

**ETUDE EXPERIMENTALE PAR CALORIMETRIE DE
LA MESURE DE LA DOSE ABSORBEE. COMPARAISON
AVEC LES RESULTATS DU MODELE IONOMETRIQUE ET
SIMULATION PAR LA METHODE DE MONTE CARLO**

THESE No 947(1991)

PRESENTEE AU DEPARTEMENT DE CHIMIE

ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

PAR

PHILIPPE GARDEL

Ingénieur physicien diplômé EPFL
originaire de Ste Croix (VD)

acceptée sur proposition du jury :

Prof. P. Lerch, rapporteur
Prof. J-J. Meister, corapporteur
Mme A.M. Perroche, corapporteur
Dr J-F. Valley, corapporteur

Lausanne, EPFL
1991



A mes parents qui m'ont soutenu

A ma femme Barbara

A mon fils Bastian et ...



Résumé

La détermination de la dose absorbée dans le tissu à partir d'une mesure effectuée dans un fantôme d'eau par chambre d'ionisation nécessite le développement d'une théorie de la cavité tenant compte des interactions des rayonnements primaires et secondaires dans la chambre d'ionisation. Les procédures à appliquer font l'objet de protocoles établis par des organismes spécialisés. (Agence internationale de l'énergie atomique, Commission internationale sur les unités et mesures radiologiques).

Dans ce travail, les procédures proposées par les protocoles les plus récents (AAPM, AIEA, SSRPM) ont été comparées et vérifiées par le biais de la mesure absolue de la dose absorbée dans le graphite.

A cet effet un calorimètre en graphite a été réalisé, comme standard primaire pour la mesure de la dose absorbée et comparé avec l'étalon ionométrique primaire du BIPM (Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres). Les écarts observés entre les deux systèmes de mesure, inférieurs à 0.3%, sont de l'ordre de précision des mesures.

Dans un faisceau de cobalt-60, les facteurs d'étalonnage de différentes chambres d'ionisation obtenus à l'aide d'un standard secondaire du NPL (National Physical Laboratory) ont été comparés à ceux obtenus par calorimétrie. En outre, la théorie de similitude a été appliquée pour la détermination des facteurs d'étalonnage dans l'eau. Les résultats ont montré que l'incertitude sur la mesure de la dose absorbée dans l'eau à l'aide de la méthode ionométrique est de l'ordre de 1 % dans le cas d'un faisceau de cobalt-60.

La comparaison de la calorimétrie et de la méthode ionométrique dans le cas des faisceaux de rayons X de haute énergie, ainsi que l'application de la méthode de similitude pour le transfert de la dose absorbée du graphite à l'eau, ont montré que l'imprécision du modèle ionométrique est de l'ordre de 1.5 %.

Dans le cas des faisceaux d'électrons, la méthode ionométrique a été appliquée à la mesure de la dose absorbée dans le graphite et comparée à la calorimétrie. Les valeurs des rapports des pouvoirs de ralentissement du graphite et de l'air ont été calculées en tenant compte des modifications sur les données de pouvoirs ralentissement par collision considérées par les protocoles récents. Les spectres énergétiques nécessaires à leur détermination ont été obtenus par simulation de Monte Carlo. Les résultats de la comparaison ont montré que l'imprécision du modèle ionométrique est de l'ordre du 2%.

Cette étude expérimentale de la mesure de la dose absorbée par calorimétrie, dans les faisceaux de rayons X et d'électrons de haute énergie, a montré que la

précision du modèle ionométrique, supérieure à celle indiquée par les protocoles dosimétriques, atteint leur objectif.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier M. le Professeur P. Lerch, Directeur des Instituts de Radiophysique Appliquée et de Radiochimie et Electrochimie, pour l'accueil qu'il m'a réservé et pour m'avoir permis d'y effectuer ce travail de thèse.

Mes remerciements vont également à M. le Docteur J.-F. Valley pour le grand intérêt qu'il a manifesté pour ce travail et le soutien qu'il m'a apporté. Sa disponibilité lors de nombreuses discussions a été d'un apport inestimable.

Je remercie M. Dr. A. Guérid pour ses précieux conseils et son aide lors de la construction du calorimètre.

J'exprime toute ma gratitude à mes collègues, MM. Dr. H. Do, S. Raimondi, G. Pache, R. Porta et A. Aroua, qui m'ont apporté une aide précieuse lors des mesures.

La plupart des mesures ont été effectuées à l'extérieur de l'institut, ainsi je tiens à remercier :

- les collaborateurs du Bureau International des Poids et Mesure (BIPM, Sèvres) et plus particulièrement M. J.W. Müller, M^{me} M. Boutillon et M^{me} A.-M. Perroche pour leur accueil chaleureux et leur collaboration efficace lors de la comparaison réalisée dans cet institut;
- le service de radiothérapie du Centre Hospitalier Universitaire Vaudois (CHUV, Lausanne) et plus particulièrement M. le Professeur O. Mirimanoff pour m'avoir permis d'utiliser les installations d'irradiation du service.

J'ai beaucoup apprécié la précision et la rapidité avec lesquelles les nombreux travaux de mécanique ont été effectués par MM. O. Amrein et M. Santos; qu'ils en soient remerciés.

Je tiens enfin à exprimer ma gratitude à tous mes autres collègues pour l'aide qu'ils m'ont apportée tout au long de ce travail.

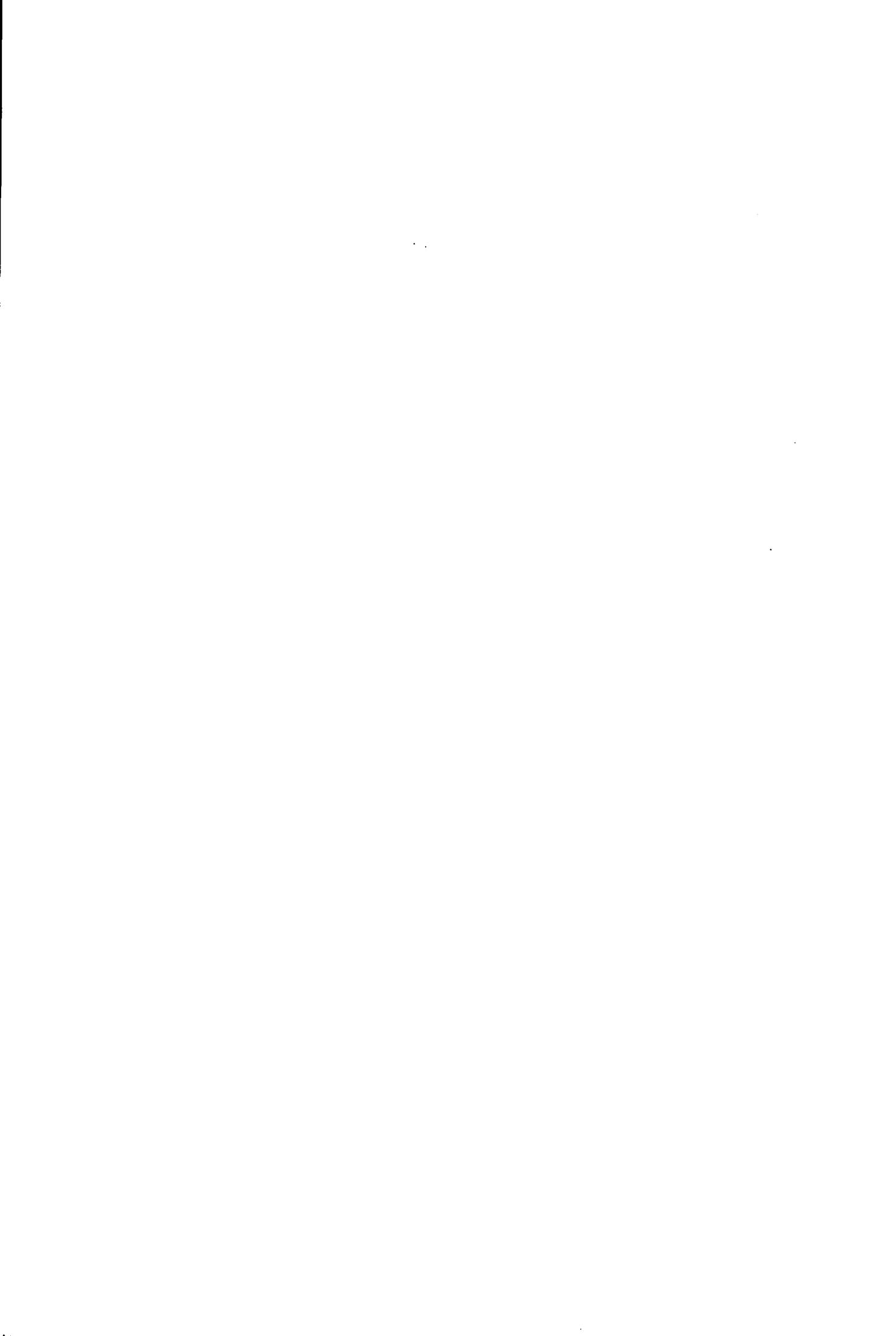


Table des matières

I. Introduction	1
II. Principes dosimétriques	5
II.1 Introduction	5
II.2 Théorie de la cavité	5
II.2.1 Introduction	5
II.2.2 Cas de la petite cavité	6
II.2.2.1 Théorie de Bragg-Gray	6
II.2.2.2 Formulation de Spencer-Attix	7
II.2.3 Cas de la grande cavité	8
II.2.4 Cas de la cavité intermédiaire	9
II.3 Méthode Ionométrique	9
II.3.1 Chambre d'ionisation à cavité d'air	9
II.3.2 Etalonnage	11
II.3.3 Correction des effets dus aux conditions ambiantes de pression, température et humidité	12
II.3.4 Correction des effets liés aux paramètres électriques	13
II.3.4.1 Efficacité de la collection ionique	13
II.3.4.2 Effet de polarité	13
II.3.5 Limites de la méthode	14
II.4 Méthode calorimétrique	14
II.4.1 Principes généraux	14
II.4.2 Méthode de mesure	15
II.4.3 Choix du matériau	15
II.4.4 Thermodynamique	16
II.4.5 Modes de fonctionnement	18
II.4.5.1 Mode isotherme à perte compensée (mode Lamperti)	19
II.4.5.2 Mode quasi adiabatique	20
II.4.6 Limites de la méthode	20

III	Etude des protocoles dosimétriques	21
III.1.	Introduction	21
III.2.	Choix des chambres d'ionisation	21
III.3.	Principe de calibration	23
III.3.1.	Méthodologie	23
III.3.2.	Correction liée à la différence entre les coefficients d'interaction des matériaux de la paroi et du capuchon assurant l'équilibre électronique avec ceux de l'air (k_m)	25
III.3.3.	Correction des effets d'atténuation et de diffusion liés à la présence de la paroi et du capuchon assurant l'équilibre électronique (k_{att})	25
III.3.4.	Comparaison des résultats obtenus pour le rapport N_D/N_X , en appliquant les protocoles dans le cas de la chambre NE 2571 et de la chambre PTW 23332	26
III.4.	Mesure de la dose absorbée dans l'eau	28
III.4.1.	Détermination de la dose à partir du facteur d'étalonnage N_D	28
III.5.	Application aux faisceaux X de haute énergie	29
III.5.1.	Spécification de la qualité des faisceaux	29
III.5.2.	Profondeur de référence	30
III.5.3.	Rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement entre l'air et l'eau, $S_{w,a}$	30
III.5.4.	Correction de l'effet lié à l'anisotropie de l'irradiation, P_d	31
III.5.5.	Correction de l'effet lié à la modification de fluence, P_f	31
III.5.6.	Correction de l'effet lié au remplacement de l'eau par le matériau de la paroi, P_{wall}	32
III.5.7.	Correction de l'effet lié à la présence de l'électrode centrale	32
III.5.8.	Application des protocoles dans le cas de la chambre NE 2571	33
III.6.	Application aux faisceaux d'électrons	35
III.6.1.	Spécification de la qualité des faisceaux	35
III.6.2.	Profondeur de référence	37
III.6.3.	Rapport moyen des pouvoirs d'arrêt restreints entre l'air et l'eau, $S_{w,a}$	37
III.6.4.	Correction de l'effet lié à l'anisotropie de l'irradiation, P_d	37
III.6.5.	Correction de l'effet lié à la modification de fluence, P_f	37
III.6.6.	Correction de l'effet lié au remplacement de l'eau par le matériau de la paroi, P_{wall}	38
III.6.7.	Correction de l'effet lié à la présence de l'électrode centrale	38

III.6.8.	Application des protocoles aux faisceaux d'électrons pour une chambre NE 2571	38
----------	---	----

IV. Aspects expérimentaux **43**

IV.1	Introduction	43
IV.2	La calorimétrie	43
IV.2.1	Matériau	43
IV.2.2	Description	43
IV.2.3	Dispositif de mesure de la température	50
IV.2.4	Dispositif assurant l'asservissement de la chemise	52
IV.2.5	Dispositif de régulation du bloc	53
IV.2.6	Dispositif d'étalonnage	53
IV.2.7	Système d'acquisition et de traitement	54
IV.2.8	Méthodes d'analyse	56
IV.2.8.1	Analyse du signal de mesure	56
IV.2.8.2	Détermination de la sensibilité	56
IV.2.8.3	Détermination de la dose absorbée	58
IV.2.9	Performances	59
IV.3	Les chambres d'ionisation	63
IV.3.1	Description	63

V. Comparaison du calorimètre avec l'étalon du BIPM **67**

V.1	Introduction	67
V.2	Conditions de mesures	67
V.3	Détermination du débit de dose absorbée dans le graphite	68
V.3.1	Détermination du débit de dose absorbée obtenu à l'aide de l'étalon calorimétrique, DIRA	68
V.3.1.1	Détermination de la correction due aux interstices	68
V.3.1.2	Détermination de la correction due à la non uniformité radiale	69
V.3.1.3	Détermination de la correction liée à la différence de densité	69
V.3.1.4	Détermination de la correction due au manque d'épaisseur du fantôme	70
V.3.1.5	Mesure de la sensibilité momentanée, S_m	71
V.3.1.6	Contrôle de la stabilité	72

V.3.2	Détermination du débit de dose absorbée à l'aide de l'étalon ionométrique du BIPM	73
V.4	Principe de la comparaison	75
V.5	Résultats de la comparaison	76
V.6	Discussion des incertitudes	77
VI.	Calibration des chambres d'ionisation en dose absorbée dans l'air de la cavité, ND	83
VI.1	Introduction	83
VI.2	Application du formalisme des protocoles à la détermination de la dose absorbée dans un matériau différent de l'eau pour un faisceau de photons	83
VI.2.1	Rapport moyen des pouvoirs de ralentissement	84
VI.2.2	Correction de l'effet lié à l'anisotropie de l'irradiation	84
VI.2.3	Facteur de correction P_{wall}^m	84
VI.3	Calibration des chambres d'ionisation à l'aide d'un standard secondaire d'exposition	84
VI.3.1	Méthode directe, par mesure de l'exposition dans l'air	84
VI.3.2	Méthode indirecte, à partir de mesures de la dose absorbée dans différents matériaux	86
VI.4	Calibration par calorimétrie	90
VI.4.1	Mesures dans le graphite	90
VI.4.2	Transfert à l'eau	93
VI.5	Comparaison des résultats	99
VII.	Vérification des protocoles pour des faisceaux de rayonnement X et d'électrons de haute énergie	103
VII.1.	Introduction	103
VII.2.	Faisceaux de rayonnement X de haute énergie	103
VII.2.1.	Méthodologie	103
VII.2.1.1.	Vérification dans le graphite	103
VII.2.1.2.	Facteur de correction, k_{gap}	105
VII.2.1.3.	Vérification dans l'eau	105
VII.2.2.	Description des irradiateurs	106
VII.2.3.	Conditions d'irradiation	108
VII.2.4.	Résultats	109

VII.2.5.	Discussion des résultats	112
VII.3.	Faisceaux d'électrons	117
VII.3.1.	Méthodologie	117
VII.3.2.	Description des irradiateurs	118
VII.3.3.	Conditions d'irradiation	118
VII.3.4.	Facteur de correction lié à la modification de fluence, P_f	119
VII.3.5.	Rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement	122
VII.3.6.	Résultats	128
VII.3.7.	Discussion des résultats	138
VIII	Conclusions	143

-----Annexes-----

A	Définition des grandeurs dosimétriques	151
A.1	La fluence	151
A.2	Le spectre d'énergie	151
A.3	L'exposition	152
A.4	Le kerma	152
A.5	La dose absorbée	152
A.6	Coefficients de transfert de l'énergie et d'absorption en énergie	153
A.7	Pouvoirs de ralentissement	154
A.8	L'énergie moyenne nécessaire pour former une paire d'ions dans l'air	155
B.	Méthode de Monte Carlo	157
B.1	Simulation de cascades d'électrons et de photons	157
B.2	Code EGS4	158
B.3	Code PEGS4	162
B.4	Code FLURZ	163
B.5	Code INHOM	163
C.	Technique de calcul des rapports moyens des pouvoirs restreints de ralentissement	165
C.1	Méthode de calcul	165

C.2	Découpage en profondeur	165
C.3	Découpage énergétique	166
C.4	Calcul du spectre à l'aide de la théorie du ralentissement continu	168
C.5	Calcul des pouvoirs de ralentissement	171

.....

Références

175

I. Introduction

La connaissance de la dose absorbée dans le tissu irradié est fondamentale en radiothérapie. Une mesure précise de cette grandeur est primordiale dans l'évaluation et la comparaison des techniques de traitement. Le niveau de précision à atteindre peut être obtenu à partir des courbes sigmoïdes représentant l'effet biologique sur la tumeur et sur le tissu sain en fonction de la dose absorbée (figure I.1). Le but recherché est d'obtenir le maximum d'effet sur la tumeur en maintenant l'atteinte au tissu sain à un niveau acceptable. Aussi, la précision nécessaire peut être déterminée à partir de la séparation, c'est-à-dire la différence entre les valeurs de la dose absorbée pour obtenir une probabilité d'effet de 50%, et de la différence de pente des courbes de réponse, dépendant du type de tumeur et de tissu considérés.

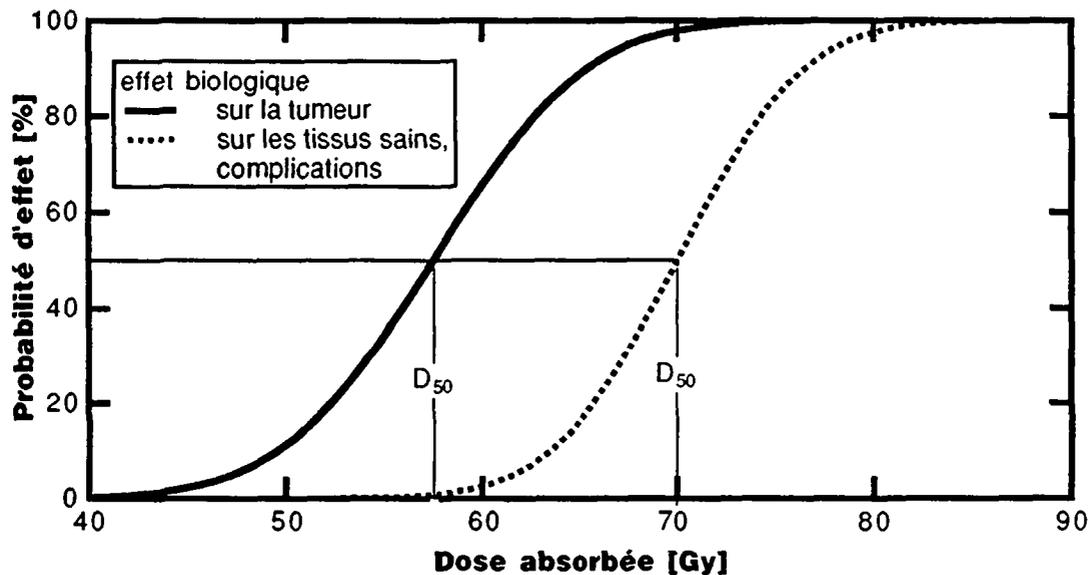


Figure I.1. Courbes de réponse biologique en fonction de la dose absorbée

Un objectif de $\pm 5\%$ sur la précision de la dose absorbée dans la pratique clinique est en général accepté comme compromis entre les nécessités cliniques et la réalisation pratique de l'irradiation [1]. Certains auteurs ont montré qu'une précision supérieure serait désirable [2]. La grande diversité des tissus humains et la multiplicité des conditions géométriques rencontrées lors des traitements en radiothérapie rend cet objectif difficile à atteindre. Le problème posé est en général divisé en trois étapes :

- 1) la mesure de la dose absorbée en un point de référence dans un milieu de référence;
- 2) la mesure de la dose absorbée hors du point de référence dans un milieu de référence;

3) le calcul de la dose absorbée en un point quelconque du patient.

Dans le présent travail, il sera question de la première de ces trois étapes. Le milieu de référence doit remplir des critères d'équivalence au tissu, afin de minimiser les corrections lors du transfert de la dose absorbée dans le tissu, être facilement disponible et de composition constante. C'est pour cette raison que l'eau a été recommandée comme milieu de référence pour la mesure de la dose absorbée[3].

La dose absorbée, définie comme l'énergie déposée par la radiation par unité de masse de matière[4], est la grandeur physique qui décrit, de manière macroscopique, l'action de la radiation dans la matière. La détermination de cette grandeur en un point est difficile par une mesure directe. Celle-ci consiste à isoler du milieu environnant, sans perturber le champ de radiation, un petit volume autour du point d'intérêt et à y mesurer l'énergie déposée par la radiation. La seule technique permettant de mesurer cette dernière de manière absolue est la calorimétrie, dans l'hypothèse que toute l'énergie déposée est transformée en chaleur. Si elle est une méthode de choix pour l'établissement d'un étalon de dose absorbée, la calorimétrie, en raison de sa faible sensibilité, est difficilement applicable en dosimétrie opérationnelle en milieu hospitalier. La méthode la plus répandue est alors la ionométrie, qui à partir de la mesure de la quantité de charges libérées par la radiation dans une cavité d'air, permet de déterminer la dose absorbée, à l'aide d'une théorie décrivant les interactions du champ de radiation avec la matière. Afin de garantir la précision de la mesure et la conformité des résultats collectés dans plusieurs centres de radiothérapie, la démarche ionométrique est divisée en trois étapes :

- 1) des étalons permettant la mesure d'une grandeur liée à la dose absorbée sont réalisés et entretenus par les laboratoires primaires de métrologie; des comparaisons organisées entre eux en garantissent l'uniformité;
- 2) des étalons secondaires assurent la transmission de ces grandeurs dans les centres utilisateurs;
- 3) l'utilisateur détermine la valeur de dose absorbée dans l'eau dans un faisceau, généralement différent du faisceau d'étalonnage, à l'aide d'un protocole lui indiquant la marche à suivre et les données physiques de base pour la détermination et l'application des coefficients dépendant du faisceau considéré; l'uniformité des résultats est ainsi garantie.

Durant ces dix dernières années, des travaux ont conduit à la révision des données de base des protocoles, telles que les pouvoirs de ralentissement et l'énergie nécessaire pour créer une paire d'ions dans l'air (voir annexe A). De plus des efforts d'uniformisation des données physiques utilisées à chacune des étapes de la méthode ionométrique et une meilleure caractérisation du modèle dosimétrique sont à l'origine de la publication de nouveaux protocoles par les instances nationales et internationales.

Le but du présent travail est de vérifier la consistance de la méthode ionométrique, basée sur les recommandations les plus récentes, en la comparant à la méthode

calorimétrique à chacune des étapes de la détermination. Pour atteindre cet objectif, la démarche a consisté en deux étapes :

- 1) - la réalisation d'un standard primaire de dose absorbée basée sur la calorimétrie dans le graphite et sa comparaison avec l'étalon ionométrique primaire du BIPM (Bureau International des Poids et Mesures);
- 2) - la détermination par calorimétrie des coefficients de conversion en dose absorbée de différentes chambres d'ionisation et leur comparaison aux facteurs donnés par les protocoles;

Cette dernière démarche, appliquée à différents faisceaux, se décompose comme suit:

a) dans un faisceau de référence (cobalt-60):

- détermination des facteurs de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité à partir de la grandeur d'étalonnage, donnée par un étalon secondaire;
- vérification de ceux-ci à l'aide de la calorimétrie dans le graphite;
- vérification complémentaire à partir de la mesure de la dose absorbée dans l'eau effectuée à l'aide de la théorie de similitude;

b) pour les rayons X de haute énergie:

- vérification des coefficients de conversion en dose absorbée dans le graphite des chambres d'ionisation à l'aide de la calorimétrie;
- vérification des coefficients de conversion en dose absorbée dans l'eau à l'aide de la théorie de similitude;

c) pour les électrons de haute énergie:

- vérification des coefficients de conversion en dose absorbée des chambres d'ionisation à l'aide de la calorimétrie.

Au chapitre II, sont présentés les concepts de base des deux méthodes considérées. Trois protocoles dosimétriques, choisis parmi les plus récents, sont présentés et comparés au chapitre III. Le chapitre suivant est consacré à la description du standard calorimétrique développé dans le cadre de ce travail. Les chambres d'ionisation considérées y sont également présentées. Les résultats des comparaisons effectuées entre notre standard calorimétrique et l'étalon ionométrique primaire du BIPM pour la mesure de la dose absorbée sont présentés au chapitre V.

Le chapitre VI est consacré à l'établissement des facteurs de calibration des chambres d'ionisation dans un faisceau de référence. Le transfert de la grandeur de base, donnée par un étalon secondaire, à d'autres chambres d'ionisation a été effectué dans différents milieux: eau, plexiglas, graphite, air; ces procédures ont

été vérifiées par calorimétrie dans le cas du graphite et par une théorie de transfert, dans le cas de l'eau; cette dernière méthode, basée sur le principe de la similitude, permet de relier la dose absorbée dans un milieu pour un champ de grandeur donnée et à une profondeur donnée à la dose reçue à un point correspondant dans un autre milieu.

Au chapitre VII l'application des protocoles à la mesure de la dose absorbée dans les faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie a été vérifiée par calorimétrie. En outre, pour les faisceaux de photons, une théorie de transfert a également été appliquée aux mesures dans l'eau. Dans le cas des faisceaux d'électrons, le passage de la dose absorbée dans le graphite à la dose dans l'eau a nécessité le calcul, à l'aide d'un code de simulation par Monte Carlo, des rapports moyens de pouvoirs de ralentissement en tenant compte des dernières corrections apportées au calcul du pouvoir de ralentissement.

Les conclusions de ce travail sont présentées au chapitre VIII.

II. Principes dosimétriques

II.1 Introduction

Les concepts sur lesquels sont basées les recommandations nationales et internationales décrivant la méthode ionométrique (voir chapitre III) ont nécessité la définition précise de grandeurs radiométrologiques pour la caractérisation du champ de radiation et de son interaction avec la matière. Celles-ci, présentées *en italique* dans ce chapitre, sont définies à l'annexe A. L'interprétation des mesures ionométriques en terme de *dose absorbée* nécessite des modèles décrivant :

- les processus de transfert de l'énergie par la radiation au milieu et les modifications du champ liées à la présence du détecteur, objet de la théorie des cavités;
- les mécanismes d'excitation et d'ionisation, quantifiés par une grandeur intermédiaire W , l'énergie perdue par paire d'ions formée;
- le comportement électrique du détecteur.

Les performances d'un calorimètre pour la mesure de la dose absorbée dépendent des spécificités thermiques du matériau considéré. Sa conception fait appel à la thermodynamique et tend à s'approcher le plus près possible de la situation conforme à la définition de la *dose absorbée* et à la détermination de cette grandeur à partir de la quantité de chaleur induite, c'est-à-dire, un petit volume isolé du milieu environnant.

II.2 Théorie de la cavité

II.2.1 Introduction

D'une façon générale, le détecteur est constitué de matériaux de densité et de composition différentes de celles du milieu environnant, modifiant ainsi la *fluence* des particules primaires et secondaires. Le terme de cavité est généralement utilisé pour désigner un volume formé d'un matériau différent du milieu, ailleurs homogène, dans lequel il se trouve. Il s'agit de déterminer à partir de la mesure de la *dose absorbée* D_g , dans une cavité constituée de matériau g autour d'un point P du milieu m , la *dose absorbée*, D_m , dans ce milieu en l'absence de la cavité (figure II.1). La modification de la *dose absorbée* au point P , due à l'introduction d'une cavité, dépend des dimensions de celle-ci et de la différence entre les milieux m et g .

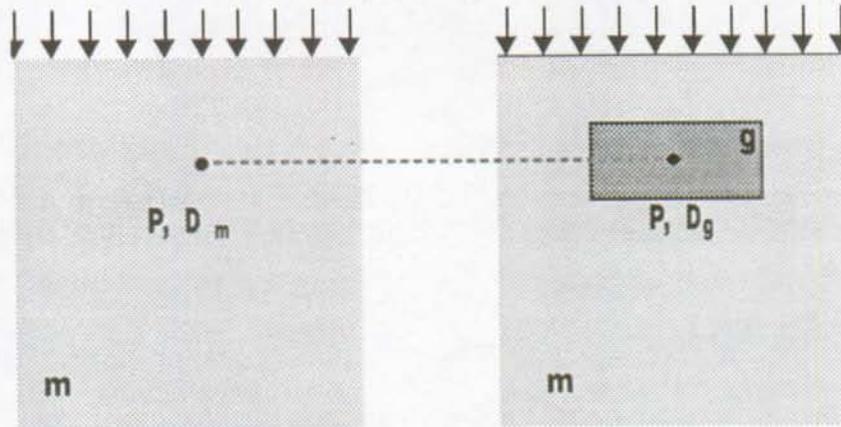


Figure II.1. Principe de la théorie de la cavité

II.2.2 Cas de la petite cavité

II.2.2.1 Théorie de Bragg-Gray

Les hypothèses suivantes, connues sous le nom de conditions de Bragg-Gray, sont admises :

- les dimensions de la cavité sont suffisamment petites, en comparaison du parcours moyen des particules chargées la traversant, pour que sa présence ne modifie pas le champ de particules chargées;
- la dose absorbée dans la cavité est entièrement déposée par des particules chargées provenant du milieu m et la traversant.

A partir du *spectre énergétique* des particules chargées primaires traversant la cavité, $\Phi^{\text{pri}}(E)$, la *dose absorbée*, D_g^{BG} , dans la cavité pour le matériau g peut alors s'exprimer par la relation :

$$D_g^{\text{BG}} = \int_0^{E_{\text{max}}} \Phi^{\text{pri}}(E) (S/\rho)_g dE \quad \text{II.1}$$

avec $(S/\rho)_g$: le *pouvoir de ralentissement* de collision pour le matériau g .

Dans le cas homogène, D_m^{BG} , la *dose absorbée* dans le milieu m peut s'exprimer par la relation :

$$D_m^{BG} = \int_0^{E_{max}} \Phi^{pri}(E) (S/\rho)_m dE \quad \text{II.2}$$

avec $(S/\rho)_m$: le pouvoir non restreint de ralentissement par collision pour le milieu m.

On obtient alors la relation de Bragg-Gray :

$$\frac{D_m}{D_g} = \frac{D_m^{BG}}{D_g^{BG}} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi^{pri}(E) (S/\rho)_m dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi^{pri}(E) (S/\rho)_g dE} \equiv S_{g}^{m}{}_{BG} \quad \text{II.3}$$

Le terme "primaire" est introduit car, dans l'approximation du ralentissement par perte continue (CSDA), on considère que les électrons, générés par les électrons primaires traversant la cavité, déposent leur énergie sur place et par conséquent ne sont pas comptés dans le spectre. Dans le cas d'un faisceau de photons, il s'agit des électrons générés par les photons, en considérant que la condition d'équilibre électronique est satisfaite, c'est-à-dire que le nombre d'électrons générés par les photons dans un petit volume et le quittant est égal au nombre d'électrons, générés à l'extérieur du volume, entrant dans celui-ci.

II.2.2.2 Formulation de Spencer-Attix

Lors du ralentissement des électrons, un nombre notable d'électrons sont créés lors d'interaction avec un transfert d'énergie élevé. Ceux-ci, appelés électrons delta, ont un parcours moyen non négligeable vis-à-vis des dimensions de la cavité. Ceci est en opposition avec l'hypothèse de dépôt d'énergie local par les électrons secondaires. Pour en tenir compte, le domaine énergétique du spectre électronique a été divisé en deux groupes, par l'introduction d'une énergie de coupure Δ , dépendant des dimensions de la cavité. La formulation de Spencer-Attix de la théorie des cavités peut s'exprimer de la manière suivante [5][6][7]: Les électrons, dont l'énergie est supérieure à Δ , perdent leur énergie de façon continue, mais seules les pertes d'énergie inférieures à Δ sont supposées locales (c'est-à-dire dans la cavité). La déposition d'énergie dans la cavité est évaluée à partir du spectre total d'énergie, $\Phi(E)$, et des pouvoirs massiques restreints de ralentissement, $(L/\rho)_{\Delta,i}$, pour le matériau, i, composant la cavité. Une partie des électrons dont l'énergie est située entre 2Δ et Δ , peuvent tomber à une énergie inférieure à Δ lors d'une seule interaction. Ceux-ci ne sont ainsi plus comptabilisés dans le spectre total d'énergie, alors que l'énergie perdue, étant

dans ce cas également inférieure à Δ , est déposée dans la cavité. Cet apport d'énergie déposée est estimé par le produit de la composante du spectre énergétique et du *pouvoir massique non restreint de ralentissement* $(S/\rho)_i$, évalués en Δ . On obtient alors l'expression de la formulation de Spencer-Attix pour la dose absorbée, $D_{i,\Delta}^{SA}$, dans la cavité pour le matériau i :

$$D_{i,\Delta}^{SA} = \int_{\Delta}^{E_{\max}} \Phi(E) (L/\rho)_{\Delta,i} dE + \Phi(\Delta) (S/\rho)_i \Delta \quad \text{II.4}$$

La relation de Bragg-Gray s'écrit alors :

$$\frac{D_m}{D_g} = \frac{D_{m,\Delta}^{SA}}{D_{g,\Delta}^{SA}} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{\max}} \Phi(E) (L/\rho)_{\Delta,m} dE + \Phi(\Delta) (S/\rho)_m \Delta}{\int_{\Delta}^{E_{\max}} \Phi(E) (L/\rho)_{\Delta,m} dE + \Phi(\Delta) (S/\rho)_g \Delta} \equiv S_{g,SA}^m \quad \text{II.5}$$

II.2.3 Cas de la grande cavité

Dans le cas particulier des photons, et si l'on admet les hypothèses suivantes :

- les dimensions de la cavité sont grandes par rapport au parcours moyen des électrons les plus énergétiques produits dans la cavité;
- l'équilibre électronique n'est pas modifié par la présence de la cavité,

les électrons secondaires déposant leur énergie dans la cavité sont produits lors des interactions des photons dans la cavité. On obtient alors, le rapport D_g/D_m , des doses absorbées au point P par la relation :

$$\frac{D_g}{D_m} = \frac{\int_0^{h\nu_{\max}} \Phi(h\nu) (\mu_{en}/\rho)_{h\nu,g} h\nu d(h\nu)}{\int_0^{h\nu_{\max}} \Phi(h\nu) (\mu_{en}/\rho)_{h\nu,m} h\nu d(h\nu)} \equiv \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m^g \quad \text{II.6}$$

avec $\Phi(h\nu)$: le spectre d'énergie des photons incidents;

$(\mu_{en}/\rho)_{hv,i}$: le coefficient d'absorption en énergie du milieu i , pour des photons d'énergie $h\nu$.

II.2.4 Cas de la cavité intermédiaire

Burlin [8] propose une relation permettant de faire le pont entre la théorie pour les petites cavités de type Bragg-Gray et celle des grandes cavités. Les hypothèses suivantes sont admises :

- le champ des photons est partout homogène;
- la condition d'équilibre électronique est satisfaite dans la cavité et ses environs;
- Φ_m^e , la *fluence* des électrons produits à l'extérieur de la cavité est atténuée exponentiellement dans la cavité; sa contribution en un point de la cavité situé à une distance l de l'interface vaut : $\Phi_m^e e^{-\beta l}$;
- Φ_g^e , la *fluence* des électrons produit dans la cavité croît exponentiellement; sa contribution en un point de la cavité situé à une distance l de l'interface vaut : $\Phi_m^e (1 - e^{-\beta l})$;
- On obtient ainsi la forme suivante :

$$\frac{\overline{D_g}}{D_m} = d S_g^w + (1-d) \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_m^g \quad \text{II.7}$$

avec S_g^w : le rapport moyen des *pouvoirs de ralentissement* des milieux g et m , basé soit sur la formulation de Bragg-Gray, soit sur celle de Spencer-Attix.

d un paramètre d'interpolation, défini par la relation :

$$d = \frac{\int_0^L \Phi_m^e e^{-\beta l} dl}{\int_0^L \Phi_m^e dl} \quad \text{II.8}$$

avec L : la longueur de la corde moyenne de la cavité.

Le coefficient d'atténuation, β , peut être évalué à partir du parcours maximum des électrons dans le milieu formant la cavité à l'aide de formules empiriques.

II.3 Méthode Ionométrique

II.3.1 Chambre d'ionisation à cavité d'air

La chambre d'ionisation est le détecteur le plus souvent utilisé pour la dosimétrie des faisceaux de rayons X et d'électrons de haute énergie. Son application est préconisée par la plupart des recommandations nationales et internationales [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]. Les raisons de ce choix en sont :

- ses excellentes propriétés de reproductibilité;
- la possibilité de mesure en temps réel;

- le grand nombre de données expérimentales acquises;
- la disponibilité d'étalons pour la mesure en exposition dans l'air.

Un tel détecteur est essentiellement une cavité remplie d'air délimitée par l'enveloppe solide formée par la paroi de la chambre (figure II.2). Sous l'effet d'un champ électrique, induit par une différence de potentiel entre la paroi et une électrode située au centre de la cavité, les charges libérées par la radiation sont collectées. La densité de charge dans la cavité, q_g , est proportionnelle à la dose absorbée dans l'air de la cavité, D_g , suivant la relation :

$$D_g = q_g \left(\frac{W}{e} \right)_g \quad \text{II.9}$$

avec $(W/e)_g$

l'énergie moyenne nécessaire pour former une paire d'ions dans l'air.

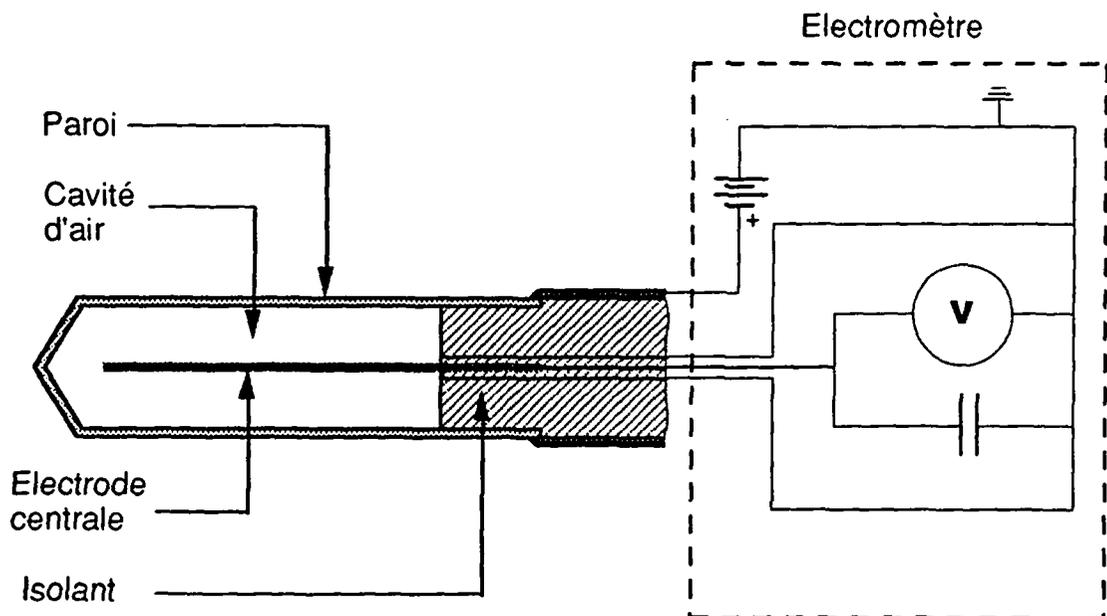


Figure II.2. Principe d'une chambre d'ionisation à cavité d'air

Si l'on considère que la chambre est une cavité satisfaisant aux conditions de Bragg-Gray et placée dans le milieu homogène m , la dose absorbée D_m , dans le milieu m en l'absence de la chambre, est donnée par la relation :

$$D_m = q_g \left(\frac{W}{e} \right)_g S_g^m SA \quad \text{II.10}$$

La quantité de charges collectées Q , déterminée à l'aide de l'électromètre, et la densité de charge q_g sont liées par la relation suivante :

$$q_g = \frac{Q}{\rho_g V} \quad \text{II.11}$$

avec ρ_g : la masse volumique de l'air contenu dans la cavité;
 V : le volume sensible.

Dans le cas idéal où :

- les conditions de Bragg-Gray sont parfaitement remplies;
- la collection des charges est complète;
- la masse d'air contenue dans la cavité est déterminée par une mesure indépendante avec une précision satisfaisante;
- le spectre d'énergie de la radiation est connu avec précision;

la mesure de la charge collectée par l'électrode centrale est un moyen de déterminer la dose absorbée dans le milieu m de manière absolue.

Moyennant l'adjonction de coefficients de correction déterminés expérimentalement, et tenant compte des différences entre le cas idéal et sa réalisation pratique, ce modèle s'approche suffisamment des conditions de laboratoire pour permettre le développement de standards [16, 17, 18]. Les exigences de la dosimétrie opérationnelle ne permettent pas de réaliser les deux derniers points cités ci-dessus. Cependant, l'utilisation de chambres d'ionisation, calibrées à l'aide des étalons établis par les laboratoires de métrologie, permet de déterminer la dose absorbée dans les faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie à usage radiothérapeutique. Des formalismes, développés à cet effet, rendent possible l'évaluation des corrections nécessaires pour tenir compte des différences entre les conditions d'étalonnage et celles présentes lors de la mesure dans le faisceau de l'utilisateur (voir chapitre III).

II.3.2 Etalonnage

L'étalon primaire est caractérisé par le type du faisceau, généralement le rayonnement γ du cobalt-60 ou le rayonnement X d'un accélérateur de 2 MV, et la grandeur dosimétrique considérée. Les laboratoires de métrologie primaire disposent d'étalons, pour les faisceaux de haute énergie, permettant de mesurer une, ou plusieurs, des grandeurs suivantes :

- l'exposition dans l'air sec, X , qui pour des raisons historiques est utilisée dans un grand nombre de laboratoires;
- le *kerma* dans l'air sec, K_{air} , grandeur retenue par les instances internationales pour remplacer l'exposition;
- la *dose absorbée* dans l'eau, D_{eau} , grandeur récemment introduite par certains laboratoires; cette grandeur est déduite à l'aide d'une théorie de transfert (voir chapitre VII) d'un étalon de dose absorbée dans le graphite formé soit par une chambre d'ionisation [19, 20], soit par un calorimètre [21, 22].

