

Diffusion Compton avec des sources radioactives et des liquides scintillants du projet Double CHOOZ

Aurélien Fraisse* et Florent Robinet†

Université Denis Diderot, 2 place Jussieu, 75005 Paris

Master de Physique Fondamentale et Sciences pour l'Ingénieur

Spécialités "Structures et Évolution de l'Univers" et "Noyaux, Particules, Astroparticules et Cosmologie"

Résumé – Nous étudions la quantité de lumière émise par un liquide scintillant lorsqu'une énergie donnée est déposée sur le liquide par effet Compton. Possédant un liquide aux propriétés non connues, et un liquide de référence, nous déterminons, par comparaison, quel liquide fournit la plus grande quantité de lumière à énergie déposée fixée. Nous trouvons que le liquide à étudier émet environ 80 % de la lumière émise dans les mêmes conditions par le liquide de référence. De plus, nous montrons que la quantité de lumière émise par le liquide à étudier, de même que par le liquide de référence, semblent linéaires en fonction de l'énergie déposée.

I. INTRODUCTION

Le but de l'expérience Double CHOOZ est d'étudier la disparition d'anti-neutrinos électroniques auprès d'un réacteur nucléaire. Ces anti-neutrinos peuvent réagir avec un proton pour donner un positon et un neutron. Le positon produit s'annihile alors rapidement avec un électron et produit un rayonnement γ dont la détection traduit la disparition de l'anti-neutrino en question.

Il est donc essentiel, pour répondre au but de l'expérience, de pouvoir détecter les γ produits, tout en en perdant le moins possible. Pour cela, un liquide scintillant est utilisé, liquide dont le but est de produire et propager une quantité de lumière suffisante à partir du γ incident pour que celle-ci soit convenablement détectée.

Dans cette étude, nous cherchons à comparer deux liquides scintillants, de telle sorte à déterminer lequel de ces deux liquides serait *a priori* le plus efficace à produire de la lumière pour une énergie déposée par le photon γ incident donnée. Il s'agit de la première étape d'une étude qui demanderait par la suite de comparer également la capacité des liquides à propager la lumière à longueur d'onde fixée.

II. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODES D'ACQUISITION

L'objectif du montage que nous sommes amenés à réaliser (cf. figure 1) est de détecter le nombre de photons émis par le liquide scintillant pour une énergie déposée donnée. Une source radioactive émet des photons vers le liquide, photons qui sont alors diffusés par les électrons de l'échantillon. Ces électrons se désexcitent ensuite dans l'ultraviolet. Toutefois, pour détecter cette lumière, on utilise des photomultiplicateurs dont le gain est maximum dans la gamme du visible. Il a donc été ajouté au liquide quelques gouttes de *shifter* dont la fonction est d'absorber les photons UV et d'en réémettre ensuite dans le visible.

Le liquide scintillant est placé au centre d'une boîte à l'abri de la lumière (le "cercueil") et de chaque côté de l'échantillon, deux photomultiplicateurs (S_1 et S_2) détectent les photons émis. Pour sélectionner une énergie

déposée, un scintillateur mobile (NaI_1) peut être déplacé autour du dispositif selon l'angle de diffusion que l'on souhaite observé. On peut alors montrer que l'angle choisi impose l'énergie du photon Compton et donc celle déposée dans le liquide. L'énergie du photon Compton, $E_{\gamma'}$, est donnée par la loi (cf. annexe 1) :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e} (1 - \cos \theta)} \quad (1)$$

où E_{γ} est l'énergie du photon incident, m_e la masse de l'électron et θ_{γ} l'angle de diffusion.

