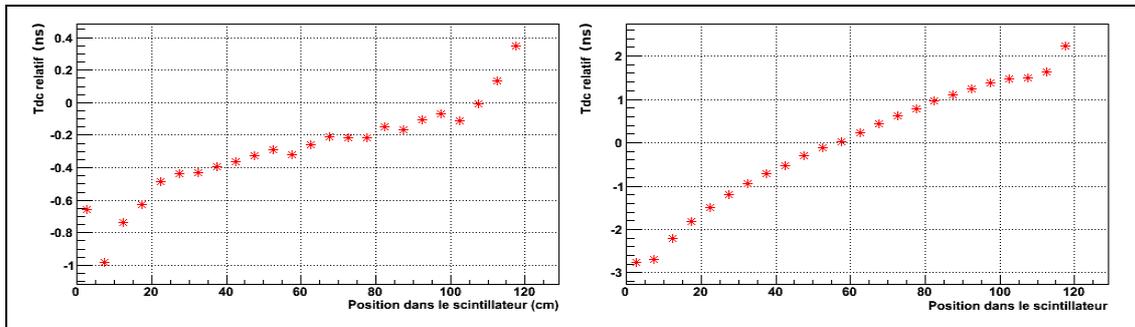


FIGURE 12.7 – Tdc relatif en fonction de la position dans le scintillateur, pour les données faisceau (à gauche), et pour les données cosmiques (à droite).

Ces mesures montrent que le tdcr augmente effectivement avec la distance au MPPC. La partie centrale des distributions est linéaire ce qui n'est pas le cas des extrémités. Cela provient probablement des limites de la méthode de détermination de la position du hit dans le scintillateur, qui marche assez mal sur les bords. Une autre méthode pour déterminer cette position en utilisant cette fois-ci l'équation de la trace reconstruite a été testée mais ne donne pas de meilleurs résultats. Il semble enfin que l'effet soit beaucoup plus important pour les événements cosmiques que pour les événements neutrinos. L'explication est la

suivante : pour les données faisceau, l'angle fait par la trace reconstruite avec la direction du faisceau dans les plans horizontaux et verticaux est faible. Cela signifie que le long de la propagation de la trace dans le détecteur, les différents hits sont environ situés à la même distance du bord du scintillateur. Pour le tdc relatif, si tous les hits de l'évènement sont décalés de la même façon, cela n'a pas d'incidence. Par contre, pour les événements cosmiques, l'angle fait par la trace dans le plan vertical est grand. La position des hits dans les scintillateurs va varier le long de la trace, et cette correction devient importante.

Cette hypothèse a été testée en comparant ces distributions pour les scintillateurs horizontaux et verticaux dans le cas des données cosmiques. Pour ces données, l'angle dans le plan vertical est important alors que l'angle dans le plan horizontal est faible. L'effet devrait être important sur la projection verticale, et faible sur la projection horizontale. C'est bien ce qui est observé (figure 12.8). Pour cette raison, des corrections différentes seront utilisées pour les scintillateurs verticaux et horizontaux dans le cas des données cosmiques.

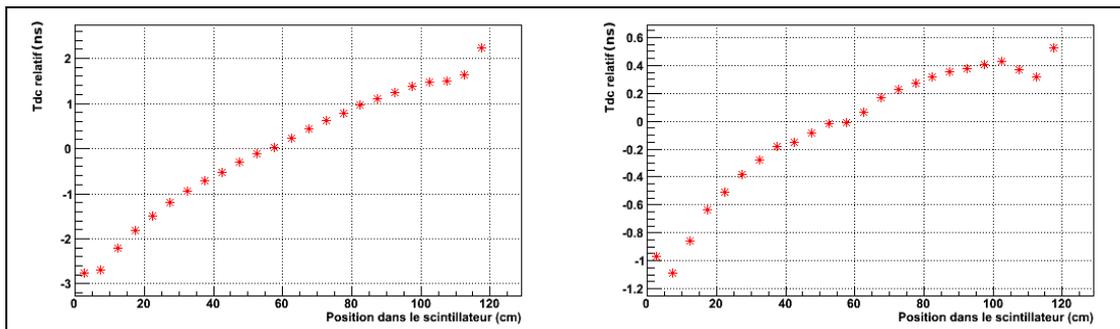


FIGURE 12.8 – Tdc relatif en fonction de la position dans le scintillateur, données cosmiques, projection verticale à gauche et horizontale à droite.

Pour juger l'efficacité de cette correction, nous allons regarder son impact sur la distribution du tdc pour tous les hits faisant partie d'une trace reconstruite (les résultats ne sont pas ici moyennés par voie). La grandeur mesurée est la dispersion (RMS pour Root Mean Square). Les résultats sont indiqués dans la table 12.2.

Données	RMS avant correction	RMS après correction
Cosmiques	7.703 ns	7.55 ns
Faisceau	7.763 ns	7.758 ns

TABLE 12.2 – Effet de la correction du temps de propagation dans la fibre sur la distribution du tdc de tous les hits présents dans des traces reconstruites.

Comme prévu, cette correction a plus d'effet sur les données cosmiques que sur les données faisceau. Ce qui est plus surprenant est la faiblesse de l'effet de cette correction.

Résultats et comparaison données faisceau et cosmiques

Une fois ces corrections effectuées, nous pouvons nous intéresser aux distributions du tdc relatif moyen par voie. Les distributions devraient suivre une loi normale, et seront donc interpolées par une distribution gaussienne. Ces interpolations sont présentées sur la figure 12.9. L'interpolation fonctionne plutôt bien pour les données faisceau, mais pas pour les données cosmiques. La raison est la suivante : les rayons cosmiques arrivent du ciel et atteignent d'abord les scintillateurs horizontaux situés en haut du module. La distribution dans le cas des données cosmiques est en fait la superposition de deux distributions (une pour les scintillateurs horizontaux et une pour les scintillateurs verticaux) comme nous pouvons le constater

sur la figure 12.10. Pour cette raison, les données faisceau seront utilisées pour étudier la stabilité dans le temps du tdc relatif.

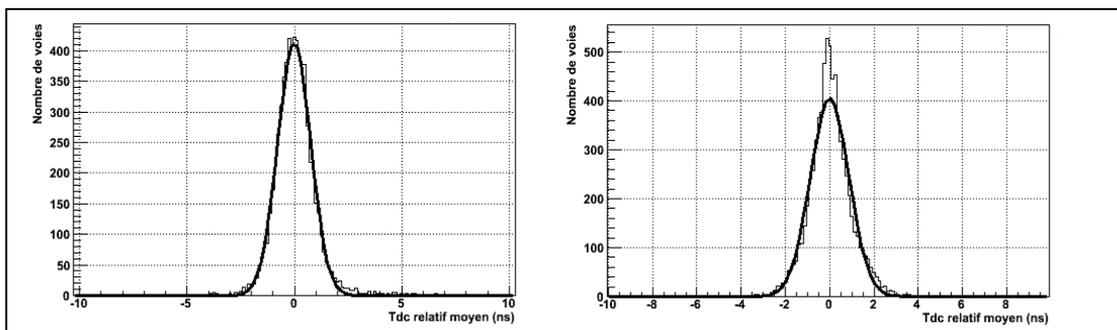


FIGURE 12.9 – Tdc relatif moyen par voie après corrections, données faisceau à gauche et données cosmiques à droite.