Le système ionométrique, chambre d'ionisation et électromètre, étalonné par le laboratoire primaire et transmis à l'utilisateur, est appelé étalon secondaire.

II.3.3 Correction des effets dus aux conditions ambiantes de pression, température et humidité

Les chambres d'ionisation utilisées pour la dosimétrie sont en général non étanches et par conséquent sensibles aux conditions ambiantes. La masse d'air contenue dans le volume sensible de la chambre dépend de la température (T) et de la pression (p) et doit donc y être référée. Une correction est appliquée à la réponse de la chambre pour tenir compte des différences de masse entre les conditions lors de la mesure (p, T) et celles pour lesquelles le facteur d'étalonnage est défini (p_0, T_0), usuellement 20°C et 1013mbar . La lecture doit être multipliée par le facteur f_{pT} , donné par la relation basée sur la loi des gaz parfaits :

$$f_{pT} = \frac{p_0 T}{p T_0} \quad (T, T_0 \text{ température absolue}) \quad \text{II.12}$$

L'humidité de l'air modifie le nombre de paires d'ions créées; deux processus sont à la base de ce phénomène [23, 24, 25, 26]:

- la valeur de l'énergie moyenne nécessaire pour former une paire d'ions varie avec l'humidité de l'air; ainsi on observe une diminution de W/e de 0.8% entre l'air sec et l'air saturé.
- le pouvoir massique de ralentissement moyen de l'air et sa masse volumique, à une température et une pression donnée, varie avec l'humidité;

La combinaison des deux effets induit une augmentation du nombre de charges produites qui peut être considérée comme constante (0.997 ± 0.001) par rapport à de l'air sec, pour les taux d'humidité situés entre 20% et 60% [27]. Suivant le laboratoire primaire, le facteur d'étalonnage est donné soit pour de l'air sec (NRCC, National Research Council of Canada [26]), soit pour une humidité relative de 50% (NBS, National Bureau of Standard, USA [28], National Physical Laboratory, GB [29]).

II.3.4 Correction des effets liés aux paramètres électriques

II.3.4.1 Efficacité de la collection ionique

Le courant d'une chambre d'ionisation augmente en fonction de la différence de potentiel appliquée aux électrodes et tend vers une asymptote, le courant de saturation. En-dessous de la tension de saturation, une partie des ions produits par la radiation se lient à des ions de charges opposées avant d'être collectés. L'effet peut être divisé en deux composantes [30]:

- la recombinaison initiale, où les ions de charge opposée produits le long de la trace d'une particule directement ionisante se recombinent; cet effet est indépendant du débit de dose;
- la recombinaison générale où les ions produits sur plusieurs traces se recombinent avant d'atteindre l'électrode; cet effet dépend de la densité ionique et du débit de dose (ou de la dose par impulsion dans le cas de faisceau pulsé).

L'effet dû à la recombinaison initiale peut être estimé expérimentalement en examinant la variation de l'inverse du courant en fonction de l'inverse de la tension à des valeurs de débit pour lesquelles cet effet prédomine sur celui dû à la recombinaison générale. Dans ces conditions la variation est linéaire et indépendante du débit. L'extrapolation à une tension infinie donne la valeur du courant de saturation, i_s . Par comparaison à la valeur, i_t , du courant obtenue pour la valeur usuelle de la tension, V_t , on obtient une bonne estimation de l'effet.

L'effet lié à la recombinaison générale peut être évalué soit à l'aide des expressions développées par Boag [30], soit à l'aide de la méthode suivante [15]:

- dans le cas d'un débit continu, si i est le courant de charge collectée, corrigé de l'effet dû à la recombinaison initiale, pour une tension appliquée aux bornes des électrodes, V , la variation du rapport $1/i$ en fonction de $1/V^2$ peut être considérée comme linéaire. La valeur du courant de saturation, i_s , est donnée par extrapolation à une tension infinie ($1/V^2=0$). Le facteur de correction de la recombinaison générale, $F_{c,g}$, est donné par le rapport i_s/i_t .
- dans le cas d'un débit pulsé, la variation du rapport $1/i$ est déterminée en fonction de $1/V$. La valeur du courant de saturation, i_s , est obtenue par extrapolation linéaire à une tension infinie ($1/V=0$). Le facteur de correction de la recombinaison générale, $F_{p,g}$, est donné par le rapport i_s/i_t , après soustraction de l'effet dû à la recombinaison initiale.

II.3.4.2 Effet de polarité

Une valeur différente du courant collecté peut être obtenue pour un même débit de dose en cas d'inversion de la polarité aux bornes des électrodes. Cet effet a pour origine un bilan déséquilibré entre les électrons entrant dans la cavité et ceux qui en sortent. Il en résulte un courant indépendant de celui dû à l'ionisation, qui a pour action de réduire ou d'augmenter le courant global suivant la polarité appliquée. Les chambres d'ionisation à électrodes parallèles sont particulièrement sensibles à cet effet. Le courant d'ionisation réel peut être estimé à

partir de la moyenne des courants obtenus pour la polarité usuelle et son inverse.

II.3.5 Limites de la méthode

Le calcul de la *dose absorbée* à partir de la mesure de la densité de charge libérée dans un gaz nécessite la connaissance du *spectre* de la radiation à l'endroit de mesure et des interactions de la radiation avec la matière. Il fait en outre intervenir W qui est une grandeur radiométrique. Celle-ci est généralement déterminée par comparaison entre des mesures ionométriques et calorimétriques dans un faisceau de cobalt-60. Sa caractérisation dépend ainsi de la précision des *pouvoirs de ralentissement* utilisés dans la relation de Bragg-Gray. L'introduction, à la place de l'exposition, de l'étalonnage en *kerma* dans l'air faisant directement intervenir le produit du rapport moyen des *pouvoirs de ralentissement restreint* du matériau de la paroi et de l'air par le rapport W/e , permet d'améliorer la précision de la méthode ionométrique. Cependant l'utilisation d'une chambre d'ionisation pour la mesure de la *dose absorbée* dans un faisceau différent de celui d'étalonnage, basée sur la théorie de Bragg-Gray, nécessite l'emploi de *pouvoirs de ralentissement* et de coefficients de correction correspondant avec ceux utilisés pour l'établissement de la grandeur d'étalonnage. La précision de la méthode ionométrique dépend de l'uniformisation des bases de données et de la caractérisation des liens entre ces dernières et la spécificité du faisceau.

II.4 Méthode calorimétrique

II.4.1 Principes généraux

Soit un petit élément de masse dm situé en un point P du milieu m , où l'on cherche à déterminer la dose absorbée due au champ de radiation (figure II.3). Après un temps de relaxation de l'ordre de 10^{-10} s, l'énergie déposée dans dm par la radiation se retrouve sous diverses formes :

- chaleur
- autres transformations physiques (modification de structure, effet Wigner)
- réactions chimiques exo ou endothermiques

L'élévation de température, ΔT , de l'élément dm est liée à la dose absorbée, D , par la relation suivante :

$$c \, dm \, \Delta T = D \, dm - \delta Q - \delta E \qquad \text{II.13}$$

avec δQ :	le transfert de chaleur entre l'élément dm et le milieu environnant;
δE :	la part de l'énergie déposée n'apparaissant pas sous forme de chaleur, appelée généralement défaut de chaleur;
c :	la chaleur spécifique de l'élément dm .

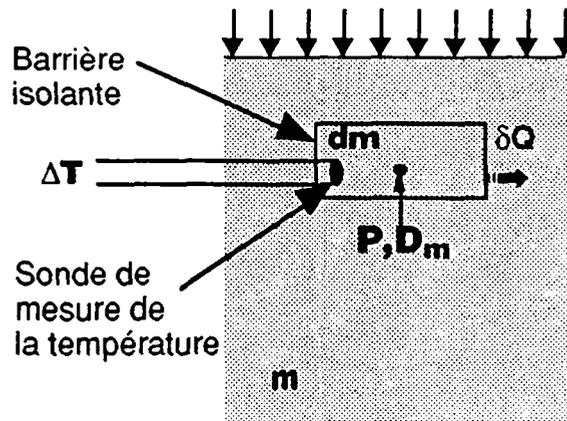


Figure II.3 Principe de la calorimétrie

II.4.2 Méthode de mesure

En considérant que les termes δQ et δE de la relation II.30 sont négligeables, la mesure de ΔT permet de déterminer la dose absorbée, si l'on connaît avec précision la valeur de la chaleur spécifique. Cependant, il est préférable de procéder par comparaison à l'énergie dissipée dans dm par effet Joule, pour les raisons suivantes :

- les impératifs de construction nécessitent l'addition de matériaux parasites (colle, sondes, etc); ceci rend difficile une détermination précise de la chaleur spécifique;
- les sondes de mesure de la température ne fournissent pas une mesure directe de celle-ci et doivent par conséquent être étalonnées; leurs coefficients d'étalonnage peuvent se modifier pendant le montage et au cours de l'utilisation du calorimètre; enfin la réponse d'une sonde dépend des transferts thermiques, difficiles à évaluer, entre elle et le milieu.
- Le terme δQ n'est en général pas négligeable et nécessite des méthodes de correction; sa présence aussi bien pendant l'étalonnage que pendant la mesure de la dose absorbée en diminue l'impacte.

Il faut cependant relever que le chauffage de calibration est généralement produit par un élément résistif simple permettant de déterminer précisément la puissance électrique fournie à l'élément dm . Par conséquent, l'apport de chaleur se fera de façon plus ou moins ponctuelle contrairement au chauffage dû à la radiation qui se fait de manière homogène.

II.4.3 Choix du matériau

Le choix du matériau à utiliser pour la calorimétrie est un difficile compromis entre des critères dosimétriques d'une part, et des propriétés thermiques et techniques

d'autre part. Pour la dosimétrie, le matériau choisi doit satisfaire au mieux le critère d'équivalence au tissu ou à l'eau. Son comportement sous l'action de la radiation doit se caractériser par un défaut de chaleur, δE , aussi petit que possible. Les grandeurs sur lesquelles sont basées les critères thermiques sont les suivantes :

- la chaleur spécifique, c ;
- la conductivité thermique, κ ;
- la diffusivité thermique, α ;

Ces grandeurs sont liées par la relation :

$$\alpha = \frac{\kappa}{\rho c} \quad \text{II.14}$$

avec ρ : la masse volumique.

La relation II.13 montre que l'élévation de température sera d'autant plus élevée que la chaleur spécifique du matériau sera faible, assurant ainsi une meilleure sensibilité. La diffusivité est une mesure de la vitesse de propagation de la chaleur dans le matériau. Dans le cas des matériaux solides l'isolation est généralement réalisée par séparation mécanique de l'élément sensible du milieu. Dans ces conditions une grande diffusivité est un avantage, car elle assure une mise à l'équilibre rapide dans chacun des éléments. Dans le cas de l'eau, par contre, sa faible diffusivité participe à l'isolation. Les principaux matériaux envisageables pour la calorimétrie et leurs coefficients thermiques sont présentés au tableau II.1. Le défaut de chaleur indiqué correspond à une estimation sur la base de valeurs publiées [31]

Tableau. II.1 Principaux matériaux utilisables en calorimétrie.

Matériau	ρ [gcm ⁻³]	c [Jg ⁻¹ °k ⁻¹]	κ [w°k ⁻¹ cm ⁻¹]	α [cm ² s ⁻¹]	Défaut de chaleur
Graphite	1.8	0.72	1.2	0.93	0
A150	1.12	1.72	5.3 10 ⁻³	2.7 10 ⁻³	4%
Eau	1	4.18	6.1 10 ⁻³	1.5 10 ⁻³	3%

II.4.4 Thermodynamique

Dans le cas de matériaux solides, l'élément sensible, appelé le coeur ou l'absorbeur, est isolé du milieu environnant par un ensemble de n corps coaxiaux séparés par des interstices où le vide est maintenu. Le flux de chaleur, dW/dt , entre deux éléments consécutifs, de température absolue respective T_1 et T_2 , est donné par la relation :

$$\frac{dW}{dt} = \sum_i h_i A (T_1 - T_2) \quad \text{II.15}$$

avec h_i : le coefficient de transfert de chaleur de type i ;
 A : surface en regard, participant à l'échange;

En considérant que le transfert de chaleur par convection dans l'air est rendu négligeable par la mise sous vide, les échanges peuvent se faire selon les trois types de transfert suivants :

- la conduction dans l'air caractérisée par un coefficient de transfert h_{air} ; h_{air} , proportionnel à la pression si celle-ci est inférieure à environ 10^{-1} Pa, est défini par la relation suivante :

$$h_{\text{air}} = \alpha p \quad \text{II.16}$$

avec α : une constante de proportionnalité;
 p : la pression;

- la conduction par les connexions électriques et les supports, caractérisée par un coefficient de transfert h_c ; il est défini par la relation :

$$h_c = \frac{\lambda_i}{l_i} \quad \text{II.17}$$

avec λ_i : le coefficient de conductivité thermique pour la connexion ou le support i ;
 l_i : sa longueur;

- le transfert radiatif; il est caractérisé par un coefficient de transfert h_{rad} , défini par la relation :

$$h_{\text{rad}} = \sigma F \frac{T_1^4 - T_2^4}{T_1 - T_2} \quad \text{II.18}$$

avec σ : la constante de Boltzman;
 F : un facteur de correction, tenant compte des émissivités ϵ_0 et ϵ_1 , respectives de deux surfaces en regard A_0 et A_1 ; une approximation est donné par la relation suivante :

$$F = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_0} \left(\frac{1}{\epsilon_0} - 1 \right)} \quad \text{II.19}$$

Les sources de chaleur de l'élément i ont trois origines :

- la chaleur produite par le rayonnement, caractérisée par un débit de dose correspondant à la puissance $P_{r,i}(t)$ ($P = \dot{D} m$);
- la chaleur d'origine électrique introduite volontairement, caractérisée par la puissance $P_{e,i}(t)$;
- la chaleur parasite, due à la dissipation par les sondes de mesure, caractérisée par $P_{s,i}(t)$.

L'évolution thermique du système à n éléments, considérant que la température de l'élément i est homogène, est régi par le système de n équations suivant :

$$P_{r,i}(t) + P_{e,i}(t) + P_{s,i}(t) = C_i \frac{d\theta_i}{dt} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n K_{ij} (\theta_i(t) - \theta_j(t)) ; \{i = 1, n\} \quad \text{II.20}$$

avec $\theta_i(t)$: la différence entre la température de l'élément i et la température ambiante;
 C_i : la capacité thermique de l'élément i ;
 K_{ij} : les coefficients de transfert thermique entre élément i et j (relation II.15); en raison de la géométrie coaxial, les K_{ij} pour des valeurs de j différentes de $i+1$ ou de $i-1$ sont tous nuls.

L'évolution du système calorimétrique consiste en une succession de phases pendant lesquelles les termes de puissance peuvent être considérés comme constants. Dans ces conditions, la solution générale pour chacune des phases est de la forme suivante :

$$\theta_i(t) = \theta_i(\infty) + \sum_{j=1}^n \alpha_{ij} e^{-\beta_{ij} t} ; \{i=1, n\} \quad \text{II.21}$$

avec $\theta_i(\infty)$ la température à l'équilibre (solutions de $d\theta_i/dt=0$, $\{i=1, n\}$);
 α_{ij}, β_i coefficient dépendant de la puissance, des coefficients de transfert et des conditions initiales.

Les relations générales II.15 à II.21 permettent d'optimiser les paramètres liés à la construction d'un calorimètre.

II.4.5 Modes de fonctionnement

Afin de minimiser les transferts de chaleur résiduels entre le coeur et les éléments suivants, ceux-ci sont soumis à diverses contraintes. La dissipation de puis-

sance de contrôle dans les éléments permet de gérer les conditions définissant le mode de fonctionnement du calorimètre. Les deux modes les plus répandus sont le mode isotherme et le mode quasi adiabatique. Ceux-ci nécessitent au moins trois éléments, qui sont, en partant du centre, le coeur, la chemise et le bloc.

II.4.5.1 Mode isotherme à perte compensée (mode Lamperti)

En mode isotherme la température du bloc est régulée tandis que celle de la chemise ne subit aucune contrainte. L'étude de l'évolution thermique montre que, lors d'un chauffage par une irradiation uniforme, les pertes parasites, pendant et après, sont faibles, et la mesure de la température atteinte par le coeur permet de déterminer la dose absorbée. Par contre, dans le cas du chauffage du coeur par une puissance électrique, les pertes sont importantes. La technique suivante a été élaborée afin de compenser cette perte. La chemise est construite de telle manière qu'elle ait une masse identique à celle du coeur. La prise en compte de l'élévation de température de la chemise, lors de la calibration électrique, permet de compenser la perte de chaleur du coeur, si les pertes en direction du bloc sont négligées [32]. Lors d'une phase de chauffage, on utilise l'un des procédés suivants :

- 1) le mode homogène où une puissance $\alpha_i p_i(t)$ est dissipée dans l'élément i ;
- 2) le mode unique où seul l'élément central ($i=1$) est chauffé par une puissance $\alpha_1 p_1(t)$.

Domen a montré que, dans le cas d'un système de n corps régi par la relation II.20 à l'équilibre au temps $t=0$, les élévations de température θ_1^{hom} et θ_1^u obtenues à un temps t , pendant ou après la phase de chauffage, dans le mode homogène, respectivement unique, sont liées par la relation suivante :

$$\alpha_1 \theta_1^{hom} = \sum_{i=1}^n \alpha_i \theta_1^u \quad \text{II.22}$$

Ainsi, dans le cas particulier du système à 2 corps, obtenu en négligeant les pertes en direction du bloc, il apparaît que :

- pendant l'irradiation, la puissance fournie au coeur et à la chemise est égale au produit du débit de *dose absorbée* par la masse ($\alpha_1 = \alpha_2 = 1$).
- l'élévation de température du coeur à la fin de l'irradiation est égale à la somme des accroissements de température du coeur et de la chemise obtenus en dissipant uniquement dans le coeur une puissance électrique de même valeur pendant la même durée.

Les inconvénients sont les suivants :

- la nécessité du retour à l'équilibre après chaque mesure;
- l'importance des termes du second ordre demandant une analyse quadratique des pertes parasites.

II.4.5.2 Mode quasi adiabatique

Ce mode, caractérisé par des pertes de chaleur constantes entre le coeur et la chemise, implique un asservissement de la température de la chemise à celle du coeur. Le bloc est également régulé en température et sert de barrière thermique protégeant le système formé par le coeur et la chemise des fluctuations extérieures. La relation II.20 montre que, dans le cas idéal où le terme de transfert de chaleur entre le coeur et la chemise compense exactement le terme de puissance parasite, l'accroissement de la température correspond exactement à la puissance calorifique de la radiation ou d'origine électrique. Dans le cas réel, il n'est pas possible d'obtenir une égalité parfaite, cet équilibre étant instable. Cependant la différence peut être minimisée pour garantir des pertes résiduelles faibles et justifier leur correction par une analyse du premier ordre.

L'inconvénient est l'addition de systèmes de mesure et de chauffage supplémentaires, qui introduisent des inhomogénéités dans le coeur.

II.4.6 Limites de la méthode

L'un des principaux inconvénients de l'emploi de la calorimétrie en dosimétrie est sa faible sensibilité, de l'ordre de $1.4 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{Gy}$ dans le cas du graphite. Pour la calorimétrie dans des matériaux équivalents au tissu, le délicat problème de l'évaluation du défaut de chaleur est un obstacle à la précision de la mesure. Dans le cas de l'eau, matériau de référence de la dosimétrie, les difficultés techniques liées à son état liquide sont un obstacle supplémentaire.

Les temps de mesure importants que nécessite la méthode et la complexité des systèmes calorimétriques rendent son utilisation très lourde. Aussi l'emploi de la calorimétrie dans le cadre de mesures de routine est difficilement envisageable. Par contre, pour l'étalonnage et la vérification de la méthode ionométrique dans le domaine des faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie, son caractère absolu et son indépendance par rapport aux caractéristiques du champ de radiation en font une méthode de choix.

III Etude des protocoles dosimétriques

III.1. Introduction

Les procédures à appliquer lors de la détermination de la dose absorbée dans l'eau, milieu de référence de la radiothérapie, pour des faisceaux de rayonnement X de haute énergie ou d'électrons, font l'objet de nombreux codes nationaux et internationaux. Les mesures de dose absorbée font appel à la technique ionométrique et les méthodes d'évaluation sont basées sur la formulation de Spencer-Attix de la théorie des cavités. La majorité des codes propose de déterminer la dose absorbée dans l'eau au moyen d'un standard secondaire formé par une chambre d'ionisation à cavité calibrée dans l'air à l'aide d'un faisceau de cobalt-60 ou de rayons X de 2 MV. Avant 1980, les codes proposaient le concept d'un facteur de conversion pour toutes les chambres d'ionisation, dépendant de l'énergie, aussi bien pour les faisceaux de photons (C_λ) [3] que pour les faisceaux d'électrons (C_E) [33]. Dans les protocoles publiés aux cours des dix dernières années, ce concept a été abandonné au profit de facteurs de correction spécifiques pour la chambre d'ionisation et le milieu. Ces nouveaux codes ont développé un formalisme plus élaboré conduisant à une meilleure caractérisation des faisceaux afin d'obtenir une détermination plus précise des coefficients d'interaction des radiations avec la matière. Si ces différents codes concordent sur les principes physiques, les facteurs de conversion à appliquer pour la mesure de la dose absorbée dans l'eau présentent, cependant, des différences. Parallèlement, les coefficients d'interaction pour les faisceaux de photons et pour les faisceaux d'électrons de haute énergie ont fait l'objet de mises à jour de la part d'organismes tel que la Commission internationale des unités et des mesures des radiations ionisantes (ICRU) [34, 5, 35] ou sur la proposition d'autres auteurs [36, 37, 38, 39, 40]. Ainsi, des variantes parmi les bases de données utilisées par les différents codes peuvent apparaître et contribuer à des différences. Celles-ci seront étudiées au cours des paragraphes suivants pour les codes proposés par l'Association Américaine des Physiciens Médicaux (AAPM) [9], l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (AIEA) [10] et la Société Suisse de Radiobiologie et de Physique Médicale (SSRPM) [15]. Ce choix est basé sur les arguments suivants: le code de l'AAPM est chronologiquement le premier code complet faisant appel aux nouveaux concepts, le code de l'AIEA est développé dans l'idée d'une application internationale, alors que le code de la SSRPM est développé par les physiciens médicaux suisses.

III.2. Choix des chambres d'ionisation

Le choix des chambres est abordé par les protocoles de deux manières:

- une position souple, adoptée par ceux de l'AAPM et de l'AIEA, consiste en une description détaillée des caractéristiques des chambres assurant la validité des procédures proposées; dans le cas des recommandations de l'AAPM il est indiqué que le diamètre de la cavité doit être plus petit que 1cm et que sa lon-

gueur doit être inférieure aux dimensions du plus petit faisceau mesuré; les critères préconisés par le protocole de l'AIEA sont différenciés selon la nature du faisceaux de radiation; ils sont décrits aux tableaux III.1 et III.2.

Tableau III.1. Recommandations de l'AIEA concernant les caractéristiques des chambres d'ionisation pour le rayonnement X de haute énergie et les faisceaux d'électrons dont l'énergie à la surface du fantôme est plus grande que 5 MeV

Caractéristique	Recommandation
forme géométrique	cylindrique ⁽¹⁾
matériaux constituant la paroi, l'électrode centrale et le capuchon utilisé pour atteindre l'équilibre électronique lors de la calibration dans l'air	de préférence un matériau unique, de faible numéro atomique
épaisseur de la paroi	$\leq 0.1 \text{ g cm}^{-2}$; de préférence: $\approx 0.05 \text{ g cm}^{-2}$
épaisseur totale formée par la paroi et le capuchon d'équilibre électronique	$0.4 \text{ à } 0.6 \text{ g cm}^{-2}$; de préférence: $\approx 0.045 \text{ g cm}^{-2}$
dimension de la cavité:	
- longueur	$\leq 2.5 \text{ cm}$
- diamètre	$\leq 0.7 \text{ cm}$ ⁽²⁾
diamètre de l'électrode centrale	$\leq 2 \text{ mm}$
effet de polarité	$< 0.2 \%$

- (1) pour les faisceaux d'électrons dont l'énergie moyenne à la surface du fantôme est située entre 5 et 10 MeV, une chambre parallèle peut être utilisée.
- (2) pour les faisceaux d'électrons dont l'énergie moyenne à la surface du fantôme est située entre 5 et 10 MeV, il est recommandé un diamètre inférieure à 4mm.

Tableau III.2. Recommandations de l'AIEA concernant les caractéristiques des chambres d'ionisation pour les faisceaux d'électrons dont l'énergie à la surface du fantôme est inférieure à 5 MeV.

Caractéristique	Recommandation
forme géométrique	parallèle
épaisseur de la paroi	$< 1 \text{ mm}$
diamètre de l'électrode centrale	$\leq 20 \text{ mm}$
effet de polarité	$< 1 \%$

- une méthode plus restrictive consiste à imposer un nombre limité de types de chambres; cette technique a été adoptée par la SSRPM, qui recommande l'utilisation de la chambre Farmer 2571 ou de la chambre PTW 23332, dont les caractéristiques sont données au tableau IV.6, pour les faisceaux de rayonne-

ment X de haute énergie et les faisceaux d'électrons dont l'énergie moyenne à la surface du fantôme est plus grande que 10 MeV. Dans le cas de faisceaux d'électrons ayant une énergie moyenne plus petite que 10 MeV, l'utilisation d'une chambre de type plane parallèle y est recommandée.

III.3. Principe de calibration

III.3.1. Méthodologie

La référence métrologique du système ionométrique est un standard primaire d'exposition dans l'air, X, ou de kerma dans l'air, K_{air} . A partir de cette référence, les protocoles définissent un facteur de calibration en exposition dans l'air, N_X , ou en kerma dans l'air, N_K , à l'aide des relations suivantes :

$$N_X = X M_C^{-1} \quad [\text{C division}^{-1}] \quad \text{III.1}$$

$$N_K = K_{\text{air}} M_C^{-1} \quad [\text{Gy division}^{-1}]$$

avec M_C : le nombre de divisions lu sur l'électromètre lorsque le centre de la chambre est placé au point de référence du faisceau de référence; cette indication est normalisée aux conditions standards de pression, de température et d'humidité (20°C, 1013mbar, 50% d'humidité relative¹); aucune autre correction n'est appliquée².

Le kerma dans l'air, K_{air} , peut être obtenu à partir de l'exposition dans l'air X, par la relation suivante :

$$K_{\text{air}} = X \left(\frac{W}{e} \right) (1-g)^{-1} \quad [\text{Gy}] \quad \text{III.2}$$

avec g: la fraction de l'énergie des particules secondaires qui n'est pas déposée sur place; c'est-à-dire, perdue sous forme de rayonnement de freinage; g est de l'ordre de 0.003 dans le cas du cobalt-60;

W/e: l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire d'ions dans l'air.

La première étape des protocoles visant à la détermination de la dose absorbée est de définir un facteur d'étalonnage intermédiaire ne dépendant que des carac-

¹ la caractérisation du facteur de calibration en fonction du taux d'humidité relative n'est pas effectuée de la même manière par tous les laboratoires primaires; celui-ci peut être aussi donné relativement à de l'air sec (voir II.3.3).

² notamment, l'effet de recombinaison de la chambre pour les conditions de calibration n'est pas corrigé et est ainsi compris dans le facteur de calibration

téristiques de la chambre, N_D ¹, et par là totalement indépendant des conditions de calibration. Il est défini comme le rapport de la dose absorbée moyenne dans l'air de la cavité, D_{air} , à la réponse M_C indiquée par l'électromètre lors de la calibration :

$$N_D = \frac{D_{air}}{M_C} f_C \quad [\text{Gy div}^{-1}] \quad \text{III.3}$$

avec f_C : l'efficacité de la collection ionique lors de la calibration.

De par sa définition, N_D dépend de la masse d'air contenue dans le volume sensible de la chambre, de l'énergie nécessaire pour former une paire d'ions dans l'air et du facteur d'échelle de l'électromètre (C/div) (voir relation II.11 et II.12).

La théorie des cavités permet de calculer la dose absorbée moyenne dans la cavité, lors de la calibration, à partir de la valeur de l'exposition au point de référence en l'absence de la chambre. Le facteur d'étalonnage, N_D , s'exprime ainsi en fonction du facteur de calibration en exposition, N_X , par la relation suivante :

$$N_D = N_X k_m k_{att} \left(\frac{W}{e} \right) f_C \quad \text{III.4}$$

avec k_m : la correction liée à la différence entre les coefficients d'interaction des matériaux de la paroi et du capuchon assurant l'équilibre électronique avec ceux de l'air;
 k_{att} : la correction de l'effet lié à l'atténuation et la diffusion des photons dans la paroi et le capuchon assurant l'équilibre électronique.

Les codes de l'AIEA et de la SSRPM recommandent d'utiliser la valeur de (W/e) pour l'air sec (33.97 J C^{-1}). Ceux-ci considèrent pour la définition du facteur N_D une cavité d'air sec (relation III.3); ainsi, la grandeur (W/e) reliant l'exposition, définie pour de l'air sec, à la dose absorbée dans l'air de la cavité, doit également se référer à de l'air sec.

Le code de l'AAPM, considérant pour la relation III.3 une cavité d'air dans les conditions d'humidité ambiante, prescrit, d'une part, l'utilisation de la valeur calculée pour de l'air à 50 % d'humidité relative, $(W/e)_{gas}$ (la valeur de 33.7 J C^{-1} , proposée lors de la parution du protocole, a été portée 33.77 J C^{-1} en 1986 [28]), d'autre part introduit un facteur de correction d'humidité, apparaissant au dénominateur de la relation III.4 (la valeur de ce facteur étant de 1.0 jusqu'en 1986, où une nouvelle valeur de 0.997 a été introduite [28]).

¹ le facteur de calibration en dose absorbée dans la cavité, N_D , selon la notation utilisée dans les codes de l'AIEA et de la SSRPM correspond au facteur N_{gas} introduit dans celui de l'AAPM

III.3.2. Correction liée à la différence entre les coefficients d'interaction des matériaux de la paroi et du capuchon assurant l'équilibre électronique avec ceux de l'air (k_m)

La correction k_m , de l'effet lié à la non équivalence entre les matériaux composant la paroi et le capuchon d'une part et l'air d'autre part est obtenue en appliquant la théorie des cavités à chacun des matériaux. En considérant que seule une fraction, α_{wall} , de la totalité des particules secondaires chargées déposant leur énergie dans la cavité provient de la paroi, les protocoles proposent pour le facteur k_m les relations suivantes :

- dans le cas de l'AIEA et de la SSRPM

$$k_m = \alpha_{\text{wall}} S_{\text{wall,c}}^{\text{air}} \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{air,c}}^{\text{wall}} + (1 - \alpha_{\text{wall}}) S_{\text{cap,c}}^{\text{air}} \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{air,c}}^{\text{cap}} \quad \text{III.5}$$

- dans le cas de l'AAPM

$$k_m = \frac{1}{\alpha_{\text{wall}} S_{\text{air,c}}^{\text{wall}} \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{wall,c}}^{\text{air}} + (1 - \alpha_{\text{wall}}) S_{\text{air,c}}^{\text{cap}} \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{cap,c}}^{\text{air}}} \quad \text{III.6}$$

avec $S_{\text{air,c}}^m$:

le rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement du milieu m et de l'air pour le spectre des électrons produits par les photons du faisceau de calibration; dans le cas des codes SSRPM et AIEA les valeurs recommandées ont été calculées par Andreo et Brahme [36] à partir des valeurs des pouvoirs d'arrêt restreints donnés dans le rapport ICRU n°37 [35]; dans le cas du protocole AAPM, elles ont été calculées par Cunningham et Johns à partir de données moins récentes des pouvoirs d'arrêt [41];

$\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{air,c}}^m$:

le rapport des coefficients massiques d'absorption en énergie du milieu m et de l'air; les valeurs proposées par les protocoles AIEA et SSRPM ont été calculées par Cunningham [42] et celles proposées par le code AAPM ont été calculées par Cunningham et Johns [41].

Les données du facteur α_{wall} en fonction de l'épaisseur surfacique de la paroi ont été calculées par Lempert et al [43] (III.5 et III.6).

La différence entre ces relations admet un maxima pour une valeur de α_{wall} égale à 0.5 et reste inférieure à 0.05 % pour les matériaux généralement utilisés.

III.3.3. Correction des effets d'atténuation et de diffusion liés à la présence de la paroi et du capuchon assurant l'équilibre électronique (k_{att})

Les valeurs de la correction k_{att} , liée à la modification de fluence des photons due à l'atténuation et la diffusion dans la paroi d'une part et dans le capuchon

d'autre part, ont été calculées par Nath et Schulz [44]. L'adaptation de ces calculs à une chambre d'ionisation est obtenue à partir du pourcentage d'atténuation et de diffusion, γ , par unité de masse surfacique, donné en fonction des dimensions de la cavité, par la relation :

$$k_{att} = 1 - t \frac{\gamma}{100} \quad \text{III.6}$$

avec t : la masse surfacique totale de la paroi et du capuchon.

La majorité des électrons déposant leur énergie dans la cavité sont produits dans les premières couches du matériau traversé. Le calcul rend compte de cet effet en considérant que seule la couche située entre la surface du matériau et le centre moyen de production des électrons secondaires contribue à l'atténuation du rayonnement primaire.

Dans le protocole AAPM, la correction k_{att} est décrite par deux facteurs:

- un facteur A_{wall} , lié à l'atténuation et à la diffusion du rayonnement primaire à travers la totalité de l'épaisseur formée par la paroi et le capuchon; les valeurs proposées sont celles calculées par Nath et Schulz à l'aide de la relation III.6;
- un facteur β_{wall} , lié au déplacement entre le centre moyen de production des électrons secondaires et l'endroit où ils déposent leur énergie; il est défini comme le rapport de la dose absorbée par le kerma de collision; sa valeur est de l'ordre 1.005 [45].

Or, le facteur A_{wall} , calculé par Nath et Schulz, a été obtenu à partir de la dose absorbée dans la cavité et comprend ainsi déjà le facteur β_{wall} . Cette erreur a été discutée dans une note de clarification parue ultérieurement [28]; l'utilisation des valeurs de Nath et Schulz pour le produit $A_{wall} \beta_{wall}$ y est recommandée.

III.3.4. Comparaison des résultats obtenus pour le rapport N_D/N_X , en appliquant les protocoles dans le cas de la chambre NE 2571 et de la chambre PTW 23332

Les rapports de la calibration en dose absorbée dans la cavité, N_D , par celle en exposition dans l'air, N_X , obtenus en appliquant les protocoles AIEA, AAPM et SSRPM aux deux chambres recommandées par le code SSRPM, sont détaillés aux tableaux III.3 et III.4; il s'agit de la chambre Farmer NE 2571 et la chambre PTW 23332, dont les caractéristiques sont données au tableau IV.6.

Les codes AIEA et SSRPM sont strictement identiques aussi bien au niveau du formalisme qu'au niveau des données numériques proposées. Cependant, dans le cas de la chambre PTW 23332, une différence de 0.5% pour le facteur de correction k_m est observée. Celle-ci est causée par une disparité au niveau des caractéristiques considérées pour la chambre. En effet, le code SSRPM considère que la paroi de la chambre est formée d'une partie en graphite et d'une partie en plexiglas, de masse surfacique respective 0.027 g/cm² et 0.059 g/cm²; le code AIEA, par contre, néglige la partie en graphite.

La différence, de l'ordre 1%, observée entre les résultats obtenus avec les deux protocoles les plus récents AIEA et SSRPM d'une part et celui de l'AAPM, première colonne des tableaux III.4 et III.5 d'autre part, est considérablement réduite par l'utilisation de valeurs récentes pour les coefficients d'interaction (deuxième colonne des tableaux); l'écart subsistant est dû à la différence entre le rapport des valeurs de W/e pour l'air sec et pour l'air à 50% d'humidité relative (0.994) d'une part, et la correction d'humidité (0.997).

Tableau III.3. Comparaison des rapports N_D/N_x pour la chambre Farmer NE 2571

Coefficient	AAPM	AAPM (1)	AIEA	SSRPM
W/e [J/C]	33.77	33.77	33.97	33.97
k_{humid}	0.997	0.997	-	-
α_{wall}	0.55	0.55	0.55	0.55
γ	1.57	1.57	1.57	1.57
$(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{graphite,air}}$	1.001	1.001	1.001	1.001
$(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{delrin,air}}$	1.067	1.068	1.068	1.068
$S_{\text{air,graphite}}$	0.990	0.998	0.998	0.998
$S_{\text{air,delrin}}$	0.920	0.926	0.926	0.926
k_m	0.987	0.994	0.994	0.994
k_{att}	0.990	0.990	0.990	0.990
N_D/N_x [Gy/R] (2)	8.54 E-03	8.61 E-03	8.63 E-03	8.63 E-03
écart avec le résultat SSRPM	-1.1 %	-0.3 %	0.0 %	-

(1) résultats de l'application du protocole AAPM obtenus en introduisant des valeurs récentes pour les rapports des pouvoirs d'arrêt et les rapports des coefficients d'absorption d'énergie.

(2) $1 \text{ R} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$

Tableau III.4. Comparaison des rapports N_D/N_x pour la chambre PTW23332

Coefficient	AAPM	AAPM (1)	AIEA	SSRPM
W/e [J/C]	33.77	33.77	33.97	33.97
k_{humid}	0.997	0.997	-	-
α_{wall}	0 (2)	0 (2)	0 (2)	0.28
γ	1.57	1.57	1.57	1.57
$(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{graphite,air}}$	-	-	-	1.001
$(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{plexiglas,air}}$	1.081	1.081	1.081	1.081
$S_{\text{air,graphite}}$	-	-	-	0.998
$S_{\text{air,plexiglas}}$	0.907	0.908	0.908	0.908
k_m	0.980	0.982	0.982	0.986
k_{att}	0.993	0.993	0.993	0.993
N_D/N_x [Gy/R] (3)	8.49 E-03	8.52 E-03	8.55 E-03	8.59 E-03
écart avec le résultat SSRPM	-1.2 %	-0.8 %	-0.5 %	-

- (1) résultats de l'application du protocole AAPM obtenus en introduisant des valeurs récentes pour les rapports des pouvoirs d'arrêt et les rapports des coefficients d'absorption d'énergie.
- (2) calculé selon les caractéristiques présentées à la table II du protocole AIEA; celui-ci considère que la paroi de la chambre est entièrement en plexiglas et présente une masse surfacique de 0.059 g/cm^2 ; le capuchon, assurant l'équilibre électronique, est également en plexiglas avec une épaisseur massique de 0.356 g/cm^2 ; la paroi peut donc être considérée comme faisant partie du capuchon pour la détermination de k_m ($\alpha_{\text{wall}} = 0$). Les autres caractéristiques sont identiques à celles recommandées par le code SSRPM.
- (3) $1 \text{ R} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$

III.4. Mesure de la dose absorbée dans l'eau

III.4.1. Détermination de la dose à partir du facteur d'étalonnage N_D

Dans le cas d'un faisceau de haute énergie, la dose absorbée dans l'eau au point de référence, D_W , mesurée au moyen d'une chambre d'ionisation, est obtenue à partir de sa réponse M , normalisée aux conditions standards de pression et de température et corrigée des pertes par recombinaison ionique. Elle est donnée par la relation suivante :

$$D_W = M N_D S_{\text{air,u}}^{\text{water}} P_u \quad \text{III.7}$$

avec $S_{\text{air,u}}^{\text{water}}$:

le rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement entre l'eau et l'air pour un faisceau de rayonnement de haute énergie de qualité u ;

P_u :

la correction des perturbations dues à la présence de la chambre d'ionisation; elle est le produit des quatre facteurs suivants :

$$P_U = P_d P_f P_{wall} P_{cel}$$

- P_d : la correction de l'effet lié à l'anisotropie de l'irradiation;
 P_f : la correction de l'effet lié à la modification de la fluence des électrons;
 P_{wall} : la correction liée au remplacement de l'eau par le matériau de la paroi et du capuchon assurant l'étanchéité;
 P_{cel} : la correction de l'effet dû à l'électrode centrale.

L'effet lié à l'humidité de l'air est considéré de manière implicite dans la relation III.7; c'est-à-dire que, l'humidité relative est admise entre 20% et 60% aussi bien pour l'étalonnage qu'au moment de la mesure, région où l'on peut admettre que l'effet dû à l'humidité est constant (voir II.3.3). Dans le cas où le facteur d'étalonnage est donné relativement à de l'air sec, la réponse M est alors normalisée relativement à de l'air sec.

III.5. Application aux faisceaux X de haute énergie

III.5.1. Spécification de la qualité des faisceaux

Les coefficients à appliquer lors de la détermination de la dose absorbée dépendent du spectre énergétique du faisceau. Un paramètre de qualité, qui qualifie de façon satisfaisante ce spectre, doit être introduit. A cet effet, les trois protocoles recommandent l'utilisation du rapport fantôme-tissu $TPR_{20,10}$; il est défini comme le rapport des mesures d'ionisation effectuées, pour une même distance entre la source et le détecteur, supérieure ou égale à 80 cm, aux profondeurs de 20 et de 10 cm. Le rapport des mesures d'ionisation, J_{10}/J_{20} , obtenues, pour une même distance entre la source et la surface du fantôme (100 cm), aux profondeurs de 10 et de 20 cm, est également accepté par l'AIEA et la SSRPM (figure III.1). L'indice de qualité, ($TPR_{20,10}$ ou J_{10}/J_{20}) est utilisé comme paramètre d'entrée dans les tables de valeurs des coefficients nécessaires à la détermination de la dose absorbée.