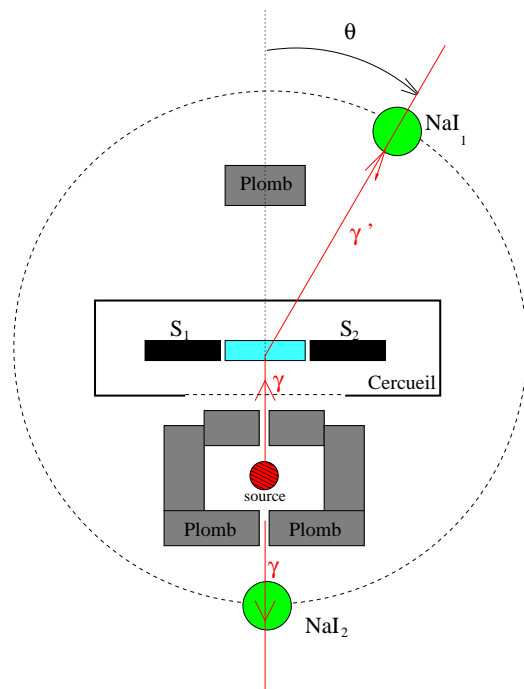


FIG. 1: Schéma de principe du montage d'étude. Une source radioactive, entourée d'un château de plomb, émet des rayonnements traversant un échantillon de liquide scintillant (représenté en bleu). De part et d'autre du liquide se trouve deux photomultiplicateurs (S_1 et S_2), le tout étant enfermé dans une boîte hermétique à la lumière (cercueil). Deux NaI se trouvent autour du cercueil : NaI_2 , permet de repérer le rayonnement à 511 keV provenant de la source, et NaI_1 permet de sélectionner une énergie du photon Compton, et donc une énergie déposée sur le liquide.

*fraise@astro.princeton.edu

†robinet@ipno.in2p3.fr

Pour cette expérience, une source ^{22}Na est utilisée. Ses deux modes de désintégration privilégiés sont une transition γ à 1,262 GeV et une transition β^+ . Dans ce dernier

cas, le positron émis s'annihile à l'arrêt dans le support de la source et donne deux photons à 511 keV partant dans des directions opposées. En plaçant un scintillateur (NaI_2) derrière la source il est alors possible de visualiser la raie de 511 keV.

Notre but étant de pouvoir sélectionner une énergie déposée donnée grâce à NaI_1 (qui sélectionne l'énergie du photon Compton diffusé) et NaI_2 (qui permet de sélectionner une raie d'émission), il est nécessaire de régler les deux photomultiplicateurs S_1 et S_2 ainsi que NaI_1 et NaI_2 en coïncidence temporelle. Cette étape est traitée électroniquement. Le signal brut délivré par chacun des quatre appareils considérés est d'abord envoyé dans un discriminateur (comparateur simple) qui permet d'obtenir un signal logique. Il faut ensuite ajuster la largeur de la porte obtenue et ajouter un retard pour aligner les différents signaux, ce qui nécessite quelques précautions.

Tout d'abord, il est important que toutes les portes soient ouvertes en même temps et que le temps commun d'ouverture soit assez long afin que tous les signaux liés au même événement radioactif puissent être pris en compte, mais assez court pour éviter l'empilement d'événements différents. De plus, parmi les signaux, il faut choisir judicieusement celui qui déclenchera l'ouverture de la porte commune. En prenant les signaux S_1 et S_2 , dont les déclenchements sont plus rapides que ceux des NaI , on évite un phénomène de *jitter* (fluctuations de l'instant d'ouverture de la porte logique) sur le déclenchement.

D'un point de vue pratique, la mise en coïncidence de NaI_1 est assez délicate. En effet ce détecteur doit capter le photon Compton, ce qui, pour une position donnée, se produit très rarement. Pour effectuer le réglage, nous avons donc temporairement échangé les positions de NaI_1 et NaI_2 sur lequel arrive beaucoup plus de photons.

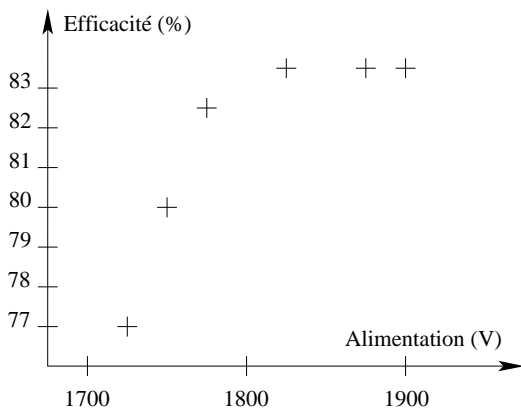


FIG. 2: Courbe d'efficacité en fonction de la tension d'alimentation pour la raquette cosmique Cos_2 . Cette efficacité augmente avec la tension d'alimentation jusqu'à un seuil situé à environ 83 %. La valeur minimale de la tension permettant d'atteindre ce seuil se situe aux alentours de 1800 V.

Une dernière précaution à prendre dans cette expérience concerne les rayons cosmiques (muons principalement). Avec une fréquence moyenne d'un coup par cm^2 et par minute (à l'air libre), il arrive qu'un rayon cosmique traverse le liquide et produise des événements en coïncidence dans chaque détecteur. Pour éviter ce comptage parasite, trois *raquettes* (Cos_1 , Cos_2 et Cos_3), permettant de détecter le passage des particules, ont été superposées à différentes hauteurs (une au-dessus du cercueil,

une au sol et une entre ces deux dernières). En mettant ces trois détecteurs en coïncidence, on met en évidence les rayons qui ont traversé l'échantillon et qui sont susceptibles de déclencher l'acquisition. La coïncidence des trois raquettes est alors mise en anti-coïncidence de la coïncidence (S_1 , S_2 , NaI_1 & NaI_2), ce qui permet d'éliminer une grande partie de l'effet des rayons cosmiques.