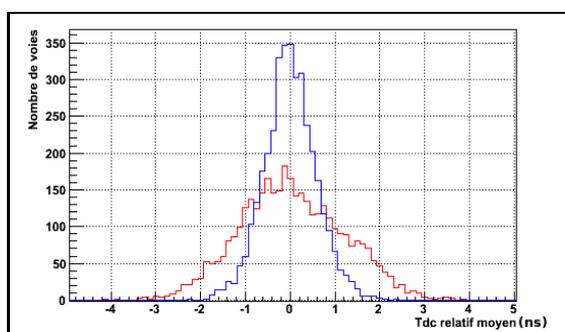


FIGURE 12.10 – Tdc relatif moyen par voie après corrections, données faisceau, scintillateurs horizontaux en rouge et scintillateurs verticaux en bleu.

Stabilité dans le temps

Comme expliqué en introduction de ce chapitre, la stabilité de la réponse du détecteur est importante car les analyses sont effectuées à l'aide d'un ensemble de données prises sur une période de temps étendue. De plus, dans le cas du tdc relatif, une correction plan par plan a été effectuée pour homogénéiser les réponses des différentes voies du détecteur. Pour que cette correction soit valable, il faut qu'elle soit relativement indépendante du temps : il est évident qu'en retirant les différences entre les différentes parties du détecteur à un instant donné, le résultat devient homogène à cet instant. Le problème n'aura été corrigé que si cette même correction permet d'obtenir une réponse homogène du détecteur sur un autre ensemble de données.

Nous allons regarder la stabilité dans le temps de la distribution du tdc de tous les hits présents dans les traces reconstruites. Les deux grandeurs mesurées sont la dispersion (RMS) et la valeur moyenne de cette distribution. Ces grandeurs seront mesurées pour chaque run du faisceau (table 12.3), divisé en périodes de 10^5 secondes (figure 12.11). Les résultats sont indiqués avec et sans coupure par volume fiduciel.

La stabilité entre les différents runs est bonne, ce qui valide le principe des corrections : toutes les corrections ont été calculées à partir des données du run 34, mais elles semblent fonctionner aussi bien sur les autres runs. Nous pouvons remarquer que cette mesure est sensible à la statistique : sur la figure 12.11, les variations diminuent au fur et à mesure que le temps avance, ce qui correspond à l'augmentation

de l'intensité du faisceau et donc à un plus grand nombre d'évènements. Il faut enfin remarquer que la coupure fiducielle augmente la dispersion temporelle des hits.

Runs	Sans coupure fiducielle			Avec coupure fiducielle		
	RMS (ns)	Valeur moyenne (ns)	Nombre d'entrées	RMS (ns)	Valeur moyenne (ns)	Nombre d'entrées
29	7.716	4.22×10^{-6}	227508	9.933	-2.92×10^{-6}	49370
30	7.607	4.15×10^{-6}	771728	9.58	-1.83×10^{-6}	165467
31	7.591	4.33×10^{-6}	1342412	9.448	8.32×10^{-7}	286626
32	7.519	3.40×10^{-6}	4989232	9.42	-1.43×10^{-7}	1050854
33	7.64	3.65×10^{-6}	7946131	9.54	-6.42×10^{-7}	1673641
34	7.622	3.94×10^{-6}	6019874	9.477	-5.63×10^{-7}	1276252
Total faisceau	7.604	3.74×10^{-6}	21296885	9.492	-4.78×10^{-7}	4493210

TABLE 12.3 – Stabilité de la distribution du tdc relatif sur les différents runs faisceau

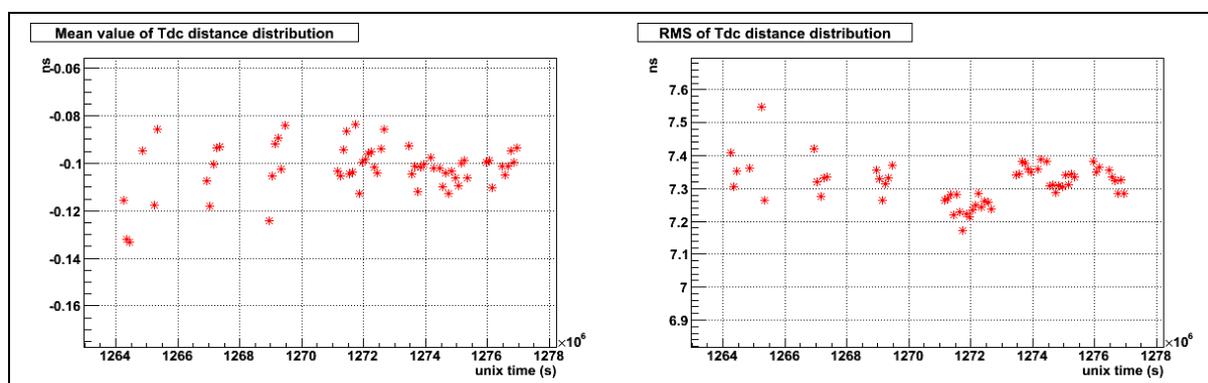


FIGURE 12.11 – Stabilité dans le temps du tdc relatif. A gauche la valeur moyenne et à droite la moyenne quadratique. La coupure fiducielle n'est pas utilisée ici.

12.3 Différence avec le temps attendu

Principe

Connaissant la distance entre la cible de graphite et le détecteur, il est possible de calculer le temps auquel les neutrinos devraient arriver dans le détecteur à partir du temps d'arrivée des protons sur la cible. Le détecteur CT05 (le dernier détecteur de la ligne de faisceau neutrino) est utilisé pour mesurer le temps auquel les protons arrivent sur la cible. Nous allons étudier la distribution de la différence entre le temps d'arrivée prévu des neutrinos et le temps auquel les hits sont enregistrés dans le détecteur. Les corrections mises en place dans la section précédente seront utilisées pour cette étude.

Le temps d'arrivée des neutrinos dans le détecteur étant a priori aléatoire, nous pouvons penser que cette variable va suivre une distribution normale, interpolable par une fonction gaussienne. C'est ce qui est vérifié sur la figure 12.12, avec les données faisceau du run 32.

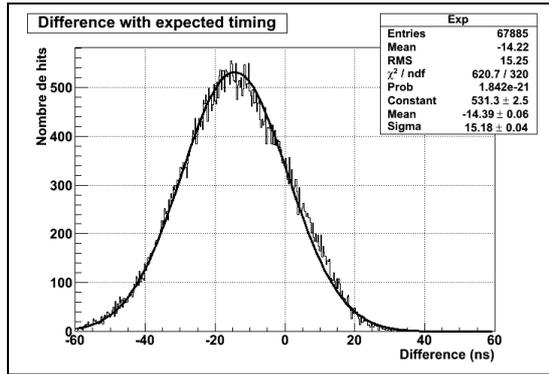


FIGURE 12.12 – Différence avec le temps attendu pour les hits des traces reconstruites du run faisceau 32. Ici les corrections et la coupure fiducielle sont appliquées.