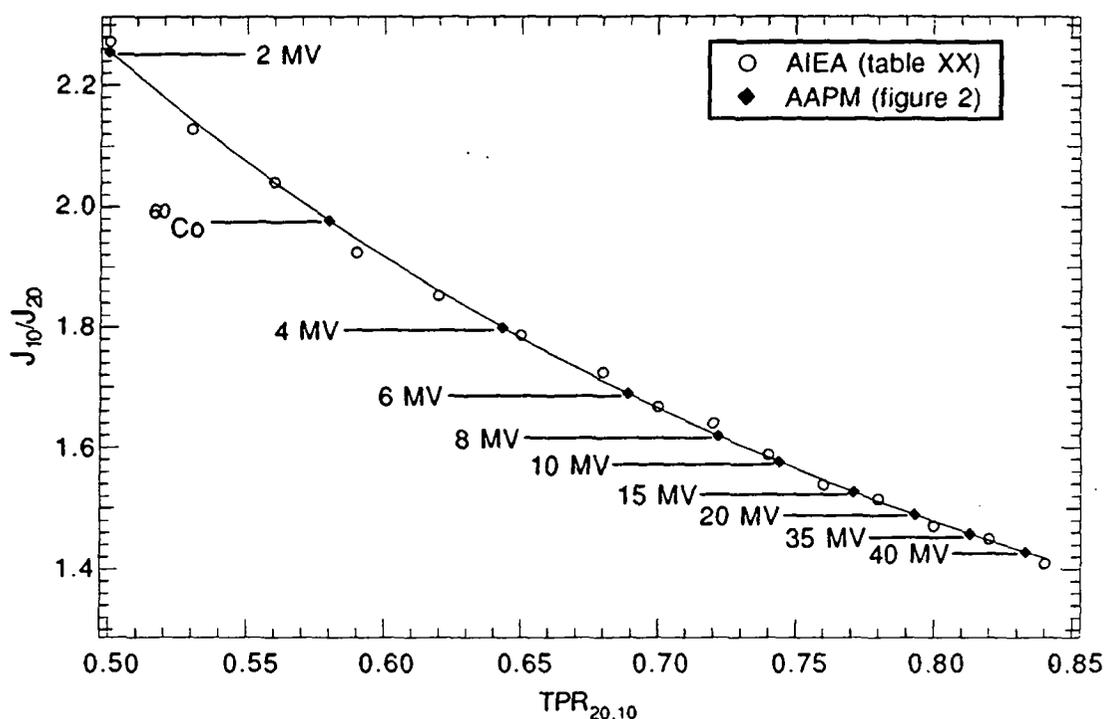


Figure III.1. J_{10}/J_{20} en fonction de $Tpr_{20,10}$ [9, 10]

III.5.2. Profondeur de référence

Les recommandations des protocoles pour la profondeur de référence des faisceaux de photons sont indiquées au tableau III.5

Tableau III.5. Profondeur de référence pour les faisceaux de photons

protocole \ $Tpr_{20,10}$	0.58 à 0.70	0.70 à 0.78	0.78 à 0.82	0.82 à 0.83
AAPM (1)	5cm	5cm	7cm	10cm ou d_{max} (2)
AIEA	5cm	10cm	10cm	10cm
SSRPM	5cm	10cm	10cm	10cm

- (1) les profondeurs sont données pour un détecteur dont le diamètre interne est de l'ordre de 6 à 10 mm
 (2) d_{max} est la profondeur à laquelle la dose absorbée atteint son maximum

III.5.3. Rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement entre l'air et l'eau, $S_{w,a}$

Les valeurs des rapports $S_{w,air}$ proposées par les protocoles AIEA et SSRPM sont issues de publications récentes [36]. Par la méthode de Monte Carlo, les

auteurs ont calculé ces facteurs en fonction du rapport fantôme-tissu à 10 cm et 20 cm de profondeur ($T_{pr_{20,10}}$) pour différents spectres sur la base des pouvoirs d'arrêt publiés dans le rapport de l'ICRU n° 37 [35]. Les valeurs recommandées par l'AAPM ont été déterminées par Cunningham et Schulz en fonction du rapport $T_{pr_{20,10}}$ et sont en général plus élevées que les précédentes [46].

III.5.4. Correction de l'effet lié à l'anisotropie de l'irradiation, P_d

L'anisotropie de l'irradiation conduit à une variation de la fluence électronique dans la cavité et donne lieu à un gradient de fluence des électrons secondaires dans la direction du faisceau de radiation. L'énergie moyenne, par unité de masse, déposée dans la cavité est supérieure à la dose absorbée à la profondeur de son centre géométrique dans un milieu homogène. Deux modalités de correction sont utilisées:

- pour des points situés à des profondeurs où l'équilibre électronique est réalisé, le facteur multiplicatif P_d , constante plus petit que l'unité, permet de corriger cet effet. Cette méthode est proposée par le protocole AAPM où les valeurs recommandées pour le facteur P_d ont été obtenues à partir des celles publiées par Cunningham et Sontag [47].
- le point effectif de mesure est déplacé de façon radiale en direction de la source par rapport au centre géométrique de la cavité. Ce déplacement peut être estimé pour toute profondeur de mesure. Moyennant quelques hypothèses simplificatrices, on peut calculer que le centre effectif d'une chambre cylindrique de rayon r doit être déplacé d'une distance équivalent à $8r / 3\pi$ dans la direction du faisceau si tous les électrons secondaires participant à l'ionisation sont produits à une profondeur inférieure à celle du centre géométrique de la cavité, ce qui est le cas pour un faisceau d'énergie supérieure à 25 MV [48]. Les valeurs retenues par les protocoles AIEA et SSRPM sont données au tableau III.6.

Tableau III.6. Déplacement du centre effectif dans la direction de la source recommandé par les protocoles AIEA et SSRPM pour une chambre cylindrique de rayon r [cm]

Qualité	Déplacement
Cesium-137	0.35r
Cobalt-60	0.5r
Rayons X de haute énergie	0.75 r

III.5.5. Correction de l'effet lié à la modification de fluence, P_f

Le remplacement d'un petit volume d'eau par un volume de même dimension d'air donne lieu à des différences dans l'atténuation et la diffusion des électrons secondaires. Dans le cas des photons, la modification de fluence des électrons est négligeable pour des profondeurs où la condition d'équilibre électronique est sa-

tisfaite. Les profondeurs de référence recommandées par les protocoles étant situées au delà du maximum de la dose absorbée, le facteur P_f est égal à l'unité.

III.5.6. Correction de l'effet lié au remplacement de l'eau par le matériau de la paroi, P_{wall}

Parmi les électrons secondaires participant à l'ionisation, une fraction α_{wall} provient de la paroi et une fraction β_{sheat} provient du capuchon assurant l'étanchéité. Le facteur P_{wall} est lié aux différences d'absorption du rayonnement primaire entre les matériaux qui les composent et l'eau.

Les protocoles AAPM et AIEA proposent pour la détermination de P_{wall} la relation suivante :

$$P_{wall} = \alpha_{wall} S_{water}^{wall} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{wall}^{water} + (1 - \alpha_{wall}) \quad \text{III.8}$$

Le code SSRPM, tenant compte de présence d'un manchon d'étanchéité, utilise la relation suivante :

$$P_{wall} = \alpha_{wall} S_{water}^{wall} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{wall}^{water} + \beta_{sheat} S_{water}^{sheat} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{sheat}^{water} + (1 - \beta_{sheat} - \alpha_{wall}) \quad \text{III.9}$$

$$\beta_{sheat} = (\alpha_{wall+sheat} - \alpha_{wall})$$

Les valeurs des rapports moyens des pouvoirs de ralentissement entre le milieu m et l'eau, $S_{m,water}$, proposées par les protocoles, ont la même origine que les rapports $S_{water,air}$. Les rapports des coefficients d'absorption en énergie $(\mu/\rho)_{water,m}$, entre le milieu m et l'eau ont été calculés par Cunningham. Les valeurs proposées par les codes AIEA et SSRPM sont plus récentes [42] que celle proposées dans le code AAPM [46]. Le protocole AIEA accepte l'utilisation d'un manchon d'étanchéité en plexiglas; mais recommande une épaisseur de l'ordre de 0.5mm. Dans ces conditions, les relations III.8 et III.9 sont équivalentes. Le protocole SSRPM permet l'utilisation d'un manchon d'une épaisseur de paroi allant jusqu'à 5 mm.

III.5.7. Correction de l'effet lié à la présence de l'électrode centrale

Le remplacement d'un petit volume d'air de la cavité par le matériau composant l'électrode centrale induit un effet similaire à celui dû à la présence du matériau de la paroi. Seul le code proposé par l'AIEA indique un facteur correctif, P_{cel} , lié à l'effet global de la présence de l'électrode centrale lors de la calibration et lors de la mesure dans un faisceau de rayonnement X de haute énergie. Des valeurs sont proposées pour une chambre de type Farmer ayant une électrode centrale en aluminium pour différents faisceaux et diamètres d'électrode (Tableau III.7) [49, 50, 51].

Tableau III.7. Facteurs de correction de l'effet lié à la présence de l'électrode centrale, P_{cel}

Rayon de l'électrode [mm]	Energie supérieure à 25MeV	Energie inférieure ou égale à 25MeV
0.5	1.004	1.000
1.0	1.008	1.000
1.5	1.010	1.000
2.5	1.016	1.000

III.5.8. Application des protocoles dans le cas de la chambre NE 2571

Les coefficients à appliquer à la mesure ionométrique pour la détermination de la dose absorbée calculée pour la chambre NE 2571 du protocole SSRPM sont comparés au tableau III.8. Les coefficients C, définis comme le rapport du produit de l'ensemble des facteurs appliqués à la réponse M de la chambre selon la relation III.7 par le facteur de calibration en exposition, N_x , y sont indiqués. L'épaisseur du manchon d'étanchéité considérée est de 0.5 mm. Le rapport des coefficients C_{AAPM} et C_{AIEA} , obtenus en appliquant respectivement les codes AAPM et AIEA, par le coefficient C_{SSRPM} déterminé par le code SSRPM est présenté à la figure III.2 en fonction du $TPR_{20,10}$.

Les seules différences observées entre les résultats obtenus avec le code AIEA et ceux obtenus avec le code SSRPM apparaissent au niveau des facteurs P_{cel} et P_{wall} :

- la correction de l'effet lié au manchon assurant l'étanchéité, considérée par le code SSRPM, introduit une différence maximale de 0.1% sur le facteur P_{wall} , pour une épaisseur de manchon compatible avec les recommandations du code AIEA;
- la correction de l'effet lié à l'électrode centrale, considérée par le code AIEA, introduit une différence de 0.4% pour le facteur C aux énergies supérieures à 25 MeV.

Les différences entre les résultats obtenus pour les facteurs N_D/N_X en appliquant le code AAPM et ceux obtenus en appliquant les codes AIEA et SSRPM sont en grande partie compensées au cours du calcul de C. D'une manière générale, les écarts pour les coefficients C obtenus avec les 3 protocoles sont tous plus petits que 0.4%.

Tableau III.8. Comparaison des protocoles pour la mesure de la dose absorbée dans des faisceaux de photons avec la chambre NE 2571

Coefficient	AAPM	AIEA	SSRPM	AAPM	AIEA	SSRPM	AAPM	AIEA	SSRPM
$TPR_{20,10}$		0.58			0.67			0.82	
$J_{10,20}$					1.73			1.44	
P_d	0.992	centre effectif 0.5r	centre effectif 0.5r	0.992	centre effectif 0.75r	centre effectif 0.75r	0.995	centre effectif 0.75r	centre effectif 0.75r
α_{wal}		0.55			0.24			0.12	
S_{water}^{wal}	0.892	0.884	0.884	0.890	0.882	0.882	0.881	0.880	0.880
$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{wal}^{Water}$	1.114	1.113	1.113	1.116	1.115	1.115	1.134	1.134	1.134
β_{sheet}			0.22			0.148			0.035
S_{water}^{sheet}			0.973			0.971			0.970
$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{sheet}^{Water}$			1.030			1.032			1.056
P_{wal}	0.997	0.991	0.992	0.998	0.996	0.996	1.000	1.000	1.001
S_{air}^{water}	1.134	1.133	1.133	1.128	1.120	1.120	1.081	1.069	1.069
P_{cel}		1			1.000			1.004	
$F_{profondeur}$ (2)	1.013			1.010			1.006		
C	0.970 (1)	0.969	0.970	0.964 (1)	0.963	0.963	0.924 (1)	0.926	0.923

(1) La valeur de N_D/N_x utilisée est de $8.54 \cdot 10^{-3}$ Gy/R

(2) $F_{profondeur}$ est introduit pour compenser la différence de profondeur entre de centre effectif et le centre géométrique

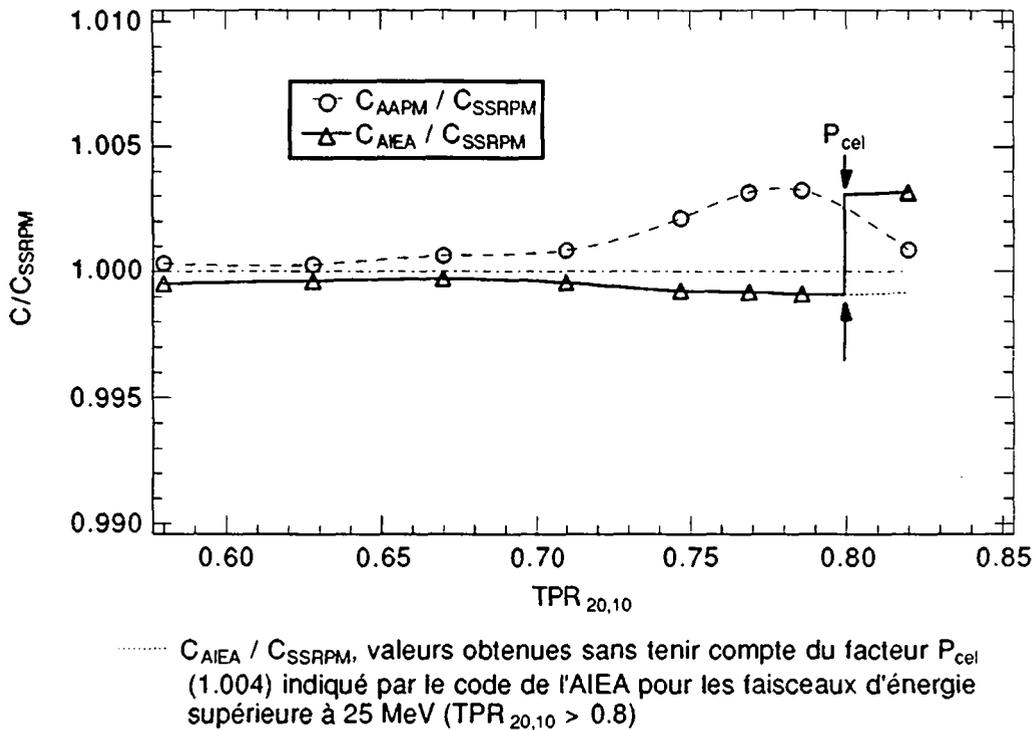


Figure III.2. Rapports C_{AAPM}/C_{SSRPM} et C_{AIEA}/C_{SSRPM} en fonction de l'index de qualité $TPR_{20,10}$, pour une chambre NE 2571

III.6. Application aux faisceaux d'électrons

III.6.1. Spécification de la qualité des faisceaux

Pour les faisceaux d'électrons, les caractéristiques physiques nécessaires pour déterminer les coefficients à appliquer lors de la mesure de la dose absorbée par la méthode ionométrique sont l'énergie moyenne à la surface du fantôme, \bar{E}_0 , et l'énergie moyenne à la profondeur z , \bar{E}_z . Celles-ci peuvent être déterminées à partir des grandeurs suivantes, définies sur la courbe de rendement en profondeur en dose absorbée ou en ionisation:

- R_{50} , profondeur à laquelle la valeur de la dose absorbée ou de l'ionisation est égale à 50% de sa valeur maximale;
- R_p , parcours pratique, défini comme la profondeur de l'intersection de la tangente à la courbe d'atténuation avec le plateau dû au rayonnement de freinage.

La valeur de \bar{E}_0 est liée à la profondeur R_{50} par la relation suivante :

$$\bar{E}_0 = C_1 R_{50} \quad \text{III.10}$$

avec $C_1 = 2.33 \text{ MeV cm}^{-1}$

La relation III.10 est valable pour un faisceau parallèle de grande dimension, pour des énergies de l'ordre de 5 à 35 MeV et pour une valeur de R_{50} déterminée à partir du rendement en dose absorbée [52]. La valeur de \bar{E}_z peut s'exprimer, de manière approximative, en fonction de \bar{E}_0 et du parcours R_p , par la relation suivante [53] :

$$\bar{E}_z = \bar{E}_0 \left(1 - \frac{z}{R_p} \right) \quad \text{III.11}$$

La relation III.11 est valable pour des valeurs de \bar{E}_0 inférieures à 10 MeV ou seulement pour des petites profondeurs, z , à des valeurs de \bar{E}_0 plus élevées. Le parcours pratique, R_p , peut être obtenu à partir de la valeur la plus probable de l'énergie à la surface du fantôme, $E_{p,0}$, par la relation suivante [5] :

$$R_p = C_7 + C_8 E_{p,0} + C_9 E_{p,0}^2 \quad \text{III.12}$$

$C_7 = -0.11 \text{ cm}, C_8 = 0.505 \text{ cm MeV}^{-1}, C_9 = 0.0003 \text{ cm MeV}^{-2}$

La relation III.12 est valable pour des énergies allant de 1 à 50 MeV avec une incertitude de l'ordre 1%. Les recommandations des protocoles pour déterminer les paramètres décrivant la qualité des faisceaux sont les suivantes:

Dans le protocole AAPM, la valeur de \bar{E}_0 est déterminée à partir de la mesure de R_{50} par l'équation III.10; l'énergie à la profondeur d'intérêt, z , est obtenue à partir de \bar{E}_0 et de la mesure de R_p , au moyen de la relation III.11.

Dans le protocole AIEA, la valeur de \bar{E}_0 est déterminée à partir des valeurs de R_{50} obtenues à l'aide de mesures de rendement en profondeur en dose absorbée, ou en ionisation; ces données sont publiées dans le protocole de l'Association Nordique des Physiciens d'Hôpital ¹ [13]. La valeur du parcours pratique, R_p , est obtenue soit par mesure, soit à partir d'une table de valeurs données en fonction de \bar{E}_0 [5]. L'énergie moyenne, E_z , à la profondeur z , est obtenue à partir des valeurs de \bar{E}_0 et de R_p à l'aide d'une relation donnant les valeurs du rapport \bar{E}_0/\bar{E}_z en fonction de \bar{E}_0 et du rapport z/R_p , calculées par simulation de Monte Carlo [54, 55]; en outre, le code de l'AIEA propose une correction de l'effet lié à la répartition angulaire et à la largeur du spectre de fluence énergétique des électrons à la surface du fantôme; celle-ci est obtenue en calculant une profondeur équivalente, z' , pour un faisceau monoénergétique parallèle, en multipliant la profondeur z par le rapport $R_{p,cal}/R_{p,mes}$, du parcours pratique calculé par sa valeur mesurée.

Dans le protocole SSRPM, la valeur de \bar{E}_0 est déterminée à partir des valeurs de R_{50} obtenues à l'aide des mesures de rendement en profondeur soit en dose absorbée soit en ionisation [13]; la relation III.12 est utilisée pour obtenir la valeur de R_p en remplaçant $E_{p,0}$ par la valeur moyenne de l'énergie \bar{E}_0 . La valeur de

¹ Nordic Association of Clinical Physics (NACP)

l'énergie moyenne, \bar{E}_z , à la profondeur z est obtenue à partir de \bar{E}_0 et R_p de la même manière que dans le protocole AIEA.

III.6.2. Profondeur de référence

Les recommandations des protocoles pour la profondeur de référence des faisceaux d'électrons sont indiquées au tableau III.9

Tableau III.9. Profondeur de référence⁽¹⁾ pour les faisceaux d'électrons

Protocole \ R_{50} [cm]	< 5cm	≥ 5 cm < 10cm	≥ 10 cm < 20cm	≥ 20 cm < 50cm
AAPM	d_{max}			
AIEA ⁽²⁾	d_{max}	d_{max} ou 1 cm	d_{max} ou 2 cm	d_{max} ou 3 cm
SSRPM ⁽²⁾		d_{max} ou 1 cm	d_{max} ou 2 cm	d_{max} ou 3 cm

(1) d_{max} est la profondeur à laquelle la dose absorbée atteint son maximum

(2) dans le cas où deux valeurs sont proposées, il est recommandé de prendre celle qui est la plus grande

III.6.3. Rapport moyen des pouvoirs d'arrêt restreints entre l'air et l'eau, $S_{w,a}$

Les valeurs proposées par les trois protocoles pour le rapport des pouvoirs de ralentissement restreints de l'eau relativement à l'air ont été calculées par Berger pour des faisceaux d'électrons monoénergétiques en fonction de la profondeur [56].

III.6.4. Correction de l'effet lié à l'anisotropie de l'irradiation, P_d

Les codes AIEA et SSRPM proposent de corriger l'effet lié à l'anisotropie du rayonnement par un déplacement du centre effectif dans la direction du faisceau équivalent à la moitié du rayon de la cavité pour les chambres de type cylindrique. Dans les recommandations de l'AAPM, il est proposé de ne pas apporter de correction de cet effet dans le cas de faisceaux d'électrons, la profondeur de référence étant situé au maximum de la dose.

III.6.5. Correction de l'effet lié à la modification de fluence, P_f

La correction de l'effet lié aux différences de diffusion et d'atténuation des particules dans l'air de la cavité relativement à l'eau, P_f , est obtenue à partir des valeurs déterminées par Johansson et al [57]. Celles-ci ont été obtenues en comparant les rendements en profondeur réalisés à l'aide de chambres cylindriques de différents diamètres et une chambre plate. Les valeurs de P_f sont données en fonction de l'énergie à la profondeur z et du diamètre de la cavité.

III.6.6. Correction de l'effet lié au remplacement de l'eau par le matériau de la paroi, P_{wall}

Dans le cas des faisceaux d'électrons, les recommandations ne proposent pas de correction de l'effet lié aux différences d'atténuation et de diffusion dans la paroi et le manchon d'étanchéité relativement à l'eau.

III.6.7. Correction de l'effet lié à la présence de l'électrode centrale

Comme dans le cas du rayonnement X, seul le code proposé par l'AIEA indique un facteur correctif, P_{cel} , lié à l'effet global de la présence de l'électrode centrale lors de la calibration et lors de la mesure dans un faisceau d'électrons de haute énergie. Des valeurs sont proposées pour une chambre de type Farmer ayant un électrode centrale en aluminium pour différents faisceaux et diamètres d'électrode (tableau III.10) [49, 50, 51].

Tableau III.10. Facteurs de correction de l'effet lié à la présence de l'électrode centrale, P_{cel}

Rayon de l'électrode [mm]	P_{cel}
0.5	1.008
1.0	1.015
1.5	1.020
2.5	1.032

III.6.8. Application des protocoles aux faisceaux d'électrons pour une chambre NE 2571

Les coefficients à appliquer à la mesure ionométrique pour la détermination de la dose absorbée calculés pour la chambre NE 2571 du protocole SSRPM sont comparés au tableau III.11. Les coefficients C_y sont également indiqués; en outre les rapports C_{AAPM}/C_{SSRPM} et C_{AIEA}/C_{SSRPM} sont présentés à la figure III.3. Pour les résultats obtenus en appliquant le code de l'AIEA, la correction de l'effet lié à la répartition angulaire et à la largeur du spectre de fluence énergétique des électrons à la surface du fantôme a été effectuée.

Tableau III.11. Comparaison des protocoles pour la mesure de la dose absorbée dans des faisceaux d'électrons avec chambre NE 2571

	R_{50} mesuré [cm]	4.25	5.45	7.60	9.65	11.20	12.7	14.00
	R_p mesuré [cm]	5.2	7.4	9.5	12.2	14.3	17.3	19.8
	Profondeur de la référence [cm]	2	3	3	3	3	3	3
S	\bar{E}_0 [MeV]	9.90	12.88	18.00	23.13	27.11	31.18	35.00
S	R_p [cm]	4.86	6.34	8.88	11.41	13.36	15.34	17.20
R	\bar{E}_z [MeV]	5.04	5.60	10.63	15.48	19.18	22.93	26.55
P	P_f	0.964	0.966	0.981	0.990	0.993	0.995	0.996
M	$S_{water,air}$	1.039	1.034	0.997	0.975	0.964	0.954	0.946
	C [Gy/R]	0.865	0.862	0.844	0.833	0.826	0.819	0.813
A	\bar{E}_0 [MeV]	9.90	12.70	17.71	22.48	26.10	29.59	32.62
A	\bar{E}_z [MeV]	6.09	7.55	12.12	16.96	20.62	24.46	27.68
P	P_f	0.949	0.958	0.977	0.986	0.991	0.995	0.999
M	$S_{water,air}$	1.039	1.035	0.999	0.977	0.966	0.957	0.951
	C [Gy/R]	0.838	0.843	0.829	0.819	0.813	0.810	0.807
	\bar{E}_0 [MeV]	9.90	12.88	18.00	23.13	27.11	31.18	35.00
A	R_p [cm]	4.97	6.34	8.88	11.39	13.35	15.39	17.30
I	Z' [cm]	1.91	2.57	2.80	2.80	2.80	2.67	2.62
E	\bar{E}_z [MeV]	5.56	7.51	11.54	16.43	20.16	24.65	28.54
A	P_f	0.945	0.957	0.974	0.986	0.990	0.996	1.000
	$S_{water,air}$	1.037	1.024	0.994	0.973	0.962	0.951	0.943
	P_{cel}				1.008			
	C [Gy/R]	0.850	0.851	0.840	0.832	0.826	0.821	0.818

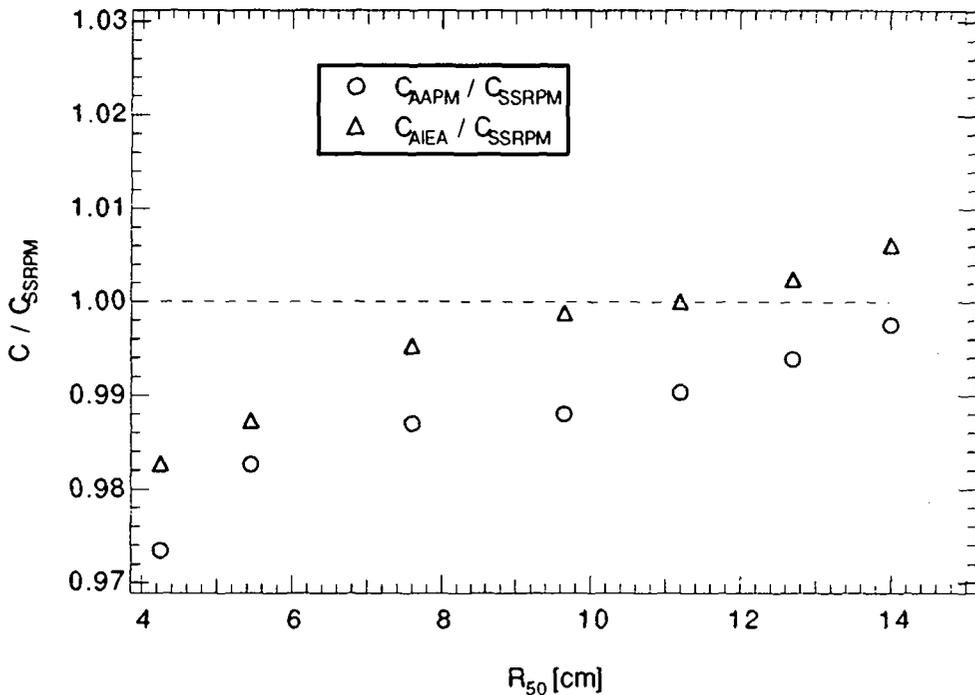


Figure III.3. Rapports C_{AAPM}/C_{SSRPM} et C_{AIEA}/C_{SSRPM} correspondant aux différents faisceaux d'électrons caractérisés par leur profondeur R_{50} , pour une chambre NE 2571

Dans le cas de la chambre PTW 23332, la partie du coefficient de conversion liée à la qualité du faisceau d'électron est très voisine. En effet, seul deux facteurs, parmi ceux introduits pour les faisceaux d'électrons, dépendent des caractéristiques de la chambre: le facteur P_f dépendant du rayon de la cavité (de 0.5 mm pour la PTW 23332 et de 0.6 mm pour la NE 2571) et, dans le cas du code de l'AIEA, le facteur P_{cel} dépendant des caractéristiques de l'électrode centrale.

Les différences entre les codes AIEA et SSRPM deviennent importantes pour les énergies les plus basses, de l'ordre de 2% à 10 MeV. Celles-ci ont trois origines:

- les valeurs de R_p , calculées par la relation III.12 et celles recommandées par le code AIEA sont différentes pour des énergies, E_0 , inférieures ou égales à 10 MeV ou supérieures ou égales à 50 MeV; l'effet apparaît au niveau de la détermination du facteur de correction P_f ;
- la correction $R_{p,cal}/R_{p,mes}$, appliquée à la profondeur z , introduit une différence dans la détermination des coefficients $S_{water,air}$ et des facteurs P_f ;
- la correction liée à l'électrode centrale introduit une différence de 0.8%.

Les écarts entre les coefficients C obtenus avec le protocole AAPM et ceux obtenus avec le protocole SSRPM sont importants, de 3% à 10 MeV à 0.7% à 35 MeV. Les coefficients C obtenus en appliquant le code AAPM sont tous inférieurs à ceux obtenus avec le code SSRPM.

D'une manière générale, les coefficients numériques obtenus en suivant les recommandations des protocoles, dans le cas des faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie, présentent une bonne concordance. La conformité des valeurs de dose absorbée obtenues en les appliquant est ainsi garantie. Cependant, les protocoles s'appuient tous sur la même théorie et il est ainsi naturel d'observer de faibles différences au niveau des facteurs résultants. De la sorte, la vérification de la précision de la méthode ionométrique doit faire intervenir une méthode de mesure indépendante.



IV. Aspects expérimentaux

IV.1 Introduction

Pour la vérification de la méthode ionométrique à l'aide de la calorimétrie dans des faisceaux de rayonnement X allant de 1.25 MeV à 45 MeV et des faisceaux d'électrons de 3 à 40 MeV, ces techniques ont été comparées lors de la mesure de la dose absorbée dans le graphite. Les qualités calorimétriques de ce matériau, coefficient de diffusion élevé et défaut de chaleur négligeable pour le domaine d'énergie considérée, sont à l'origine de ce choix (voir II.5.3). Si ce matériau ne satisfait pas exactement le critère d'équivalence au tissu, il reste intéressant pour la comparaison des deux méthodes. Enfin, de nombreuses chambres d'ionisation ont des parois en graphite, réalisant ainsi l'équivalence entre les matériaux de la paroi et du milieu. Ceci diminue l'importance de la correction à apporter lors du calcul de la dose absorbée.

IV.2 La calorimétrie

IV.2.1 Matériau

Le graphite utilisé pour la construction du calorimètre et du fantôme de diffusion, fourni par le Carbone-Lorraine, est du type "5890/PT" de masse volumique 1.82g/cm^3 . La caractéristique "PT" indique qu'il s'agit de graphite de pureté totale, c'est-à-dire que la quantité d'impureté n'excède pas 10 ppm (fraction de cendre résiduelle).

IV.2.2 Description

Le calorimètre, de type quasi adiabatique (figure IV.1) est une adaptation des systèmes de mesure mis au point précédemment à l'IRA.[58, 59]. Sa caractéristique essentielle est sa dimension réduite. Destiné à être utilisé pour des géométries d'irradiation à faisceau unique, le calorimètre présente une symétrie cylindrique d'axe parallèle à celui du faisceau. Le coeur du calorimètre est isolé du corps du fantôme par trois enveloppes en graphite, séparées par des interstices où le vide est maintenu ($\approx 10^{-3}\text{Pa}$). Le premier élément entourant le coeur est la chemise adiabatique; sa température est asservie à celle du coeur. La deuxième enveloppe, le bloc, supporte, au moyen de trois fils de nylon placés à 120° , le coeur et la chemise. Le bloc est fixé à chacune de ses extrémités à l'intérieur du quatrième élément par 3 petits cylindres en plexiglas de 1 mm de diamètre, disposés à 120° . Le dernier élément, l'enceinte, est placé dans une boîte en plexiglas dont la paroi présente une épaisseur de 1 mm et dont la face avant (incidence du faisceau) est munie d'une fenêtre de mylar de 0.13 mm d'épaisseur. Les faces de chacun des éléments, l'enceinte non comprise, sont recouvertes de mylar aluminisé d'une épaisseur de $3\mu\text{m}$, afin de diminuer les transferts de chaleur de type radiatif. Les dimensions des différents éléments sont données dans le tableau IV.1. La mesure des températures est effectuée au moyen de thermistances miniaturisées de type NTC (Veco 41A14). La tête de la thermistance est enfermée dans une perle de verre ($\varnothing 0.25\text{ mm}$) et liée à deux fils de platine

d'environ 8 mm de longueur (\varnothing 0.025 mm). Le chauffage par effet joule est réalisé à l'aide de thermistances pour le coeur et la chemise et par un fil de manganine de 0.03 mm de diamètre pour le bloc et l'enceinte. La connexion électrique est assurée par des fils de cuivre de 0.05 mm de diamètre reliés aux fils de platine ou de manganine, par application d'une goutte de soudure. Les fils de platine et les soudures sont isolés par une couche de vernis à base de résine phénolique.

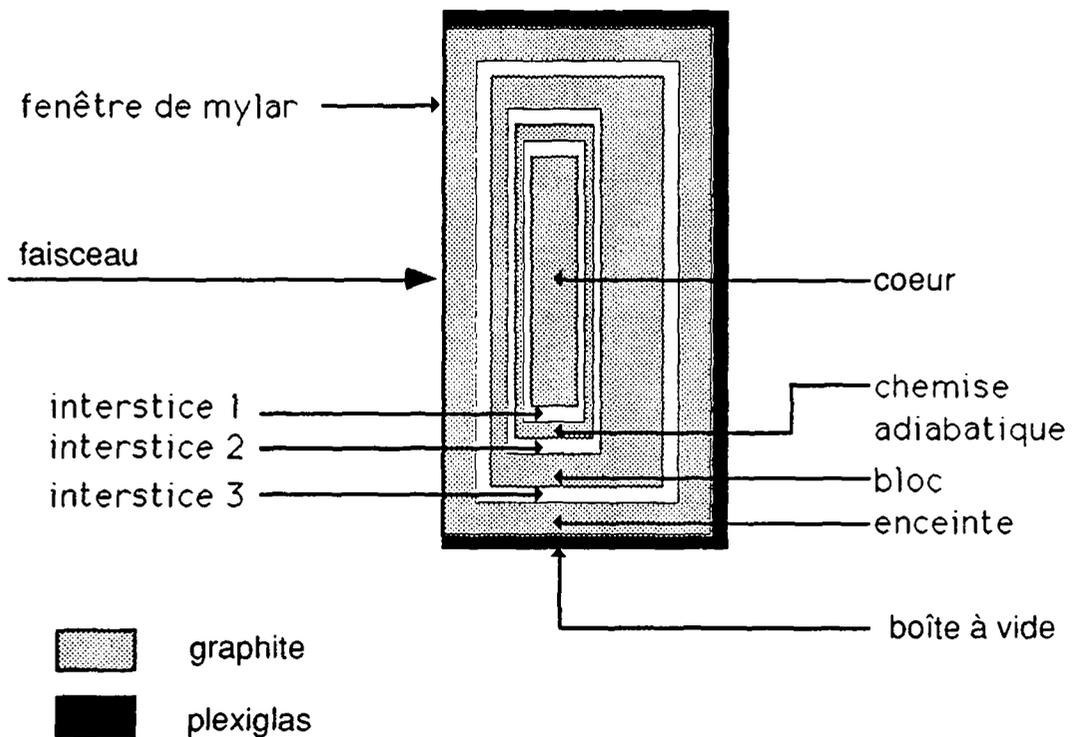


Figure IV.1. Représentation schématique du calorimètre

Tableau IV.1. Caractéristiques géométriques du calorimètre

Éléments	Diamètre extérieur [mm]			Hauteur extérieure [mm]		
coeur	16.00	±	0.05	3.00	±	0.01
interstice n° 1	18.00	±	0.05	4.00	±	0.01
chemise adiabatique	20.00	±	0.05	5.16	±	0.01
interstice n° 2	22.00	±	0.05	6.16	±	0.01
bloc isotherme	26.00	±	0.05	11.00	±	0.01
interstice n° 3	28.00	±	0.05	13.00	±	0.01
enceinte	32.00	±	0.05	16.90	±	0.01
boîte à vide	34.00	±	0.05	18.1	±	0.1

Le choix des dimensions du coeur est un compromis entre les impératifs dosimétriques et les caractéristiques thermiques nécessaires au fonctionnement du dispositif. La grandeur à mesurer est ponctuelle, ce qui conduit à des dimensions les plus faibles possibles. Cependant, les relations décrivant les transferts thermiques présentées au paragraphe II.5.4 montrent qu'un rapport surface-volume trop petit est défavorable. La réduction du coeur est aussi limitée par les impuretés, causées par l'adjonction des sondes et d'autres éléments nécessaires à la construction. La masse du coeur doit être assez grande pour que l'effet dû au taux d'impuretés ne nécessite qu'une faible correction. L'énergie déposée, pour la géométrie d'irradiation à faisceau unique, présente un gradient important le long de l'axe; par contre dans un plan perpendiculaire il est très faible si les dimensions du faisceau, généralement supérieures ou égales à $10 \times 10 \text{ cm}^2$, sont beaucoup plus grandes que le diamètre du coeur. Ceci justifie la forme de disque aplati généralement adoptée. Avec les dimensions choisies, on obtient un volume d'environ 0.6 cm^3 , qui est de l'ordre de grandeur du volume de la cavité des chambres d'ionisation, et une surface de l'ordre de 5.5 cm^2 . Le coeur comprend trois thermistances: celle destinée à la mesure, celle servant à l'asservissement et celle nécessaire à la calibration. La composition du coeur est décrite au tableau IV.2.

Les masses des éléments ont été déterminées par pesée, sauf dans le cas des fils où elles ont été calculées à partir de leur longueur respective. Celles-ci sont obtenues par sommation de la longueur de la partie en contact avec le coeur avec la moitié de leur chemin entre le coeur et la chemise, ce qui correspond, dans le cas des thermistances introduites dans le coeur, à la longueur des fils de platine. La masse de colle a été estimée à partir des différences entre la quantité préparée et l'excédent pour chaque opération de collage. Ceci explique la plus grande incertitude sur cette valeur. Les épaisseurs inhérentes au calorimètre, déterminant la profondeur minimale du point de mesure situé au centre géométrique du coeur, sont détaillées au tableau IV.3.

Tableau IV.2. Eléments constitutifs du coeur

Eléments	Composition	Masse
	(Constituant: fraction par unité de masse)	[mg]
graphite	C:1.00	1068.2 ±0.5
colle	C:0.71 H:0.08 N:0.004 O:0.18	15 ±2
mylar	C:0.63 H:0.04 O:0.33	1.8 ±0.5
thermistances	O:0.53 Si:0.47	0.4 ±0.1
fils de platine	Pt:1.00	0.08 ±0.05
fils de nylon	C:0.70 H:0.10 N:0.10 O:0.10	0.09 ±0.05
isolant	C:0.90 H:0.10	0.14 ±0.05
soudure	Pb:0.40 Sn:0.60	0.08 ±0.05
Masse totale du coeur		1.086 ±0.002g

Tableau IV.3. Détermination de la profondeur minimale

Elément traversé par le rayonnement	Epaisseur	
	[mm]	[g/cm ²]
demi épaisseur du coeur	1.50±0.01	0.273
chemise	0.58±0.01	0.106
bloc	1.00±0.01	0.182
enceinte	1.90±0.01	0.346
fenêtre en mylar	0.13±0.01	0.018
masse surfacique totale jusqu'au plan milieu de l'absorbeur	0.92±0.01g/cm ²	
distance jusqu'au plan milieu de l'absorbeur, interstices compris	7.11±0.01mm	

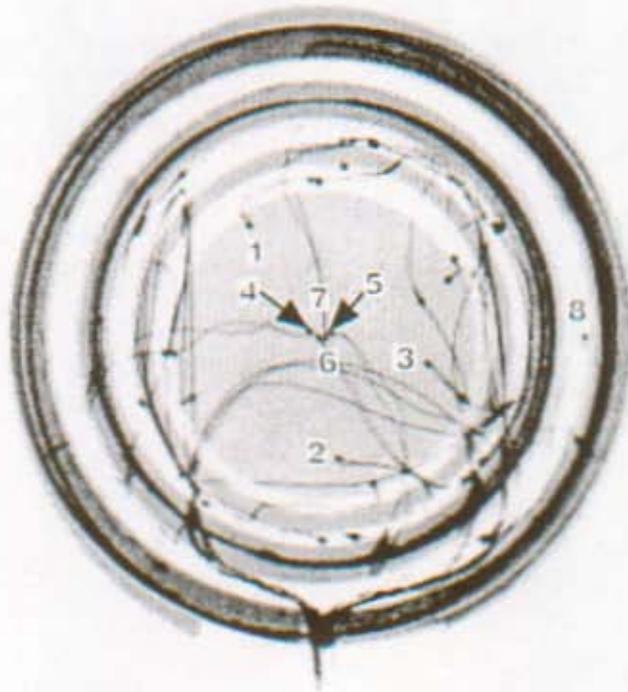
Le fantôme associé est composé de disques de graphite de diamètre 280 mm ayant une masse volumique de $1.82 \pm 0.01 \text{ g/cm}^3$. La masse surfacique du graphite situé derrière le plan milieu de l'absorbeur est de 17.7 g/cm^2 . Un jeu de disques de différentes épaisseurs permet de faire varier la profondeur du point de mesure de 1 à 22 g/cm^2 (tableau IV.4).

Tableau IV.4. Epaisseurs des disques et contrôle de leur masse volumique

Disques n°	Hauteur [mm]	Masse [g]	Volume [cm ³]	Masse volumique [g/cm ³]	Masse surfacique à l'axe (1) [g/cm ²]
1	3.05	341.9	187.8	1.82	0.56
2	5.55	620.7	341.7	1.82	1.01
3	9.13	1016.1	562.2	1.81	1.66
4	11.58	1304.1	713.0	1.83	2.11
5	27.47	3090.9	1691.5	1.83	5.00
6	55.50	6208.8	3417.4	1.82	10.10
7	31.60	3555.3	1945.8	1.83	4.08
8	9.11	1028.5	561.0	1.83	0
9	98.00	10986.2	6034.4	1.82	16.20

(1) La masse surfacique à l'axe est le produit de l'épaisseur du disque mesurée à l'axe par une valeur de 1.82 g/cm^3 pour la masse volumique. Le disque n° 7 est placé devant le calorimètre pour obtenir une masse surfacique totale de 5 g/cm^2 au point de mesure. Le disque n° 8 permet d'obtenir la profondeur minimum. Le disque n° 9 constitue la partie du fantôme située après le point de mesure. Un logement, correspondant à la moitié du calorimètre, a été pratiqué au niveau de l'axe de ces disques.

La figure IV.2 présente une radiographie du calorimètre dans un plan transverse; celle-ci met en évidence les positions respectives des thermistances. Un schéma du calorimètre et du fantôme est représenté à la figure IV.3. Le point de mesure est situé à 2 mm de l'axe du manche dans la direction du faisceau. A l'extrémité du manche, sont réunis la prise de vide et les connecteurs électriques. Une vanne est montée sur la prise du vide, afin d'éviter le contact entre les éléments en graphite et l'air pendant les transports. La pression de travail est ainsi plus rapidement atteinte, lors de la mise en opération du calorimètre, les problèmes de dégazage étant évités.