Les raquettes sont composées de photomultiplicateurs et ont donc besoin d'être alimentées. Il faut alors chercher pour quelle alimentation la détection des rayons cosmiques est la plus efficace. Nous avons réalisé cette étude pour l'alimentation de la raquette centrale. En comptant pour différentes valeurs de l'alimentation le nombre de coups détectés dans la coïncidence (Cos_1 , Cos_2 & Cos_3) et en le comparant à celui obtenu pour la coïncidence (Cos_1 & Cos_3), on obtient l'efficacité de Cos_2 pour une alimentation donnée (cf. figure 2). Nous avons finalement choisi la valeur de 1800 V, correspondant à la tension minimale (afin de limiter le bruit) nécessaire à l'obtention d'une efficacité maximale.

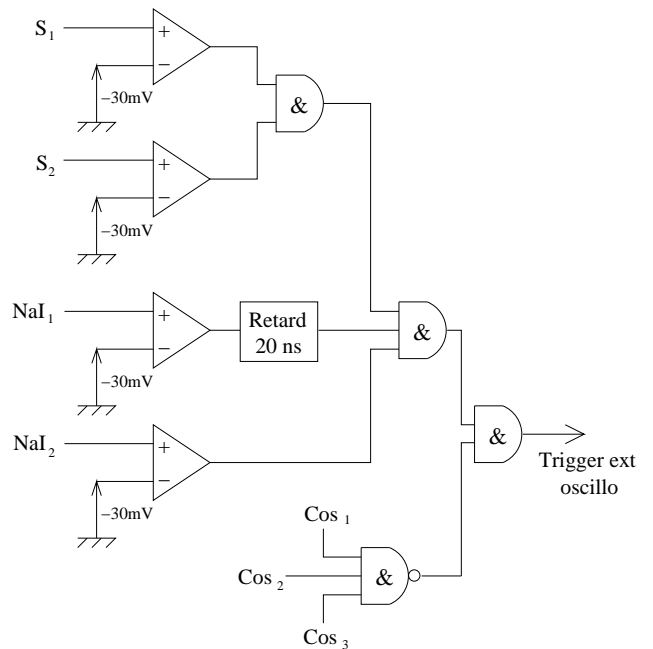


FIG. 3: Montage électronique réalisé pour obtenir en sortie le trigger déclenchant l'acquisition du signal sur l'interface d'acquisition. Les signaux S_1 , S_2 , NaI_1 et NaI_2 sont mis en coïncidence, de même que ceux provenant de Cos_1 , Cos_2 et Cos_3 . Ces deux coïncidences sont alors mis en anti-coïncidence. Nous n'avons pas représenté les comparateurs simples permettant de transformer les signaux issus de Cos_1 , Cos_2 et Cos_3 en signaux logiques : ceux-ci sont identiques à ceux utilisés pour S_1 , S_2 , NaI_1 et NaI_2 .

Enfin, comme précédemment, il faut ouvrir la porte logique de la coïncidence (Cos_1 , Cos_2 & Cos_3) sur le signal ayant le déclenchement le plus rapide. Il s'agit de celui de la raquette centrale, car étant de dimensions plus petites, moins de photons sont perdus lors de la propagation dans la raquette, et ceux-ci arrivent de manière moins espacée dans le temps au niveau du détecteur final : le déclenchement sera donc rapide.

Le schéma logique du montage électronique final est donné sur la figure 3. On utilise ensuite un oscilloscope numérique en affichant les signaux des quatre détecteurs et en utilisant la coïncidence finale comme *trigger*. On

peut alors déclencher l'acquisition sur les coïncidences désirées.

III. ANALYSE DES DONNÉES

Grâce au montage décrit à la section précédente, nous pouvons donc observer le signal délivré par les photomultiplicateurs pour une énergie déposée donnée sur le liquide scintillant, énergie sélectionnée grâce à la coïncidence (S_1 , S_2 & NaI_1). Il s'agit alors d'extraire du signal brut délivré par l'interface d'acquisition, la charge (tension délivrée \times durée du signal) effectivement produite par les photomultiplicateurs pour un photon incident sur le liquide scintillant.