Test des corrections précédentes

Cette étude permet de tester les corrections sur les informations temporelles présentées précédemment. Nous voulons connaître l'effet de ces corrections sur la distribution. Pour cela, des distributions analogues à celle de la figure 12.12 sont tracées pour les différents runs, avec et sans corrections. Nous pouvons alors vérifier la qualité de l'interpolation gaussienne en regardant la valeur du χ^2 réduit. Les résultats sont présentés dans la table 12.4. Les corrections améliorent effectivement le fit gaussien, ce qui semble confirmer leur validité. Nous pouvons également remarquer que l'interpolation devient bien meilleure avec la coupure fiducielle. Enfin le résultat final n'est pas toujours parfait, pour les runs ayant le plus de statistique (32 et 33), le χ^2 réduit est supérieur à 2. Une explication possible est que seules deux corrections ont été apportées. Le groupe des détecteurs hors-axe a étudié une correction supplémentaire, baptisée *timewalk*, qui étudie comment varie le tdc en fonction de l'énergie déposée. Cette correction permettrait peut-être d'améliorer nos résultats.

Runs	Valeur du χ^2 réduit		
	Sans corrections	Avec corrections	Avec corrections et coupure fiducielle
29	1.40	1.00	1.05
30	4.67	3.14	1.41
31	8.58	6.11	1.55
32	19.88	9.01	1.94
33	26.28	13.24	3.44
34	18.75	7.29	2.14

TABLE 12.4 – Effet des corrections et de la coupure fiducielle sur le fit gaussien de la différence du temps d'arrivée.

Résultats et stabilité

La stabilité dans le temps va être mesurée de la même façon que pour le tdc relatif, en regardant les résultats run par run (table 12.5) puis par période de temps (figure 12.13). Cette différence de temps n'est utilisable que pour les données faisceau car il faut pouvoir mesurer le temps auquel les protons arrivent sur la cible. Les paramètres mesurés sont l'écart type et la valeur moyenne de l'interpolation gaussienne de la distribution du temps d'arrivée. Les corrections pour le tdc et la coupure fiducielle sont ici utilisées.

L'écart-type est relativement stable entre les différents runs, mais ce n'est pas le cas pour la valeur moyenne. L'évolution dans le temps permet de mieux comprendre. L'écart type se stabilise au fur et à mesure que la statistique augmente (les barres d'erreur représentent cette erreur) et semble relativement stable à partir du run 32 autour de 14.5 ns. Pour la valeur moyenne, elle semble stable par périodes de temps. Après discussion avec certaines personnes travaillant sur l'accélérateur, l'explication serait la suivante : le détecteur CT05 utilisé pour calculer le temps d'arrivée est périodiquement réinitialisé (c'est par exemple le cas entre deux runs). A ce moment, son temps de référence est modifié, ce qui provoque un décalage au niveau du temps d'arrivée. Il faudra donc changer le calcul du temps d'arrivée à chaque réinitialisation de CT05, mais nous ne disposons pas pour l'instant des informations nécessaires.

Un phénomène similaire peut se produire lorsque l'électronique du détecteur est redémarrée : il peut alors y avoir une modification du temps de référence pouvant aller jusqu'à 5 ns.

Runs	Valeur moyenne (ns)	Ecart type (ns)	Nombre d'évènements
29	-3.54 ± 0.30	15.79 ± 0.26	3054
30	-15.28 ± 0.16	15.93 ± 0.11	9892
31	-5.84 ± 0.127	16.41 ± 0.09	17098
32	-14.39 ± 0.06	15.18 ± 0.04	60089
33	-6.96 ± 0.049	15.61 ± 0.03	94996
34	-6.29 ± 0.055	15.41 ± 0.04	71155

TABLE 12.5 – Stabilité de la différence du temps d'arrivée des neutrinos sur les différents runs faisceau.

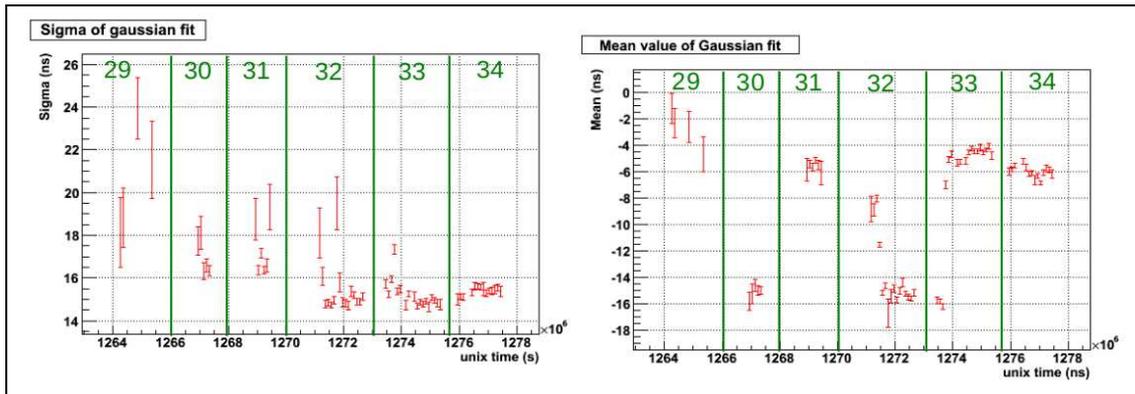


FIGURE 12.13 – Stabilité dans le temps des paramètres du fit pour la différence du temps d'arrivée attendu. A gauche l'écart type et à droite la valeur moyenne. En vert, la séparation entre les différents runs.

12.4 Energie déposée dans les scintillateurs

Principe

Cette partie étudie l'énergie déposée dans les scintillateurs par une particule les traversant. Le détecteur enregistre pour chaque hit cette énergie (en photo-électrons ou p.e), et la distribution résultante devrait pouvoir être interpolée par une distribution de landau convoluée avec une distribution gaussienne (appelée landau-gaussienne par la suite). Cette étude est faite en utilisant les données cosmiques, et les hits considérés sont ceux des traces reconstruites pour tous les modules.

La figure 12.14 représente la distribution de l'énergie mesurée pour ces hits sans corrections. Deux problèmes principaux apparaissent par rapport à une distribution de type landau-gaussienne : il y a trop de hits à basse énergie, et il y a un second pic aux alentours de 75 p.e.

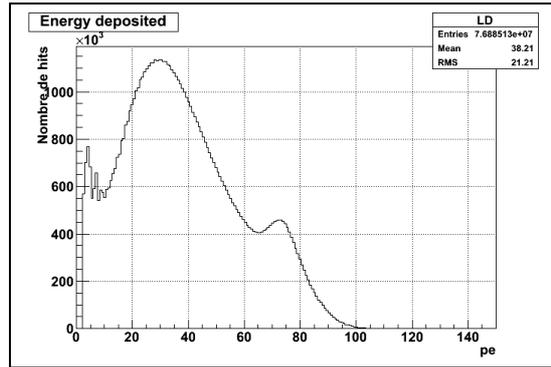


FIGURE 12.14 – Distribution de l'énergie déposée par scintillateur pour les hits des traces reconstruites. Cette distribution comprend tous les scintillateurs du détecteur.