Attribution des thermistances :

1: chauffage d'étalonnage

2: mesure de la température du coeur, circuit de mesure

3: mesure de la température du coeur

4: mesure de la température de la chemise } asservissement

5 et 6: chauffage d'asservissement

7: régulation du bloc

8: régulation de l'enceinte

Figure IV.2. Radiographie du calorimètre

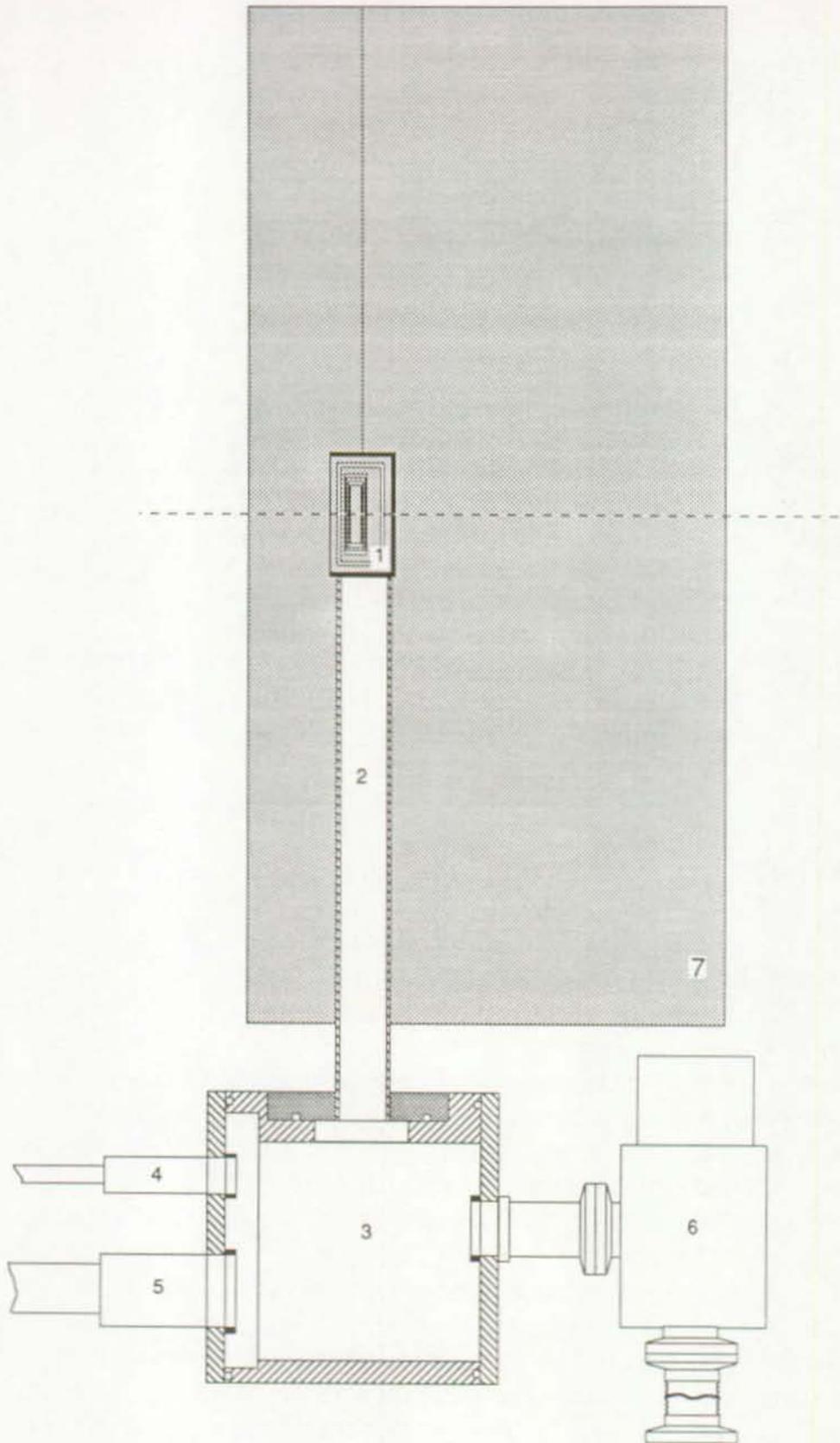


Figure IV.3. Schéma du dispositif calorimétrique dans la géométrie de mesure

1: calorimètre; 2: manche; 3: boîtier terminal; 4: connexions des signaux de mesure en mode alternatif (3 câbles triaxiaux); 5: connexions des signaux de mesure en mode continu et de chauffage; 6: sortie du vide; 7: fantôme de diffusion

IV.2.3 Dispositif de mesure de la température

La dépendance thermique de la résistance ohmique, R , d'une thermistance, pour une plage de température de l'ordre de 30 °C à 70 °C peut s'exprimer par la relation suivante:

$$R(T) = R(T_0) e^{B\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)} \quad \begin{matrix} T_1 \leq T \leq T_2 \\ T_1 \leq T_0 \leq T_2 \end{matrix} \quad \text{IV.1}$$

avec T_0 la température absolue nominale;
 $R(T_0)$ la valeur nominale de la thermistance;
 T_1, T_2 les limites minimales et maximales de la plage considérée;
 B un paramètre d'ajustement, dépendant du matériel, considéré constant dans l'intervalle de température compris entre T_1 et T_2 .

La sensibilité thermique, $\alpha(T)$, d'une thermistance, obtenue par dérivation de la relation IV.1, est donnée par la relation :

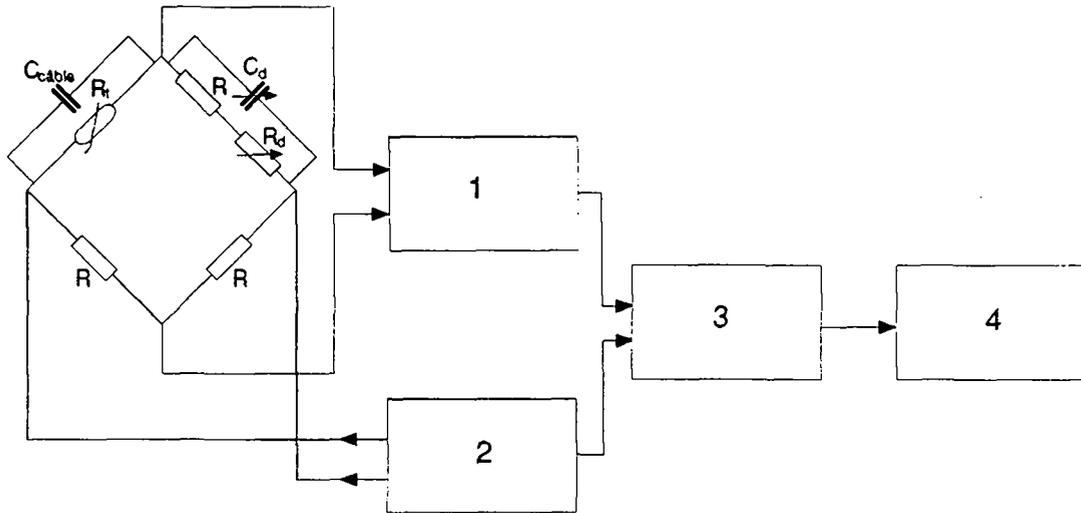
$$\alpha(T) \equiv \frac{1}{R(T)} \frac{dR}{dT} = -\frac{B}{T^2} \quad \text{IV.2}$$

Les caractéristiques des thermistances utilisées, définies à une température nominale de 25 °C, sont une résistance de l'ordre de 10 k Ω et une sensibilité thermique de l'ordre de -4%/°C. La limite de détection en dose absorbée de 10⁻²Gy correspond à une variation de température de l'ordre de 10⁻⁵°C. Le dispositif de mesure doit donc être capable de détecter une variation de résistance de l'ordre de 4 m Ω . Cette précision est obtenue en montant la thermistance sur une des branches d'un pont de Wheastone (figure IV.4) alimenté en courant alternatif par un oscillateur étalon de type Flucke 510 A; celui-ci produit un signal de 1kHz, réglable à $\pm 1\%$. Les autres résistances montées dans le pont sont du type Sfernice RCK-02 présentant une précision de 0.05% et un faible coefficient thermique (1 ppm/°C). L'équilibre du pont s'obtient à l'aide d'une boîte à décades de précision (J&J Instruments R403 et R400). Une capacité variable (J&J Instruments VC 2) est nécessaire pour compenser la capacité de la liaison entre le calorimètre et l'électronique de mesure (câble triaxial, ≈ 15 m). La tension d'alimentation du pont est un paramètre important. Une tension trop faible conduit à une sensibilité insuffisante du circuit de mesure, tandis qu'une tension trop forte diminue la précision des résultats, en raison de l'échauffement de la thermistance. La puissance dissipée, P_d , dans la thermistance, R_t , pour la position d'équilibre du pont, peut s'exprimer par la relation suivante :

$$P_d = \frac{V^2}{4R}$$

IV.3

La tension efficace aux bornes du pont a été fixée à 0.5V. La puissance dissipée dans le coeur par la thermistance de mesure est de l'ordre de $6\mu\text{W}$; elle est équivalente à un débit de dose de l'ordre de 310 mGy/min. La sensibilité du pont est de l'ordre de $5\text{ mV}^\circ\text{C}^{-1}$.



1 préamplificateur différentiel; 2 oscillateur; 3 détecteur synchrone;
4 digitaliseur et enregistreur

Figure IV.4. Schéma bloc du circuit de mesure

En plus des effets liés à la thermodynamique du calorimètre, la précision de la mesure dépend du niveau du bruit propre au circuit. Le bruit de fond produit par des éléments résistifs a deux composantes principales [60] :

- le bruit thermique, parfois appelé bruit de Johnson, est présent dans tout composant actif ou passif opposant une résistance R au passage du courant. Il est dû à l'agitation thermique des porteurs de charges. Le bruit thermique est un bruit blanc et sa puissance, P_{th} , pour une bande de fréquence B est donné par la relation suivante:

$$P_{th} = k B T$$

IV.4

avec k : la constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-34} \text{ JK}^{-1}$);
T: la température absolue;

- le bruit additionnel de basse fréquence observé aux fréquences inférieures au kilohertz, parfois appelé bruit en $1/f$, est caractérisé par un accroissement de l'intensité du bruit inversement proportionnel à la fréquence. Cette situation est

partiellement expliquée par les fluctuations statistiques de la conduction liée à l'imperfection des contacts et à l'inhomogénéité du matériau. Il n'existe pas de modèle théorique satisfaisant, cependant la composante I_f du courant induit à une fréquence f peut s'exprimer par la relation empirique suivante :

$$I_f = \kappa I_{\text{eff}} \sqrt{\frac{B}{f}} \quad \text{IV.5}$$

avec κ : une constante dépendant du matériau;
 I_{eff} : la valeur efficace du courant;
 B : la largeur de la bande de fréquence centrée sur f .

La détection du signal de mesure en mode alternatif et son amplification par un détecteur synchrone permet d'éviter la bande de fréquence où le bruit en $1/f$ est dominant et de filtrer efficacement le signal. L'amplificateur synchrone (lock-in) est basé sur la méthode de détection par intercorrélation d'un signal variant lentement en fonction du temps, noyé dans un bruit. Il se comporte comme un volt-mètre très sélectif et assure la translation du signal utile à une bande de fréquence favorable. L'utilisation du détecteur synchrone permet, avec un signal de 1kHz et une durée d'intégration de 8 s, de réaliser l'équivalent d'un filtre de 0.03 Hz de largeur [59]. La tension efficace du bruit thermique aux bornes d'une résistance de 10 k Ω est dans ces conditions de 2.2 nV. La mesure de l'amplitude de la déviation du pont est assurée par un préamplificateur différentiel à faible bruit (type Ithaco 168) présentant un gain de 10 et un amplificateur synchrone (type Ithaco, Dynatrac 393 lock-in amplifier) (figure IV.4). Cet instrument fournit par une double détection les composantes réelle, $A \cos \phi$, et imaginaire $A \sin \phi$ du signal A . L'amplitude du signal à la sortie est de $\pm 1V$. La sensibilité de l'amplificateur est généralement fixée à 1mV. Le gain total obtenu est alors d'un facteur 10^4 .

IV.2.4 Dispositif assurant l'asservissement de la chemise

Le mode de fonctionnement quasi adiabatique est caractérisé par un transfert de chaleur constant entre le coeur et la chemise. Ceci est obtenu par asservissement de la différence de température entre le coeur et la chemise (voir II.5.2). Celle-ci est mesurée à l'aide d'un dispositif analogue au circuit de mesure de la température du coeur, présenté au paragraphe précédent (figure IV.4). Deux thermistances appariées, situées respectivement dans le coeur et la chemise, sont disposées sur deux branches adjacentes du pont. Celui-ci est alimenté par une source interne du lock-in. La fréquence du signal d'alimentation, choisie légèrement différente de celle du circuit de mesure afin d'éviter les interférences, est de 0.98 kHz. La tension efficace aux bornes du pont est de 0.05V. La puissance parasite dissipée dans le coeur par le circuit d'asservissement est donc inférieure de deux ordres de grandeur à celle produite par la thermistance de mesure (voir relation IV.3). Le signal à la sortie de l'amplificateur synchrone, proportionnel à la différence de température entre le coeur et la chemise, est connecté à l'entrée d'un régulateur fonctionnant en mode P.I.D. (type Eurotherm, modèle 818). La puissance du signal de sortie, commandée par le régulateur, est dissipée dans la chemise à travers deux thermistances en série, de 5 k Ω à 25 °C

(type Veco 35A26). L'ajustement de l'écart thermique entre les deux éléments est effectué soit à l'aide de la boîte à décades, soit au moyen de la consigne du régulateur. Le critère d'ajustement est donné par l'importance des transferts de chaleur entre le coeur et la chemise, mis en évidence par la pente du signal de mesure de la température du coeur.

IV.2.5 Dispositif de régulation du bloc

Le bloc constitue une barrière thermique isolant le système formé par le coeur et la chemise du milieu environnant. Sa température est régulée à un niveau thermique supérieure à la température ambiante. La boucle de réglage est formée par un circuit de mesure relié à un régulateur P.I.D. (type Eurotherm, modèle 093). Le circuit de mesure est analogue à ceux déjà présentés, mais fonctionne en mode continu. Il est associé à un micro-voltmètre (type Keithley K 155) produisant un signal de $\pm 1V$ à l'entrée du régulateur. La puissance de régulation est dissipée dans le fil résistif entourant le bloc. Le niveau thermique est fixé par l'équilibre du pont et correspond à une température de l'ordre $26^{\circ}C$. Un dispositif identique permet également de réguler la partie graphite de l'enceinte (figure IV.1); il rend possible l'établissement d'un niveau thermique intermédiaire dans des situations où la température ambiante serait trop froide ou présenterait de fortes instabilités. Le circuit de mesure associé peut être également utilisé pour mesurer la température de chacun des éléments en commutant sur des sondes de réserve qui y sont disposées, indépendamment des circuits principaux.

IV.2.6 Dispositif d'étalonnage

L'étalonnage du calorimètre est obtenu en comparant la puissance électrique dissipée à travers une thermistance, R_t , placée dans le coeur, à la réponse du système. Le circuit utilisé à cet effet est schématisé à la figure IV.5. La valeur U_s de la tension est mesurée aux bornes de la résistance de précision R_s de $1k\Omega$ (type Sfernice RCK-02); la valeur U_p est obtenue à l'extrémité du câble, équivalent à une résistance R_i (3Ω), reliant le circuit à la thermistance. La puissance P_e , dissipée dans le coeur est obtenue à partir de ces grandeurs, par la relation suivante :

$$P_e = \frac{U_s}{R_s} \left[U_p - U_s \frac{R_i}{R_s} \right] \quad [w] \quad \text{IV.6}$$

Pendant l'étalonnage, le supplément de puissance fournie au coeur est compensé au niveau de la chemise par le régulateur d'asservissement.

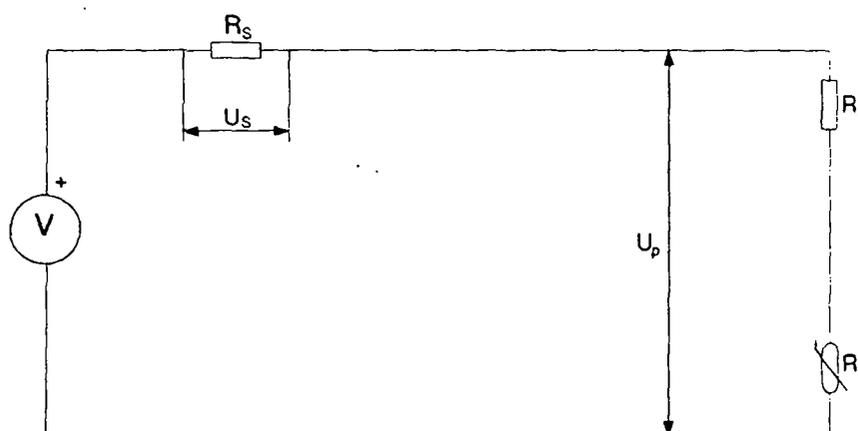


Figure IV.5 Schéma du circuit d'étalonnage

IV.2.7 Système d'acquisition et de traitement

Le fonctionnement du calorimètre est géré par la chaîne de mesure formée par l'ensemble des circuits décrits précédemment, réunis dans un rack, et par un système d'acquisition et de traitement des données (voir figure IV.6). L'acquisition est réalisée à l'aide d'un système HP 3497A. Le traitement des données est effectué par un ordinateur HP 85 programmé en Basic. Le système est essentiellement un voltmètre digital présentant une précision à 5 chiffres et une sensibilité de $\pm 1 \mu\text{V}$ (c'est-à-dire une résolution de $10 \mu\text{V}$ pour une échelle de $\pm 1 \text{V}$). La commutation des signaux est assurée par une carte à relais de 20 canaux commandée par l'ordinateur via l'unité de contrôle du système 3497A. En routine, le nombre de signaux connectés au système d'acquisition est de 7; il s'agit:

- des deux composantes du signal de mesure de la température du coeur;
- des deux composantes du signal différentiel de la boucle d'asservissement;
- des tensions U_s et U_p du circuit d'étalonnage;
- d'un signal de synchronisation avec le système d'irradiation commandé soit manuellement soit directement par l'irradiateur.

Les signaux, échantillonnés avec un temps de répétition de 3 s, sont traités directement par le micro-ordinateur et enregistrés sur disquette, permettant ainsi des contrôles ultérieurs. Le signal de synchronisation est de type oui-non; il permet de différencier les phases d'irradiation et de dérive. Le système d'acquisition est équipé d'une carte à relais supplémentaire qui est utilisée pour commander certaines fonctions du calorimètre. Ainsi, l'enclenchement et le déclenchement du signal de calibration et le choix de sa puissance sont commandés par le micro-ordinateur.

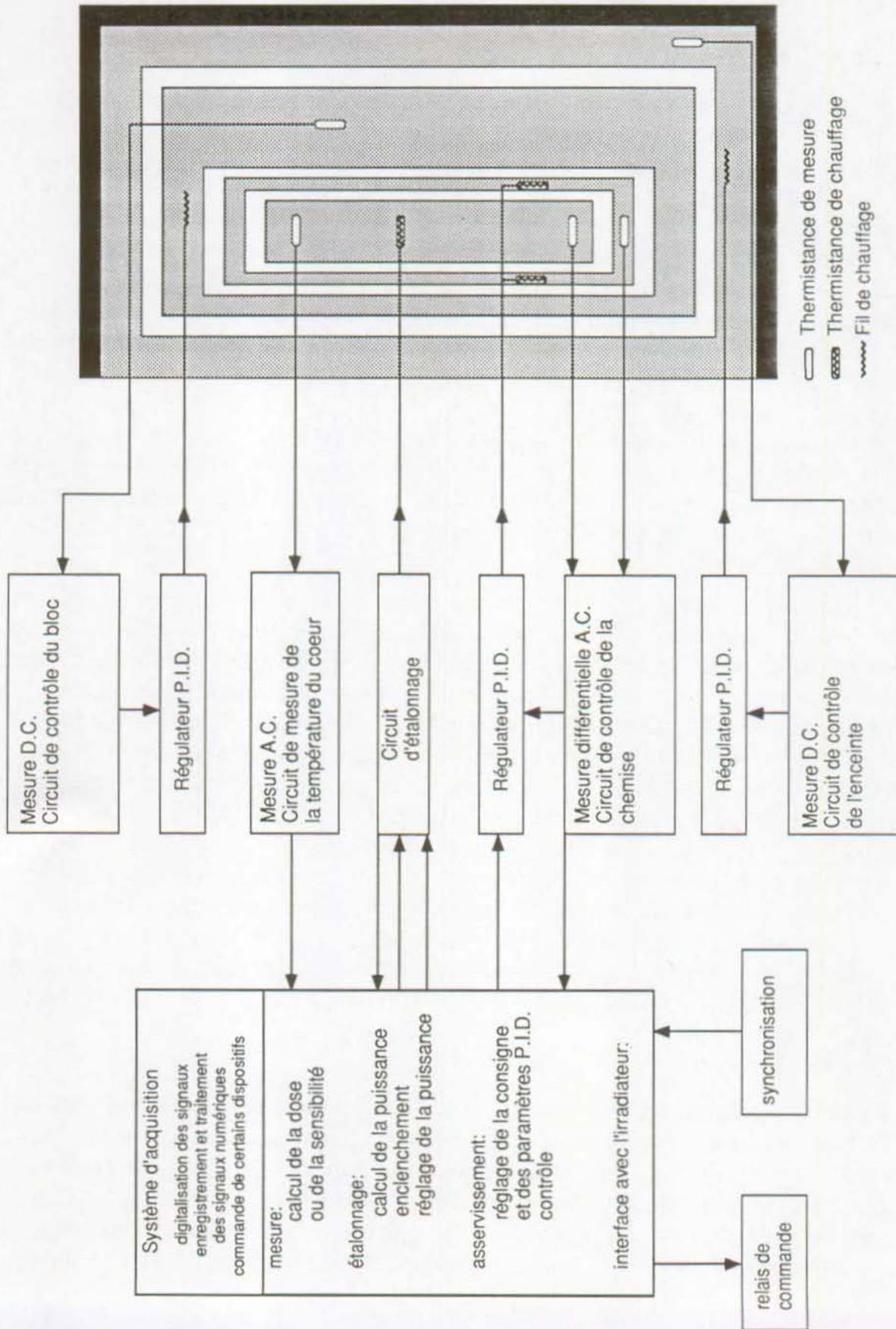


Figure IV.6 Schéma de fonctionnement du calorimètre

IV.2.8 Méthodes d'analyse

IV.2.8.1 Analyse du signal de mesure

Les transferts de chaleur parasites entre le coeur et son environnement, équivalents à une irradiation de l'ordre de 20 mGy/min, doivent être pris en compte lors de l'analyse des résultats. Pour cette raison la mesure calorimétrique est divisée en trois phases (figure IV.7): deux phases où l'on observe la dérive de part et d'autre d'une phase active d'irradiation ou d'étalonnage. Les valeurs du signal de mesure ainsi obtenues pour chacune des phases sont analysées par régression linéaire. L'amplitude ΔV correspondant à la phase active est obtenue par extrapolation, c'est-à-dire que l'amplitude de chacune des dérives est évaluée au temps correspondant au milieu de la phase active. La différence des amplitudes ainsi obtenues est attribuée à l'apport de chaleur dû à l'irradiation ou à la puissance d'étalonnage. Une autre méthode consiste à corriger la pente de la phase active par la moyenne de celles des deux dérives. Cette technique, qui n'est valable que pour des débits constants, permet de déterminer la puissance apportée indépendamment de la mesure de la durée de la phase active. Cette seconde méthode est utilisée comme un moyen de vérification du bon déroulement de la mesure.

Le réglage de la résistance de la boîte à décade associée au circuit de mesure doit être choisi afin d'obtenir une température de travail du système formé par le coeur et la chemise assez élevée par rapport à la température du bloc, ceci pour les raisons suivantes: le bloc joue le rôle de source froide pour la boucle d'asservissement et un refroidissement trop lent empêche le régulateur de travailler correctement; l'écart thermique doit être beaucoup plus grand que les fluctuations de température du bloc; la mise en condition de travail du système en est facilitée. Pour les conditions usuelles, l'équilibre du pont de mesure correspond à une température au niveau du coeur de l'ordre de 26.8°C, soit environ 0.8°C au-dessus de la température d'équilibre du coeur, celle de la chemise étant flottante. Pour s'assurer de la stabilité de la sensibilité, on impose pour la plage de travail une variation maximale de 0.02°C de part et d'autre de cette température. Le réglage de la boucle d'asservissement conduit à un écart de température entre le coeur et la chemise de l'ordre de 0.03°C.

IV.2.8.2 Détermination de la sensibilité

Le déroulement des cycles d'étalonnage est entièrement automatisé, afin de garantir la meilleure reproductibilité possible. La puissance d'étalonnage est fixée, lors d'une mesure type, à un niveau équivalent à un débit de dose de l'ordre de 1 Gy/min et la durée des phases est choisie entre 3 et 5 min. La valeur, P_e , de la puissance est déterminée à l'aide de la relation IV.6, en utilisant les valeurs moyennes des tensions U_s et U_p enregistrées au cours de la phase active.

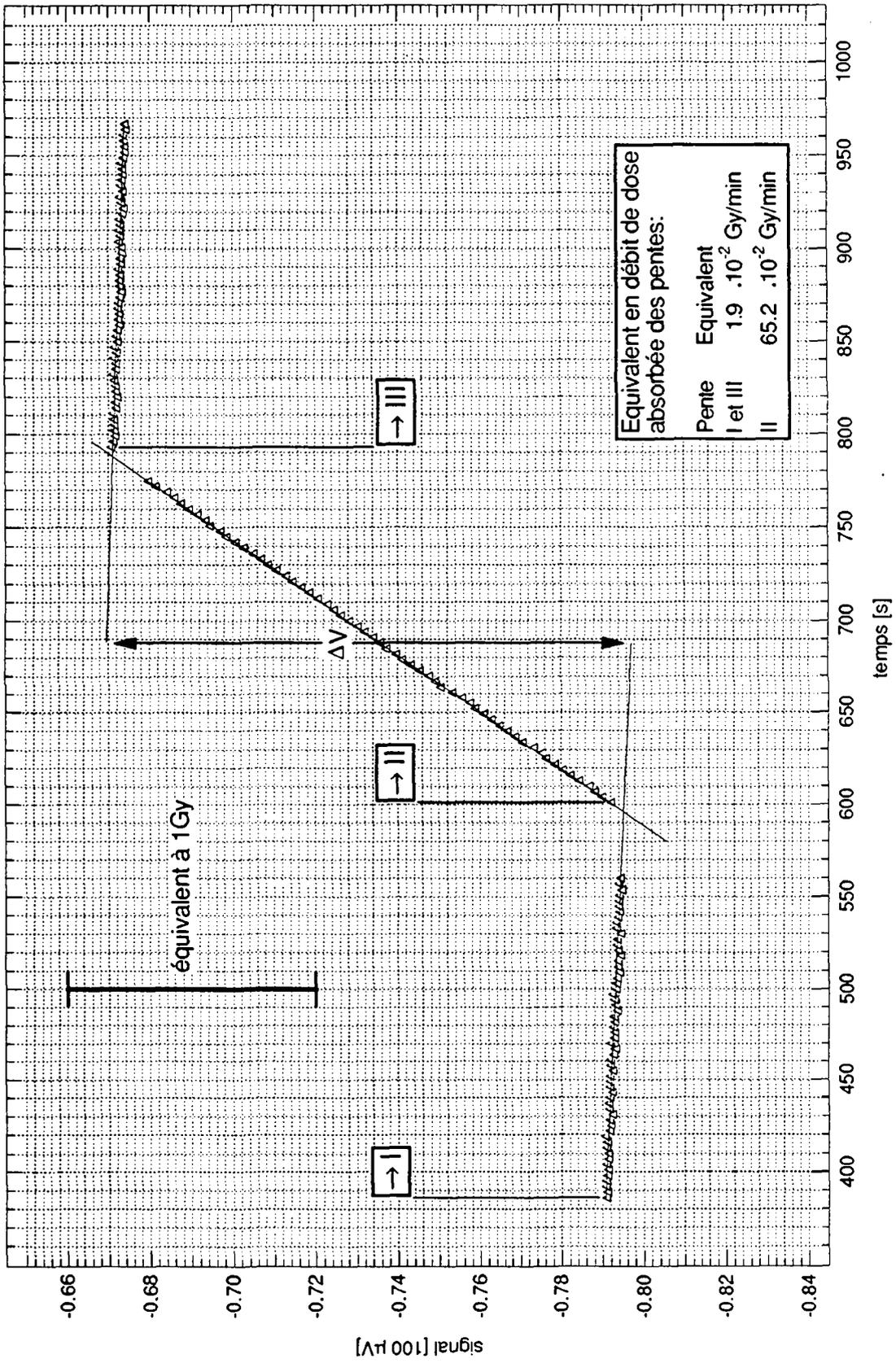


Figure IV.7. Signal à la sortie du pont durant un cycle de mesure

La sensibilité dosimétrique, S_D , est obtenue, à partir de l'amplitude ΔV du signal de déviation du pont, au moyen de la relation :

$$S_D = \frac{\Delta V}{P_e \Delta t} m \quad [\text{V Gy}^{-1}] \quad \text{IV.7}$$

avec Δt : la durée de la phase active;
 m : la masse du coeur.

La variation la sensibilité dosimétrique, déterminée à partir de la variation du coefficient thermique de la thermistance, est de 0.02 % sur la plage considérée. Cette variation, qui est inférieure à la reproductibilité des étalonnages ($\sigma=0.15\%$), est considérée comme négligeable. De ce fait, on utilise pour l'analyse de toutes les mesures d'irradiation une même valeur pour la sensibilité S_D , que l'on admet constante pour l'ensemble de la plage de travail. Celle-ci est obtenue à partir de la moyenne de plusieurs séries d'étalonnage, effectuées à intervalles réguliers.

IV.2.8.3 Détermination de la dose absorbée

La dose D_{cal} , fournie à l'absorbeur, est déterminée à partir de l'amplitude ΔV du signal de déviation du pont par la relation :

$$D_{\text{cal}} = \Delta V S_D^{-1} \quad \text{IV.8}$$

Le programme d'acquisition analyse les données parallèlement à l'enregistrement des signaux et affiche une valeur de la dose absorbée, $D_{\text{cal},0}$, à la fin de chacun des cycles de mesure. Celle-ci est calculée à l'aide de la relation IV.8 avec une valeur de référence $S_{D,\text{réf}}$, pour la sensibilité dosimétrique. Cette valeur de référence est déterminée à partir de séries d'étalonnages effectués lors des mesures précédentes. La valeur de la sensibilité $S_{D,m}$, obtenue lors de l'analyse des résultats des séries d'étalonnages réalisés au moment des mesures, peut présenter un écart avec sa valeur de référence. En effet la sensibilité est sujette à de lentes fluctuations au cours du temps, dues au vieillissement des matériaux. Un facteur de correction de cet effet, K_s , est alors déterminé par la relation :

$$K_s = \frac{S_{D,\text{réf}}}{S_{D,m}}$$

Ce facteur est appliqué aux résultats obtenus lors des mesures selon la relation :

$$D_{\text{cal}} = D_{\text{cal},0} K_s \quad \text{IV.9}$$

IV.2.9 Performances

Le fonctionnement du circuit de mesure a été vérifié par l'introduction dans le pont d'une résistance de haute précision de 10 k Ω en série avec une boîte à décade, du même type que celle déjà présente, à la place de la thermistance. La réponse obtenue est présentée à la figure IV.8 pour la plage de mesure prévue (voir IV.2.8.2), l'abscisse ΔR représentant un accroissement de la résistance de la thermistance par rapport à sa valeur à l'équilibre. La température équivalente, déterminée à partir de la courbe de calibration de la thermistance de mesure est également indiquée.

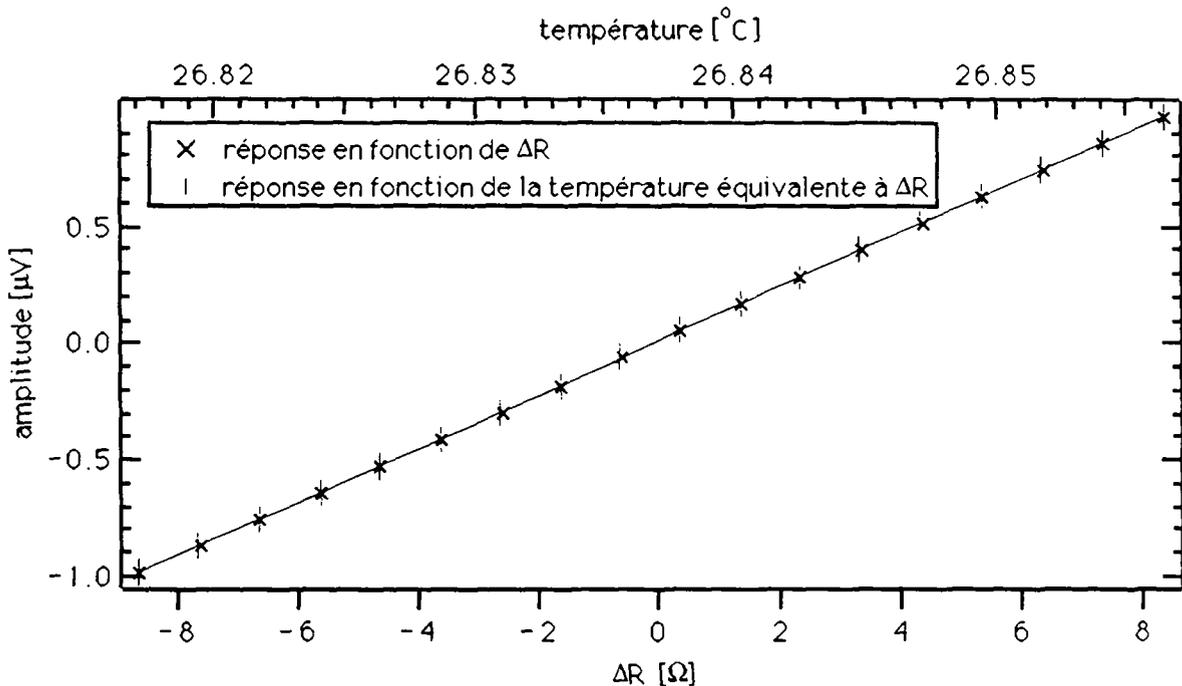


Figure IV.8. Linéarité de la chaîne de mesure

Le tableau IV.5 présente les performances du calorimètre. La valeur de la sensibilité de référence, établie lors d'un test de fonctionnement effectué en 1987, a été conservée jusqu'en janvier 1990. En mars 1990 par contre, une modification importante de la sensibilité de l'ordre de - 3% a été observée et une nouvelle valeur de référence de 5.944 nV/mGy a été introduite (voir figure IV.9). La pente de la dérive indiquée est une valeur typique présente lors des mesures. La méthode d'analyse permet de corriger des dérives de cet ordre de façon satisfaisante. Cependant si le calorimètre est au repos, un réglage soigneux de la consigne d'asservissement permet d'obtenir une dérive équivalente à un débit de dose de l'ordre 5 mGy/min pendant une période de l'ordre de 10 heures.

Tableau IV.5. Performances du calorimètre

Tension efficace du bruit	12 nV
Constantes de temps:	
-coeur chemise	0.8 h ⁻¹
-chemise-bloc	0.4 h ⁻¹
-bloc-enceinte	1.0 h ⁻¹
Débit de dose absorbée équivalent à la dérive thermique	20 mGy min ⁻¹
Sensibilité de référence (S _{D,réf})	6.109 nV mGy ⁻¹

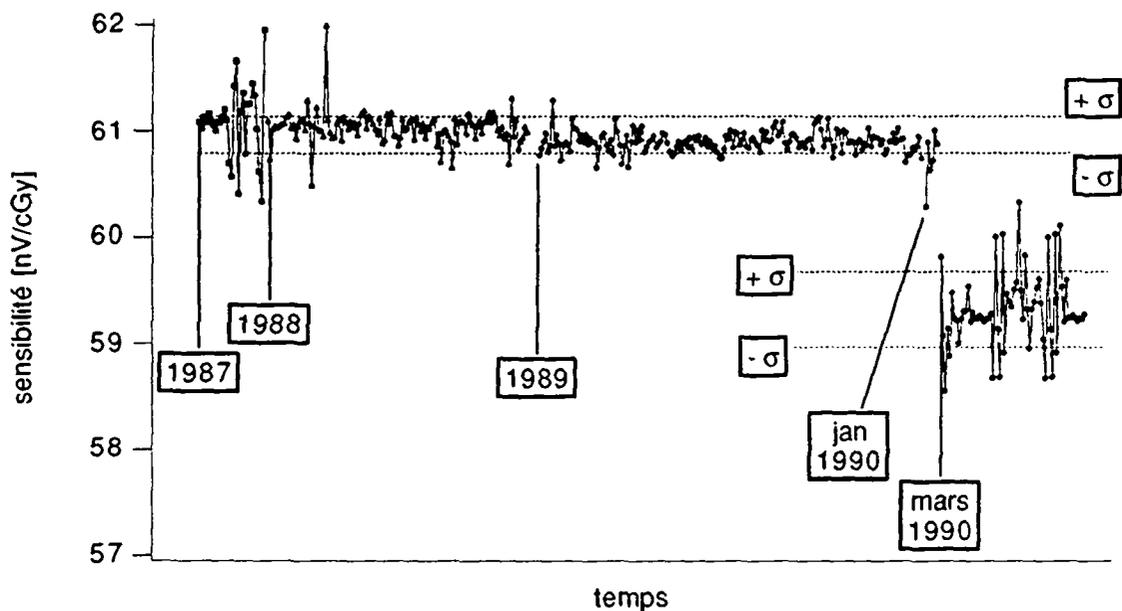


Figure IV.9. Evolution de la sensibilité

La stabilité de la réponse du système calorimétrique a été vérifiée de deux manières:

a) par contrôle de la réponse du calorimètre dans des conditions données; les conditions géométriques de la référence de l'IRA, pour la mesure de la dose absorbée dans le faisceau de cobalt-60 du Centre Hospitalier Universitaire Vaudois (CHUV), sont les suivantes:

- la distance entre la source et le détecteur est de 63 cm

- les dimensions du champ, au point de mesure, sont de $12.6 \times 12.6 \text{ cm}^2$
- le débit de dose absorbée, $\dot{D}_{\text{réf}}$, à 5 g/cm^2 est de 1283 mGy/min au 1.1.1987.

La valeur de référence du débit de dose absorbée est la moyenne de 12 mesures calorimétriques réparties sur un période de deux ans et demi environ et présentant un écart-type de 0.41%. Chacune de ces mesures, présentées à la figure IV.10 est le résultat moyen d'au moins six cycles calorimétriques. La variation des résultats est liée à la reproductibilité de la mesure calorimétrique

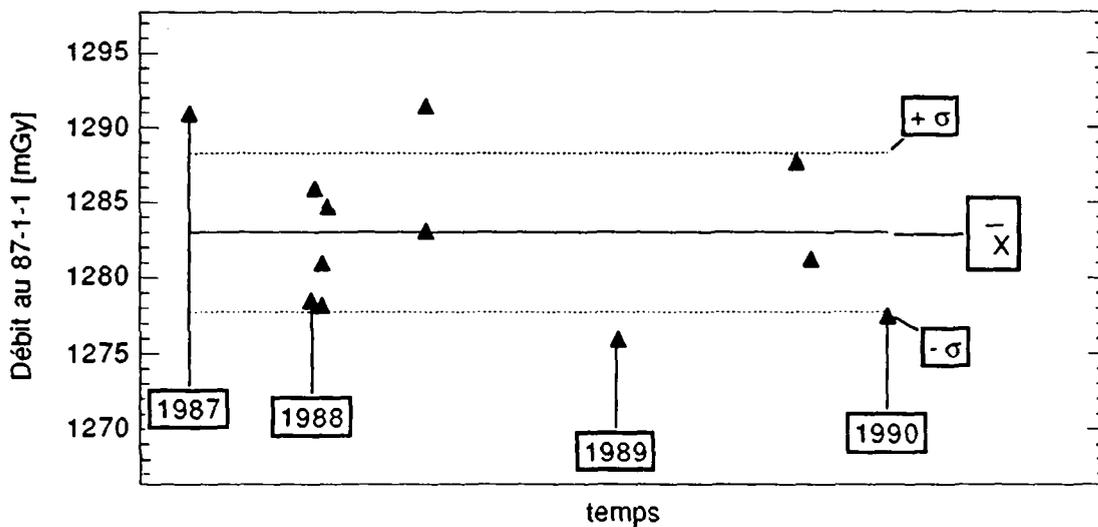


Figure IV.10. Stabilité de la réponse du calorimètre dans des conditions de référence

et à la précision du positionnement du système de mesure relativement à la source.

- b) par comparaison avec les résultats fournis par un système indépendant; la constance du rapport des valeurs de débit de dose absorbée \dot{D}_{cal} mesuré par calorimétrie et \dot{D}_{ion} mesuré par la méthode ionométrique permet de s'assurer de la stabilité du système calorimétrique. La dose absorbée, D_{ion} , est obtenue à partir de la réponse M de la chambre NE2571 (voir IV.3.1), normalisée aux conditions de référence de pression et de température (20°C , 1013hPa) par la relation :

$$D_{\text{ion}} = \frac{M}{f_c} N_D^c S_{\text{air}}^g f_{\text{eff}} \quad \text{IV.10}$$

avec N_D^c : le facteur d'étalonnage en termes de dose absorbée dans l'air de la cavité déterminée par calorimétrie (voir VI.4.1);
 S_{air}^g : le rapport moyen des pouvoirs de ralentissement entre le graphite et l'air pour le cobalt-60 (voir VI.2);
 f_c : le facteur d'efficacité de la collection ionique;
 f_{eff} : le facteur de correction lié à la différence de profondeur entre le point de mesure calorimétrique et le centre effectif de la chambre (voir VI.4.1).

Les valeurs du rapport $D_{\text{cal}}/D_{\text{ion}}$ obtenues à partir des mesures calorimétriques et ionométriques effectuées dans les conditions de référence (voir figure IV.10) sont présentées à la figure IV.11. L'écart type observé est de l'ordre de 0.3% sur une période de deux ans et demi. La variation des résultats est liée à la reproductibilité de la mesure calorimétrique et de la mesure ionométrique d'une part et à la précision du positionnement relatif des deux détecteurs.