Afin d'expliquer le détail du traitement effectué, considérons le signal fourni sur la figure 4. La ligne correspondant à l'absence de signal reçu ne correspond pas à l'axe des abscisses, mais se trouve décalée à une certaine ordonnée, appelée *piédestal*. Autour de cette valeur, en l'absence de signal, on observe la présence de fluctuations correspondant à du bruit électronique. Pour déterminer précisément la charge produite par un photomultiplicateur pour un événement donné, il convient donc de retirer la valeur du piédestal du signal obtenu, puis de s'assurer que l'on ne tient pas compte de la contribution du bruit l'entourant dans le calcul de la charge. Il faut donc commencer par calculer précisément la valeur du piédestal, puis isoler ensuite le signal physique du bruit.

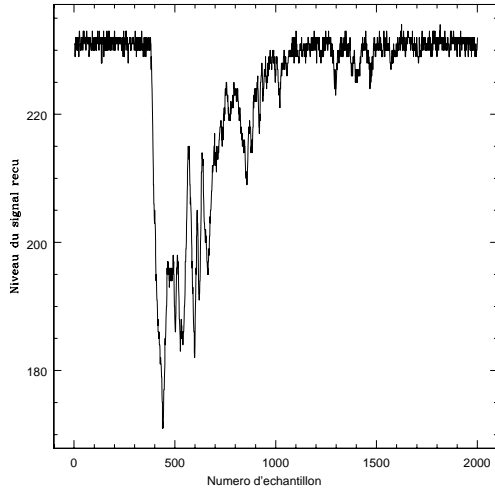


FIG. 4: Signal brut délivré par l'acquisition pour un événement observé sur NaI_1 lors d'une coïncidence (S_1 , S_2 & NaI_1) avec suppression des rayons cosmiques. Le niveau de référence est décalé par rapport à l'axe des abscisses et entouré d'un bruit électronique important.

Afin de procéder au calcul de la valeur précise du piédestal, on produit un histogramme, présenté figure 5, du niveau du signal reçu.

La contribution principale dans cet histogramme provient du piédestal, accompagné du bruit qui l'entoure. En supposant un bruit gaussien, on peut alors réaliser un *fit* gaussien de la contribution principale de l'histogramme. On note m_1 et σ_1 la valeur moyenne et l'écart-type obtenus par ce fit. Afin d'isoler le piédestal, on ne garde alors que les points de la figure 4 dont l'ordonnée est com-

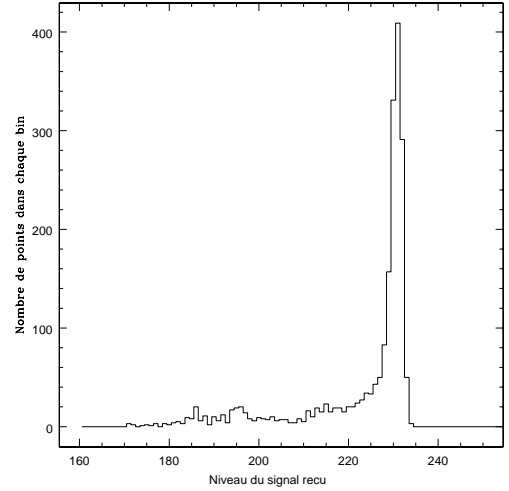


FIG. 5: Histogramme du niveau du signal reçu dans le cas de la figure 4. Le pic principal est obtenu pour la valeur du niveau de signal reçu correspondant au piédestal et au bruit qui l'entoure.

prise entre $m_1 - 3\sigma_1$ et $m_1 + 3\sigma_1$. On choisit de plus, par sécurité, d'éliminer les 3 dernières nanosecondes précédant le début d'un signal (*i.e.* l'instant auquel on passe sous l'ordonnée $m_1 - 3\sigma_1$), et les 10 premières nanosecondes suivant la fin du même signal (*i.e.* l'instant auquel on passe en-dessus de l'ordonnée $m_1 - 3\sigma_1$).

Ceci nous permet de générer un nouvel histogramme, dont on peut supposer avec une très bonne approximation, qu'il ne contient plus de signal, mais seulement la contribution du piédestal et des fluctuations qui l'entourent. En procédant à un nouveau fit gaussien sur ce nouvel histogramme, on peut alors supposer que la valeur moyenne m trouvée (on note σ l'écart-type) est une bonne approximation de la valeur du piédestal. Plus précisément, on peut considérer que sa valeur est comprise entre $m - 3\sigma$ et $m + 3\sigma$ avec une probabilité d'environ 99 %.

Notre but étant de déterminer la charge produite par les photomultiplicateurs étudiés, il convient maintenant d'isoler le signal délivré, en soustrayant du signal brut la valeur du piédestal. Pour ce faire, on ne garde du signal brut que les points dont l'ordonnée est inférieure à $m - 3\sigma$ (le signal n'est jamais supérieur à $m + 3\sigma$) et on effectue un changement de coordonnées sur l'axe des ordonnées afin que m corresponde désormais à la valeur 0. Ainsi, on élimine la contribution du bruit électronique lorsqu'il n'y a pas de signal physique, tout en rétablissant l'origine des ordonnées telle que le signal moyen reçu des photomultiplicateurs soit nul en l'absence de signal physique.