L'excès de hits à basse énergie pourrait venir de hits de bruit accidentellement inclus dans la trace reconstruite. En effet ces hits ont généralement une énergie faible. Leur timing ne correspond généralement pas à celui de la particule traversant le détecteur, mais la fenêtre de temps utilisée dans la sélection des événements est relativement large (100 ns) et laisse donc passer certains de ces hits de bruit. Pour tester cette hypothèse, nous allons ajouter une coupure sur le tdc relatif des hits à 9 ns : seuls les hits situés à moins de 9 ns du timing moyen des hits de la trace reconstruite vont être pris en compte. Le résultat est présenté en figure 12.15. Il apparaît qu'avec la coupure, la distribution à basse énergie se rapproche plus d'une landau-gaussienne, même si elle n'est pas très régulière. Le problème à basse énergie semble donc provenir de hits de bruit, et peut être résolu par une coupure sur le tdc relatif. Cette coupure sera conservée pour la suite.

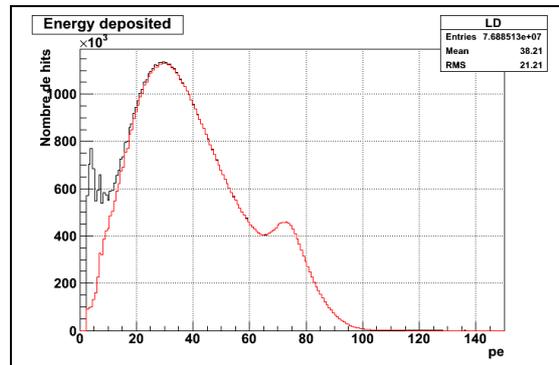


FIGURE 12.15 – Distribution de l'énergie déposée pour les hits des traces reconstruites avec (rouge) et sans (noir) coupure de tdc relatif.

Canal à faible gain

Le détecteur dispose en réalité de deux canaux pour mesurer l'énergie déposée : l'un à faible gain et l'autre à fort gain. Le canal à faible gain est précis à haute énergie mais imprécis à basse énergie, alors que le canal à fort gain est précis à basse énergie mais saturé à haute énergie. Les graphiques précédents ont été effectués à l'aide du canal à haut gain, et le second pic correspond très probablement à la saturation de ce canal. Cette hypothèse peut être testée en regardant si ce second pic est également présent sur le canal à faible gain. Les deux distributions sont représentées sur la figure 12.16, pour l'ensemble des scintillateurs du détecteur INGRID.

Nous voyons que le second pic n'apparaît pas pour le canal à faible gain, ce qui valide l'hypothèse

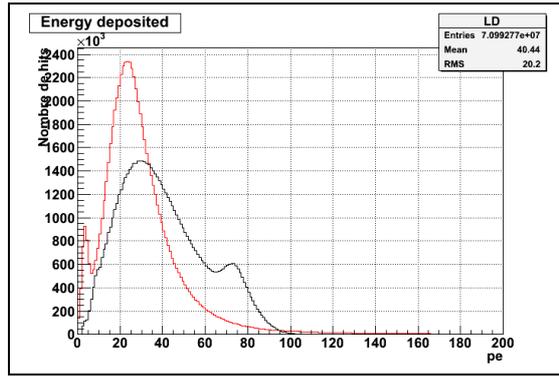


FIGURE 12.16 – Distribution de l'énergie déposée pour le canal à faible gain (rouge) et le canal à fort gain (noir).

selon laquelle il proviendrait de la saturation du canal à haut gain. Nous pouvons également remarquer des problèmes à basse énergie pour ce canal à faible gain, probablement dûs à sa faible précision dans ce domaine d'énergie. La façon habituelle de traiter le problème consiste à utiliser les informations du canal à fort gain jusqu'à une certaine énergie (par exemple 40 p.e dans le cas des détecteurs hors-axe utilisant la même technologie qu'INGRID) puis à utiliser ensuite les informations du canal à faible gain pour les hits d'énergie supérieure. Il n'est pas possible d'utiliser cette procédure ici, les deux distributions ne se recouvrant pas sur un certain domaine d'énergie. La raison est que seul le canal à fort gain a été calibré proprement. Les informations provenant de ces deux canaux ne seront pas combinées pour l'instant, et seront traitées séparément par la suite.

Corrections

Il faut comme dans le cas des informations sur le temps apporter certaines corrections pour homogénéiser les différents hits utilisés dans les histogrammes. Nous allons apporter deux corrections.

Distance parcourue dans le scintillateur

Selon l'angle que fait la trajectoire de la particule, elle parcourt une distance différente dans le scintillateur (figure 12.17). Or plus la distance parcourue est importante, plus l'énergie déposée augmente, il faut donc corriger cet effet. Pour cela, nous allons supposer que l'énergie déposée augmente linéairement avec la distance parcourue dans le scintillateur. Dans ce cas, la correction est donnée par :

$$\text{pe corrigé} = \text{pe} \times \sqrt{1 + \tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y}$$

où θ_x et θ_y sont respectivement les angles faits par la trajectoire de la particule avec l'axe z (perpendiculaire aux scintillateurs) dans les plans horizontaux et verticaux.

Propagation de la lumière dans la fibre

L'énergie mesurée va dépendre de la position du hit dans le scintillateur. En effet, plus le hit est éloigné du MPPC plus la lumière collectée va devoir parcourir de distance dans la fibre, où elle subit une atténuation. La position du hit dans le scintillateur est déterminée à l'aide la même méthode que dans le cas du tdc, ce qui permet de tracer l'énergie moyenne en fonction de la position du hit dans le scintillateur (figure 12.18).

Comme dans le cas des corrections de tdc cette méthode ne marche pas très bien aux extrémités des scintillateurs, il y a néanmoins bien un effet mesurable. Ces valeurs seront utilisées comme corrections par la suite.

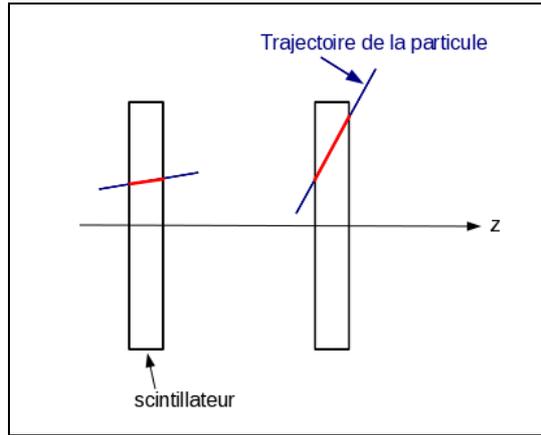


FIGURE 12.17 – Distance parcourue (en rouge) dans le scintillateur en fonction de l’angle fait par la trajectoire de la particule et l’axe z .