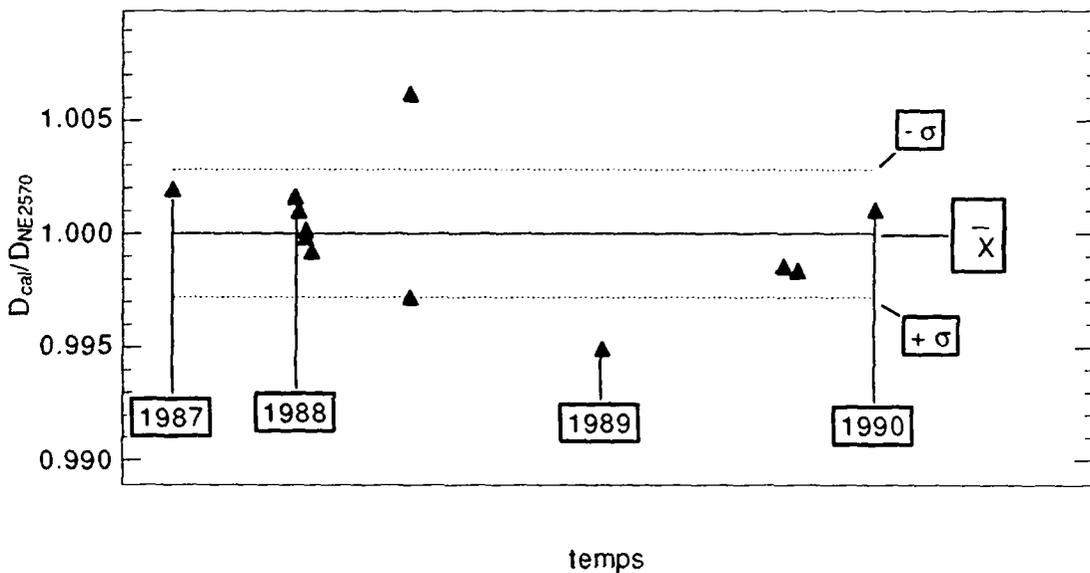


Figure IV.11. Contrôle de la stabilité du calorimètre par comparaison à un système indépendant

Les résultats obtenus avec la seconde méthode présentent un écart type inférieur à celui observé dans le cas de la première. Ceci est lié au fait que le fantôme de diffusion fixe mécaniquement la position relative des détecteurs et assure ainsi la reproductibilité de celle-ci; alors que le positionnement de l'ensemble du système de mesure (détecteur et fantôme), relativement à la source, est plus difficile à maîtriser. L'écart type observé dans le cas de la figure IV.10 est du même ordre que celui obtenu lors de séries de mesures calorimétriques effectuées sans modification de la position du système de mesure (voir figure V.4).

IV.3 Les chambres d'ionisation

IV.3.1 Description

Pour la comparaison de la méthode ionométrique avec la méthode calorimétrique 6 types de chambres d'ionisation ont été utilisées. Il s'agit des deux chambres du protocole suisse (PTW 2332 et NE 2571), d'un standard secondaire du NPL (NE 2561), de deux chambres construites en matériau équivalent au tissu (Extradin T2 et FW IC18), d'une chambre de faible volume (PTW 2332) et d'une chambre à électrodes parallèles (Markus). Les chambres NE 2561 et NE2571 ont leur propre électromètre associé, respectivement NE2560 et NE2561. La chambre Markus a été utilisée en association avec l'électromètre NE2570. Les autres chambres ont été utilisées avec un électromètre Keithley 617 et un module d'alimentation 6169. Les caractéristiques techniques et géométriques des chambres sont présentées aux tableaux IV.6 et IV.7. Ces données sont tirées des recommandations de la SSRPM [15] pour les deux chambres qu'elle propose et du protocole de l'AIEA [10] pour les autres chambres cylindriques. Dans le cas de la chambre FWIC18 l'équilibre électronique a été assuré par un capuchon en plexiglas, au lieu de A150 comme indiqué par l'AIEA; les paramètres en dépendant ont été adaptés. Les caractéristiques géométriques de la chambre Markus proviennent de son document technique.

Les rapports N_D/N_X obtenus en appliquant la théorie des protocoles (voir chapitre III) pour les différentes chambres ainsi que les facteurs de correction k_m et k_{att} sont détaillés au tableau IV.8.

Pour les mesures dans le fantôme en graphite (voir figure IV.3) les chambres sont positionnées à l'aide de manchons adaptés au logement du calorimètre. De géométrie extérieure identique à celle du calorimètre, ils sont constitués par un corps en graphite, muni d'une cavité adaptée à la chambre, enfermé dans une enceinte identique à celle du calorimètre (voir figure IV.1). Lorsque le calorimètre est remplacé par une chambre munie de son manchon, la profondeur de son centre effectif n'est pas égale à celle du point de mesure du calorimètre (tableau IV.9). Cet écart lié à la présence des interstices et à la position relative du centre effectif et du point de mesure calorimétrique (tableau IV.10) nécessite une correction en fonction du rendement en profondeur et de la distance (voir chapitre VI).

Tableau IV.6. Caractéristiques géométriques des chambres cylindriques

chambre	volume [cm ³]	diamètre intérieur [cm]	hauteur in- térieure [cm]	paroi		capuchon assurant l'équilibre électronique	
				matière	épais. [g/cm ²]	matière	épais. [g/cm ²]
NE 2561	0.3	0.74	0.92	graphite	0.09	delrin	0.600
NE 2571	0.6	0.63	2.41	graphite	0.065	delrin	0.551
PTW 23332	0.3	0.50	1.8	graphite + plexiglas	0.027 +0.059	plexiglas	0.354
PTW 2332	0.1	0.35	1.2	plexiglas	0.021	plexiglas	0.360
Extradin T2	0.5	0.94	0.97	A150	0.115	plexiglas	0.450
FW IC18	0.1	0.46	0.95	A150	0.183	plexiglas	0.417

Tableau IV.7. Caractéristiques géométriques de la chambre à électrodes parallèles (Markus)

volume	0.05 cm ³
diamètre intérieure	0.4 cm
hauteur intérieure	0.2 cm
épaisseur de la fenêtre en polyéthylène graphité	2.3 mg/cm ²
épaisseur de la paroi en plexiglas	
latérale	0.3 cm
arrière	0.14 cm
épaisseur du capuchon assurant l'équilibre électronique en graphite	0.54 g/cm ²

Tableau IV.8. Données pour la calibration des chambres

Chambre	K_{att}	K_m	$\frac{N_D}{N_x}$ [cGy/R]
NE 2561	0.984	0.996	0.859
NE 2571	0.990	0.995	0.863
PTW 23332	0.993	0.987	0.859
PTW 2332	0.995	0.982	0.856
Extradin T2	0.985	0.964	0.832
FW IC18	0.993	0.978	0.851
Markus	0.989 (1)		0.867

(1) ce facteur est le produit des corrections k_m et k_{att} [61]

Tableau IV.9. Différence de profondeur entre le centre effectif des chambres et le point de mesure du calorimètre (1)

Chambres	$T_{pr_{20,10} < 0.7}$ ou électron [g/cm ²]	$T_{pr_{20,10} > 0.7}$ [g/cm ²]
NE 2561	0.34	0.17
NE 2571	0.30	0.15
PTW 23332	0.24	0.13
PTW 2332	0.27	0.19
Extradin T2	0.24	0.02
FW IC18	0.32	0.21
Markus	-0.20	-0.20

(1) Une valeur négative indique que le centre effectif de la chambre est moins profond que le point de mesure du calorimètre

Tableau IV.10. Distance entre le centre effectif des chambres et le point de mesure du calorimètre (1)

Chambres	$T_{pr20,10} < 0.7$ ou électron [mm]	$T_{pr20,10} > 0.7$ [mm]
NE 2561	0.0	-0.9
NE 2571	0.0	-0.8
PTW 23332	0.0	-0.6
PTW 2332	0.0	-0.4
Extradin T2	-0.7	-1.9
FW IC18	0.0	-0.6
Markus	-3.1	-3.1

(1) Une valeur négative indique que le centre effectif de la chambre est plus proche de la source que le point de mesure du calorimètre

V. Comparaison du calorimètre avec l'étalon du BIPM

V.1 Introduction

La première étape de la vérification de la méthode ionométrique par calorimétrie a été de comparer ces deux méthodes dans un faisceau de référence de la ionométrie. Pour réaliser cet objectif, une comparaison entre l'étalon de mesure de la dose absorbée, que constitue notre calorimètre, et l'étalon ionométrique du BIPM (Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres) a été effectuée.

V.2 Conditions de mesures

Les conditions géométriques de la comparaison sont celles recommandées par le Comité Consultatif pour les Etalons de Mesure des Rayonnements Ionisants (CCEMRI) [62]. Le fantôme en graphite est homogène et son épaisseur suffisante pour que la contribution des photons rétrodiffusés atteigne sa valeur d'équilibre; les autres conditions sont décrites à la figure V.1. La comparaison a été effectuée à la profondeur de référence de 5 g/cm^2 et à d'autres profondeurs situées entre 3 et 16 g/cm^2 .

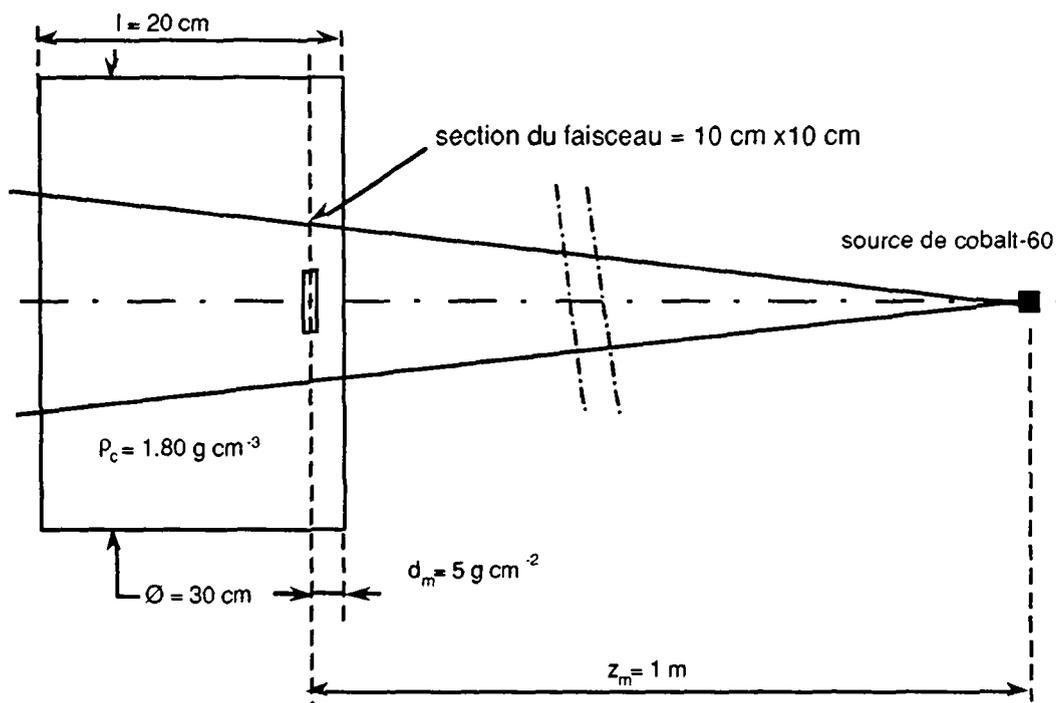


Figure V.1. Conditions géométriques d'irradiation

V.3 Détermination du débit de dose absorbée dans le graphite

V.3.1 Détermination du débit de dose absorbée obtenue à l'aide de l'étalon calorimétrique, D_{IRA}

A partir de la valeur expérimentale de la dose absorbée dans le coeur du calorimètre D_{cal} (voir IV.2.8.3), la valeur de la dose absorbée D_{IRA} , aux points de mesure de la comparaison, est obtenue par la relation :

$$D_{IRA} = D_{cal} k_{gap} k_{rn} k_d k_{bs} f_p \quad V.1$$

- avec k_{gap} : facteur de correction pour la perturbation causée par les interstices;
- k_{rn} : facteur de correction dû à la non uniformité radiale du faisceau;
- k_d : facteur de correction dû à la faible différence entre la distance réelle de la source au point de mesure et celle fixée pour la comparaison;
- k_{bs} : facteur de correction dû au manque de rayonnement rétrodiffusé dans le cas de la mesure calorimétrique.
- f_p : facteur qui tient compte de la différence de la masse volumique du graphite constituant le fantôme du calorimètre et celle du fantôme du BIPM.

Le débit est alors obtenu en effectuant le rapport de la dose absorbée D_{cal} , par la durée de l'irradiation mesurée à l'aide d'une horloge commandée par la rotation de la source.

V.3.1.1 Détermination de la correction due aux interstices

La fluence des photons au point de mesure est perturbée par la présence des interstices; deux effets interviennent :

- le défaut d'atténuation du rayonnement primaire; celui-ci est, dans notre cas, compensé par ajustement de la masse surfacique au niveau du point de mesure;
- la modification du rayonnement diffusé, qui entraîne une diminution de la dose absorbée au point de mesure par rapport au cas d'un fantôme homogène.

Cette correction a fait l'objet de travaux récents [63]; les corrections à apporter dans le cas du calorimètre de l'IRA sont présentées dans le tableau V.1; l'interstice 4 représente l'espace entre le premier disque de graphite et la fenêtre du calorimètre et est estimé à 0.1 mm.

Tableau V.1. Facteur de correction dû à la présence des interstices (k_{gap})

Profondeur [g/cm ²]	k_{gap} pour l'interstice				
	1	2	3	4	total
3	1.0004	1.0006	1.0009	1.0001	1.0020
5	1.0008	1.0010	1.0013	1.0002	1.0032
11	1.0016	1.0017	1.0023	1.0003	1.0058
17	1.0019	1.0021	1.0030	1.0004	1.0074

V.3.1.2 Détermination de la correction due à la non uniformité radiale

La non uniformité radiale du faisceau de cobalt-60 du BIPM a fait l'objet d'un récent rapport [64]. La correction à apporter, en fonction du diamètre du détecteur, est déterminée avec une incertitude de l'ordre de 0.03%. Les valeurs de k_{rn} pour notre calorimètre sont données dans le tableau V.8 pour différentes profondeurs.

V.3.1.3 Détermination de la correction liée à la différence de densité

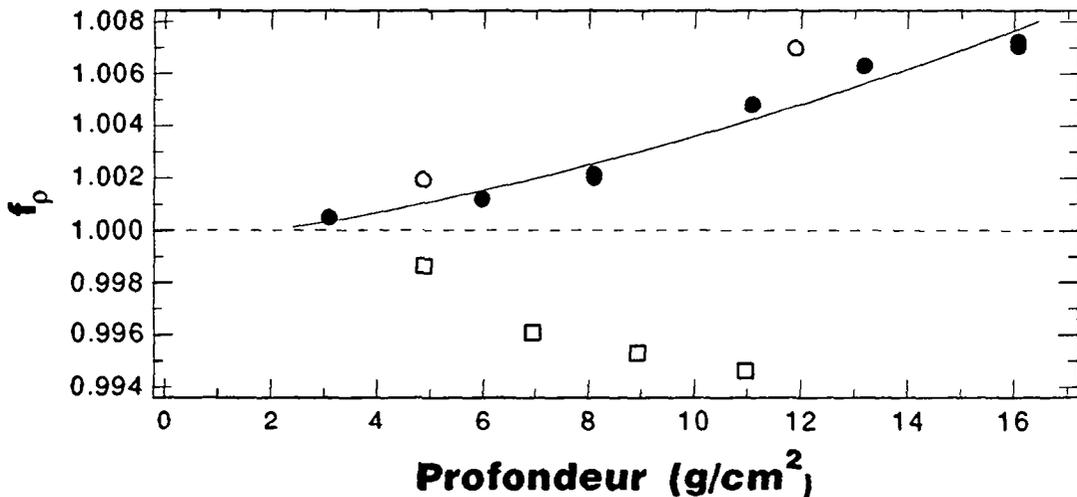
La valeur de la masse volumique du graphite du fantôme de l'IRA (1.82g/cm³) est différente de celle du graphite du BIPM (1.74 à 1.80g/cm³). L'influence de la masse volumique du graphite a été expérimentalement démontrée [65]. Lors d'une comparaison, il est donc préférable d'utiliser les mêmes disques de graphite devant les détecteurs. Cependant, durant cette comparaison les disques de graphite de l'IRA ont été utilisés lors des mesures calorimétriques pour les raisons suivantes:

- la différence de diamètre des disques (28 cm pour l'IRA, 30 cm pour le BIPM) rendait difficile l'adaptation des supports;
- ces disques sont ceux utilisés à l'IRA lors des étalonnages en dose absorbée de chambres d'ionisation.

Des mesures complémentaires ont été effectuées au BIPM en mesurant le rapport des courants d'ionisation, obtenu en plaçant alternativement les disques du BIPM et ceux de l'IRA devant la chambre d'ionisation étalon du BIPM. Les résultats, en fonction des profondeurs de mesure, sont présentés dans le tableau V.2. La figure V.2 montre les résultats des mesures obtenues pour des graphites de masses volumiques différentes utilisés avec les étalons du NIST (National Institute of Standards and Technology, USA) et du RIVM (Rijksinstituut voor Volksgezondheid en Milieuhygiëne, Pays-Bas).

Tableau V.2. Rapport des courants d'ionisation obtenu avec les disques de graphite de l'IRA (I_{IRA}) et ceux du BIPM (I_{BIPM}) placés devant l'étalon du BIPM

Profondeur [g/cm ²]	$\frac{I_{IRA}}{I_{BIPM}}$
3.09	1.0005
5.98	1.0012
8.09	1.0020
11.08	1.0048
13.19	1.0063
16.08	1.0072



Laboratoire: --- BIPM □ NIST ○ RIVM ● IRA
 ρ_{graphite} (g/cm³): 1.74 à 1.80 1.64 à 1.70 ≈ 1.85 ≈ 1.82

Figure V.2. Influence de la masse volumique des disques de graphite

V.3.1.4 Détermination de la correction due au manque d'épaisseur du fantôme

L'épaisseur du graphite situé au-delà du plan de référence est plus faible dans le cas du calorimètre, que dans celui de l'étalon ionométrique (28.4 g/cm²); aussi une correction pour le manque de rayonnement rétrodiffusé est nécessaire. Sur la base des résultats de mesures effectuées par le BIPM [66], la valeur du facteur utilisé a été estimée à 1.0010.

V.3.1.5 Mesure de la sensibilité momentanée, S_m

La figure V.3 montre les résultats des étalonnages effectués pendant la comparaison, ainsi que ceux réalisés immédiatement, avant et après, dans nos conditions de référence (voir IV.2.9). La valeur obtenue pour la sensibilité au moment de la comparaison est égale à 6.090 nV/mGy et présente un écart-type de 0.15%. Le facteur k_s , ainsi obtenu, est égale à 1.0031 (voir IV.2.8.3). Les incertitudes sur la sensibilité dosimétrique, S_D , sont données dans le tableau V.3.

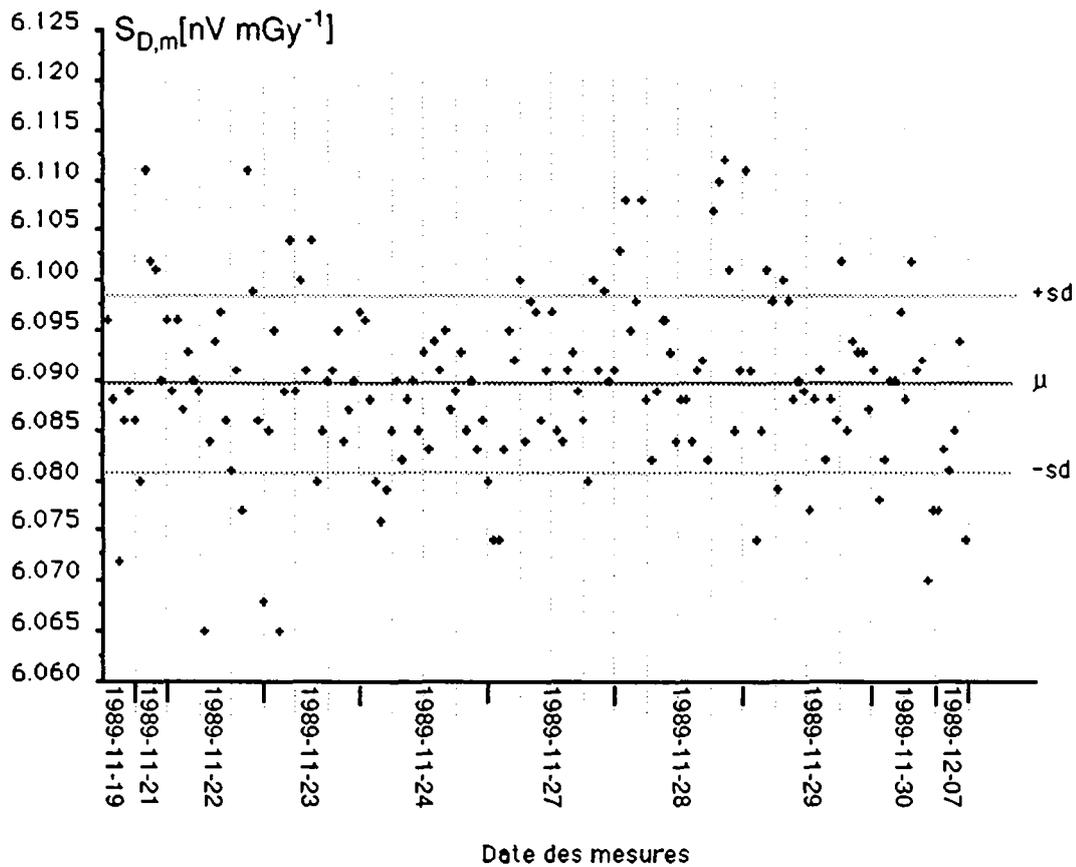


Figure V.3. Evolution de la sensibilité ($S_{D,m}$) durant la comparaison

Tableau V.3. Incertitude sur la mesure de la sensibilité dosimétrique (1σ)

Origine de l'incertitude	s_i % (1)	u_j % (2)
Ecart-type sur la moyenne (n =160)	0.01	
Variation de la sensibilité sur la plage de travail		0.08
Durée de l'étalonnage		0.01
Mesure de la puissance		0.03
Masse du coeur		0.20
Somme quadratique	0.01	0.22
Combinaison des deux types (3)		0.22

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

$$3 \sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$$

V.3.1.6 Contrôle de la stabilité

Le contrôle de la stabilité de l'étalon calorimétrique, pendant la comparaison, a été effectué selon les deux manières prévues (voir IV.2.9):

- a) par comparaison avec les résultats fournis par un système indépendant; la constance du rapport des valeurs de débit de dose absorbée \dot{D}_{ion} mesuré par la méthode ionométrique et \dot{D}_{cal} a permis de s'assurer de la stabilité du système calorimétrique. Les mesures ionométriques ont été effectuées le même jour, alors que les mesures calorimétriques se sont échelonnées sur une période de deux semaines. Ainsi les valeurs du rapport $\dot{D}_{ion}/\dot{D}_{cal}$ (tableau V.4.), donnent une idée de la stabilité du calorimètre.

Tableau V.4. Rapport des débits de dose absorbée mesurés par ionométrie et par calorimétrie ($\dot{D}_{ion}/\dot{D}_{cal}$)

Profondeur [g/cm ²]	$\frac{\dot{D}_{ion}}{\dot{D}_{cal}}$
3.03	1.008
5.00	1.008
8.03	1.007
10.00	1.007
16.03	1.006

- b) par contrôle de la réponse du calorimètre dans nos conditions de référence; les rapports des valeurs du débit \dot{D}_{cal} , obtenues avant et après la comparaison, à la valeur de référence \dot{D}_{ref} sont indiqués dans le tableau V.5. Les valeurs du rapport $\dot{D}_{ion}/\dot{D}_{cal}$, obtenu dans les conditions de la référence, y sont également indiquées.

Tableau V.5. Contrôle de la stabilité dans le faisceau de référence

	$\frac{\dot{D}_{ion}}{\dot{D}_{cal}}$	$\frac{\dot{D}_{cal}}{\dot{D}_{ref}}$
avant	0.998	1.002
après	0.999	0.997

Les mesures de la dose absorbée dans nos conditions de référence, présentant des écarts à la référence inférieures à 0.3%, montrent que l'étalon calorimétrique ne s'est pas modifié au cours des transports. Les mesures de stabilité avec la chambre d'ionisation de contrôle effectuées avant et après la comparaison le confirment. Par contre, on observe pour les valeurs obtenues dans les conditions de la comparaison, présentant une très bonne stabilité à court terme, une différence significative de 0.7% avec la valeur unité attendue, dont l'écart-type est de 0.28% (différence entre les tableaux V.4 et V.5). Celle-ci est liée aux différences entre les conditions d'irradiation au BIPM et celles à l'IRA.

V.3.2 Détermination du débit de dose absorbée à l'aide de l'étalon ionométrique du BIPM¹ [67]

- a) à la profondeur de référence, 5 g/cm²,

L'étalon du BIPM est formé par une chambre d'ionisation en graphite, de géométrie plate. Le courant d'ionisation, I , mesuré dans la masse d'air, m , comprise dans la cavité est corrigé de l'effet dû à humidité (k_h) et de l'effet dû à la recombinaison ionique (k_s). Le courant I , mesuré pour une profondeur de 5.0186 g/cm², est reporté à la valeur qui serait obtenue si l'espace entre la source et le fantôme était du vide. Le débit de dose à la profondeur de référence, $(\dot{D}_5)_{BIPM}$, est déterminé, à partir du courant I , donné à la date de référence du 1989-01-01², par la relation suivante :

$$(\dot{D}_5)_{BIPM} = \frac{I}{m} \frac{W}{e} \bar{s}_{c,a} k_p k_{rn} k_{dist} \quad V.2$$

¹cette partie du travail a été effectuée par le BIPM

²la période du cobalt-60 est 1926 ± 2 jours

avec W :	l'énergie moyenne nécessaire pour former une paire d'ion dans l'air sec;
$\bar{s}_{c,a}$:	le rapport moyen des pouvoirs de ralentissement du carbone et de l'air;
k_p :	le facteur de correction de la perturbation due à la cavité de l'étalon du BIPM;
k_{rn} :	facteur de correction dû à la non uniformité radiale du faisceau;
k_{dist} :	le rapport des débits de dose absorbée à 5 g/cm ² et à 5.0186 g/cm ² , déterminé préalablement à l'aide de la courbe expérimentale du rendement en profondeur établie par le BIPM.

Les mesures de (\dot{D}_5) ont été effectuées par le BIPM sur une période d'un mois, avant et après les mesures calorimétriques. Les résultats sont donnés au tableau V.6. Les valeurs des constantes physiques et des facteurs de correction appliqués lors de la détermination du débit de dose absorbée sont détaillés au tableau V.7.

b) aux profondeurs différentes de celle de référence

Le débit de dose absorbée à la profondeur d , $(\dot{D}_d)_{BIPM}$, est donné par la relation :

$$(\dot{D}_d)_{BIPM} = (\dot{D}_5)_{BIPM} \left(\frac{\dot{D}_d}{\dot{D}_5} \right)_{BIPM} \quad V.3$$

avec $\left(\frac{\dot{D}_d}{\dot{D}_5} \right)_{BIPM}$: le rendement en profondeur normalisé à 5g/cm², mesuré en dose absorbée par le BIPM.

Les valeurs de $(\dot{D}_d)_{BIPM}$ et des rapports $\left(\frac{\dot{D}_d}{\dot{D}_5} \right)_{BIPM}$ sont donnés au tableau V.9.

Tableau V.6. Mesures à la profondeur de référence avec l'étalon du BIPM

$\frac{l}{m}$	369.36 $\mu A \text{ kg}^{-1}$, le 1989-01-01
$(\dot{D}_5)_{BIPM}$	12.500 mGy s ⁻¹ , le 1989-01-01

Tableau V.7. Constantes physiques et facteurs de correction présents dans la relation V.2

volume	6.7876 cm ³
masse volumique de l'air dans les conditions standard de pression et de température	1.2930 kg m ⁻³
$\bar{s}_{c,a}$	1.0030
W/e	33.97 J C ⁻¹
k_{rn}	1.0030
k_p	0.9896
k_{dist}	1.0006
k_s	1.0016
k_h	0.997

V.4 Principe de la comparaison

Pour la comparaison, le centre des détecteurs (calorimètre et chambre d'ionisation) sont placés dans le plan de référence sur l'axe du faisceau. Alors que les mesures ionométriques sont effectuées une fois la source en place, un cycle calorimétrique comprend les phases d'ouverture et de fermeture de la source. Des mesures complémentaires ont montré que l'effet lié au temps de rotation de la source sur la précision des temps d'irradiation était faible pour des temps de 3 à 5 min (< 0.07 %). Les résultats de la comparaison sont donnés par l'intermédiaire du rapport des débits de dose absorbée, \dot{D}_{BIPM} et \dot{D}_{IRA} , mesurés par calorimétrie et par ionométrie respectivement. La valeur du débit \dot{D}_{BIPM} , au moment de la mesure calorimétrique est donné par la relation :

$$\dot{D}_{BIPM}(d) = (\dot{D}_d)_{BIPM} k_a^{-1} k_{déc}^{-1} \quad V.4$$

avec k_a : le facteur de correction de l'atténuation de l'air entre la source et la surface du fantôme;
 $k_{déc}$: le facteur de correction de la décroissance de la source de cobalt-60 entre la date de référence du 1989-01-01 et celle de la mesure calorimétrique.

V.5 Résultats de la comparaison

Le tableau V.8 donne dans l'ordre chronologique les résultats des mesures calorimétriques. Les valeurs du débit de dose absorbée mesurées par l'étalon ionométrique du BIPM, correspondant à chacun des résultats calorimétriques, sont données au tableau V.9. Les facteurs correctifs appliqués sont indiqués.

Tableau V.8. Résultats des mesures calorimétriques dans l'ordre chronologique

Date	Profondeur [g/cm ²]	\dot{D}_{cal} [$\frac{mGy}{min}$]	σ % (1)	k_d	k_{gap}	k_{rn}	k_{bs}	f_r	\dot{D}_{IRA} [$\frac{mGy}{min}$]
1989-11-22	5.00	659.65	0.42	0.9994	1.0032	1.0002	1.0010	0.9990	661.49
1989-11-23	3.03	696.48	0.29	0.9993	1.0020	1.0002		0.9995	697.87
1989-11-26	8.03	596.10	0.15	0.9993	1.0047	1.0004		0.9981	598.21
1989-11-27	10.02	554.04	0.14	0.9997	1.0054	1.0006		0.9963	555.67
1989-11-28	5.00	657.15	0.15	0.9997	1.0032	1.0002		0.9990	659.22
1989-11-29	16.03	432.16	0.23	0.9992	1.0072	1.0012		0.9929	432.76
1989-11-30	5.00	657.21	0.15	0.9995	1.0032	1.0002		0.9990	659.14

(1) σ est l'écart-type sur la population

Tableau V.9. Débits de dose absorbée, \dot{D}_{BIPM} , mesurés à l'aide de l'étalon ionométrique, référés au jour de la mesure calorimétrique

Date	Profondeur [g/cm ²]	$(\dot{D}_d/\dot{D}_d)_{BIPM}$	$(\dot{D}_d)_{BIPM}$ 1989-01-01 [$\frac{mGy}{min}$]	$k_{déc}$	k_a	\dot{D}_{BIPM} [$\frac{mGy}{min}$]
1989-11-22	5.00	1.0000	750.021	1.1243	1.0069	662.56
1989-11-23	3.03	1.0560	792.052	1.1247	1.0070	699.34
1989-11-24	8.03	0.9046	678.484	1.1251	1.0068	598.99
1989-11-27	10.02	0.8400	630.033	1.1263	1.0068	555.63
1989-11-28	5.00	1.0000	750.021	1.1267	1.0070	661.07
1989-11-29	16.03	0.6539	490.424	1.1271	1.0066	432.28
1989-11-30	5.00	1.0000	750.021	1.1275	1.0070	660.57

Les résultats de la comparaison, à différentes profondeurs, sont présentés dans le tableau V.10.

Tableau V.10. Résultats de la comparaison

Profondeur [g/cm ²]	$\frac{\dot{D}_{IRA}}{\dot{D}_{BIPM}}$
3.03	0.9979
5.00	0.9976
8.03	0.9987
10.02	1.0001
16.03	1.0011

La figure V.4 montre, dans l'ordre chronologique, les variations des mesures brutes, $\dot{D}_{cal,0}$, pour les différentes profondeurs. On remarque que la dispersion des valeurs des mesures effectuées le premier, et dans une moindre mesure le deuxième jour, est significativement plus grande que celles des jours suivants. Cette situation a aussi été observée lors des premières mesures effectuées à l'IRA après la comparaison. Ceci suggère que cette situation est probablement causée par des effets thermiques dus à la différence entre la température du calorimètre lors des transports et celle à laquelle on effectue les mesures. La durée pendant laquelle la pompe à vide ne fonctionne pas influence aussi le temps de stabilisation du calorimètre. L'examen des données expérimentales n'a pas mis en évidence de point aberrant. Les valeurs des incertitudes, calculées pour chaque mesure, sont compatibles avec les écarts-type calculés sur l'ensemble des mesures à une profondeur considérée. Elles sont de l'ordre de 0,6% pour les mesures du premier jour et de 0,3% pour les autres.

Ces différentes observations et le fait que la première valeur obtenue à 5g/cm² est compatible avec les deux autres, nous ont conduit à effectuer une moyenne pondérée par la variance pour déterminer la valeur du débit de dose absorbée à cette profondeur.

V.6 Discussion des incertitudes

L'incertitude totale sur la mesure du débit de dose par calorimétrie, détaillée au tableau V.11, est de l'ordre de 0.34%. Celle sur la mesure par ionométrie de l'ordre de 0.26% est décrite au tableau V.12. L'incertitude globale, obtenue pour la comparaison en tenant compte des incertitudes propres à chacun des systèmes et celles introduites par la comparaison, indiquées au tableau V.13, est de l'ordre 0.44%. La comparaison effectuée a mis en évidence le bon fonctionnement et la reproductibilité du calorimètre. Compte tenu de l'incertitude sur les rapports de la comparaison, les différences observées, toutes inférieures à 0.3%, ne sont pas si-

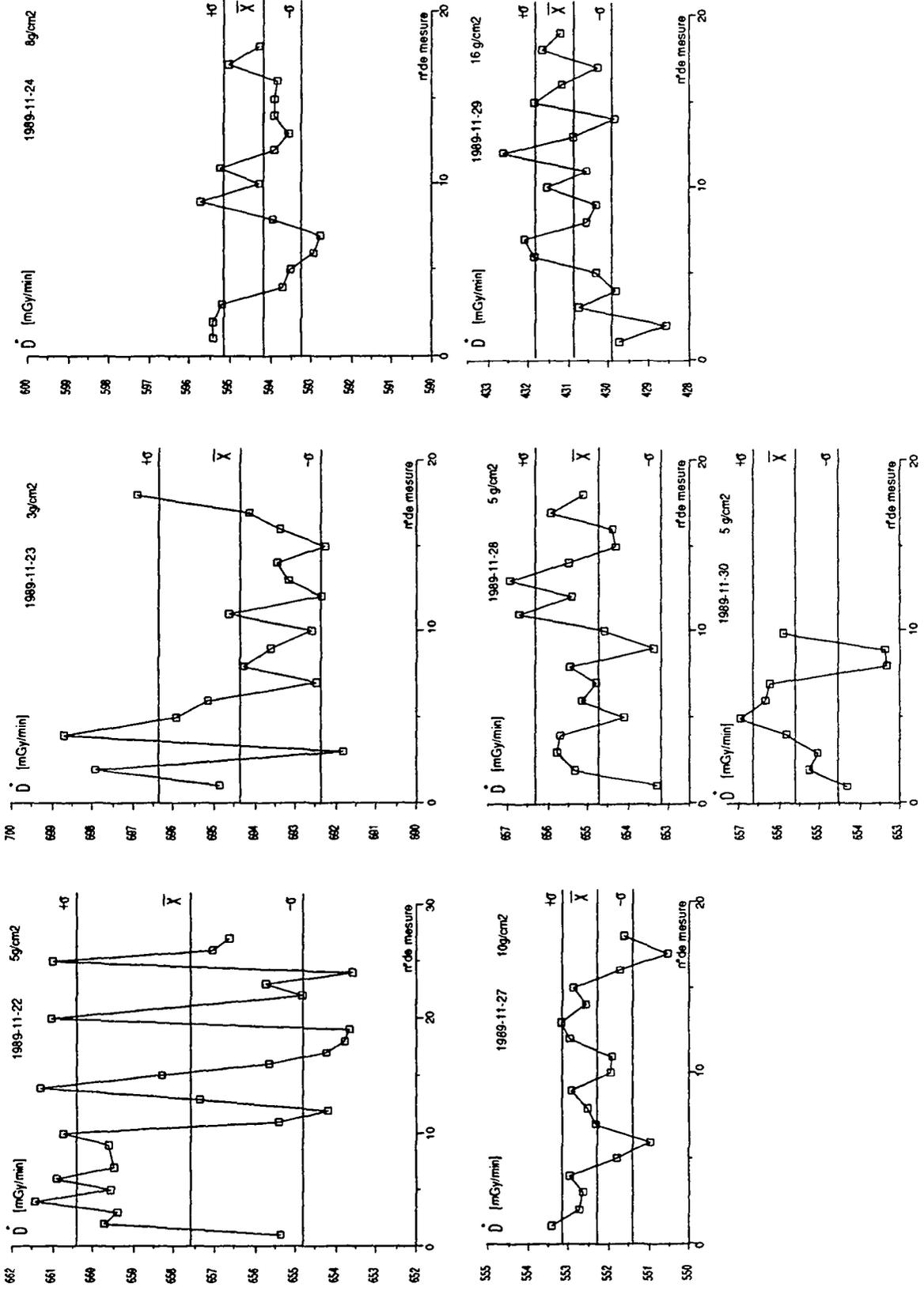


Figure V.4. Evolution des mesures durant la comparaison

gnificatives. La figure V.5 montre les résultats de cette comparaison et de celles effectuées entre les calorimètres de laboratoires nationaux et l'étalon ionométrique du BIPM [68]. Un très bon accord est observé entre les résultats de cette comparaison et les autres à toutes les profondeurs considérées. Ainsi les méthodes de détermination de la dose absorbée par ionométrie ou calorimétrie donnent des résultats compatibles et le calorimètre développé pour cette étude représente un étalon de qualité pour la mesure de la dose absorbée.

Tableau V.11. Incertitudes sur la mesure du débit de dose absorbée par calorimétrie (1σ)

Origine de l'incertitude	s_i % (1)	u_j % (2)
Connaissance de la sensibilité	0.01	0.22
Impuretés		0.20
Profondeur du point de mesure		0.10
Valeur moyenne de la mesure	0.07	
Durée de l'irradiation	0.07	
k_{gap}		0.08
k_{rn}		0.03
k_d		0.01
k_{bs}		0.01
Somme quadratique	0.10	0.33
Combinaison des deux types (3)	0.34	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

$$3 \sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$$

Tableau V.12. Incertitudes sur la mesure du débit de dose absorbée par l'étalon du BIPM (1σ)

Origine de l'incertitude	s_i % (1)	u_j % (2)
densité de l'air (P et T standard)		0.01
volume		0.03
courant d'ionisation (P et T standard)	0.008	0.01
k_h		0.03
k_s	0.004	0.01
W/e		0.15
$\bar{S}_{c,a}$		0.2
k_p		0.05
k_{rn}		0.03
k_{dist}		0.01
Somme quadratique	0.01	0.26
Combinaison des deux types (3)	0.26	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

$$3 \sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$$

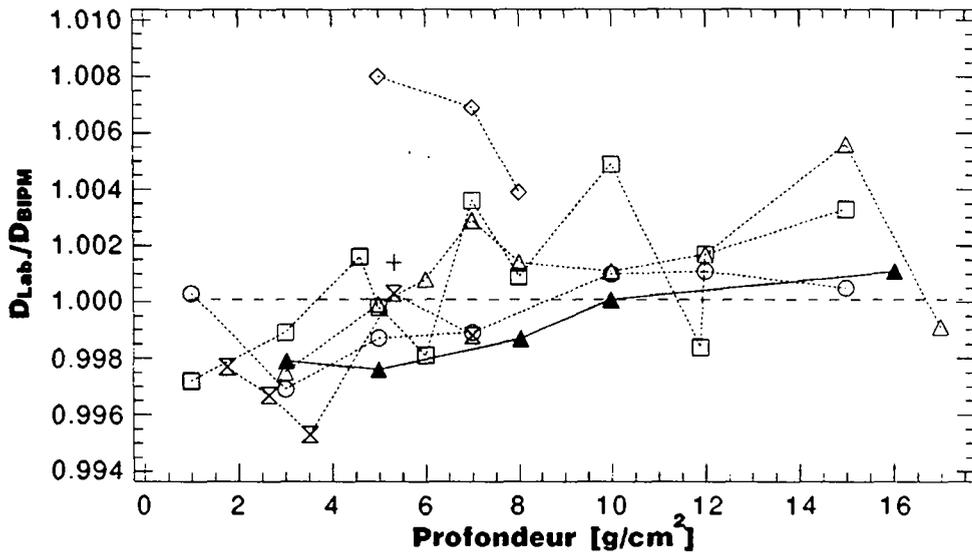
Tableau V.13. Incertitudes liées aux paramètres de la comparaison (1σ)

Origine de l'incertitude	s_i % (1)	u_j % (2)
mesure du débit à 5 g/cm ² par l'étalon du BIPM	0.01	0.26
$(\dot{D}_d/\dot{D}_d)_{BIPM}$		0.05
mesure du débit, \dot{D}_{IRA} , par calorimétrie	0.10	0.33
mesure de la distance entre la source et le point de mesure		0.03
f_p		0.05
Somme quadratique	0.10	0.43
Combinaison des deux types (3)	0.44	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

$$3 \sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$$



Symbole:	○	◇	△	□	⊗	+	▲	---
Laboratoire:	NIST	PTB	LMRI	RIVM	OMH	NPL	IRA	BIPM
Date:	1977	1977	1977	1979	1986	1987	1989	
σ [%]	0.07	0.17	0.35	0.11	0.35	0.18	0.35	0.26

Figure V.5. Rapports $D_{Lab.}/D_{BIPM}$, de la dose absorbée dans le graphite mesurée par les calorimètres de laboratoires nationaux et avec l'étalon ionométrique du BIPM

VI. Calibration des chambres d'ionisation en dose absorbée dans l'air de la cavité, N_D

VI.1 Introduction

La vérification de la méthode ionométrique dans le faisceau de référence de la radiothérapie (cobalt-60) a été effectuée en comparant les valeurs des facteurs de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité obtenus en appliquant les protocoles (N_D^i) et mesurés par calorimétrie (N_D^c).

Les facteurs N_D^i ont été déterminés de deux manières :

- à partir du facteur de calibration en exposition dans l'air, mesuré dans l'air relativement au standard secondaire du NPL (voir IV.3.1), en appliquant la relation III.4;
- par comparaison de la réponse respective des chambres d'ionisation à la dose absorbée mesurée à l'aide du standard secondaire, pour trois matériaux: l'eau, le plexiglas et le graphite.