Pour calculer la charge délivrée par les photomultiplicateurs, il ne reste donc plus qu'à calculer la valeur absolue de l'intégrale du signal au cours du temps. Toutefois, il faut prendre garde au fait que les photomultiplicateurs, de même que les NaI et le liquide scintillateur, possèdent des temps de réponse non nuls. L'ensemble photomultiplicateur & liquide scintillant a un temps de réponse de l'ordre de 100 ns, contre 1000 ns pour l'ensemble NaI & liquide scintillant. Ainsi, pour déterminer la charge produite par un photomultiplicateur au cours d'un événement, il convient d'intégrer sur une durée de 100 ns à

partir du début du signal, alors qu'il faudra intégrer sur une durée de 1000 ns dans le cas d'un NaI.

Nous sommes donc en mesure de déterminer, pour une énergie déposée donnée sur le fluide scintillant considéré, la charge délivrée par les photomultiplicateurs. Les valeurs des charges ainsi mesurées sont stockées de manière à être traitées par le logiciel PAW. Le fonctionnement des photomultiplicateurs en régime linéaire permet alors de déterminer quel fluide produit la quantité de photons la plus importante à énergie déposée donnée, puisque ce nombre est alors proportionnel à la charge délivrée par les photomultiplicateurs. Nous avons vérifié cette linéarité dans le cas de NaI₁ en utilisant plusieurs sources de rayons γ . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 6.

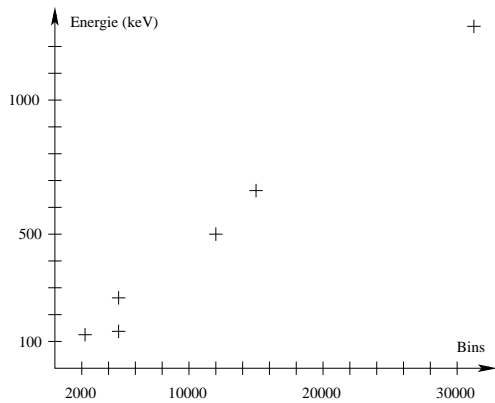


FIG. 6: Linéarité de la réponse en énergie de NaI₁. La charge mesurée par NaI₁ est une fonction linéaire de l'énergie incidente. Pour effectuer ces mesures, trois sources ont été utilisées : le ²²Na, le ¹³⁷Cs et le ⁵⁷Co. Seuls les deux premiers points semblent s'écarter de la linéarité. Cependant, la source de cobalt utilisée pour obtenir ces points, présente des transitions de basses énergies, si bien que les pics de l'histogramme de charge sont mélangés avec ceux du bruit, entraînant une sous-estimation de la charge.

Pour vérifier que les NaI sont linéaires en énergie, trois sources ont été utilisées: le ²²Na, le ¹³⁷Cs et le ⁵⁷Co. Cela a permis d'avoir six points d'énergie. Cependant la source de cobalt ayant des transitions de basses énergies, les pics de l'histogramme sont mélangés avec celui du bruit. Mis à part ces deux points, on constate que la réponse des détecteurs est linéaire (cf. fig).

IV. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous allons déterminer la charge moyenne sur 50000 événements délivrée par les photomultiplicateurs S₁ et S₂ pour deux positions θ_γ différentes de NaI₁, permettant de choisir deux énergies déposées différentes. Grâce au logiciel PAW, nous avons accès à la valeur des temps t_i de déclenchement des différents signaux observés. Afin de s'assurer de la coïncidence entre ces signaux, on vérifie que la différence entre les différents t_i est nulle. De plus, il est possible d'éliminer les événements déclenchés par les rayons cosmiques ayant pu traverser le liquide malgré les précautions prises. En effet, ceux-ci entraînent la production d'une charge bien plus importante que les particules provenant de la source radioactive, et il est donc aisé de

les repérer et de les éliminer.

On utilise alors PAW pour produire un histogramme des charges calculées pour S₁+S₂ (figure 7). En fittant chacun des pics qui y apparaissent par une gaussienne, on détermine la charge moyenne produite par S₁+S₂ pour une énergie déposée donnée, et l'écart-type σ associé. Les valeurs moyennes obtenues sont rassemblés dans la table I.