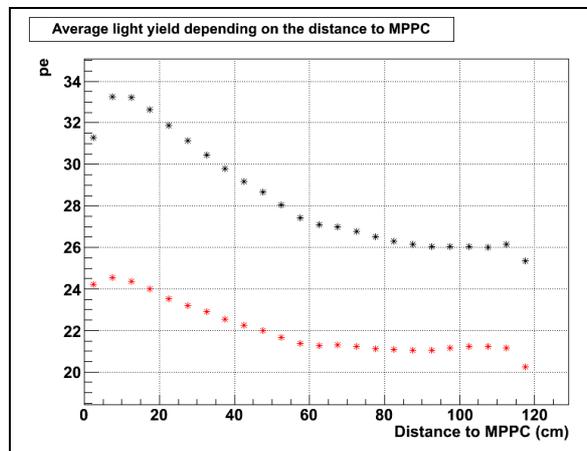


FIGURE 12.18 – Energie moyenne des hits en fonction de leur position dans le scintillateur, pour les canaux à fort gain (noir) et à faible gain (rouge).

Résultats et stabilité

Une fois ces deux corrections appliquées, les distributions peuvent être interpolées par une fonction de type landau-gaussienne. Les canaux à fort et faible gains sont traités séparément, et les résultats sont présentés sur la figure 12.19 pour les hits du module 3. Les différents modules présentent des résultats similaires. Comme attendu, l’interpolation fonctionne bien à basse énergie et mal à haute énergie pour le canal à fort gain, et inversement pour le canal à faible gain. Il semble donc que l’interpolation fonctionnera correctement lorsque le canal à faible gain aura été calibré et que les informations des deux canaux pourront être combinées. Nous pouvons remarquer que pour le canal à fort gain, le second pic semble avoir disparu. C’est une conséquence de la correction en fonction de la distance parcourue dans le scintillateur : les hits qui provoquent une saturation de ce canal sont à haute énergie, donc viennent souvent de cas où la particule a parcouru une longue distance dans le scintillateur. Le second pic n’est plus visible, mais l’effet est toujours là car l’interpolation ne fonctionne pas bien pour les hautes énergie, le pic étant trop large, et le nombre d’évènements à haute énergie trop faible.

Nous pouvons également étudier la stabilité dans le temps de ces distributions sur la durée de prise de données cosmiques (5 jours). Nous utilisons ici uniquement les données cosmiques, car elles sont constituées de muons seulement, ce qui donne une meilleure homogénéité de l’énergie déposée entre les différents

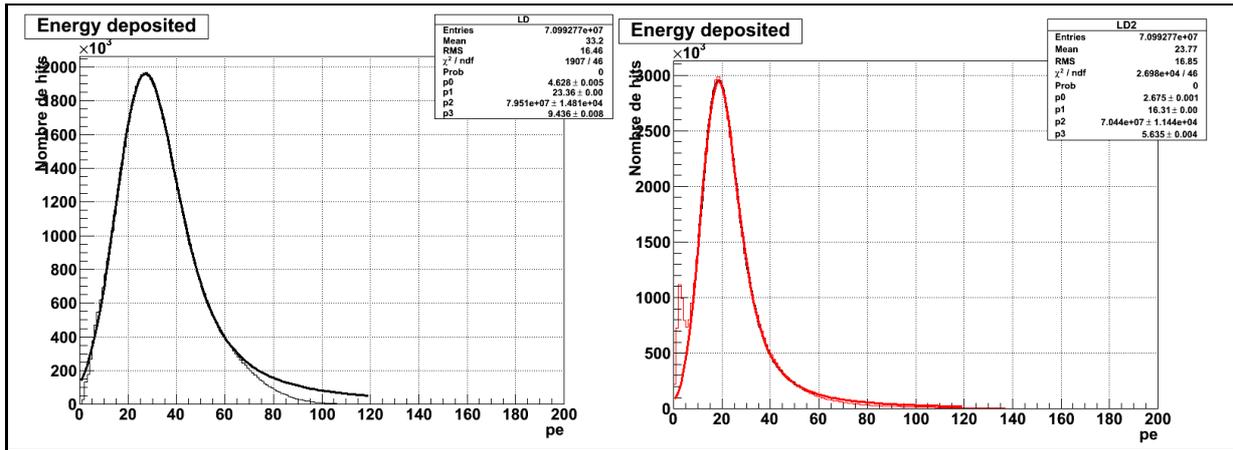


FIGURE 12.19 – Interpolation de l'énergie déposée dans le détecteur pour les canaux à fort (gauche) et faible (droite) gain pour les scintillateurs du module 3.

événements. En effet, différentes particules déposent des quantités d'énergie différentes en traversant une même distance de scintillateur. Les événements cosmiques présentent souvent de longues traces, ce qui limite les erreurs au niveau de la sélection des hits faisant partie des véritables traces. Les deux paramètres mesurés sont la valeur moyenne de la distribution, et le paramètre MPV de la fonction d'interpolation qui correspond à la position du pic. Le canal à fort gain est utilisé pour cette étude, car c'est le seul à être correctement calibré. La figure 12.20 présente les résultats. Sur cette figure les distributions sont tracées pour l'ensemble des hits des traces reconstruites dans l'ensemble du détecteur. L'amplitude des variations

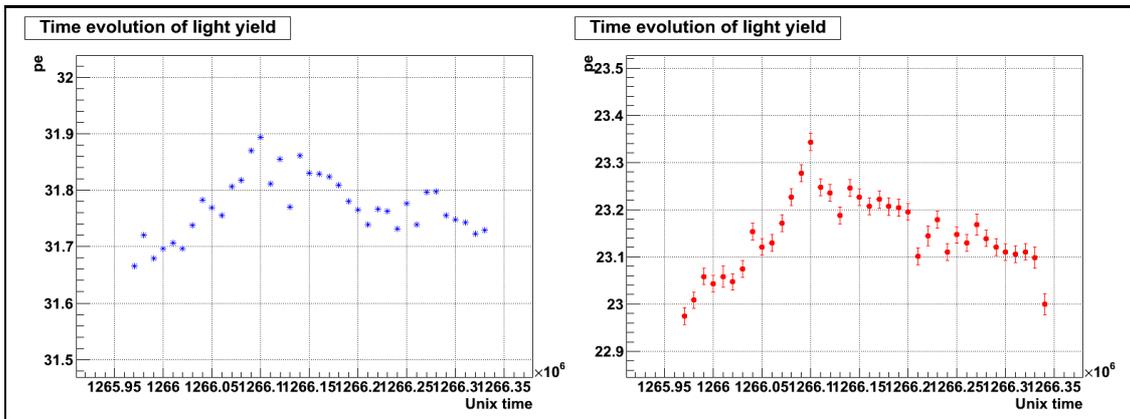


FIGURE 12.20 – Evolution dans le temps de la valeur moyenne (à droite) et de la position du pic (à gauche) de l'énergie déposée dans le détecteur.

est de 0.25 pe pour la valeur moyenne et de 0.4 pe pour la position du pic. De plus, ces deux grandeurs évoluent de la même façon au cours du temps. Il est probable que ces variations sont dues à des variations de température au cours du temps (voir paragraphe suivant) et les performances du détecteur semblent stables sur cette période de temps.