Les facteurs N_D^c ont été déterminés:

- par comparaison des mesures ionométriques effectuées dans le graphite, à la dose absorbée déterminée par calorimétrie;
- par comparaison des mesures ionométriques effectuées dans l'eau, à la dose absorbée obtenue par transfert de la réponse du calorimètre dans le graphite à l'eau.

Le faisceau de cobalt-60 utilisé pour ce travail est produit par une installation de thérapie du CHUV (voir IV.2.9)

VI.2 Application du formalisme des protocoles à la détermination de la dose absorbée dans un matériau différent de l'eau pour un faisceau de photon

Au chapitre III, le formalisme des protocoles pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau, suivant la démarche proposée par les code de l'AIEA et de la SSRPM, a été présenté. Ce formalisme peut être généralisé à l'évaluation de la dose absorbée pour des milieux différents de l'eau, comme il est indiqué dans le code de l'AAPM.

Dans un faisceau de photons, la dose absorbée, D_m , dans le milieu m , peut s'obtenir à partir de la lecture M de l'instrument, normalisée aux conditions standard de pression et température, par les relations suivantes :

$$D_m = \frac{M}{f_c} N_D S_{\text{air}}^m P_u \quad \text{VI.1}$$

avec N_D :	le facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité, indépendant du milieu;
S_{air}^m	le rapport moyen des pouvoirs de ralentissement restreints du milieu m et de l'air, pour un faisceau de cobalt-60;
P_u :	le produit de facteurs de correction liés à la présence de la chambre (voir III.4.1);
f_c :	l'efficacité de la collection ionique.

VI.2.1 Rapport moyen des pouvoirs de ralentissement

Les rapports moyens des pouvoirs de ralentissement S_{air}^m utilisés dans ce travail, ont été évalués par Andreo et al [36], pour des spectres d'électrons produits à la profondeur de référence dans l'eau par différents faisceaux de photons de hautes énergies. On admet ainsi que, pour les matériaux considérés, les différences spectrales des électrons relativement à l'eau sont suffisamment faibles pour ne pas modifier les valeurs des rapports S_{air}^m .

VI.2.2 Correction de l'effet lié à l'anisotropie de l'irradiation

Le gradient de fluence électronique dans la direction de l'axe du faisceau présent dans la cavité est supposé peu différent dans le cas de la mesure dans le graphite ou le plexiglas relativement à l'eau. Le déplacement du centre effectif proposé par les codes AIEA et SSRPM (voir III.5.4) a été appliqué pour chacun des matériaux considérés.

VI.2.3 Facteur de correction P_{wall}^m

Pour les faisceaux de photons, la perturbation, due à la présence de la paroi constituée d'un matériau différent du milieu, est corrigée par un facteur P_{wall}^m . Par analogie au cas de l'eau, celui-ci est obtenu à partir du taux d'électrons provenant de la paroi α_w par la relation suivante :

$$P_{\text{wall}}^m = \alpha_{\text{wall}} S_m^{\text{wall}} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{wall}}^m + (1 - \alpha_{\text{wall}}) \quad \text{VI.2}$$

VI.3 Calibration des chambres d'ionisation à l'aide d'un standard secondaire d'exposition

VI.3.1 Méthode directe, par mesure de l'exposition dans l'air

Les chambres d'ionisation munies de leur capuchon assurant l'équilibre électronique, sont placées successivement dans le faisceau. Leur extrémité, côté manche, est fixée à l'aide d'un support solidaire à la tête de l'irradiateur. Le centre géométrique de la chambre est situé à 50 cm de la source, dans un faisceau de 10 cm x 10 cm. Le débit d'exposition, \dot{X} , en ce point est déterminé à partir de la réponse M^S , du standard secondaire en appliquant le facteur de calibration N_x^{NPL} donné par le NPL (relation III.1). Le facteur de calibration N_x , d'une chambre est alors évalué à partir de sa réponse M , obtenue dans les mêmes

conditions. En associant les deux parties de la démarche on obtient la relation suivante :

$$N_x = \frac{M_s N_x^{\text{NPL}} f_{c,\text{NPL}}}{M f_{c,s}} \quad \text{VI.3}$$

avec $f_{c,\text{NPL}}$: l'efficacité de la collection ionique du standard secondaire dans les conditions de calibration du NPL;
 $f_{c,s}$: l'efficacité de la collection ionique du standard secondaire dans les conditions de calibration au CHUV.

Lors de la calibration du standard secondaire au NPL, la réponse de celui-ci n'est pas corrigée de l'effet lié à la recombinaison ionique; ce facteur doit donc être introduit lors de la détermination de l'exposition par la relation VI.3. Dans les conditions de calibration au NPL, le débit de dose absorbée dans l'air au point de référence est faible (≈ 10 cGy/min), rendant négligeable l'effet de recombinaison générale (voir II.4.4.1); une publication récente indique que pour la chambre d'ionisation NE 2561 et des débits de dose absorbée allant de 2 cGy/min à 100 cGy/min, seul l'effet de la recombinaison initiale est significatif; la correction de cet effet est de l'ordre de 1.0014 pour une tension de polarisation de 200 V [69]. La correction liée à la recombinaison ionique, mesurée au moyen de la méthode expérimentale citée au chapitre II.4.4.1 dans les conditions de calibration du CHUV, est du même ordre. On en déduit un rapport $f_{c,\text{NPL}}/f_{c,s}$ de valeur unité.

Les facteurs de calibration en dose absorbée dans la cavité sont obtenus en appliquant la relation III.4 avec les données présentées au tableau IV.8.

Les facteurs de calibration en exposition, N_x , et en dose absorbée dans l'air de la cavité, N_D , des chambres considérées pour ce travail (voir IV.3) sont donnés au tableau VI.1. Les facteurs de correction $1/f_c$, représentant le taux de recombinaison ionique, mesurés dans les conditions de calibration, y sont également indiqués.

Tableau VI.1. Résultats des calibrations dans l'air

Chambre	$1/f_c$	N_x	N_D
NE 2571	1.002	0.963 R/mu	0.829 cGy/mu
FW IC18	1.001	29.4 R/nC	25.0 cGy/nC
Markus	1.001	53.8 R/nC	46.6 cGy/nC
PTW 2332	1.001	41.2 R/nC	35.2 cGy/nC
PTW 23332	1.002	11.3 R/nC	9.70 cGy/nC
Extradin T2	1.002	6.67 R/nC	5.54 cGy/nC
NE 2561	1.001	1.080 R/mu (1)	0.927 cGy/mu

(1) facteur de calibration donné par le NPL (étalonnage en octobre 1988)

Cette méthode est appelée méthode directe, car elle suit la démarche des protocoles en déterminant N_D à partir d'une référence en exposition. Ses inconvénients sont :

- la difficulté d'obtenir une géométrie reproductible, notamment le positionnement du centre de la cavité; en effet, la chambre d'ionisation étant maintenue par son manche des petites courbures de son axe ont une influence sensible sur la distance entre le centre de la cavité et la source; une erreur de ± 0.2 mm sur ce paramètre donne une différence de débit de dose de l'ordre de $\pm 0.1\%$;
- les fluctuations de température de l'air du local, dues aux ouvertures de la porte et aux manipulations ont un effet notable sur la mesure; l'imprécision, de l'ordre de 0.3 °C, sur la température de l'air dans la cavité cause une incertitude de l'ordre de 0.1 % sur la mesure.

L'étude de la reproductibilité obtenue en effectuant alternativement des mesures avec le standard secondaire et les autres chambres a montré une incertitude de l'ordre de 0.2 %.

VI.3.2 Méthode indirecte, à partir de mesures de la dose absorbée dans différents matériaux

Dans son rapport n° 23, l'ICRU propose pour la calibration des instruments de routine de comparer leur réponse avec celle d'un standard secondaire en terme de dose absorbée dans un fantôme [70]. Suivant les propositions de l'ICRU, le NPL décrit une méthode de calibration d'un instrument de routine par comparaison dans un fantôme de plexiglas de sa réponse à la valeur de la dose absorbée mesurée à l'aide du standard secondaire [71]. Un fantôme en plexiglas prévu à cet effet est proposé par le NPL (dimensions: 20 cm X 20 cm X 12 cm). Par application de cette méthode à l'aide de la relation VI.2 issue des procédures recommandées par les protocoles, les chambres d'ionisation ont été calibrées relativement au standard secondaire dans l'eau, le plexiglas et le graphite. Les irradiations ont été effectuées avec un faisceau vertical dont la section à la surface des fantômes était de 12 cm X 12 cm pour l'eau et le graphite et de 10 cm X 10 cm dans le cas du plexiglas, la distance entre la source et la surface étant de 60 cm. Les caractéristiques physiques du faisceau, ainsi que les valeurs des rapports S_{air}^m pour les trois milieux considérés sont indiqués au tableau VI.2.

Tableau VI.2 Caractéristiques du faisceau de calibration

Machine	énergie [MeV]	$T_{pr20,10}$	J_{10}/J_{20}	S_{air}^{eau}	$S_{air}^{plexiglas}$	$S_{air}^{graphite}$
Gammatron	1.25	0.58 (2)	1.97 (1)	1.133	1.102	1.002

(1) protocole NACP (1980) [13]

(2) déduit de J_{10}/J_{20} Andreo et Al. (1986) [36]

Les dispositifs expérimentaux étaient les suivants:

a) mesures dans l'eau

Les chambres, munies d'un manchon en plexiglas assurant l'étanchéité, ont été successivement placées dans une cuve d'eau (dimensions: 40 x 40 X 30). Le manchon est composé de deux éléments; l'un, fixé à une paroi de la cuve, a un diamètre extérieure de 15 mm; cet élément est utilisé pour toutes les chambres; l'autre s'introduisant à l'intérieur du premier élément, est choisi parmi une série de douilles dont les diamètres intérieurs sont adaptés aux différentes chambres utilisées; l'ensemble est conçu de telle façon que les centres géométriques des cavités de chacune des chambres soient situés au même point, le niveau d'eau étant ajusté afin d'obtenir une profondeur de 5 g/cm^2 à la position du centre effectif de la chambre du standard secondaire. Ce dispositif assure une bonne reproductibilité de la géométrie de mesure. Cependant il présente les inconvénients suivants:

- l'épaisseur du plexiglas autour de la chambre est relativement importante et dépend de la chambre, nécessitant ainsi une correction; celle-ci est effectuée au moyen du facteur P_{wall} déterminé par la relation III.9, tenant compte de l'effet lié à la différence entre les matériaux constituant la paroi de la chambre et le manchon d'une part et le milieu m constituant le fantôme d'autre part;
- la position des centres effectifs des chambres n'est pas située à la même profondeur, nécessitant ainsi également une correction; celle-ci est réalisée par application d'un facteur f_{eff} , déterminé à partir des rendements en profondeur donnés dans la littérature [72].

b) mesures dans le plexiglas

Les chambres d'ionisation munies de leur manchon d'adaptation ont été successivement placées dans le logement prévu à cet effet dans le fantôme de plexiglas du NPL. Les manchons garantissent une profondeur de 5 g/cm^2 au niveau du centre géométrique de la cavité des chambres. Ainsi un facteur correctif, f_{eff} , lié à la différence de profondeur des centres effectifs est également appliqué dans ce cas; il est évalué à partir des mêmes données que dans le cas de l'eau.

c) mesures dans le graphite

Les calibrations dans le graphite ont été effectuées au moyen du dispositif prévu pour la comparaison avec la calorimétrie, présenté au chapitre IV. Les chambres munies de leur manchon sont placées tour à tour dans le fantôme de graphite configuré de manière à obtenir une masse surfacique totale de 5 g/cm^2 au point de mesure du calorimètre (disques n° 7 et 9, voir tableau IV.4). Dans ce cas également, une légère différence de la position respective des centres effectifs doit être prise en compte (voir tableaux IV.9 et IV.10). Un facteur de correction, f_{eff} , lié à cette différence est déterminé, pour chacune des chambres, par la relation suivante :

$$f_{\text{eff}} = \left(\frac{d_{\text{SF}} + d_{\text{eff}}}{d_{\text{SF}} + p_{\text{eff}}/\rho} \right)^2 \left(\frac{d_{\text{SF}} + p_{\text{eff}}^s/\rho}{d_{\text{SF}} + d_{\text{eff}}^s} \right)^2 \frac{R(p_{\text{eff}}^s)}{R(p_{\text{eff}})} \quad \text{VI.4}$$

avec d_{SF} :	la distance entre la source et la surface du fantôme [cm];
p_{eff} :	la profondeur du centre effectif de la chambre d'ionisation à calibrer, [g/cm ²] (tableau IV.9);
p_{eff}^s :	la profondeur du centre effectif du standard secondaire, [g/cm ²] (tableau IV.9);
d_{eff} :	la distance entre la surface et le centre effectif de la chambre d'ionisation à calibrer, [cm] (tableau IV.10);
d_{eff}^s :	la distance entre la surface et le centre effectif du standard secondaire, [cm] (tableau IV.10);
$R(p)$:	le rendement à la profondeur p , mesuré à l'aide de la chambre NE 2571;
ρ :	la masse volumique du graphite.

Les réponses M^m et M_s^m , indiquées par la chambre d'ionisation calibrée et respectivement par le standard secondaire lors de la mesure dans le milieu m , sont normalisées aux conditions standards de pression et de température. Le facteur de calibration N_D^i , de la chambre d'ionisation est déduit en appliquant la relation VI.1 aux résultats M^m et M_s^m ; on obtient ainsi la relation suivante :

$$N_D^i = \frac{M_s^m}{M^m/f_c} N_x^{\text{NPL}} \left(\frac{N_D}{N_x} \right)_s \frac{P_{\text{wall},s}^m}{P_{\text{wall}}^m} \frac{1}{f_{\text{eff}}} \quad \text{VI.5}$$

avec N_x^{NPL} :	le facteur de calibration en exposition donné par le NPL;
$\left(\frac{N_D}{N_x} \right)_s$:	le rapport liant les calibrations en dose absorbée dans l'air de la cavité et en exposition dans l'air, déterminé selon les protocoles pour le standard secondaire (voir tableau IV.8);
$P_{\text{wall},s}^m/P_{\text{wall}}^m$:	le rapport des facteurs de correction liés à l'effet dû à la différence entre le matériau de la paroi et le milieu du standard secondaire, indice s , et de la chambre à calibrer;
f_c :	l'efficacité de la collection ionique de la chambre à calibrer;
f_{eff} :	le facteur de correction lié à la différence de position des centres effectifs.

Les facteurs P_{wall}^m des chambres considérées sont donnés au tableau VI.3. Dans le cas de l'eau, l'épaisseur, s , du manchon en plexiglas, dont l'effet est inclus dans P_{wall}^m , y est également indiquée. Les facteurs de correction f_{eff} , évalués en fonction de la géométrie de mesure pour les différents milieux sont donnés au tableau VI.4. Les résultats obtenus dans l'eau, le plexiglas et le graphite pour la calibration N_D , des diverses chambres d'ionisation, sont donnés au tableau VI.5.

Tableau VI.3. Facteurs de correction de l'effet dû à la paroi, P_{wall}^m

Chambre	eau		plexiglas	graphite
	s	P_{wall}	P_{wall}	P_{wall}
NE 2561	3.30 mm	0.990	0.989	1.000
NE 2571	3.95 mm	0.992	0.991	1.000
FW IC18	3.60 mm	1.005	1.004	1.007
Markus	0.87 mm	1.000	1.000	1.000
PTW 2332	4.00 mm	1.002	1.000	1.004
PTW 23332	1.45 mm	0.997	0.995	1.006
Extradin T2	1.80 mm	1.014	1.013	1.026

Tableau VI.4. Facteurs de correction de l'effet dû à la différence de position des centres effectifs

Chambre	eau	graphite
	plexiglas	
NE 2571	1.002	0.999
FW IC18	1.005	1.000
Markus	1.000	0.976
PTW 2332	1.007	0.998
PTW 23332	1.004	0.997
Extradin T2	0.997	0.995

Tableau VI.5. Résultats de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité, N_D

Etalon Milieu → Chambre ↓	Standard secondaire du NPL			Calorimètre
	eau	plexiglas	graphite	graphite
NE 2571	0.829 cGy/mu	0.829 cGy/mu	0.830 cGy/mu	0.832 cGy/mu
FW IC18	24.7 cGy/nC	25.0 cGy/nC	25.0 cGy/nC	25.0 cGy/nC
Markus	46.8 cGy/nC	-	47.0 cGy/nC	47.1 cGy/nC
PTW 2332	34.6 cGy/nC	34.6 cGy/nC	34.8 cGy/nC	34.8 cGy/nC
PTW 23332	9.62 cGy/nC	9.68 cGy/nC	9.63 cGy/nC	9.64 cGy/nC
Extradin T2	-	5.57 cGy/nC	5.54 cGy/nC	5.55 cGy/nC
NE 2561	0.927 cGy/mu			0.927 cGy/mu

VI.4 Calibration par calorimétrie

VI.4.1 Mesures dans le graphite

La calibration des chambres d'ionisation par calorimétrie a été réalisée en deux temps. Une série de mesures a été effectuée en plaçant successivement le calorimètre et les chambres NE 2561 et NE 2571 dans le fantôme de graphite. Les facteurs de calibration N_D^G , de ces dernières, déterminés à partir des résultats des mesures, ont ensuite été utilisés pour évaluer les facteurs de calibration correspondant aux autres chambres.

La valeur de la dose absorbée, D_p , au point de mesure du calorimètre est déterminée à partir de sa réponse D_{cal} par la relation suivante :

$$D_p = D_{cal} k_{gap}$$

VI.6

avec k_{gap} : facteur de correction pour la perturbation causée par les interstices (voir V.3.2).

Les valeurs utilisées pour le facteur de correction k_{gap} sont identiques à celles appliquées lors des mesures au BIPM (tableau V.1). L'influence de la différence de conditions géométriques a ainsi été négligée. Dans le cas du calorimètre du NPL, les facteurs de correction de l'effet dû aux interstices déterminés par le BIPM présentent des écarts de l'ordre de 0.2% avec ceux déterminés par le NPL [63]. Cette disparité est attribuée par l'auteur aux différences de condition géomé-

trique entre le NPL, où la distance entre la source et le détecteur est de 70 cm, et le BIPM, où cette distance est de 100 cm. Dans le cas des conditions géométriques à l'IRA, on peut donc estimer une incertitude de 0.2% sur le facteur K_{gap} .

A partir de la réponse M_{eff} , de la chambre, normalisée aux conditions standards de pression et de température, on obtient la valeur M_p correspondant à la profondeur p du point de mesure du calorimètre par la relation suivante :

$$M_p = M_{\text{eff}} f_{\text{eff}} \quad \text{VI.7}$$

$$\text{où } f_{\text{eff}} = \left(\frac{d_{\text{SF}} + d_{\text{eff}}}{d_{\text{SF}} + p_{\text{eff}}/\rho} \right)^2 \left(\frac{d_{\text{SF}} + p_{\text{eff}}^{\text{cal}}/\rho}{d_{\text{SF}} + d_{\text{eff}}^{\text{cal}}} \right)^2 \frac{R(p_{\text{eff}}^{\text{cal}})}{R(p_{\text{eff}})}$$

avec d_{SF} :	la distance entre la source et la surface du fantôme [cm];
p_{eff} :	la profondeur du centre effectif de la chambre d'ionisation, [g/cm ²];
$p_{\text{eff}}^{\text{cal}}$:	la profondeur du point de mesure du calorimètre, [g/cm ²];
d_{eff} :	la distance entre la surface et le centre effectif de la chambre d'ionisation, [cm];
$d_{\text{eff}}^{\text{cal}}$:	la distance entre la surface et le point de mesure du calorimètre, [cm];
$R(p)$:	le rendement à la profondeur p , mesuré à l'aide de la chambre NE 2571;
ρ :	la masse volumique du graphite.

A l'aide de la relation VI.1 et en tenant compte du fait que la paroi des deux chambres considérées est également en graphite ($P_{\text{wall}} = 1$), le facteur de calibration N_D^C , s'obtient par l'expression suivante :

$$N_D^C = \frac{D_p}{M_p/f_c} S_g^{\text{air}} \quad \text{VI.8}$$

avec f_c : l'efficacité de la collection ionique de la chambre d'ionisation;

Les mesures ont été effectuées dans les conditions de référence de l'IRA (voir IV.2.9) aux profondeurs de 5 g/cm² et de 10 g/cm² (tableau IV.4). Les valeurs des

facteurs de calibration N_D^C , obtenues à partir des différentes mesures sont représentées à la figure VI.1. Les facteurs de calibration des deux chambres considérées, déterminés à partir de la moyenne des résultats, ainsi que les facteurs de correction f_{eff} sont indiqués au tableau VI.6.

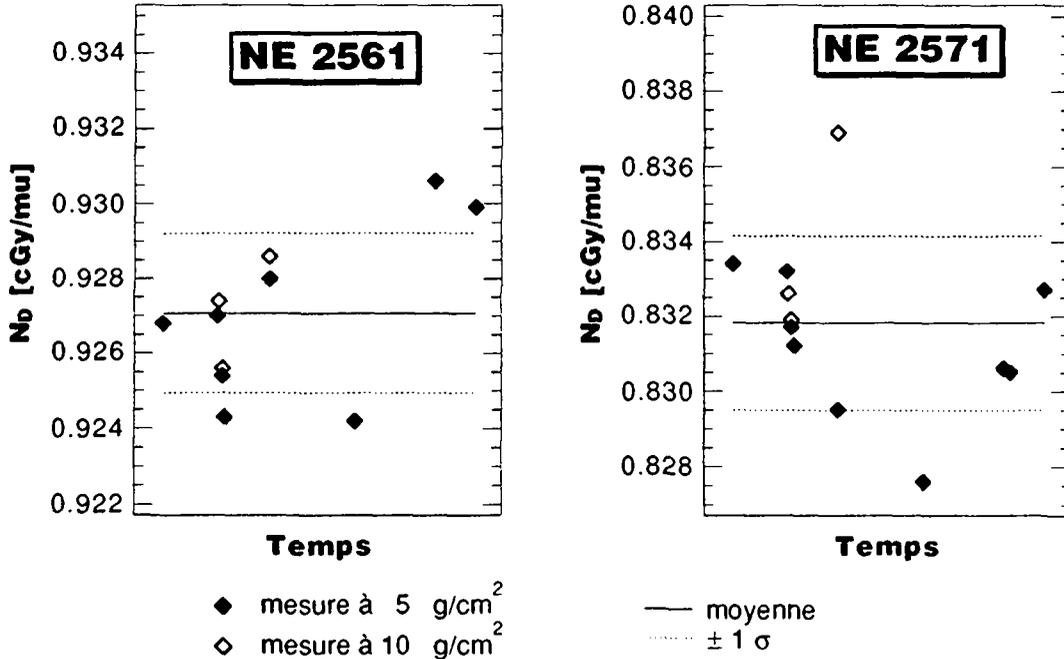


Figure VI.1. Résultats N_D^C , des mesures de calibration par calorimétrie

Tableau VI.6. Facteur de calibration N_D^C , mesuré par calorimétrie

Chambre →	NE 2561			NE2571		
Profondeur [g/cm ²] ↓	N_D [cGy/mu]	σ %	f_{eff}	N_D [cGy/mu]	σ %	f_{eff}
5	0.927	0.26	1.009	0.831	0.23	1.008
10	0.927	0.16	1.011	0.834	0.33	1.010
N_D , moyenne sur toutes les mesures	0.927 cGy/mu $\sigma=0.23\%$			0.832 cGy/mu $\sigma=0.28\%$		

Les facteurs de calibration N_D^C , des autres chambres sont déduits des résultats précédents de la façon suivante: la dose absorbée dans le graphite est déterminée à partir de la réponse des chambres NE2561 et NE2571 en appliquant la

relation VI.1 avec, pour le facteur N_D , la valeur mesurée par calorimétrie; le facteur N_D^G , d'une chambre est alors déduit à partir de la moyenne des valeurs de dose ainsi obtenues et de la réponse de la chambre.

En appliquant ce principe aux résultats des calibrations effectuées dans le graphite, les valeurs N_D^G des facteurs de calibration sont déterminées à partir de leurs valeurs N_D^i , obtenues relativement au standard secondaire, par la relation suivante :

$$N_D^G = \frac{N_D^i}{2} \left(\frac{N_{D,NE2571}^c}{N_{D,NE2571}^i} + \frac{N_{D,NE2561}^c}{N_{D,NE2561}^i} \right) \quad \text{VI.9}$$

- avec $N_{D,NE25xx}^c$: facteur de calibration de la chambre d'ionisation NE2561, respectivement celui de la chambre NE2571, déterminé par calorimétrie (tableau VI.6);
- $N_{D,NE2571}^i$: facteur de calibration de la chambre d'ionisation NE2571 mesuré dans le graphite relativement au standard secondaire (tableau VI.5);
- $N_{D,NE2561}^i$: facteur de calibration de la chambre d'ionisation NE2561 déduit du facteur de calibration en exposition donné par le NPL (tableau VI.1).

Les facteurs de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité obtenus relativement à la calorimétrie de manière indirecte en appliquant la relation VI.9 sont plus élevés de 0.14% que ceux mesurés dans le graphite par la méthode ionométrique (tableau VI.6).

VI.4.2 Transfert à l'eau

Pour déterminer les facteurs de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité, N_D^G , des chambres d'ionisation à partir de la réponse obtenue à une profondeur p dans l'eau, la valeur de la dose absorbée dans le graphite indiquée par le calorimètre a été convertie à la valeur de la dose absorbée dans l'eau correspondante à la profondeur p à l'aide d'une théorie de similitude. Plusieurs auteurs ont étudié le transfert de la valeur d'une grandeur dosimétrique, mesurée dans un milieu à un autre [73, 74, 75, 22, 21, 76]. Admettant que les photons produits par une source ponctuelle S interagissent uniquement par effet Compton avec les matériaux m et m' , ils ont montré que si l'on considère, dans le vide, les géométries G et G' formées par la source S et un volume V de matériau m , respectivement V' de matériau m' , liées par la relation de similitude suivante (figure VI.2) :

$$G' \leftrightarrow G \quad \text{VI.10}$$

$$x = \frac{\rho'_e}{\rho_e} x'$$

avec ρ_e et ρ'_e : la densité électronique moyenne du milieu m , respectivement m' ;
 x : une distance dans la géométrie G ;
 x' : la distance équivalente dans la géométrie G' .

Alors à tout point P du volume V , correspond un point P' du volume V' tel que :

- le spectre énergétique et la distribution angulaire de la fluence de photon soient identiques;
- la fluence $\Phi(P)$ au point P est liée à la fluence $\Phi(P')$ au point P' par la relation :

$$\Phi(P) = \left(\frac{\rho_e}{\rho'_e} \right)^2 \Phi(P') \quad \text{VI.11}$$

Ainsi, pour autant que la condition d'équilibre électronique soit satisfaite, la valeur $D_m(x,d)$ de la dose absorbée en un point situé à une distance d de la source et à une profondeur x du milieu m peut être déterminée à partir de $D_{m'}(x',d')$, la valeur de la dose absorbée dans le milieu m' à une profondeur et une distance équivalentes (i.e. satisfaisant la relation VI.10), à l'aide de la relation suivante :

$$D_m(x,d) = D_{m'}(x',d') \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m^m \frac{\beta_m}{\beta_{m'}} \left(\frac{\rho_e}{\rho'_e} \right)^2 \quad \text{VI.12}$$

avec $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m^m$: le rapport des coefficients massiques d'absorption en énergie des milieux m et m' ;
 β_m et $\beta_{m'}$: le rapport de la dose absorbée par le kerma de collision dans le milieu m , respectivement m' .

La densité électronique moyenne ρ_e est obtenue à partir de la composition moléculaire du milieu par la relation suivante :

$$\rho_e = N_A r \frac{\sum_{i=1} n_i Z_i}{\sum_{i=1} n_i M_i} \quad \text{VI.13}$$

avec N_A :	le nombre d'Avogadro;
r :	la masse volumique du milieu;
n_i :	le nombre d'atome de type i ;
M_i :	le nombre de masse;
Z_i :	le numéro atomique.

Dans le cas des photons d'un faisceau de cobalt-60, les interactions Compton avec un milieu constitué de graphite ou d'eau sont largement prédominantes; ainsi le principe de similitude peut y être appliqué.

La géométrie G' , de la référence de l'IRA pour la mesure de la dose absorbée dans le graphite (voir IV.2.9) est définie par la distance entre la source et la surface du fantôme d_{SF}^g , la profondeur du point de mesure e^g , et la dimension du faisceau à la surface du fantôme, A^g . La géométrie équivalente $G(d_{SF}^{w,g}, A^{w,g}, e^{w,g})$, pour la mesure dans l'eau est obtenue en appliquant à chacune de ces grandeurs un rapport de similitude de 1.638 (relation VI.10).

Des mesures avec la chambre NE 2570 ont été effectuées successivement dans le graphite avec la disposition de référence G' et dans l'eau avec la disposition équivalente G et également dans une configuration de référence G'' (figure VI.2). La dose absorbée dans le graphite, D_g , a été déterminée à partir de la réponse M_g de la chambre en appliquant la relation suivante :

$$D_g = \frac{M_g}{f_c} N_D^c S_{air}^g f_{eff} \quad \text{VI.14}$$

avec N_D^c :	le facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité déterminé par calorimétrie;
f_{eff} :	la correction liée à la différence de profondeur entre le centre effectif de la chambre et la position du point de mesure calorimétrique obtenu par la relation VI.7 (voir tableau VI.6);

A partir de la valeur de la dose absorbée dans l'eau, D_w , obtenue en appliquant la relation VI.12 à la valeur D_g , et de la réponse M_e de la chambre obtenue dans la configuration G , la valeur ${}^sN_D^{c,w}$ du facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité, mesurée dans l'eau relativement au calorimètre, est déterminée à l'aide de la relation VI.1. Ainsi, en combinant les relations III.7, VI.12, VI.14 et en tenant compte de la distance réelle séparant la source du point de

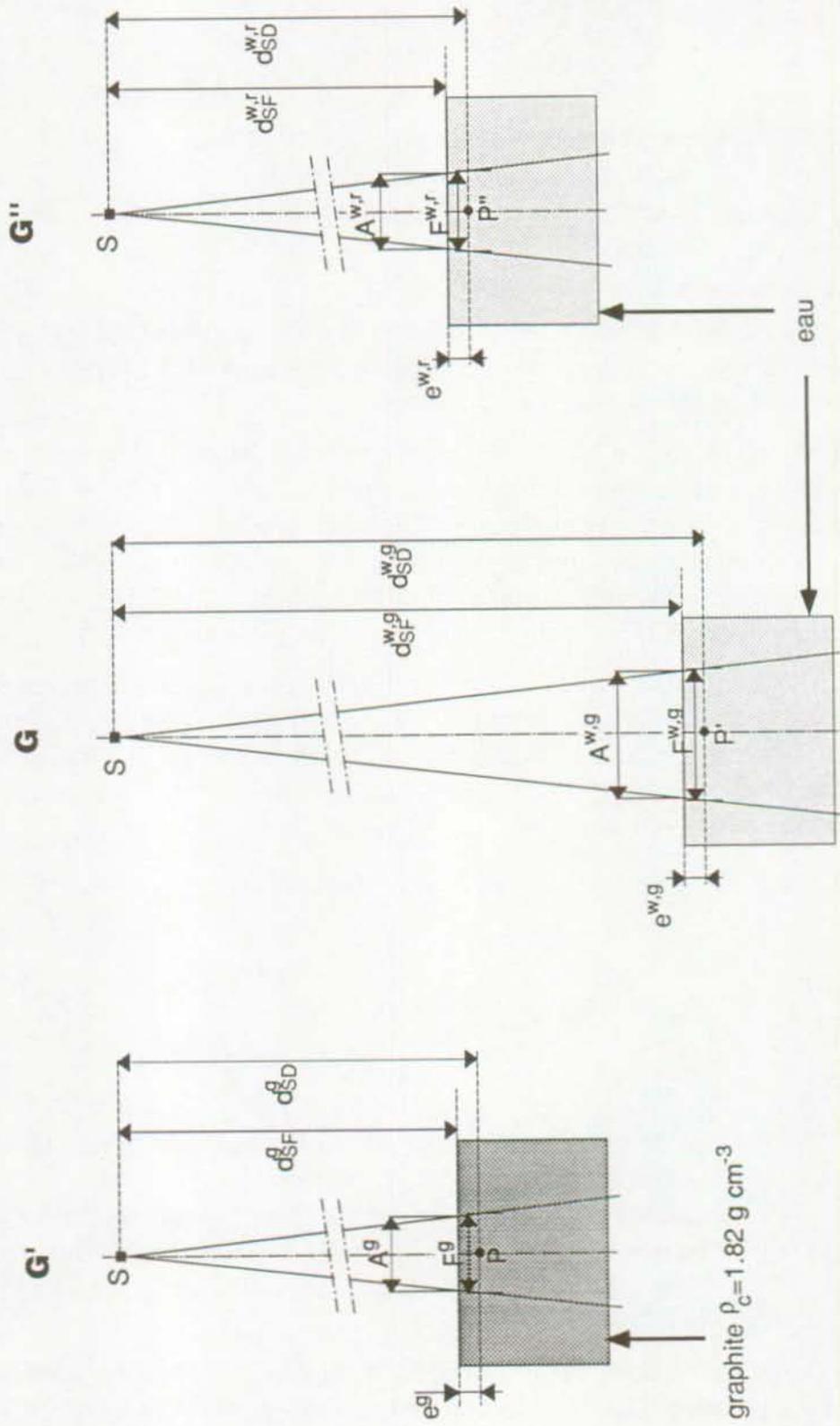


Figure VI.2. Conditions géométriques pour les mesures dans l'eau et le graphite

mesure dans le graphite d_{SD}^g , différente de celle déduite à partir de la distance d_{SF}^g et de la profondeur e^g , la valeur ${}^sN_D^{C,w}$ est obtenue par la relation suivante :

$${}^sN_D^{C,w} = N_D^C \frac{M_g f_{eff}}{M_w} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_g^w \frac{\beta_w}{\beta_g} \left(\frac{d_{SD}^g}{d_{SD}^{w,g}} \right)^2 S_w^g \frac{1}{P_{wall}^w} \quad \text{VI.15}$$

avec d_{SD}^g : la distance entre la source et le point de mesure lors de la mesure dans le graphite;
 $d_{SD}^{w,g}$: la distance entre la source et le centre effectif de la chambre d'ionisation lors de la mesure dans l'eau
 S_w^g : le rapport moyen des pouvoirs de ralentissement restreints du graphite et de l'eau (tableau VI.2).

La valeur de la dose absorbée, D_w , dans les conditions $G(d_{SF}^{w,g}, A^{e,g}, e^{e,g})$ peut être déterminée à partir de la valeur de la dose absorbée, D_e^r , dans les conditions de référence $G''(d_{SF}^{w,r}, A^{w,r}, e^{w,r})$ à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{D_w}{D_e^r} = \left(\frac{d_{SD}^{w,r}}{d_{SD}^{w,g}} \right)^2 \frac{TAR(e^{w,g}, F^{w,g})}{TAR(e^{w,r}, F^{w,r})} \quad \text{VI.16}$$

avec $d_{SD}^{w,-}$: la distance entre la source et le point de mesure;
 $TAR(e,F)$: le rapport de la dose absorbée en un point donné dans le fantôme par celle pouvant être mesurée au même point dans l'air à l'intérieur d'un volume de même matériau que celui du fantôme, dont les dimensions suffisent à assurer l'équilibre électronique [70]; le point de mesure est situé à une profondeur e et les dimensions du faisceau au point de mesure est F ;

Ainsi une valeur ${}^rN_D^{C,w}$ du facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité a été déterminée à partir de la réponse M_e^r de la chambre d'ionisation obtenue dans les conditions de référence G'' , en considérant les relations III.7, VI.15 et VI.16. La valeur ${}^sN_D^{C,w}$ est obtenue par la relation suivante :

$$r_{N_D}^{c,w} = N_D^c \left(\frac{d_{SD}^g}{d_{SD}^{w,r}} \right)^2 \frac{M_g f_{eff} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_g^w \beta_w}{M_w^r \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_g \beta_g} S_w^g \frac{1}{P_{wall}^w} \frac{TAR(e^{w,r}, F^{w,r})}{TAR(e^{w,g}, F^{w,g})} \quad \text{VI.17}$$

Les géométries de mesure G, G' et G'' sont décrites au tableau VI.7. Les valeurs des rapports tissu-air, déduites des tables du supplément 17 publié par le British Journal of Radiology [72], y sont également indiquées. La valeur du rapport $(\mu_{en}/\rho)_g^w$ de 1.113, utilisée pour les calculs provient du code de l'AIEA. Le rapport de la dose absorbée par le kerma de collision β a été étudié par plusieurs auteurs [77, 78, 45, 79]. Sa valeur est proche de l'unité et présente une faible dépendance du matériau et des dimensions du faisceau. Sa détermination expérimentale effectuée par Sibata et al. [80] semble montrer que ce rapport présente également une faible dépendance en fonction de la profondeur. Cependant, les résultats décrits dans la littérature montrent que la valeur du rapport β_w/β_g , dans le cas du cobalt-60, peut être considéré comme égale à l'unité avec, dans les conditions expérimentales considérées, une incertitude de l'ordre de 0.2%. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont présentés au tableau VI.8.

Tableau VI.7. Description des géométries de mesure

Géométrie →	$G'(d_{SF}^g, A^g, e^g)$	$G(d_{SF}^{w,g}, A^{w,g}, e^{w,g})$	$G''(d_{SF}^{w,r}, A^{w,r}, e^{w,r})$
Paramètre ↓			
milieu	graphite	eau	eau
mesure	de référence	équivalente	de référence
d_{SF}	60.0 cm	98.3 cm	60.0 cm
e	2.75 cm	4.50 cm	5.00 cm
A	12.0 cm X 12.0 cm	19.6 cm X 19.6 cm	12.0 cm X 12.0 cm
d_{SD}	63.0 cm	102.8 cm	65.0 cm
F	12.6 cm X 12.6 cm	20.5 cm x 20.5 cm	13.0 cm x 13.0 cm
TAR (e,F)	-	0.972	0.925

Tableau VI.8. Résultats des calibrations dans l'eau, obtenues en appliquant la méthode de similitude

Géométrie pour la mesure dans l'eau	Relation	$N_D^{C,W}/N_D^C$	$N_D^{C,W}$
Equivalente, $G(d_{SF}^{w,g}, A^{w,g}, e^{w,g})$	VI.15	0.997	0.830
De référence, $G''(d_{SF}^{w,r}, A^{w,r}, e^{w,r})$	VI.17	0.995	0.828

VI.5 Comparaison des résultats

L'estimation des incertitudes pour les différentes méthodes de calibration est décrite aux tableaux VI.8 à VI.11. Les valeurs du facteur de calibration obtenues avec les différentes méthodes, normalisées à la valeur déterminée par calorimétrie dans le graphite, sont présentées à la figure VI.3 pour chacune des chambres. Dans le cas de la chambre NE 2561, quatre valeurs ont été obtenues de manière différente pour le facteur de calibration N_D : celle calculée à partir de la calibration dans l'air effectuée par le NPL, celle mesurée par calorimétrie et celles obtenues, à l'aide de la théorie de similitude, dans l'eau dans les conditions équivalentes, respectivement de référence. Ces résultats, ainsi que ceux déterminés pour la chambre NE 2571, qui ont été plus spécialement étudiées, sont remarquablement homogènes. Leur dispersion est de l'ordre de 0.5%. La seconde chambre recommandée par le protocole SSRPM, la PTW 23332, présente une plus grande dispersion, de l'ordre de 1.1%. Cependant, les calibrations relatives au calorimètre des cinq dernières chambres ont été effectuées par l'intermédiaire des chambres NE 2571 et NE 2561 induisant ainsi une incertitude plus importante, de l'ordre de 1.1%, sur le résultat présenté à la figure VI.3. Les chambres FW IC18 et PTW 2332 présentent des écarts importants 1.3%, respectivement 1.5%. Dans le cas de la chambre PTW2332, ceci peut être dû à une erreur plus importante sur la correction du volume d'air (normalisation en pression et température) occasionnée par la propriété d'étanchéité de la chambre (un changement d'air toutes les 8 heures). Les chambres FW IC18 et Extradin T2 ont des parois en A150 ayant les masses surfaciques les plus grandes (voir tableau IV.6), ce qui introduit une incertitude importante sur les facteurs de correction liés aux effets dus à la paroi.