E_γ	$\theta_\gamma = 130^\circ$		$\theta_\gamma = 40^\circ$	
	Référence	Liq. Test	Référence	Liq. Test
1,2 MeV	783,8	660,8	313,7	248,1
511 keV	225,1	188,4	63,11	50,29

TABLE I: Mesures de la charge délivrée par les photomultiplicateurs S₁ et S₂ pour différentes énergies déposées dans le cas du liquide scintillant à caractériser, et du liquide scintillant de référence. Les charges correspondent à la somme de celle délivrée par S₁ et de celle délivré par S₂ et sont exprimées en mV.ns. E_γ désigne l'énergie du photon incident ayant engendré la scintillation.

À θ_γ fixé, on s'aperçoit que le rapport η de la charge obtenue avec le liquide à tester à la charge obtenue avec le liquide de référence est constant. Pour une valeur de θ_γ de 130° , $\eta = 84\% \pm 27\%$ à $1-\sigma$ pour une énergie déposée de 318 ± 5 keV (voir annexe 1) et $\eta = 84\% \pm 16\%$ à $1-\sigma$ pour une énergie déposée de 1013 ± 8 keV. Dans le cas $\theta_\gamma = 40^\circ$, $\eta = 78\% \pm 62\%$ à $1-\sigma$ pour une énergie déposée de 1013 ± 8 keV et $\eta = 82\% \pm 60\%$ à $1-\sigma$ pour une énergie déposée de 97 ± 19 keV.

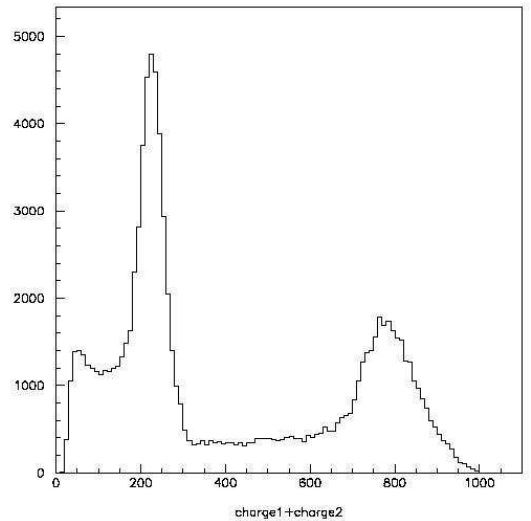


FIG. 7: Histogramme de la somme des charges produites par S₁ et S₂ pour 50000 événements avec $\theta_\gamma = 130^\circ$. Pour cette expérience, une source de ²²Na a été utilisée. Les deux pics principaux correspondent à la détection des pics à 511 keV et 1,2 MeV émis par la source. À très basse charge, on peut repérer un troisième pic, correspondant à la charge induite par du bruit.

Quelques commentaires s'imposent sur ces mesures... En effet, on remarque que pour une valeur de θ_γ de 40° , la charge est significativement plus faible que dans le cas $\theta_\gamma = 130^\circ$, ce qui présente un risque de contamination de la charge par le bruit. Plus précisément, le bruit engendre dans l'histogramme de charges, une contribution importante centrée sur la valeur 0. Lorsque l'on observe

une faible charge, celle-ci va donc avoir tendance à se mélanger au bruit ambiant. La largeur de la gaussienne obtenue en fittant le pic de la charge sera donc surévaluée, engendrant une erreur relative plus importante.

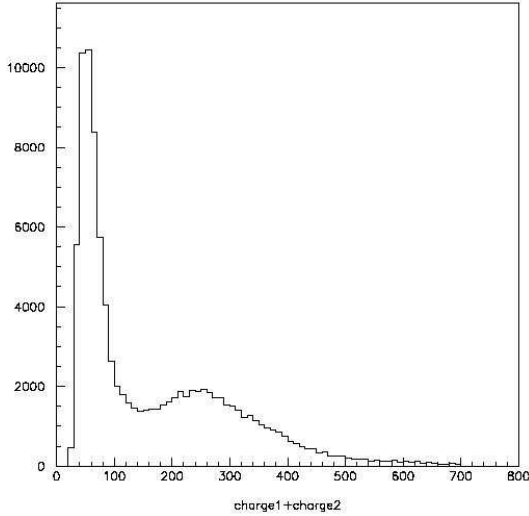


FIG. 8: Histogramme de la somme des charges produites par S_1 et S_2 pour 50000 événements avec $\theta_\gamma = 40^\circ$. Pour cette expérience, une source de ^{22}Na a été utilisée. Les pics sont cette fois si moins bien prononcés que dans le cas de la figure 7, et on remarque que le premier pic se trouve à la position où se situe également le bruit, ce qui crée une forte imprécision dans les mesures.