12.5 Température

Nous allons maintenant nous intéresser à la mesure de la température dans les plans de tracking. C'est un paramètre important, car les MPPC sont connus pour être des dispositifs bruyants, pouvant créer de

faux hits dûs au bruit, et avec une probabilité dépendant de la température. De plus, leur gain dépend également de la température. Pour mesurer la température, chaque module est équipé de deux capteurs (certains 3, mais ce dernier capteur n'est pas considéré ici), l'un placé en haut du module et le second en bas. Ces capteurs sont installés sur le côté des plans de tracking.

Température mesurée

Nous pouvons tracer pour chaque capteur la température moyenne mesurée sur une période de temps, ce qui est fait sur la figure 12.21 pour la période correspondant au run 33.

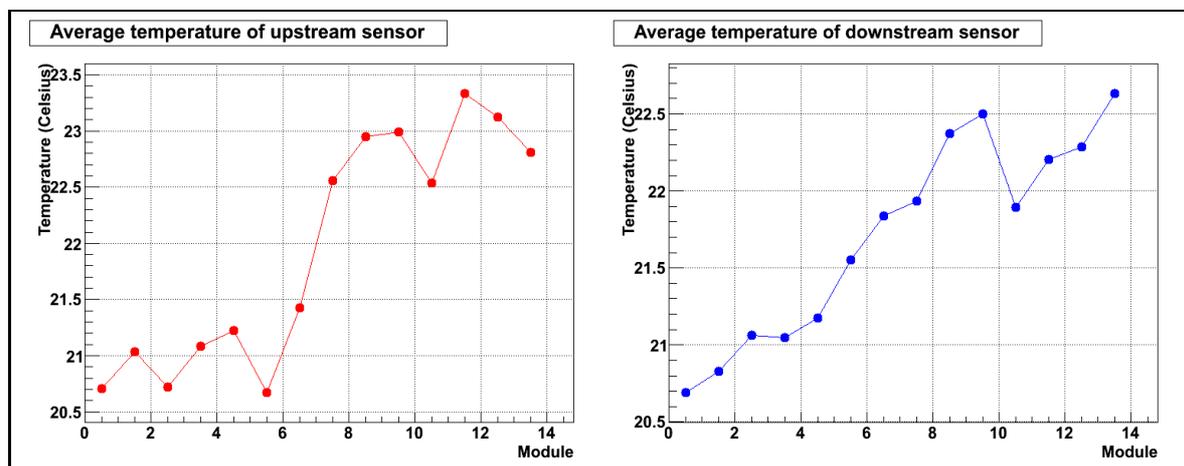


FIGURE 12.21 – Température moyenne pour le run 33. A gauche capteurs situés en haut des modules, à droite ceux du bas.

Des différences de température apparaissent entre les modules, et les capteurs du haut et du bas ne suivent pas la même distribution. Les températures données par les capteurs du haut semblent cohérentes : les modules horizontaux (0 à 6) et verticaux (7 à 13) sont dans deux pièces différentes avec des systèmes de climatisation différents, il est donc normal d'avoir deux groupes de modules à des températures différentes. Les températures données par les capteurs du bas sont plus surprenantes : la température semble augmenter linéairement avec le numéro du module, sans qu'il n'y ait de raison particulière pour cela.

Nous pouvons également tracer pour chaque module la différence entre les températures données par les deux capteurs (figure 12.22). Si pour certains modules la différence est proche de 0° , pour la plupart d'entre eux elle est assez importante comparée à la précision théorique des capteurs (0.065°), pouvant parfois même atteindre 1° . Ces capteurs n'ont pour l'instant pas été calibrés, et il semble que cela pose problème.

Variation de température

Une explication possible serait que les capteurs n'ayant pas été calibrés présentent un offset. La température mesurée serait translatée d'une valeur constante par rapport à la température réelle. Pour tester cette hypothèse, nous allons regarder comment évolue la différence de température entre les deux capteurs lorsque la température du module change. Si cette hypothèse est valide, la différence de température devrait varier très peu comparée à la variation de température du module.

Le résultat typique est présenté en figure 12.23, pour le module 7. Il ne semble pas y avoir de corrélation entre les variations de la température et de la différence de température mesurée par les capteurs. La dispersion des mesures semblent se réduire au fil du temps : cela provient de l'augmentation de la statistique (le faisceau devenant plus intense, plus de mesures sont effectuées sur un même laps de temps, car la température n'est enregistrée que pendant les prises de données). Sur quatre modules, une faible corrélation est néanmoins observée (la différence augmente proportionnellement à la température, mais dans des proportions bien moindres).

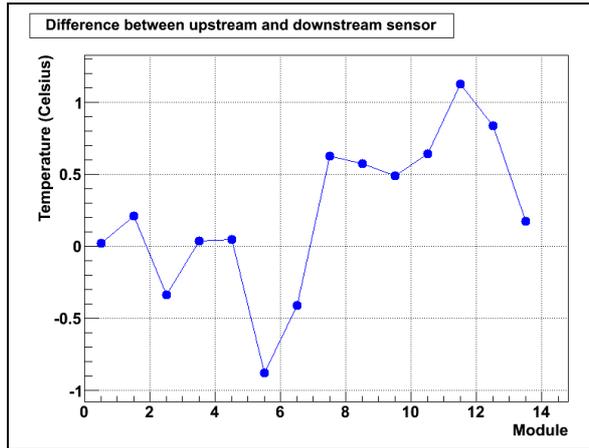


FIGURE 12.22 – Différence de température entre les capteurs du haut et du bas pour le run 33.

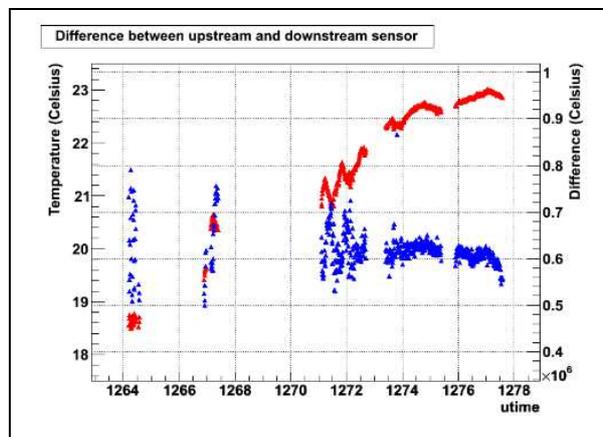


FIGURE 12.23 – Evolution de la température du module 7 (en rouge, axe de gauche) et de la différence entre les températures mesurées par les deux capteurs (en bleu, axe de droite).

Il semble bien qu'il y ait un offset sur les capteurs de température, la température absolue qu'ils donnent n'étant pas valide. Néanmoins les variations de température le sont sans doute. Lorsque l'influence de la température sur une grandeur sera étudiée, nous prendrons donc un point de référence et étudierons les variations par rapport à ce point.

12.6 Bruit

L'étude suivante concerne la mesure du bruit dans le détecteur. Comme il a été dit précédemment, les MPPC sont des dispositifs bruyants, qui peuvent produire des hits qui ne sont pas dûs au passage d'une particule, mais simplement du bruit. Cela peut être problématique dans le cas d'INGRID : pour la sélection des événements, un minimum de 3 hits est demandé sur chaque projection pour la trace reconstruite, un hit de plus ou de moins peut donc avoir des conséquences sur le nombre d'événements reconstruits.