Tableau VI.8. Incertitudes pour les calibrations dans l'air (1σ)

Origine de l'incertitude	S_i % (1)	U_j % (2)
positionnement		0.1
température (pression)		0.1
recombinaison ionique		0.2
reproductibilité	0.2	
coefficient physique, N_D/N_X		0.5
facteur de calibration du standard secondaire	0.3 (3)	
Combinaison des deux types (4)	0.67	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3 l'incertitude indiquée par le NPL [29] est de 0.78% pour un intervalle de confiance de 95%; elle est supposée correspondre à 2.5σ

4 $\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$

Tableau VI.9. Incertitudes pour les calibrations dans l'eau, le plexiglas et le graphite à l'aide du standard secondaire (1σ)

Origine de l'incertitude	S_i % (1)	U_j % (2)
positionnement		0.01
température (pression)		0.01
recombinaison ionique		0.2
reproductibilité	0.10	
correction f_{eff}		0.05
S_{air}^m		0.30
$P_{\text{wall,m}}$		0.40
coefficient physique du standard secondaire, N_D/N_X		0.30
facteur de calibration du standard secondaire	0.31 (3)	
Combinaison des deux types (4)	0.70	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3 l'incertitude indiquée par le NPL [29] est de 0.78% pour un intervalle de confiance de 95%; elle est supposée correspondre à 2.5σ

4 $\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$

Tableau VI.10. Incertitudes pour les calibrations des chambres NE 2571 et NE 2561 dans le graphite à l'aide du calorimètre

Origine de l'incertitude	S _i % (1)	U _j % (2)
positionnement		0.01
température (pression)		0.01
reproductibilité	0.08	
recombinaison ionique		0.20
correction f _{eff}		0.10
S _{air} ^g		0.30
mesure calorimétrique	0.10	0.38
Combinaison des deux types (3)	0.55	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3
$$\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$$

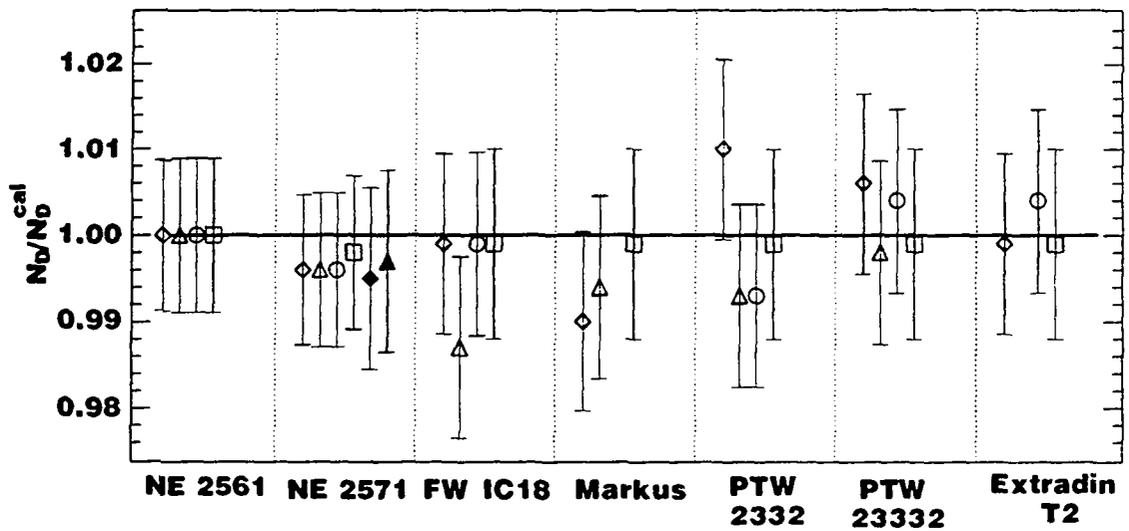
Tableau VI.11. Incertitudes pour les calibrations dans le graphite et l'eau à l'aide du calorimètre (1σ)

Origine de l'incertitude	S _i % (1)	U _j % (2)
positionnement		0.10
température (pression)		0.01
reproductibilité	0.20	
recombinaison ionique		0.20
correction f _{eff}		0.10
S _{air} ^m		0.30
P _{wall,m}		0.40
N _{D,NE2571} et N _{D,NE2561}	0.13	0.53
transfert à l'eau (TAR, similitude)		0.50
Combinaison des deux types (3)	graphite - eau 0.80 - 0.95	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3
$$\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$$



Calibrations à l'aide du standard secondaire du NPL NE2561:

- ◇ dans l'air
- △ dans l'eau
- dans le plexiglas
- dans le graphite

Calibrations par transfert de la mesure de dose absorbée dans le graphite à l'eau:

- ▲ aux conditions équivalentes
- ◆ aux conditions de référence

Figure VI.3 Comparaison des calibrations, N_D , normalisées à la valeur obtenue par calorimétrie, N_D^{cal}

Le passage de la dose absorbée dans le graphite à la dose absorbée dans l'eau a été effectuée uniquement avec la chambre NE 2571 pour les raisons suivantes :

- des facteurs de calibration des différentes chambres ont été mesurés dans l'eau par comparaison avec le standard secondaire en terme de dose absorbée;
- le facteur P_{wall} est égal à l'unité dans le cas de la mesure dans le graphite.

VII. Vérification des protocoles pour des faisceaux de rayonnement X et d'électrons de haute énergie

VII.1. Introduction

Au chapitre précédent, les résultats de la méthode ionométrique et de la calorimétrie ont été comparés dans le faisceau de calibration. Le rapport moyen des pouvoirs de ralentissement du graphite et de l'air pour le cobalt-60, très proche de l'unité (1.002), étant admis bien connu, cette comparaison a permis :

- de vérifier dans le cas des chambres à paroi en graphite, le facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité, N_D , le facteur P_{wall}^g étant unitaire;
- de vérifier, dans le cas des chambres dont la paroi est constituée de matériau différent du graphite, le produit $N_D P_{\text{wall}}^g$, le facteur de correction de l'effet dû à la paroi pouvant être important (jusqu'à 3%).

Ainsi, pour la vérification de la méthode ionométrique dans des faisceaux de rayons X et d'électrons de haute énergie, les mesures ionométriques et calorimétriques ont été comparées, après renormalisation par rapport au facteur de calibration mesuré par calorimétrie, N_D^g .

VII.2. Faisceaux de rayonnement X de haute énergie

VII.2.1. Méthodologie

VII.2.1.1. Vérification dans le graphite

Il a été vu précédemment que l'application des protocoles à la détermination de la dose absorbée dans le graphite est réalisée à l'aide de la relation VI.1. Suivant la démarche de la SSRPM, un coefficient de conversion de la réponse de l'instrument en dose absorbée, C_g , est introduit en généralisant la définition au graphite par la relation suivante :

$$C_g = \frac{N_D}{N_X} S_{\text{air}}^g P_{\text{wall}}^g \quad \text{VII.1}$$

avec N_D/N_X :

le rapport des facteurs de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité et en exposition dans l'air, obtenu pour le faisceau de calibration par la relation III.4;

S_{air}^g :

le rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement du graphite et de l'air, déterminé à partir de l'index de qualité du faisceau, $T_{pr20,10}$ (voir VI.2.1);

P_{wall}^g : le facteur de correction lié à la non équivalence entre le matériau de la paroi et le milieu, pour un faisceau considéré (voir VI.2.3).

La relation VI.1 s'écrit alors :

$$D_g = \frac{M}{f_c} N_x C_g \quad \text{VII.2}$$

avec M : la réponse de la chambre, normalisée aux conditions standards de pression et de température;

N_x : le facteur de calibration en exposition dans l'air ;

f_c : l'efficacité de la collection ionique, dans les condition de la mesure.

Dans les faisceaux de photons de haute énergie autres que celui de calibration, la vérification dans le graphite a été effectuée en comparant la valeur théorique C_g^{th} donnée par la relation VII.2, à la valeur C_g^c obtenue à l'aide de la relation VI.2, à partir de la dose absorbée mesurée par calorimétrie. Afin de mettre en évidence la partie du coefficient de conversion dépendant du faisceau considéré, ainsi que pour éliminer les différences éventuelles entre la ionométrie et calorimétrie pour le faisceau de calibration (voir chapitre VI), les résultats ont été normalisés au cobalt-60. La comparaison est ainsi effectuée entre le rapport des coefficients de conversion théoriques, $C_g^{\text{th}}/C_{g,\text{cobalt}}^{\text{th}}$, du faisceau considéré et du cobalt-60 d'une part et le rapport, $C_g^c/C_{g,\text{cobalt}}^c$, déterminé expérimentalement d'autre part. Ce dernier est obtenu à partir de la mesure ionométrique M_p (relation VI.6) et de la dose absorbée D_p mesurée par calorimétrie (relation VI.7) à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{C_g^c}{C_{g,\text{cobalt}}^c} = \frac{D_p}{M_p/f_c} \frac{1}{(N_D^c P_{\text{wall}}^g)} S_{g,\text{cobalt}}^{\text{air}} \quad \text{VII.3}$$

avec f_c : l'efficacité de la collection ionique de la chambre d'ionisation;

N_D^c : le facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité, mesuré par calorimétrie;

P_{wall}^g : le facteur de correction lié à la non équivalence entre le matériau de la paroi et le milieu, pour un faisceau de cobalt-60;

$S_{g,\text{cobalt}}^{\text{air}}$: le rapport des pouvoirs de ralentissement restreint moyen pour le spectre d'énergie du cobalt-60.

VII.2.1.2. Facteur de correction, k_{gap}

Lors de la détermination de la dose absorbée par calorimétrie dans les faisceau de photons de haute énergie, à l'aide de la relation VI.6, une valeur de 1.0032 a été systématiquement utilisée pour le facteur de correction K_{gap} . Elle correspond à la correction évaluée pour un faisceau de cobalt-60, à la profondeur de référence de 5 g/cm^2 dans le graphite. Ceci est justifié par la normalisation des résultats par rapport à ce faisceau. L'incertitude due à la différence entre l'effet des interstices sur la mesure de la dose absorbée à la profondeur de référence dans les faisceaux de photons de haute énergie et la correction effectuée est estimée à environ de 0.2%.

VII.2.1.3. Vérification dans l'eau

Les rapports $C_w^{\text{th}}/C_{w,\text{cobalt}}^{\text{th}}$, des coefficients de conversion en dose absorbée dans l'eau, déduits des recommandations de la SSRPM ont été comparés aux valeurs $C_w^{\text{c}}/C_{w,\text{cobalt}}^{\text{c}}$, déterminées expérimentalement en appliquant la méthode de transfert par similitude (voir VI.4.2). La part des interactions par effet photo-électrique des photons avec le milieu est admis négligeable, pour les différents faisceaux considérés. L'effet dû à la différence de la proportion de la création de paires entre le graphite et l'eau est également considéré comme négligeable. Le principe de similitude peut ainsi être appliqué pour définir une géométrie G pour la mesure dans l'eau, équivalente à la géométrie G' présente lors de la mesure dans le graphite (figure VI.2). A partir des réponses M_g et M_w de la chambre d'ionisation, obtenues successivement lors de la mesure dans le graphite avec la géométrie G' et dans l'eau avec la géométrie G, la valeur expérimentale $C_w^{\text{c}}/C_{w,\text{cobalt}}^{\text{c}}$ est obtenue par la relation suivante :

$$\frac{C_w^{\text{c}}}{C_{w,\text{cobalt}}^{\text{c}}} = \left\{ \frac{N_D^{\text{c}} S_{\text{air}}^{\text{g}} P_{\text{wall}}^{\text{g}}}{S N_D^{\text{c,w}} S_{\text{air}}^{\text{w}} P_{\text{wall}}^{\text{w}}} \right\}_{\text{cobalt}} \left\{ \frac{M_g f_{\text{g,eff}} \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_w \beta_w \left(\frac{d_{\text{SD}}^{\text{g}}}{d_{\text{SD}}^{\text{w,g}}} \right)^2 \frac{C_g^{\text{c}}}{C_{g,\text{cobalt}}^{\text{c}}} \right\}_x \quad \text{VII.4}$$

avec $\{ \}_{\text{cobalt}}$:

La partie de la relation constituée par les paramètres déterminés par les caractéristiques du faisceau de cobalt-60;

$\{ \}_x$:

La partie de la relation déterminée par les caractéristiques du faisceau considéré;

$f_{-, \text{eff}}$:

la correction liée à la différence de profondeur entre le centre effectif de la chambre et la position du point de mesure considéré, obtenu par la relation VI.7 dans le cas des mesures dans le graphite et à partir du rendement en profondeur mesuré à l'aide de la chambre NE2571 dans le cas des mesures dans l'eau;

$(\mu_{en}/\rho)_g^w$:	le rapport des coefficients massiques d'absorption en énergie de l'eau et du graphite, donné en fonction de l'index de qualité $T_{pr20,10}$ par le code de l'AIEA;
β_w et β_g :	le rapport de la dose absorbée par le kerma de collision dans l'eau, respectivement le graphite;
d_{SD}^g :	la distance entre la source et le point de mesure lors de la mesure dans le graphite;
$d_{SD}^{w,g}$:	la distance entre la source et le centre effectif de la chambre d'ionisation lors de la mesure dans l'eau
N_D^c :	le facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité, mesuré par calorimétrie;
$s_{N_D}^{c,w}$:	le facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité, mesuré dans l'eau par calorimétrie à l'aide de la théorie de similitude (voir VI.4.2);
P_{wall}^m :	le facteur de correction lié à la non équivalence entre le matériau de la paroi et le milieu;
S_{air}^m :	le rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement.

Comme dans le cas du cobalt-60 (voir VI.4.2), le rapport β_w / β_g est considéré comme égal à l'unité, pour les faisceaux utilisés [80, 79]. L'incertitude est estimée de l'ordre de 0.2%.

VII.2.2. Description des irradiateurs

Les faisceaux de rayonnement X de haute énergie utilisés lors de cette étude sont produits par deux installations de thérapie du CHUV. Il s'agit d'un accélérateur linéaire de 6 MV (Philipps SL 75-5-5) et d'un bêtatron de 45 MV (Brow Bovery Corporation 45) pouvant fournir des faisceaux de photons de 30 et 45 MV.

Les caractéristiques géométriques des irradiateurs pour les mesures dans le graphite, géométrie G', sont présentées au tableau VII.1 (voir figure VI.2). Les paramètres de la géométrie équivalente, G, pour les mesures dans l'eau sont donnés au tableau VII.2. Au tableau VII.3, on trouvera les caractéristiques physiques des faisceaux. Les index de qualité ($T_{pr20,10}$, $J_{10,20}$) des rayonnements ont été mesurés dans l'eau. Les données concernant le faisceau de cobalt-60 utilisé pour les mesures de calibration y sont rappelées.

Tableau VII.1. Caractéristiques géométriques des faisceaux de photons dans les conditions de référence pour la mesure dans le graphite

Machine → Paramètre ↓ (1)	Gammatron	Linac	Bêtatron	
			30 MV	45 MV
Energie	1.25 MeV	6 MV	30 MV	45 MV
d_{SF}	60.0 cm	100 cm	110 cm	
e	2.75 cm	2.75 cm	5.49 cm	
$e\rho$	5 g/cm ²	5 g/cm ²	10 g/cm ²	
A	12.0 X 12.0 cm ²	12.0 X 12.0 cm ²	12.0 X 12.0 cm ²	
d_{SD}	63.0 cm	103.0 cm	115.7 cm	
F	12.6 X 12.6 cm ²	12.4 X 12.4 cm ²	12.6 X 12.6 cm ²	

(1) voir figure VI.2

Tableau VII.2. Caractéristiques géométriques des faisceaux de photons dans les conditions équivalentes pour la mesure dans l'eau

Machine → Paramètre ↓ (1)	Gammatron	Linac	Bêtatron	
			30 MV	45 MV
Energie	1.25 MeV	6 MV	30 MV	45 MV
d_{SF}	98.3 cm	163.8 cm	180.2 cm	
e	4.50 cm	4.50 cm	8.99 cm	
A	19.6 X 19.6 cm ²	19.6 X 19.6 cm ²	19.6 X 19.6 cm ²	
d_{SD}	102.8 cm	168.3 cm	189.2 cm	
F	20.5 X 20.5 cm ²	20.1 X 20.1 cm ²	20.6 X 20.6 cm ²	

(1) voir figure VI.2

Tableau VII.3. Caractéristiques physiques des faisceaux de photons

Machine →	Gammaatron	Linac	Bêtatron	
Paramètre ↓				
Energie	1.25 MeV cobalt-60	6 MV	30 MV	45 MV
		a) Paramètre mesuré		
$T_{pr_{20,10}}$	0.58 (1)	0.671	0.799	0.816
$J_{10,20}$	—	1.736	1.494	1.431
		a) Paramètre déduit de $T_{pr_{20,10}}$		
$J_{10,20}$	1.97 (2)	1.731 (3)	1.482 (3)	1.448 (3)
S_{air}^g	1.002	0.988	0.950	0.943
S_{air}^w	1.133	1.120	1.081	1.071
$(\mu_{en/\rho})_g^w$	0.898	0.897	0.885	0.883

(1) déduit de J_{10}/J_{20} Andreo et Al. [36]

(2) protocole NACP [13]

(3) déduit de $T_{pr_{20,10}}$ à l'aide de la table XIII du protocole AIEA

VII.2.3. Conditions d'irradiation

Les dispositifs développés pour les mesures ionométriques et calorimétriques dans le graphite ont été décrits au chapitre IV. Leur utilisation, présentée au cours des chapitres V et VI dans le cas d'un faisceau de cobalt-60 est identique dans le cas des faisceaux de rayonnement X de haute énergie. En ce qui concerne les mesures dans l'eau, les dispositifs employés sont ceux utilisés lors des calibrations dans ce milieu (voir VI.3.2).

Le débit des accélérateurs n'étant pas un paramètre constant, l'indication du dosimètre de contrôle de la machine a été choisie comme unité de base pour la comparaison entre les mesures. Chacune d'entre elles, comprenant les phases d'enclenchement et de déclenchement du faisceau, est normalisée par le nombre d'unités indiqué par le dosimètre de contrôle à la fin de l'irradiation. La linéarité des dosimètres de contrôle et les effets d'enclenchement ont fait l'objet de tests, effectués à l'aide de la chambre NE 2571. L'observation de sa réponse en fonction de différentes valeurs indiquées par le dosimètre de contrôle a montré que les effets de non-linéarité étaient négligeables aussi bien pour l'accélérateur linéaire que pour le bêtatron. Les effets dus aux phases d'enclenchement, négligeables dans le cas de l'accélérateur linéaire (de l'ordre de 0.02 %), ont nécessité une correction dans le cas du bêtatron. Cette dernière a été effectuée en

ajoutant à la valeur indiquée par le dosimètre de contrôle lors des mesures, la valeur obtenue par régression linéaire, correspondant à une réponse nulle de la chambre NE 2571. Cette correction est de 0.15 unités dans le cas du faisceau de 30 MV et de 0.30 unités dans le cas du faisceau de 45 MV. Les irradiations étaient de l'ordre de 200 à 1000 unités pour les mesures calorimétriques et de 50 unités pour les mesures ionométriques.

De la même manière que pour les calibrations par calorimétrie, la comparaison a tout d'abord été effectuée entre le calorimètre et les deux chambres à paroi en graphite (NE 2561 et NE 2571). Puis ces dernières ont servi d'intermédiaire pour la comparaison du calorimètre avec les autres chambres dans le graphite d'une part et pour le transfert à l'eau d'autre part. Ainsi, pour les mesures dans le graphite, la dose absorbée a été déterminée en multipliant la réponse de la chambre NE 2571 par la moyenne des rapports de la mesure calorimétrique par la mesure ionométrique, D_{cal}/M , obtenus avec cette chambre et contrôlée à l'aide de la chambre NE 2561. En ce qui concerne les comparaisons dans l'eau, les mesures ont été effectuées en plaçant successivement les deux chambres à paroi de graphite dans le graphite, puis dans l'eau, afin d'obtenir les valeurs M_G , respectivement M_W , entrant dans la relation VII.4.

Les mesures de comparaison effectuées avec le calorimètre et les deux chambres à paroi de graphite sont réparties sur une période d'une année, à raison de 6 comparaisons par faisceau.

VII.2.4. Résultats

Les facteurs de correction de l'effet dû à la paroi, P_{wall}^m , nécessaires à la détermination des coefficients de conversion dans le cas de l'eau et du graphite, sont donnés au tableau VII.4 pour les faisceaux X de haute énergie et au tableau VI.3 pour le cobalt-60. L'effet des manchons en plexiglas, dont l'épaisseur s est indiquée au tableau VI.3, est compris dans le facteur P_{wall}^w (relation III.9). Les facteurs de correction de la recombinaison ionique, $1/f_c$, déterminés à l'aide de la méthode expérimentale pour les rayonnements pulsés, décrite au paragraphe II.3.4.1, sont donnés au tableau VII.5. Les facteurs f_{eff} , nécessités par la différence de position entre le point de mesure calorimétrique et le centre effectif des chambres d'ionisation lors des mesures dans le graphite, sont présentés au tableau VII.6 (voir VI.3.2 c et relation VI.7). Les corrections f_{eff} appliquées à la réponse de la chambre NE 2571 lors de la mesure dans l'eau, pour tenir compte de la différence entre la profondeur de son centre effectif et celle du point de mesure définie par la géométrie G', sont également indiquées au tableau VII.6. Cette différence correspond à la position du centre effectif de la chambre NE 2571 relativement à celui de la chambre NE 2561, placé au point de mesure (voir VI.3.2a).

Tableau VII.4. Facteurs de correction de l'effet dû à la paroi, P_{wall}^m

Milieu Faisceau → Chambre ↓	graphite			eau		
	6 MV	30 MV	45 MV	6 MV	30 MV	45 MV
NE 2561	1	1	1	0.996	1.003	1.004
NE 2571	1	1	1	0.997	1.004	1.005
FW IC18	1.017	1.010	1.009	-	-	-
Markus	1.001	1.001	1.001	-	-	-
PTW 2332	1.002	1.002	1.002	-	-	-
PTW 23332	1.004	1.002	1.002	-	-	-
Extradin T2	1.014	1.008	1.008	-	-	-

Tableau VII.5. Facteurs de correction de l'effet de recombinaison $1/f_c$

Faisceau → Chambre ↓	6 MV	30 MV	45 MV
NE 2561	1.003	1.005	1.006
NE 2571	1.005	1.006	1.007
FW IC18	1.002	1.004	1.005
Markus	1.003	1.002	1.002
PTW 2332	1.002	1.003	1.002
PTW 23332	1.002	1.003	1.003
Extradin T2	1.008	1.014	1.017

Tableau VII.6. Facteurs de correction f_{eff}

Milieu Faisceau→ Chambre ↓	graphite			eau		
	6 MV	30 MV	45 MV	6 MV	30 MV	45 MV
NE 2561	1.006	1.003	0.998	1	1	1
NE 2571	1.005	1.004	0.999	1.002	1.001	1.001
FW IC18	1.003	1.002	1.000	-	-	-
Markus	0.989	0.993	0.992	-	-	-
PTW 2332	1.004	1.001	1.001	-	-	-
PTW 23332	1.000	1.000	0.999	-	-	-
Extradin T2	0.995	0.997	0.995	-	-	-

L'observation en fonction du temps des rapports de la mesure ionométrique par la mesure calorimétrique, M/D_{cal} , obtenus pour les différents faisceaux permet de rendre compte globalement de la reproductibilité des systèmes ionométriques (dosimètres de contrôle et de mesure), du calorimètre et du positionnement. Les écarts types sont de l'ordre de 0.5% pour le faisceau de 6 MV, de 0.3% et 0.6% pour les faisceaux de 30 MV, respectivement de 45MV.

Les résultats $C_g/C_{g,cobalt}$, obtenus pour les chambres NE 2561 et NE 2571 sont donnés au tableau VII.7. Leur représentation graphique, ainsi que celle des résultats obtenus pour les autres chambres considérées dans cette étude, sont donnés à la figure VII.1. Les rapports $C_w/C_{w,cobalt}$, déterminés pour les deux chambres à paroi en graphite sont présentés à la figure VII.2.

Pour permettre de confronter les résultats obtenus avec les méthodes expérimentales, mesures dans le graphite et dans l'eau, des valeurs du rapport $C_w/C_{w,cobalt}$ ont été déterminées à partir des mesures dans le graphite en appliquant le modèle ionométrique aux deux milieux; c'est-à-dire, en multipliant le rapport $C_g^c/C_{g,cobalt}^c$, mesuré dans le graphite, par le rapport C_w^{th}/C_g^{th} normalisé au cobalt-60, indiqué par le modèle. A la figure VII.2, les valeurs ainsi obtenues sont comparées aux résultats des mesures effectuées dans l'eau et à la courbe établie en appliquant le protocole de la SSRPM.

Le choix des chambres à paroi de graphite (NE 2561 et NE 2571) a été fait pour les raisons suivantes :

- le facteur P_{wall} est égal à l'unité dans le cas des mesures dans le graphite;
- ces chambres ont fait l'objet d'un plus grand nombre de mesures de comparaison avec le calorimètre;
- l'accumulation de mesures, qu'aurait conduit l'utilisation d'autres chambres pour le transfert graphite-eau, ne nous a pas paru justifié.

Tableau VII.7. Résultats $C_g/C_{g,\text{cobalt}}$, pour les deux chambres à paroi en graphite

Chambre → Faisceau ↓	NE2561		NE2571	
	mesuré	théorique	mesuré	théorique
6 MV	0.987	0.987	0.987	0.986
30 MV	0.946	0.949	0.948	0.948
45 MV	0.943	0.942	0.940	0.941

VII.2.5. Discussion des résultats

L'estimation des incertitudes, pour les 3 types de procédures expérimentales (comparaison directe entre le calorimètre et les chambres NE 2571 et NE 2561, comparaison du calorimètre avec les autres chambres par l'intermédiaire de la chambre NE 2571 et comparaison dans l'eau) est décrite aux tableaux VII.8 à VII.10. Les résultats obtenus, compte tenu des incertitudes, montrent une très bonne concordance entre le modèle ionométrique et la calorimétrie. Seules les chambres FW IC18 et Extradin T2 présentent un écart significatif. Cette différence peut être due à une sous-estimation de l'effet lié à la paroi. En effet, ces deux chambres comportent les parois les plus épaisses parmi celles utilisées dans cette étude. Le caractère d'équivalence au tissu du A150 qui les compose devrait conduire à une erreur moins importante dans l'eau.

Ainsi, dans le cas des faisceaux de photons de haute énergie, la démarche proposée par les protocoles pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau a été vérifiée par deux méthodes:

- les coefficients de conversion établis en appliquant les procédures des protocoles dans le cas du graphite ont été vérifiés par calorimétrie dans le graphite; un très bon accord est observé ;
- les coefficients de conversion donnés dans les protocoles ont été comparés à ceux mesurés dans l'eau, en appliquant le principe de similitude pour le transfert à l'eau, de la dose absorbée mesurée dans le graphite par calorimétrie; les résultats obtenus présentent une excellente cohérence.

En outre, la comparaison des mesures dans le graphite avec celles effectuées dans l'eau montre que la méthode de transfert de la dose absorbée entre le graphite et l'eau, basée sur le principe de similitude, représente une bonne méthode pour mesurer la dose absorbée dans l'eau.

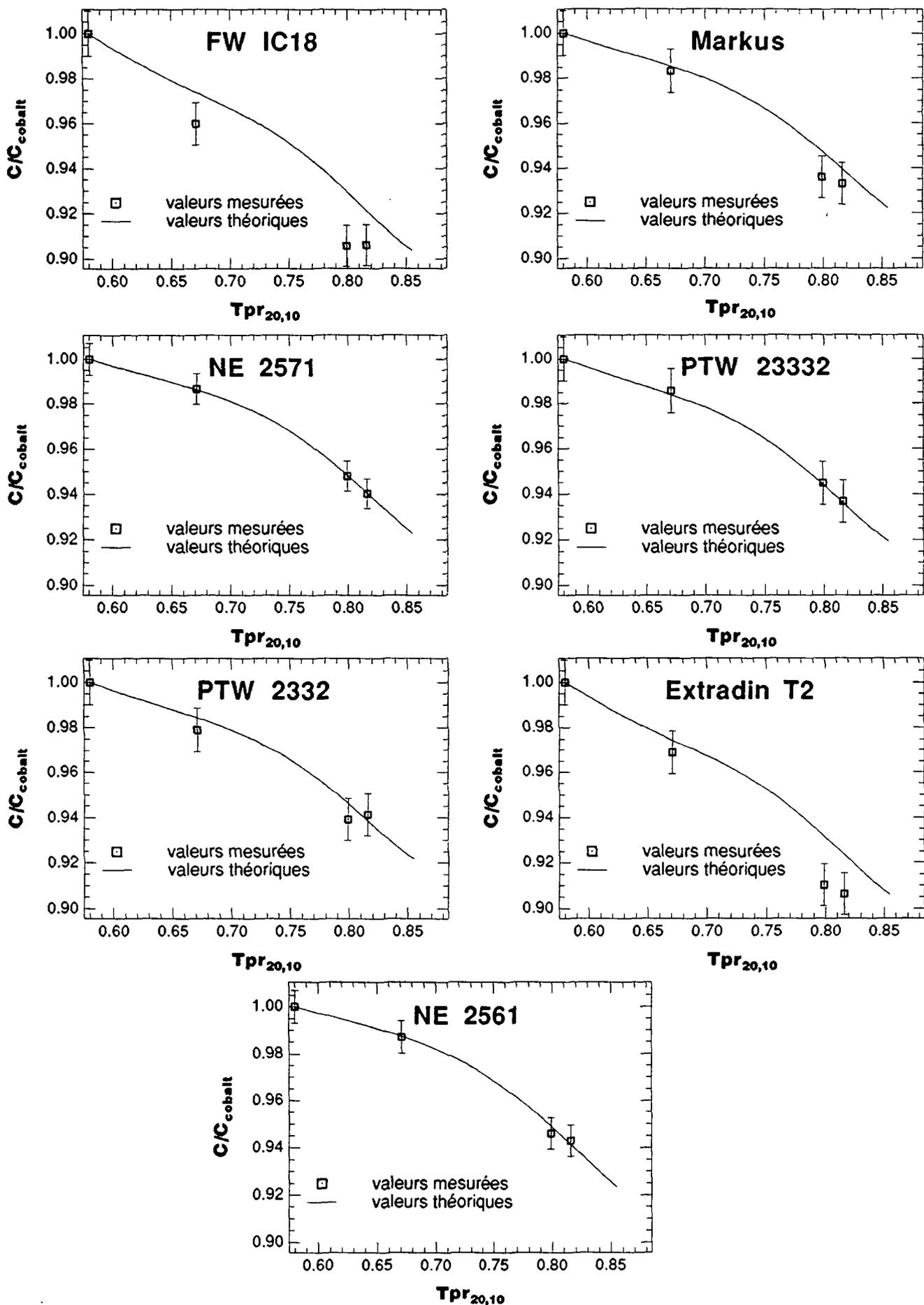


Figure VII.1. Comparaison des coefficients de conversion normalisés au cobalt-60, $C_g/C_{g,\text{cobalt}}$ pour des rayonnements X de haute énergie

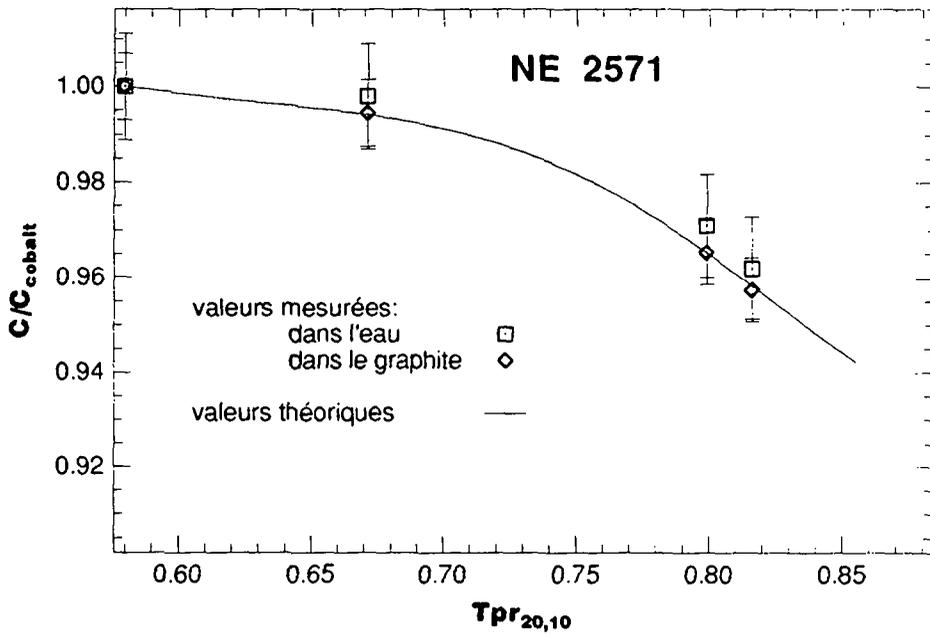
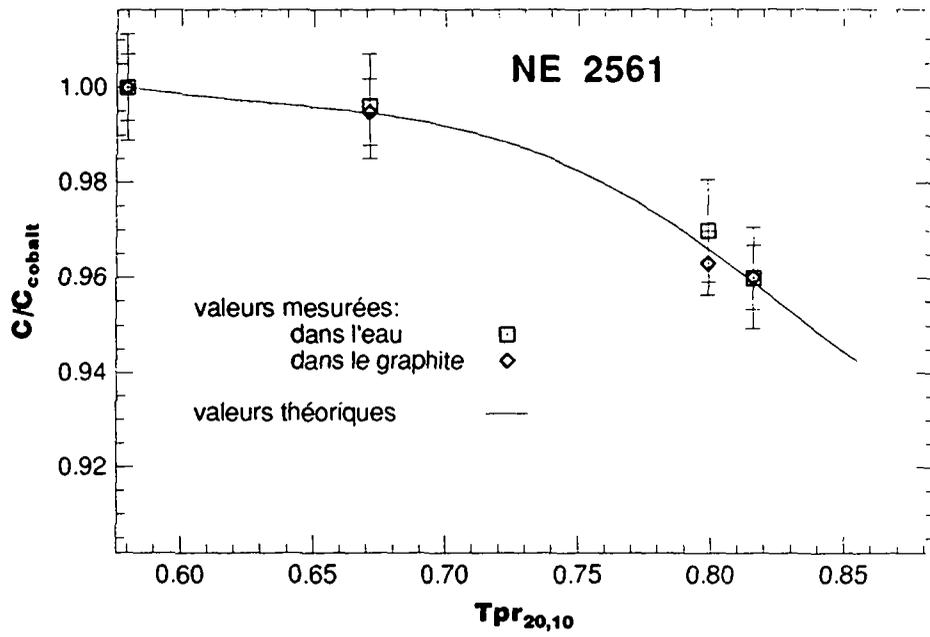


Figure VII.2. Comparaison des rapports $C_w/C_{w,cobalt}$ mesurés en appliquant la méthode de similitude et de ceux déterminés à partir des $C_g/C_{g,cobalt}$ mesurés dans le graphite en appliquant la théorie des protocoles pour le passage du graphite à l'eau

Tableau VII.8. Incertitude sur les comparaisons des méthodes calorimétrique et ionométrique effectuées avec les chambres NE 2571 et NE 2561 dans le graphite

Origine de l'incertitude	S _i % (1)	U _j % (2)
positionnement		0.01
température (pression)		0.01
reproductibilité	0.24	
recombinaison ionique		0.20
correction f _{eff}		0.10
N _D ^c P _{wall,cobalt} ^g S _{air,cobalt} ^g	0.13	0.44
mesure calorimétrique	0.10	0.38
Combinaison des deux types (3)	0.70	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3 $\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$

Tableau VII.9. Incertitude sur les comparaisons des méthodes calorimétrique et ionométrique pour différentes chambres dans le graphite

Origine de l'incertitude	S _i % (1)	U _j % (2)
positionnement		0.01
température (pression)		0.01
reproductibilité	0.24	
recombinaison ionique		0.20
correction f _{eff}		0.10
N _D ^c P _{wall,cobalt} ^g S _{air,cobalt} ^g	0.24	0.58
mesure calorimétrique (déduite de NE 2570)	0.29	0.62
Combinaison des deux types (3)	0.99	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3 $\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$

Tableau VII.10. Incertitude sur les comparaisons des méthodes calorimétrique et ionométrique effectuées avec les chambres NE 2571 et NE 2561 dans l'eau

Origine de l'incertitude	S _i % (1)	U _j % (2)
positionnement		0.10
température (pression)		0.01
reproductibilité	0.24	
recombinaison ionique		0.20
correction f _{eff}		0.10
$s_{N_D}^{c,w} P_{wall,cobalt}^w S_{air,cobalt}^w$	0.24	0.77
mesure calorimétrique (déduite de la mesure ionométrique dans le graphite)	0.29	0.62
Combinaison des deux types (3)		1.11

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3 $\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$

VII.3. Faisceaux d'électrons

VII.3.1. Méthodologie

Afin de vérifier la méthode, proposée par les protocoles pour la détermination de la dose absorbée dans des faisceaux d'électrons, une démarche analogue à celle utilisée pour les faisceaux de photons a été suivie. Le coefficient de conversion de la réponse de l'instrument en dose absorbée pour un faisceau d'électrons, généralisé au graphite, est donné par la relation suivante :

$$C_g = \frac{N_D}{N_X} S_{\text{air}}^g P_f^g \quad \text{VII.5}$$

avec S_{air}^g : le rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement du graphite et de l'air, déterminé à partir de l'index de qualité du faisceau, R_{50} (voir III.6.1) et de la profondeur du point de mesure z ;

P_f^g : le facteur de correction lié à la modification de la fluence due à la présence de la cavité d'air, déterminé à partir de E_z , l'énergie à la profondeur z .

Ainsi, la vérification a été effectuée en comparant le rapport $C_g^{\text{th}}/C_{g,\text{cobalt}}^{\text{th}}$, calculé à l'aide des relations VII.5 et VII.2, avec la valeur $C_g^{\text{c}}/C_{g,\text{cobalt}}^{\text{c}}$ déterminée à partir des mesures calorimétriques et ionométriques en appliquant la relation VII.3, pour chacun des faisceaux considérés. Comme dans le cas des faisceaux X de haute énergie (voir VII.2.1.2), un facteur k_{gap} de 1.0032 a été utilisé pour la détermination de la dose absorbée dans les faisceaux d'électrons (relation VI.6).

Compte tenu de la dépendance en fonction de la profondeur des coefficients de conversion, la différence de profondeur entre le point de mesure calorimétrique et le centre effectif des chambres d'ionisation, défini en appliquant le déplacement du centre géométrique recommandé par les codes AIEA et SSRPM (voir III.6.4), a été considérée selon deux approches différentes :

- une correction f_{eff} a été estimée à partir du rendement en profondeur en ionisation mesuré à l'aide des chambres Markus et NE 2571 (relation VI.7); ainsi la valeur déterminée à l'aide de la relation VII.5 correspond à la profondeur du point de mesure calorimétrique;
- une correction f_{eff} a été estimée à partir du rendement en dose absorbée, déduit des valeurs du rendement en ionisation en multipliant par les rapports des pouvoirs de ralentissement correspondant; par conséquent la valeur du rapport $C_g^{\text{c}}/C_{g,\text{cobalt}}^{\text{c}}$ ainsi obtenue correspond à la profondeur du centre effectif de la chambre.

VII.3.2. Description des irradiateurs

Les faisceaux d'électrons considérés sont produits par le bêtatron, déjà présenté dans le cadre des faisceaux X de haute énergie (voir VII.2.2). Leurs caractéristiques sont présentées au tableau VII.11. Les valeurs du paramètre R_{50} ont été obtenues à partir du rendement en ionisation mesuré dans l'eau.

Tableau VII.11. Caractéristiques des faisceaux d'électrons

Energie [MeV]	R_{50} [cm]	Champ A [cm x cm]	D_{SP} [cm]	Profondeur du point de mesure calorimétrique [g/cm ²]
40	14.1	12 x 12	110	5.00
35	12.6			5.00
30	11.1			5.00
25	9.5			5.00
20	7.7			5.00
15	6.1			5.00
10	4.2			1.93
5	2.2			0.92
3	1.2			0.92

VII.3.3. Conditions d'irradiation

En plus des dispositifs prévus pour les mesures dans le graphite, identiques à ceux employés dans les faisceaux de photons, le bêtatron comporte, lors des irradiations avec un faisceau d'électrons, un collimateur à lamelles dont l'extrémité à la sortie du faisceau vient s'appliquer contre la surface du fantôme.

Les effets de non-linéarité du dosimètre de contrôle du bêtatron ont été considérés comme négligeables. Les effets d'enclenchement ont été corrigés de la même façon que dans le cas des faisceaux X. Les corrections effectuées étaient de l'ordre de 0 à 0.6 unités. Les irradiations étaient de l'ordre de 300 unités pour les mesures calorimétriques et de l'ordre de 50 unités pour la ionométrie.

Les profondeurs respectives des centres effectifs des chambres lors des mesures dans les faisceaux d'électrons sont donnés au tableau VII.12.

Tableau VII.12. Profondeurs des centres effectifs des chambres pour la mesure dans les faisceaux d'électrons, [g/cm²]

Chambre → Faisceau (MeV) ↓	NE 2561	NE 2571	FWIC18	Markus	PTW 2332	PTW 23332	Extradint2
40 - 15	5.34	5.30	5.32	4.80	5.27	5.24	5.24
10	2.27	2.23	2.25	1.73	2.20	2.17	2.17
5 - 3	1.26	1.22	1.24	0.72	1.19	1.16	1.16

VII.3.4. Facteur de correction lié à la modification de fluence, P_f

Les facteurs P_f^W , liés à la modification de la fluence au point de mesure due à l'introduction d'une cavité d'air dans un milieu aqueux sont donnés en fonction de l'énergie moyenne \bar{E}_z à la profondeur z par les protocoles (voir III.6.5). Dans le cas du graphite, la valeur du facteur P_f^g correspondant à une énergie moyenne \bar{E}_z^g a été considérée comme égale à la valeur P_f^W à la même énergie.

La détermination de \bar{E}_z^g en fonction de la profondeur z dans le graphite a été effectuée à partir de l'index de qualité R_{50} (voir III.6.1) du faisceau d'électron considéré, mesuré dans l'eau, en appliquant la théorie de similitude proposée dans l'ICRU 35 [5]. Il est montré que si les ensembles E et E' formés par les faisceaux caractérisés par une énergie moyenne à la surface du fantôme \bar{E}_0 , respectivement \bar{E}'_0 , et les milieux m , respectivement m' sont liés par la relation d'équivalence suivant :

$$E' \leftrightarrow E \quad \begin{cases} \bar{E}_0 = \frac{\bar{Z}}{Z'} \bar{E}'_0 \\ z = \frac{R_0}{R'_0} z' \end{cases} \quad \text{VII.6}$$

avec \bar{Z}, \bar{Z}' : le nombre atomique moyen des milieux m et m' ;
 R_0, R'_0 : la longueur de pénétration, obtenue par l'approximation de perte continue pour les faisceaux d'énergie \bar{E}_0 et \bar{E}'_0 ;
 z, z' : la profondeur dans les milieux m , respectivement m' .

La déposition d'énergie par électron et par unité de longueur, $\Delta E/\Delta z$, évaluée aux profondeurs z et z' en considérant les ensembles E et E' respectivement, multipliée par le rapport R_0/\bar{E}_0 , est alors approximativement la même.

Le nombre atomique moyen d'un milieu m est donné par la relation suivante :

$$\bar{Z} = \frac{\sum_i p_i Z_i^2 / M_i}{\sum_i p_i Z_i / M_i} \quad \text{VII.7}$$

avec p_i la proportion d'atome de type i par unité de masse dans le milieu m ;
 M_i le nombre de masse;
 Z_i le nombre atomique.

Dès lors l'énergie moyenne \bar{E}_z^g , d'un faisceau d'index de qualité R_{50} , est évaluée de la manière suivante :

- l'énergie moyenne à la surface du fantôme \bar{E}_0 , déterminée à partir de R_{50} à l'aide de la méthode proposée par les protocoles AIEA et SSRPM (voir III.6.1), et la profondeur z dans le graphite définissent l'ensemble E ;
- l'énergie \bar{E}'_0 et la profondeur z' équivalentes pour l'eau sont déterminées à l'aide de la relation VII.7; le parcours pratique R'_p correspondant est évalué en appliquant la relation III.12;
- la valeur de \bar{E}_z^g est déterminée à partir du rapport \bar{E}_z / \bar{E}'_0 , obtenu en fonction de \bar{E}'_0 et de z'/R'_p à l'aide de la table V du protocole AIEA [10].

Les valeurs du nombre atomique moyen de l'eau et du graphite sont 6.6, respectivement 6. La détermination de \bar{E}_z^g , pour les faisceaux d'électrons considérés, est décrite au tableau VII.13; les valeurs $R_{0,m}$ données proviennent de l'ICRU 35 [5]; les profondeurs indiquées sont celles du point de mesure calorimétrique. Les valeurs correspondantes pour un fantôme en eau sont également présentées et caractérisées par un exposant w . Au tableau VII.14, les résultats P_f^g et P_f^w obtenus pour chacun des faisceaux sont comparés. Ils correspondent à une chambre cylindrique de 0.25 cm de rayon.