De plus, pour $\theta_\gamma = 40^\circ$ l'incertitude sur l'énergie déposée est conséquente, ce qui fait augmenter de manière significative l'erreur dans la détermination de η .

Malgré l'importance de ces erreurs, nous trouvons l'ordre de grandeur auquel nous nous attendions pour la valeur moyenne de l'efficacité η du liquide à tester, soit environ 80 %.

Un autre résultat concerne la réponse du liquide en fonction de l'énergie déposée. La figure 9 montre que celle-ci semble linéaire, que ce soit pour le liquide de référence ou le liquide à tester. Cependant, la capacité du liquide de référence à émettre de la lumière paraît augmenter plus vite que celle du liquide testé quand l'énergie déposée augmente. La sensibilité du liquide de référence serait donc meilleure. Notons qu'une fois encore, ceci est à interpréter avec précaution compte-tenu des incertitudes importantes calculées précédemment.

V. CONCLUSION

L'expérience réalisée nous a donc permis de caractériser la capacité du nouveau liquide scintillant à produire de la lumière à énergie déposée fixée. Nous avons montré que ce liquide fournit environ 20 % moins de lumière que le liquide de référence dans les mêmes conditions expérimentales. Nous avons également constaté que les quantités de lumière émises par les deux liquides semblent adopter un comportement linéaire en fonction de l'énergie déposée, la sensibilité du liquide de référence paraissant plus grande.

Nous avons ainsi déterminé le comportement qualitatif du fluide testé par rapport au liquide de référence. Toutefois, pour obtenir des résultats quantitativement significatifs, il est nécessaire de réduire de manière impor-

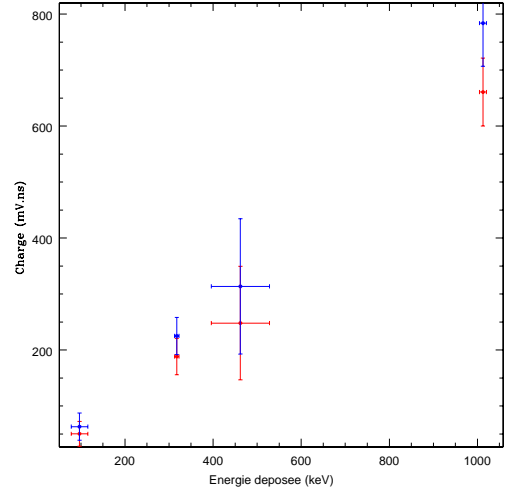


FIG. 9: Linéarité de la réponse des liquides scintillants en fonction de l'énergie déposée. En rouge figurent les points obtenus pour le liquide à tester, tandis que ceux correspondant au liquide de référence sont portés en bleu. Les barres d'erreurs verticales correspondent à l'écart-type du fit gaussien permettant de déterminer la charge. Les valeurs des erreurs horizontales sont calculées en annexe 1.

tante les incertitudes rencontrées. Pour cela, il semble nécessaire d'augmenter le nombre d'angles de diffusion étudiés afin d'obtenir une détermination plus précise de l'efficacité relative des deux fluides quant à l'émission de lumière à charge déposée donnée. Il restera alors à effectuer les analyses complémentaires que nous avons évoquées en introduction, qui permettront notamment de caractériser la capacité de ces deux liquides à propager la lumière en fonction de sa longueur d'onde.

Remerciements

Nous remercions Jean-Pierre Meyer et Jérémy Argyriades de nous avoir encadré tout au long de ces travaux. Leurs explications et leurs conseils judicieux nous ont été d'un grand secours.

Annexe 1 – Calculs de Diffusion Compton

Pour obtenir l'expression de l'énergie du photon Compton en fonction de l'angle de diffusion, utilisons la conservation de l'énergie impulsion :

$$P = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Avant diffusion, pour le photon incident et l'électron au repos :

$$P_\gamma = \begin{pmatrix} E_\gamma \\ E_\gamma \vec{u} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad P_e = \begin{pmatrix} m_e \\ \vec{0} \end{pmatrix} \quad (3)$$

où \vec{u} est un vecteur unitaire dans la direction et le sens de propagation de γ . Après diffusion, pour le photon et l'électron diffusé :

$$P_{\gamma'} = \begin{pmatrix} E_{\gamma'} \\ E_{\gamma'} \vec{u}' \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad P_{e'} = \begin{pmatrix} m_e \gamma_{e'} \\ \gamma_{e'} m_e \vec{v}_{e'} \end{pmatrix} \quad (4)$$

E_γ	$\theta_\gamma = 130^\circ$		$\theta_\gamma = 40^\circ$	
	$E_{\gamma'}$	E déposée	$E_{\gamma'}$	E déposée
1200	$245,2 \pm 7,9$	$954,8 \pm 7,9$	$771,9 \pm 66,0$	$428,1 \pm 66,0$
511	$192,2 \pm 4,9$	$318,8 \pm 4,9$	$413,4 \pm 18,9$	$97,6 \pm 18,9$

TABLE II: Énergies (données en keV) du photon Compton diffusé ($E_{\gamma'}$), du photon incident l'ayant engendré (E_γ), et énergie déposée dans le liquide scintillant pour chaque valeur de E_γ et θ_γ .

où \vec{u}' est un vecteur unitaire dans la direction et le sens de propagation de γ' .