Définition

Pour mesurer le bruit dans le détecteur, nous allons rechercher des hits de bruit, définis comme des hits apparaissant lorsque aucune particule ne traverse le détecteur. Le bruit sera mesuré directement

dans les données. Pour trouver de tels hits, deux sélections seront utilisées. La première concerne le cycle d'acquisition. Comme expliqué précédemment, INGRID enregistre les données sur 23 cycles de 480 ns. Le système de trigger est fait de façon à ce que les événements neutrinos du faisceau ne puissent arriver que entre les cycles 4 à 9. Nous allons chercher les hits de bruit sur les autres cycles. Il pourrait cependant y avoir des particules cosmiques qui traversent le détecteur lors de ces cycles. Pour les éliminer, la procédure de sélection des événements présentée au chapitre 11 est utilisée.

Les résultats seront donnés en terme de taux de bruit. Ce taux est défini comme étant le nombre moyen de hits de bruit par cycle enregistré, pour la partie du détecteur concernée (voie, plan, module, ...).

Résultat des mesures

Le taux de bruit peut tout d'abord être mesuré pour chaque voie du détecteur. La distribution des voies en fonction de leur taux de bruit est présentée en figure 12.24, pour le run faisceau 33. Les distributions sont relativement régulières, et le taux de bruit est plus élevé pour les modules verticaux que pour les horizontaux. Le taux de bruit moyen pour une voie sur ce run 33 est de 6.4×10^{-3} hits de bruit par cycle enregistré.

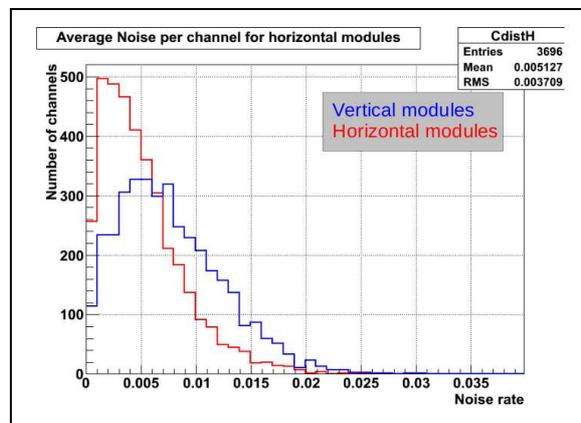


FIGURE 12.24 – Taux de bruit mesuré (par voie) sur le run 33 pour les voies des modules horizontaux (rouge) et verticaux (bleu).

Nous pouvons également mesurer le taux de bruit pour chaque module. Cela deviendra un point important si le bruit influence réellement le nombre d'événements reconstruits, car pour la détermination de la position du centre du faisceau, il faut que tous les modules soient équivalents. La mesure pour ce même run 33 est présentée en figure 12.25. Le taux de bruit n'est pas du tout homogène entre les différents modules, il y a quasiment un facteur trois entre le module le plus bruyant et le module le moins bruyant. Les conséquences sur le nombre d'événements reconstruits seront étudiées au moment de déterminer la position du centre du faisceau (chapitre 14).

Structurelle temporelle du bruit

Nous mesurons ici la répartition des hits de bruit en fonction du temps, à l'intérieur d'un cycle d'acquisition. Nous pouvons tracer le nombre de hits de bruit se produisant avec un tdc donné, par exemple pour le cycle 0 sur le run 33 (figure 12.26). Tous les cycles présentent quasiment la même structure.

Un cycle fait 480 ns, et trois phases apparaissent. Jusqu'à 420 ns, le nombre de hits de bruit se produisant augmente progressivement. Ensuite sur environ 25 ns, le nombre de hits de bruit est moindre, puis sur les 30 dernières nanosecondes du cycle, il n'y a plus du tout de hits.

Cette structure s'explique par la façon dont les données sont enregistrées. Schématiquement, au début du cycle, chaque voie accumule des charges. Dès que sur une voie la charge accumulée dépasse le seuil de 2.5 p.e, un hit est enregistré, avec un tdc correspondant au temps où la charge accumulée a dépassé le seuil (avec une précision de 2.5 ns). Au niveau de l'accumulation de la charge, le gain du système d'acquisition

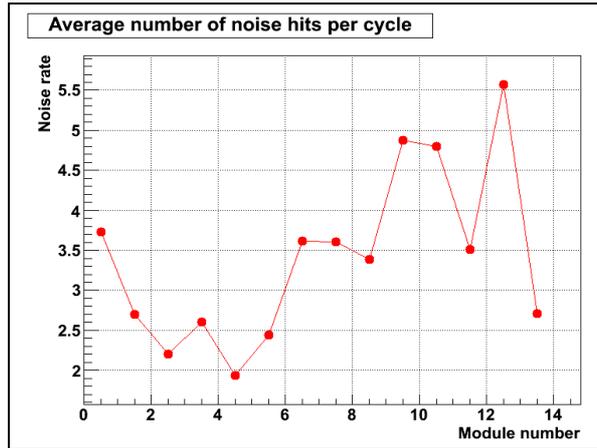


FIGURE 12.25 – Taux de bruit par module mesuré sur le run 33 pour les différents modules.

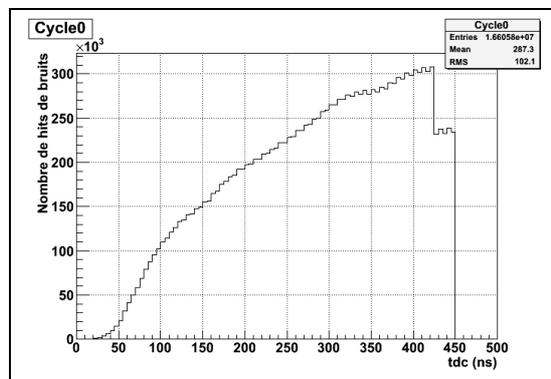


FIGURE 12.26 – Nombre de hits de bruits se produisant à un temps donné au cours du premier cycle d'intégration, pour toutes les voies du détecteur.

est constant jusqu'à 420 ns, puis décroît ensuite. Enfin, le système donnant le tdc ne fonctionne pas sur les 30 dernières secondes du cycle d'acquisition.

Tout cela permet d'expliquer la structure de la figure 12.26. Pendant les 420 premières nanosecondes, le système accumule des charges avec un gain constant. Plus le temps passe, plus le système a eu le temps d'accumuler des charges dues au bruit du MPPC et donc de dépasser le seuil. Il est donc normal que plus le temps passe plus le nombre de hits de bruit se produisant augmente. Sur les 25 nanosecondes suivantes, le gain diminue, la charge accumulée augmente donc moins vite, ce qui produit une diminution du nombre de hits de bruit. Enfin, sur les 30 dernières nanosecondes, le système donnant les informations temporelles des hits ne fonctionne pas, il ne peut pas y avoir de hits avec un tdc correspondant à cette période.

Influence de la température

La fréquence du bruit des MPPC varie avec la température. Nous voulons déterminer si le bruit mesuré par la méthode précédente varie lui aussi avec la température. En première approche, nous pouvons tracer les évolutions du bruit dans le détecteur et de sa température en fonction du temps. Les grandeurs sont ici moyennées sur l'ensemble du détecteur (figure 12.27). Une corrélation apparaît clairement : à l'intérieur d'un run, le bruit diminue lorsque la température augmente. La température ne semble pas être le seul paramètre déterminant : entre le run 32 (groupe de points à gauche) et les suivants, à la fois la température et le bruit augmentent.

Pour étudier plus précisément la variation du bruit avec la température, nous allons étudier un seul

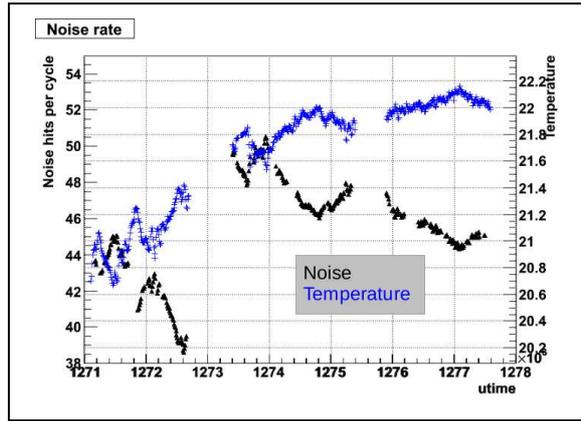


FIGURE 12.27 – Evolution de la température moyenne (bleu, axe de droite) et du bruit moyen (noir, axe de gauche) en fonction du temps pendant les runs 32 à 34.

run à la fois. Les différents modules seront également étudiés séparément car ils ont des taux de bruit différents. Comme expliqué dans la partie sur la mesure de la température, les capteurs ne sont pas calibrés et seules les variations de température qu'ils donnent ont un sens. Nous allons donc prendre un point de référence, et regarder les différences de température et de bruit par rapport à ce point. Un exemple est présenté en figure 12.28 (module 3, run 33).

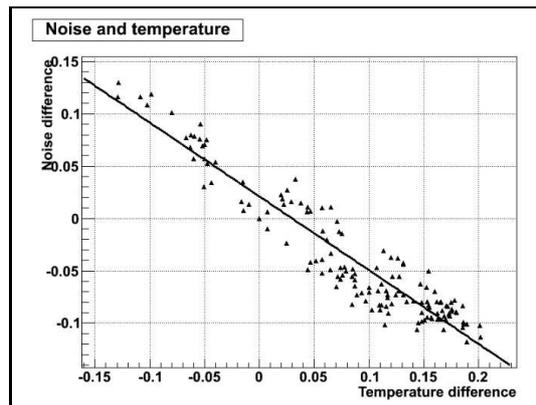


FIGURE 12.28 – Lien entre les variations de température et de taux de bruit pour le module 3 durant le run 33.

La température du module est ici définie comme la moyenne entre les températures données par les deux capteurs du module. Nous voyons apparaître une relation linéaire entre variation de température et variation du bruit. C'est le cas pour la plupart des modules, mais cela ne fonctionne pas pour les modules 0,1,2 et 5. Pour le module 5, le problème peut être réglé en ne prenant en compte que la température du capteur du haut, ce qui laisse penser que le capteur du bas a un problème. Pour le module 2, il faut prendre le capteur du bas. Dans les cas des modules 0 et 1, le problème n'a pas pu être réglé.

Une relation linéaire apparaît sur la figure 12.28. Néanmoins les variations sont limitées à un faible intervalle de température. Après discussion avec des personnes ayant étudié le bruit sur les détecteurs hors-axe, la dépendance entre température et bruit est plutôt du type exponentielle. Nous obtenons une droite uniquement parce que le domaine de température considéré est restreint. Cela apparaît clairement sur la figure 12.29, où le coefficient directeur de la droite obtenue par interpolation à la manière de la figure 12.28 est tracé pour chaque module et chaque run.

Il pourrait paraître surprenant que le bruit diminue lorsque la température augmente. Ceci est en

fait dû aux variations du gain des MPPC avec la température. Le gain d'un MPPC diminue lorsque la température augmente, à cause de l'augmentation des vibrations dans la structure cristalline. Si le gain diminue, l'accumulation des charges durant un cycle d'acquisition se fait moins rapidement, et finalement le taux de bruit du MPPC diminue. Le nombre de cascades de bruit dans le MPPC augmente bien lorsque la température augmente, mais à cause de la diminution du gain, le nombre de cas où l'accumulation de charges a été suffisante pour passer le seuil d'enregistrement du hit a diminué.

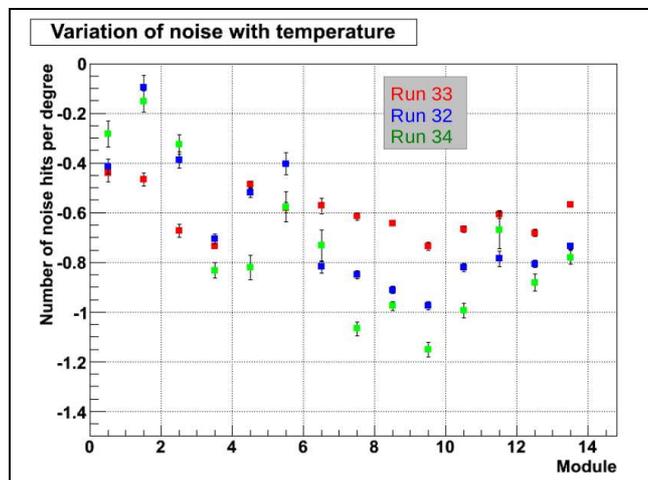


FIGURE 12.29 – Paramètre du fit obtenu pour les différents modules et les différents runs.

Le coefficient varie pour les différents modules, et surtout d'un run à l'autre pour un même module. Ce coefficient semble donc dépendre de la température et du bruit, ce qui confirme que la relation n'est pas linéaire sur de grands intervalles de température. Le coefficient obtenu par interpolation pourra éventuellement être utilisé pour déduire le bruit lorsque nous chercherons à faire des corrections, mais il faudra se restreindre à de faibles intervalles de température, ce qui limite l'utilité de cette méthode.

12.7 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre les différentes informations données par le détecteur, pour s'assurer qu'elles étaient bien conformes à ce qui était attendu, et stables dans le temps. Ces études sont importantes car pour l'analyse nous utiliserons ensemble des données prises à des temps différents. De ce point de vue, seule la température semble provoquer des variations sur le bruit, et il faudra en tenir compte plus tard.

Pour ce qui est des informations temporelles et de l'énergie déposée, nous obtenons après certaines corrections des distributions conformes aux prévisions et stables dans le temps. Ces études ne sont pas totalement achevées. Pour les informations temporelles, il faudra étudier une dernière correction, le *time-walk*, et dans le cas de l'énergie déposée, il reste à calibrer le canal à faible gain pour pouvoir combiner les informations des deux canaux. Ce ne sont cependant pas des informations critiques dans le cas d'INGRID, dont l'analyse n'utilise pas de mesures du type dE/dx et temps de vol.

Dans le futur, la calibration sera intégrée au logiciel du ND280, et les corrections présentées ici ainsi que celles encore à étudier seront automatiquement appliquées aux données.