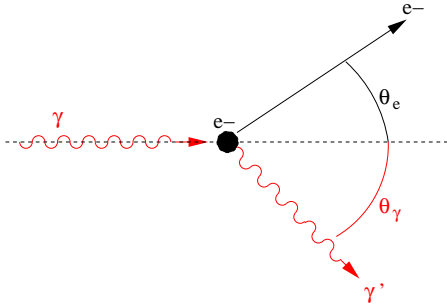


FIG. 10: Diffusion Compton – Notation utilisées.

La conservation de l'énergie impose :

$$E_\gamma + m_e = E_{\gamma'} + m_e \gamma_{e'} \quad (5)$$

La conservation de l'impulsion entraîne quant à elle :

$$E_\gamma = m_e \gamma_{e'} v_{e'} \cos \theta_e + E_{\gamma'} \cos \theta_\gamma \quad (6)$$

$$0 = m_e \gamma_{e'} v_{e'} \sin \theta_e - E_{\gamma'} \sin \theta_\gamma \quad (7)$$

En considérant les équations 5, 6 et 7 ayant pour inconnues $E_{\gamma'}$, θ_e et $v_{e'}$, on trouve pour $E_{\gamma'}$:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos \theta_\gamma)} \quad (8)$$

Il reste à déterminer l'incertitude en énergie due à celle sur l'angle d'ouverture des NaI.

$$dE_{\gamma'} = - \frac{\frac{E_\gamma^2}{m_e} \sin \theta_\gamma}{\left(1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos \theta_\gamma)\right)^2} d\theta_\gamma \quad (9)$$

La largeur du détecteur est d'environ 5° , on en déduit alors l'incertitude en énergie. Pour les deux angles de diffusion utilisés dans notre expérience, les résultats sont rassemblés dans la table II.

Annexe 2 – Radioprotection lors des travaux

Afin de s'assurer que les mesures de radioprotection étaient satisfaisantes au cours de ces travaux, nous

avons au préalable calculé la dose de radiation que l'on s'attendait à recevoir, en la surestimant volontairement. Pour cela, on suppose que l'on porte dans une poche, de manière permanente pendant $\Delta t = 20$ jours, la source radioactive de ^{22}Na , source que l'on est amené à le plus utiliser.

^{22}Na , de période radioactive $T = 2,6$ ans se désintègre principalement en fournissant un γ d'énergie $\epsilon = 511$ keV. Son activité au 23 septembre 2003 était $A_0 = 451,1$ kBq. Or,

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (10)$$

avec $\tau = T/\ln 2$, et t durée écoulée depuis le 23/09/03. L'activité actuelle A de la source est donc $A = 348,8$ kBq. Pour la durée d'utilisation Δt , en supposant cette activité constante, l'énergie E dégagée est donc

$$E = \epsilon A \Delta t = 49 \text{ mJ}. \quad (11)$$

Autrement dit, pour un homme de masse $m = 70$ kg, la dose équivalente absorbée au niveau des gonades, zone la plus sensible aux radiations avec un coefficient d'absorption $\alpha = 0.2$, est

$$D = \frac{E w_r \alpha}{m} = 141 \mu\text{Sv} \quad (12)$$

où w_r correspond au facteur de poids radiatif, traduisant la dangerosité à long terme des particules radioactives, qui vaut 1 dans le cas des γ . Ainsi, même en ayant largement surestimé la dose équivalente reçue, celle-ci reste très largement inférieure au seuil légal de 20 mSv/an en moyenne sur 5 ans pour les personnes travaillant en présence de rayonnements ionisants.

A priori, aucune mesure de protection particulière n'avait donc à être prise, en plus des mesures standards consistant à porter un film s'assurant de la quantité de radiation reçue, et à se protéger autant que possible de la source par des murs de briques de plomb. Afin de contrôler toutefois en continu les doses reçues, nous utilisons un dosimètre, ayant indiqué qu'au cours de nos travaux, la dose reçue s'élevait à $33 \mu\text{Sv}$, bien inférieure à la valeur surestimée, et tout à fait acceptable.