Aux tableaux VII.15 et VII.16, sont donnés les facteurs P_f^g , évalués pour chacune des chambres et correspondant aux différentes profondeurs considérées. La détermination des facteurs en fonction du rayon, r , de la cavité des chambres a été effectuée à partir des données correspondant à une cavité de 0.25 cm (tableau VII.14) à l'aide la relation suivante [57]:

$$P_f(r) = 1 - k r \quad \text{VII.8}$$

Les facteurs correspondant à la chambre Markus de type plan parallèle sont considérés comme unitaires par les protocoles.

Tableau VII.13. Détermination de l'énergie \bar{E}_z^g

R_{50} [cm]	\bar{E}_0 [MeV]	R_p^w [g/cm ²]	z [g/cm ²]	$\left(\frac{\bar{E}_z}{E_0}\right)^w$	\bar{E}_z^w [MeV]	R_0 [g/cm ²]	\bar{E}'_0 [MeV]	R'_p [g/cm ²]	R'_0 [g/cm ²]	z' [g/cm ²]	$\left(\frac{\bar{E}_z}{E_0}\right)$	\bar{E}_z^g [MeV]
1.2	3.0	1.402	0.92	0.27	0.8	1.729	3.3	1.6	1.671	0.89	0.34	1.0
2.2	5.3	2.53	0.92	0.57	3.0	3.050	5.8	2.8	2.932	0.88	0.63	3.3
4.2	9.8	4.81	1.93	0.52	5.1	5.557	10.8	5.3	5.325	1.85	0.58	5.7
6.1	14.5	7.15	5.00	0.22	3.2	7.959	15.9	7.9	7.618	4.79	0.30	4.3
7.7	18.3	9.01	5.00	0.34	6.3	9.770	20.1	9.9	9.337	4.78	0.42	7.6
9.5	22.8	11.22	5.00	0.46	10.3	11.706	25.0	12.3	10.434	4.46	0.55	12.4
11.1	26.8	13.23	5.00	0.52	14.0	13.489	29.5	14.5	12.909	4.79	0.57	15.4
12.6	30.9	15.20	5.00	0.57	17.6	15.350	34.0	16.7	14.398	4.69	0.62	19.2
14.1	35.4	17.37	5.00	0.61	21.6	17.102	38.9	19.1	16.222	4.74	0.65	23.1

Tableau VII.14. Evaluation des facteurs P_f , correspondant à la profondeur du point de mesure calorimétrique

Faisceau (MeV)	40	35	30	25	20	15	10	5	3
z [g/cm ²]	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	5.00	1.93	0.92	0.92
P_f^w	0.996	0.994	0.991	0.985	0.975	0.964	0.971	0.963	0.956
P_f^g	0.996	0.995	0.992	0.989	0.979	0.968	0.973	0.965	0.957

Tableau VII.15. Evaluation des facteurs P_f^g , à la profondeur du point de mesure calorimétrique

Faisceau → (MeV) Chambre ↓	40	35	30	25	20	15	10	5	3
NE 2561	0.994	0.993	0.988	0.984	0.969	0.949	0.963	—	—
NE 2571	0.995	0.994	0.990	0.986	0.974	0.957	0.968	0.956	0.946
FW IC18	0.995	0.993	0.990	0.989	0.981	0.969	—	—	—
PTW 2332	0.997	0.997	0.994	0.992	0.985	0.976	—	—	—
PTW 23332	0.996	0.995	0.992	0.989	0.979	0.966	—	—	—
Extradin T2	0.992	0.991	0.985	0.979	0.961	0.936	—	—	—

Tableau VII.16. Evaluation des facteurs P_f^g , correspondant à la profondeur du centre effectif des chambres

Faisceau (MeV) → Chambre ↓	40	35	30	25	20	15	10	5	3
NE 2561	0.994	0.992	0.987	0.981	0.965	0.947	0.956	–	–
NE 2571	0.995	0.993	0.989	0.984	0.971	0.955	0.963	0.953	0.944
FW IC18	0.996	0.995	0.992	0.988	0.979	0.9	–	–	–
PTW 2332	0.997	0.996	0.994	0.991	0.984	0.975	–	–	–
PTW 23332	0.996	0.995	0.992	0.988	0.977	0.964	–	–	–
Extradin T2	0.992	0.990	0.984	0.977	0.957	0.933	–	–	–

VII.3.5. Rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement

Pour pouvoir généraliser les résultats des vérifications effectuées dans le graphite à l'évaluation de la méthode ionométrique pour la mesure de la dose absorbée dans l'eau, les valeurs des rapports moyens des pouvoirs restreints de ralentissement du graphite par ceux de l'air d'une part, et de l'eau par ceux de l'air d'autre part, doivent être basés sur des données de pouvoirs massiques de ralentissement par collision de même origine. Les valeurs recommandées par les protocoles, calculées par Berger, tiennent compte des modifications présentées dans l'ICRU 37 [35], comprenant notamment des valeurs récentes des énergies moyennes d'excitation et des facteurs de correction de l'effet de densité déterminés par Sternheimer-Berger-Selzer [37]. Dans le cas du graphite, les valeurs trouvées dans la littérature à notre disposition sont moins récentes [81, 5], et par conséquent leur détermination à partir des données présentées par l'ICRU 37 a été entreprise.

Le rapport moyen des pouvoirs de ralentissement d'un milieu m et de l'air, S_{air}^g , est basé sur la formulation de Spencer-Attix de la théorie des cavités (voir II.2.2.2) et nécessite la détermination du spectre énergétique à la profondeur considérée. Pour ce calcul, le code de simulation d'une cascade d'électrons et de photons par la méthode de Monte Carlo, EGS4, a été utilisé [82] (voir annexe B). Pour la partie du code devant être écrite par l'utilisateur, le programme FLURZ développé par Bielajew et Rogers [83], a été utilisé (voir annexe B). Celui-ci, simulant une géométrie cylindrique, calcule les spectres énergétiques moyens d'après la formulation de Chilton (voir annexe A), en comptabilisant les longueurs des traces des particules dans des tranches situées à différentes profondeurs. Une des difficultés du calcul du spectre énergétique pour la détermination du rapport des pouvoirs de ralentissement, est le large domaine énergétique à couvrir de \bar{E}_0 à l'énergie de coupure, Δ (i.e. de 40 MeV à 10 keV). La solution,

proposée dans la littérature [84, 85, 86] est de partager le domaine en deux parties de part et d'autre d'une énergie E_{int} . Les électrons de haute énergie sont traités par simulation de Monte Carlo. Ceux de basse énergie, supposés ne plus avoir assez d'énergie pour quitter la tranche considérée, sont traités par la théorie des pertes continues [87] en utilisant la méthode de calcul proposée par Nahum [7] (voir annexe AII). Se basant sur le théorème de réciprocité, le calcul du spectre énergétique moyen dans un petit volume autour de la profondeur considérée, produit par un large faisceau parallèle, est simulé par un faisceau ponctuel d'électrons monoénergétique incidents perpendiculairement sur un fantôme de diamètre quasi-infini (diamètre 2000 cm). Un découpage en profondeur par tranche d'épaisseur égale à 5% de la longueur du parcours R_0 , correspondant à l'énergie initiale des électrons incidents, est effectué, suivant ainsi la démarche de Berger. Les données des pouvoirs restreints de ralentissement de l'air, de l'eau et du graphite utilisés pour la détermination des S_{air}^m ont été calculées par le programme PEGS, servant à la préparation des données physiques nécessaires au code EGS4 (voir annexe B). Le découpage énergétique, les paramètres d'entrées, ainsi qu'une partie des procédures servant aux calculs des S_{air}^m sont décrits à l'annexe C.

Afin d'évaluer les résultats du calcul dans l'eau, des comparaisons avec les données présentées dans la littérature ont été faites, pour un faisceau d'électrons de 20 MeV. A la figure VII.3, les spectres énergétiques obtenus à divers profondeurs sont comparés à des spectres calculés soit par Nahum [7] soit par Berger [84]. Les rapports S_{air}^w obtenus à partir des spectres énergétiques calculés ont été comparés à des valeurs de trois origines (figure VII.4) :

- calculées par Nahum [6], en utilisant pour l'évaluation des pouvoirs restreints de ralentissement par collision, des valeurs de l'énergie moyenne d'excitation de 71.3eV pour l'eau, I_w , et de 92.9eV pour l'air, I_a ; la correction de l'effet de densité selon Sternheimer [88], et une valeur Δ de 10keV;
- calculées par Berger [5] avec une valeur I_a de 85.7 eV et I_w de 75.0 eV; la correction de l'effet de densité a été faite selon Sternheimer-Peierls, Δ étant également de 10keV;
- calculées par Berger [9] avec une valeur I_a de 85.7 eV et I_w de 75.0 eV; la correction de l'effet de densité a été faite selon Sternheimer-Berger-Selzer, Δ étant également de 10keV;

A ces deux dernières, correspondent respectivement les deux types de valeurs S_{air}^w , calculées dans ce travail. Compte tenu des incertitudes respectives, de l'ordre de 0.5%, un bon accord est observé entre les valeurs calculées à l'aide du code EGS4 et les résultats de Berger.

Enfin, une comparaison a été également effectuée entre le rendement en dose absorbée déterminé à partir des spectres énergétiques aux différentes profondeurs, à l'aide de la relation de Spencer-Attix (relation II.4), et les résultats

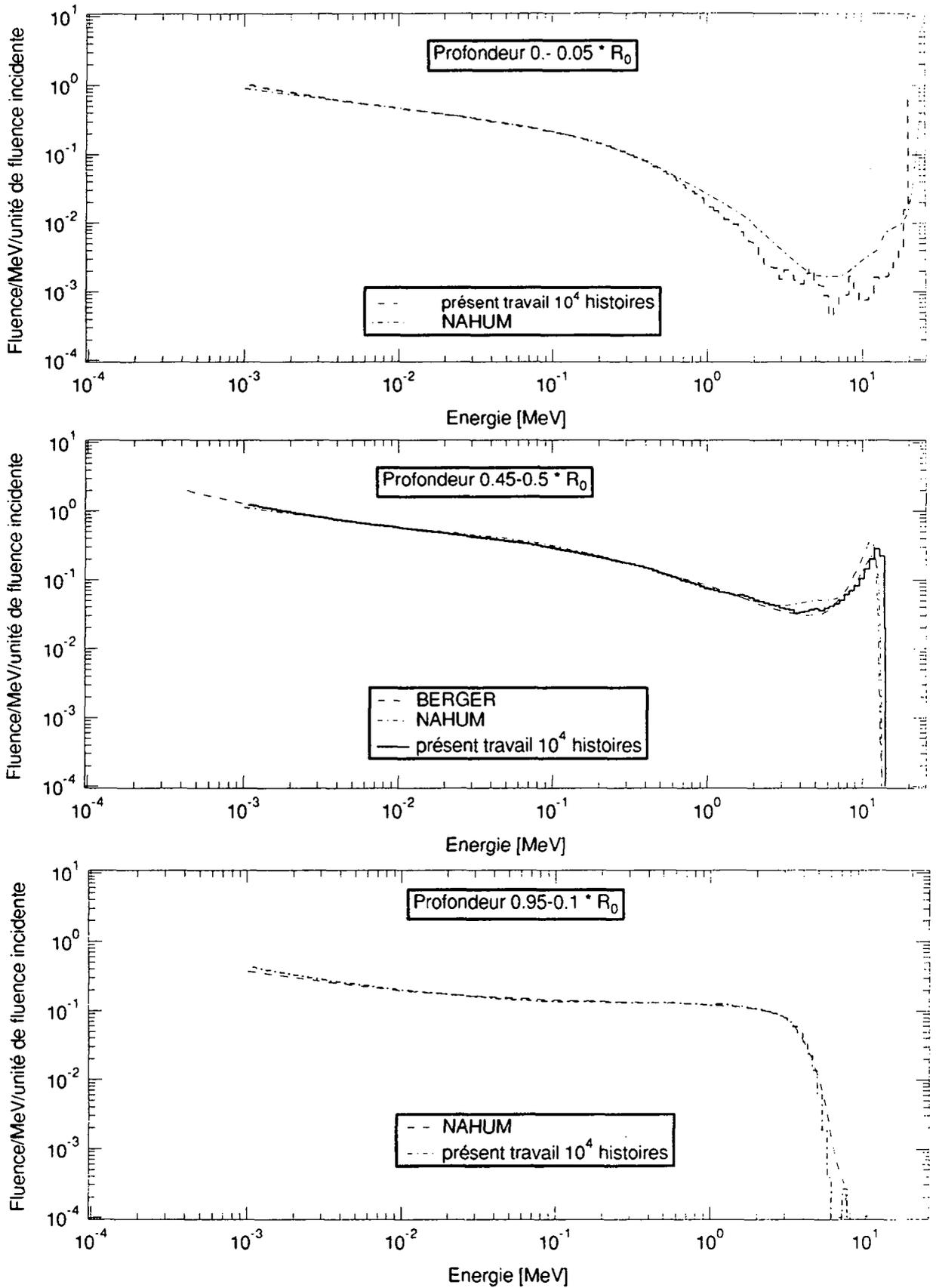


Figure VII.3 Spectres énergétiques obtenus pour un faisceau d'électrons de 20 MeV ($R_0 = 9.19 \text{ g/cm}^2$)

obtenus à l'aide du programme utilisateur INHOM (annexe B), qui couplé au système EGS4, simule une géométrie cylindrique semi-infinie et comptabilise l'énergie déposée à chaque interaction dans des régions cylindriques situées à différentes profondeurs (figure VII.5).

Ainsi les rapports moyens des pouvoirs restreints de ralentissement du graphite et de l'air ont été déterminés à partir des données de pouvoirs de ralentissement restreint basées sur l'ICRU 37 [35], c'est-à-dire, déterminés en utilisant les énergies moyennes d'excitation de 85.7 eV pour l'air et de 78.0 eV pour le graphite et avec les données proposées par Sternheimer-Berger-Selzer pour la corrections de densité, évaluées, dans le cas du graphite, pour une masse volumique de 1.82 g/cm³ (voir annexe C).

Les spectres énergétiques obtenus à trois profondeurs, pour des électrons incidents de 20 MeV sont présentés à la figure VII.6. Les rapports S_{air}^g calculés à partir de ces spectres ont été comparés à des valeurs mesurées à l'aide d'un calorimètre par Domen [89], recalculées avec une valeur de W/e de 33.97 eV au lieu de 33.7 eV. Ils ont été également comparés aux valeurs obtenues à partir des rapports S_{air}^w recommandés dans les protocoles en appliquant la relation, établie sur la base de la théorie de similitude par Berger [81] (figure VII.7):

$$S_{air}^m(z) = k S_{air}^w(kz) \quad \text{VII.9}$$

avec k : le facteur de proportionnalité; sa valeur évaluée pour du graphite de 1.82 g/cm³ à partir des valeurs de Berger est de 0.876.

De plus, les rapports S_{air}^g calculés par Berger en 1975 [81] ($I_a=86.8$ eV, $I_g=78.0$ eV, Sternheimer-Peierls, $\Delta = 15$ keV) et en 1980 [5] ($I_a=85.7$ eV, $I_g=78.0$ eV, Sternheimer-Peierls, $\Delta = 10$ keV) y sont également présentés. Dans son calcul de 1975, Berger a évalué la relation de Spencer-Attix telle qu'elle est présentée au chapitre II (relation II.4), mais sans le second terme, introduit dans ses calculs ultérieurs.

Les résultats S_{air}^w , obtenus pour différentes énergies à l'aide du code EGS4 sont confrontés aux rapports donnés dans le code SSRPM à la figure VII.8. Les résultats S_{air}^g sont présentés à la figure VII.9. Les rapports calculés par Berger en 1975 et 1980 [81, 5], ainsi que les valeurs déduites à partir rapports donnés dans le protocole SSRPM, à l'aide de la relation VII.9 y sont également présentés.

Les valeurs de S_{air}^g pour les faisceaux considérés, évaluées à partir des rapports calculés à l'aide du code EGS4 sont donnés au tableau VII.17, en fonction du point de mesure de chacun des détecteurs.

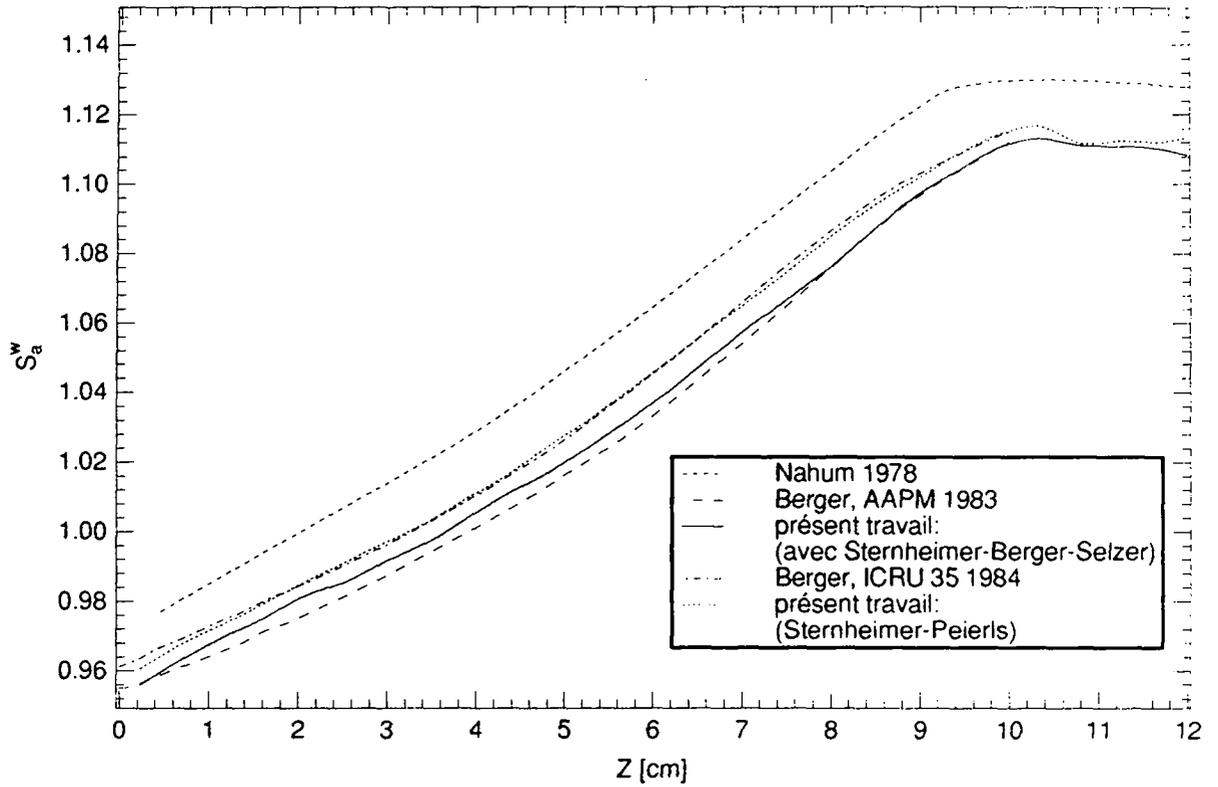


Figure VII.4. Comparaison des rapports S_a^w obtenus dans présent travail avec ceux publiés, pour un faisceau de 20 MeV

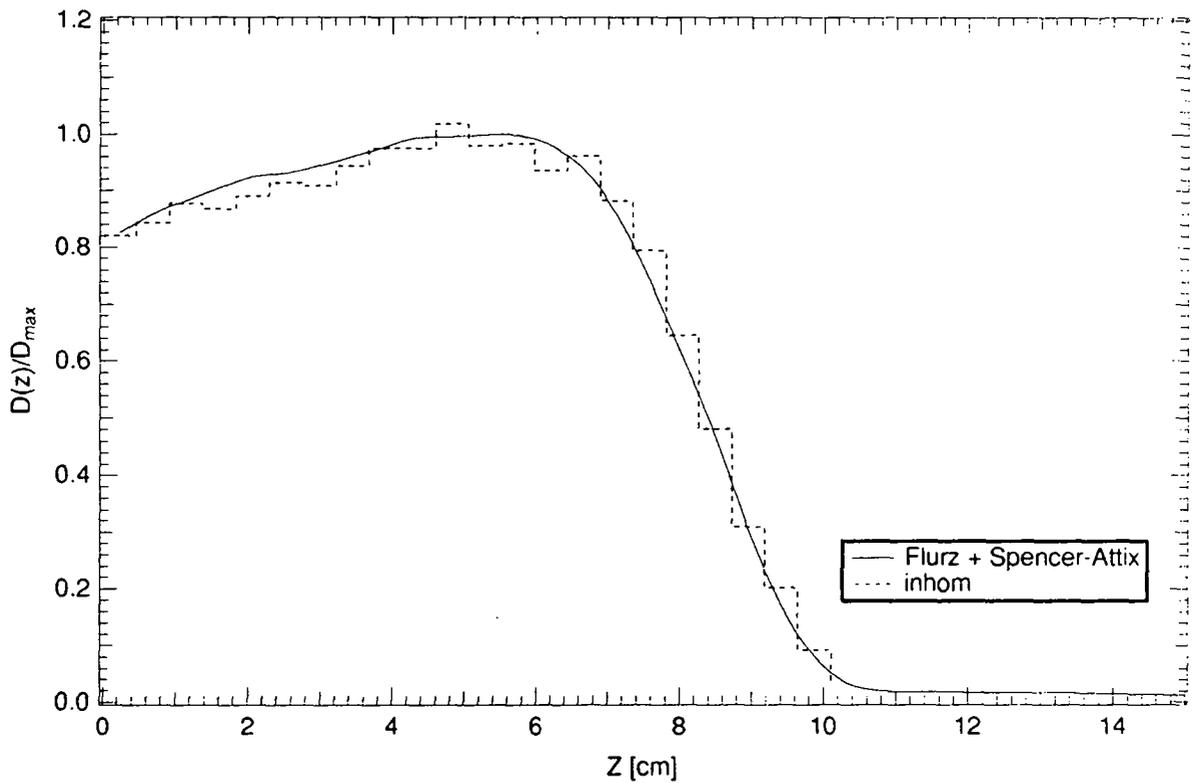


Figure VII.5. Comparaison des rendements en profondeur obtenus à l'aide du code FLURZ avec Spencer-Attix et à l'aide du code INHOM

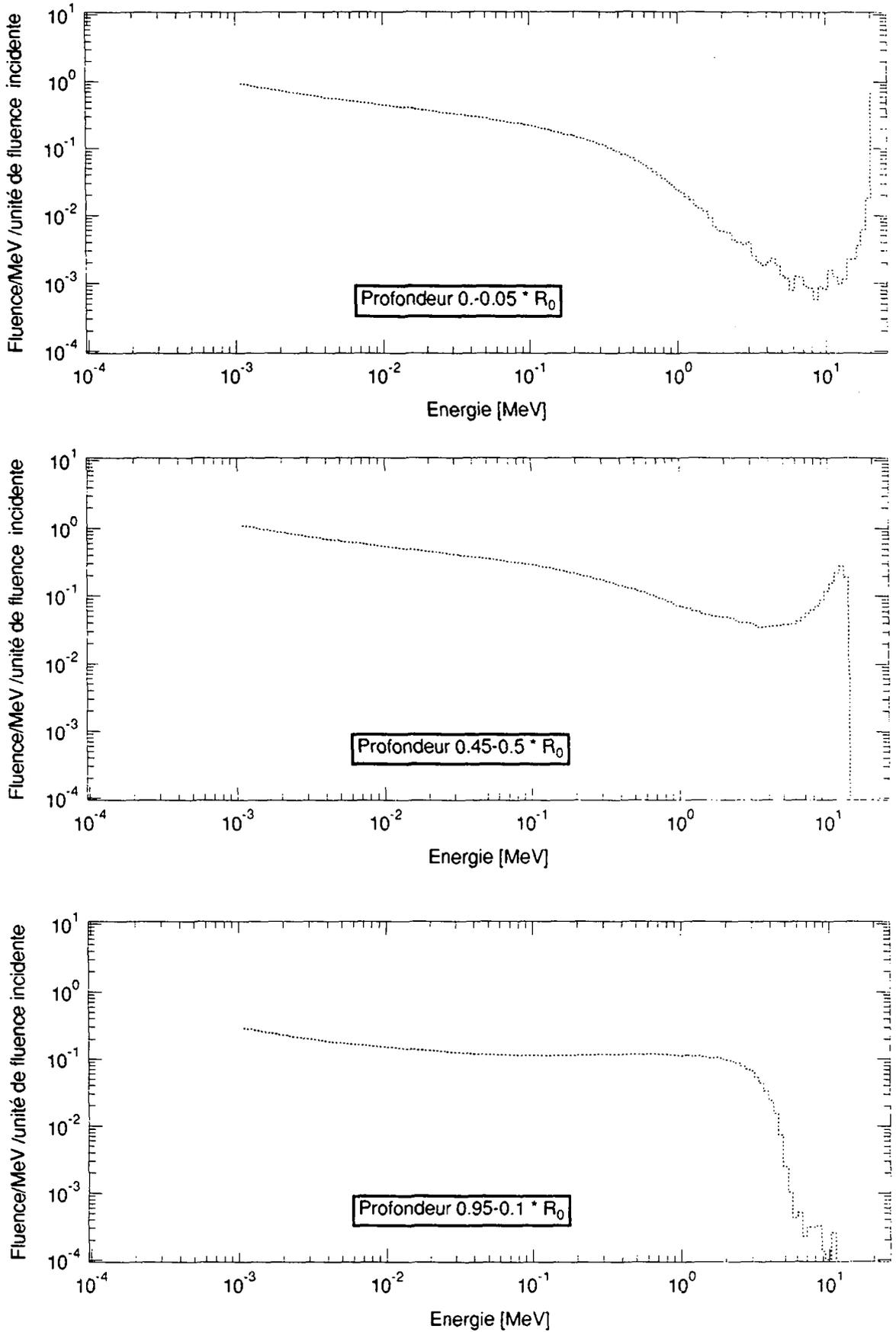


Figure VII.6 Spectre énergétique dans le graphite pour un faisceau de 20 MeV ($R_0 = 10.6 \text{ g/cm}^2$)

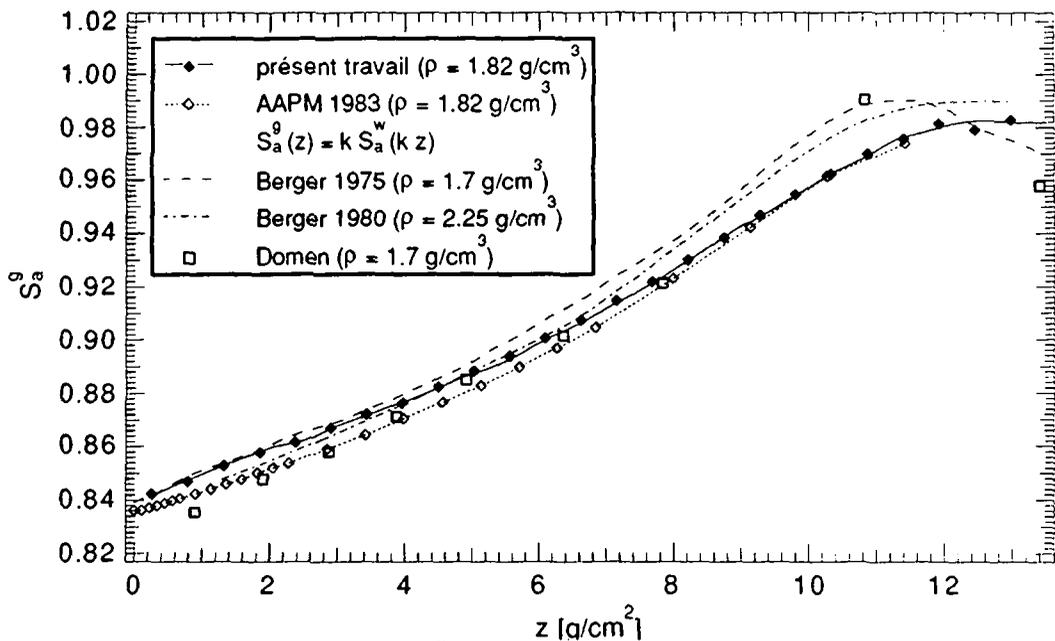


Figure VII.7. Rapports S_{air}^g , pour un faisceau d'électrons de 20 MeV

Tableau VII.17. Rapports des pouvoirs de ralentissement restreint du graphite et de l'air, S_{air}^g , à la profondeur des points de mesure des détecteurs

Faisceau (MeV) → Détecteur ↓	40	35	30	25	20	15	10	5	3
Calorimètre	0.841	0.851	0.862	0.877	0.898	0.925	0.910	0.949	0.973
Markus	0.840	0.850	0.861	0.875	0.896	0.921	0.907	0.939	0.965
NE 2561	0.843	0.854	0.865	0.879	0.903	0.931	0.916	—	—
NE 2571	0.843	0.854	0.865	0.879	0.902	0.931	0.916	0.963	0.988
FW IC18	0.843	0.854	0.865	0.879	0.902	0.931	—	—	—
PTW 2332	0.843	0.854	0.865	0.879	0.902	0.930	—	—	—
PTW 23332	0.843	0.853	0.864	0.878	0.901	0.929	—	—	—
Extradin T2	0.843	0.853	0.864	0.878	0.901	0.929	—	—	—

VII.3.6. Résultats

Les facteurs de correction de la recombinaison ionique, $1/f_c$, ont été déterminés à l'aide de la méthode expérimentale pour les rayonnements pulsés décrite au

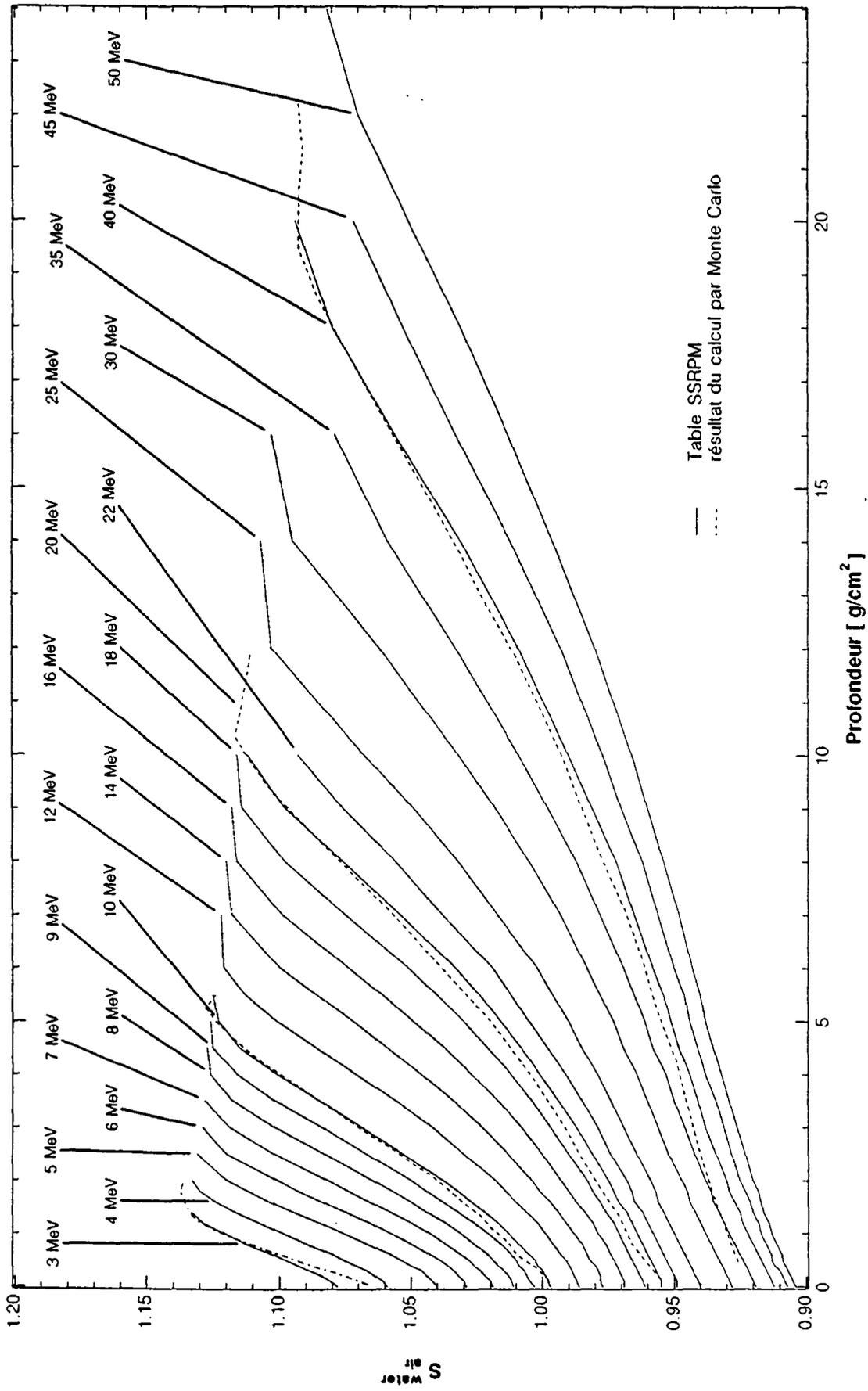


Figure VII.8. Rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement de l'eau et de l'air

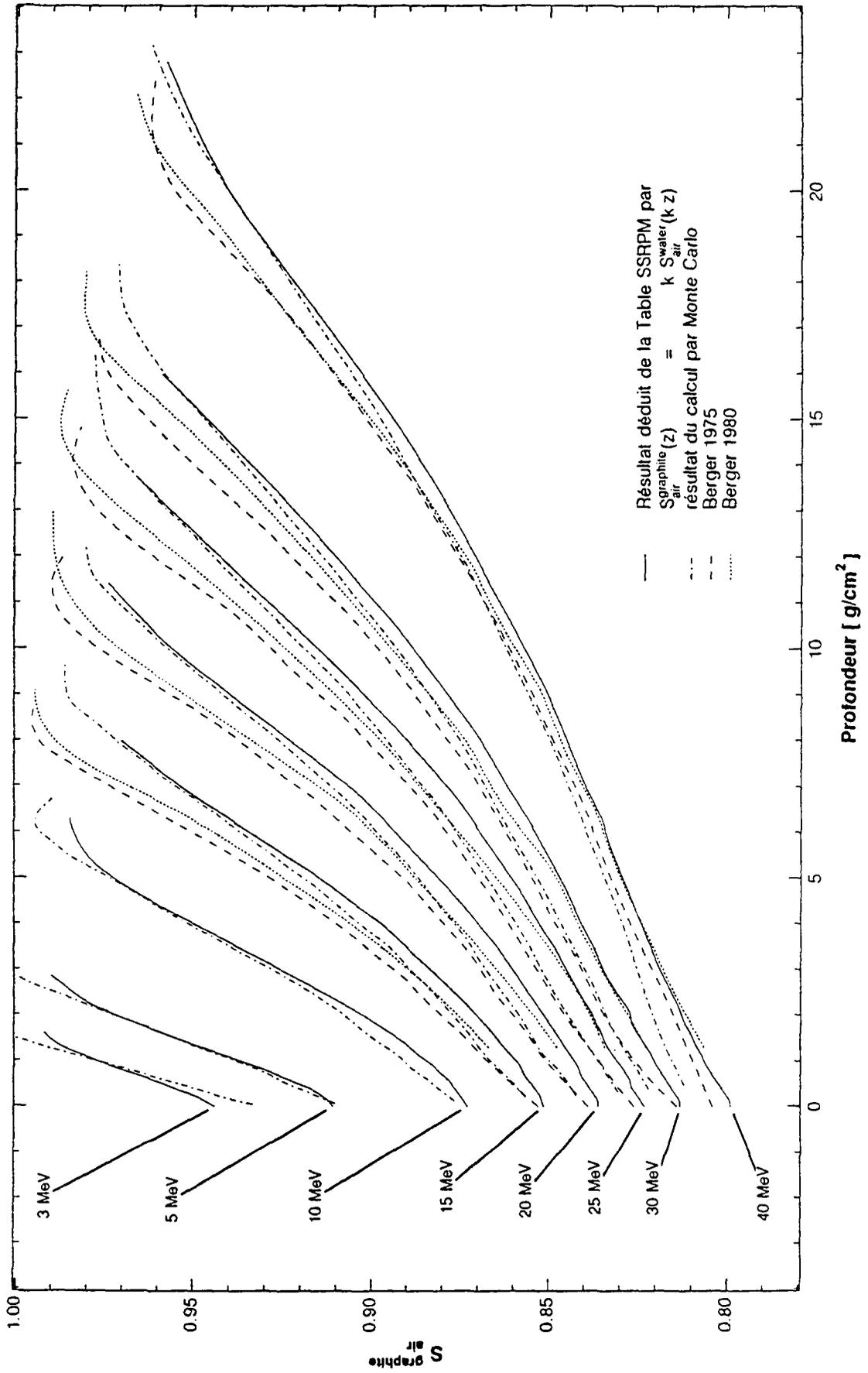


Figure VII.9. Rapport moyen des pouvoirs restreints de ralentissement du graphite et de l'air

paragraphe II.3.4.1 (tableau VII.18). La correction f_{eff} , due à la différence de profondeur entre le centre effectif de la chambre et le point de mesure calorimétrique, évaluée soit à partir du rendement en ionisation (figure VII.10), soit à partir du rendement en dose absorbée (figure VII.11) sont donnés aux tableaux VII.19 et VII.20.

Tableau VII.18. Facteur de correction de la recombinaison, $1/f_c$

Faisceau (MeV) → Chambre ↓	40	35	30	25	20	15	10	5	3
Markus	1.009	1.008	1.008	1.007	1.006	1.006	1.005	1.004	1.006
NE 2561	1.015	1.015	1.014	1.014	1.014	1.014	1.013	—	—
NE 2571	1.021	1.019	1.017	1.015	1.013	1.011	1.009	1.007	1.007
FW IC18	1.006	1.005	1.005	1.005	1.005	1.005	—	—	—
PTW 2332	1.004	1.005	1.005	1.005	1.005	1.005	—	—	—
PTW 23332	1.002	1.002	1.002	1.002	1.002	1.002	—	—	—
Extradin T2	1.024	1.023	1.022	1.021	1.020	1.019	—	—	—

Tableau VII.19. Facteur de correction f_{eff} , évalué à partir des rendements en ionisation

Faisceau (MeV) → DéTECTEUR ↓	40	35	30	25	20	15	10	5	3
Markus	0.994	0.994	0.993	0.992	0.990	0.978	1.003	1.031	0.956
NE 2561	1.001	1.002	1.003	1.005	1.010	1.037	0.989	—	—
NE 2571	1.001	1.002	1.003	1.005	1.008	1.032	0.990	0.950	1.201
FW IC18	1.001	1.002	1.003	1.005	1.009	1.034	—	—	—
PTW 2332	1.001	1.002	1.003	1.004	1.007	1.028	—	—	—
PTW 23332	1.001	1.002	1.002	1.004	1.007	1.025	—	—	—
Extradin T2	0.999	1.000	1.001	1.002	1.005	1.023	—	—	—

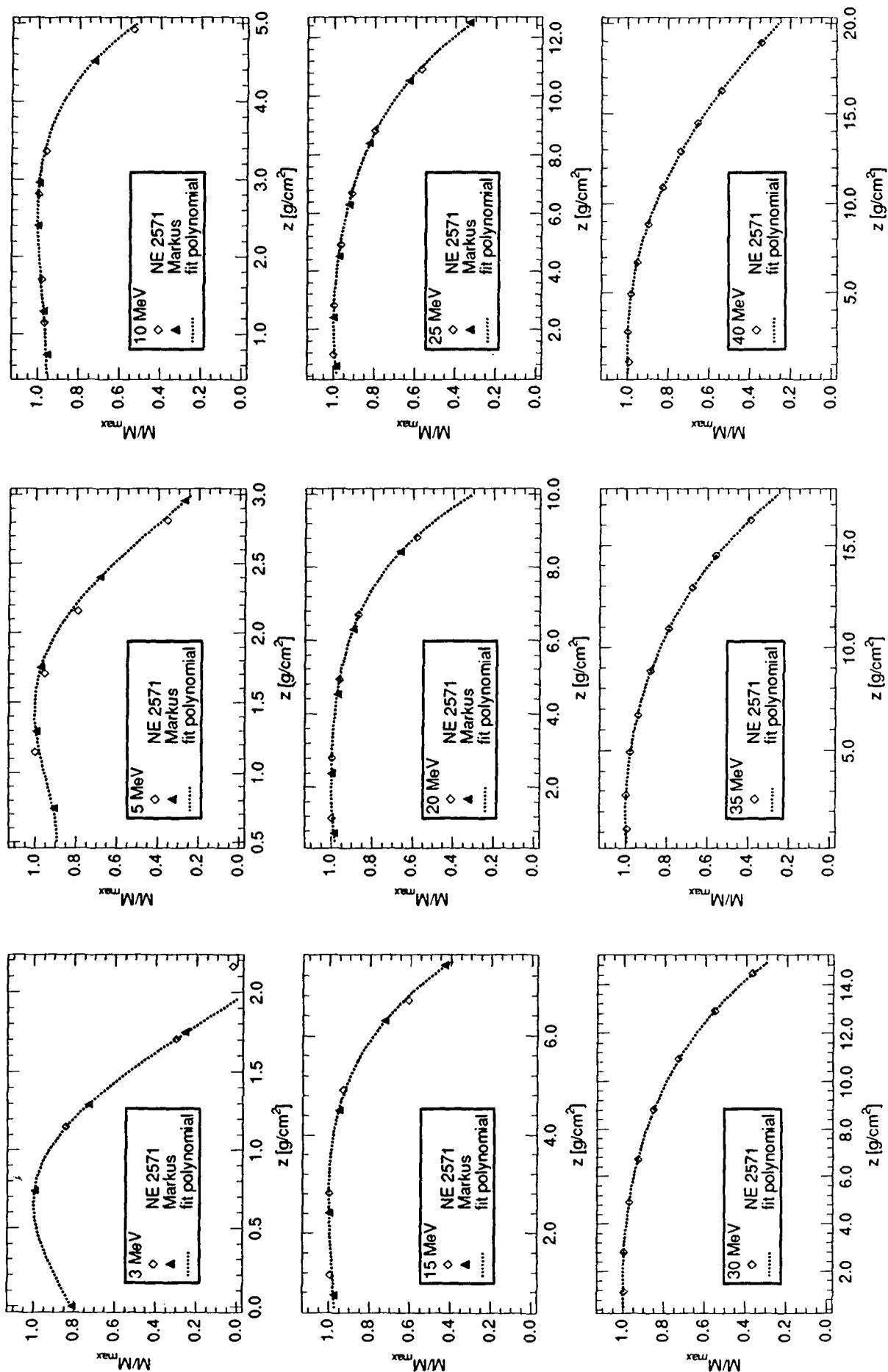


Figure VII.10. Rendement en ionisation

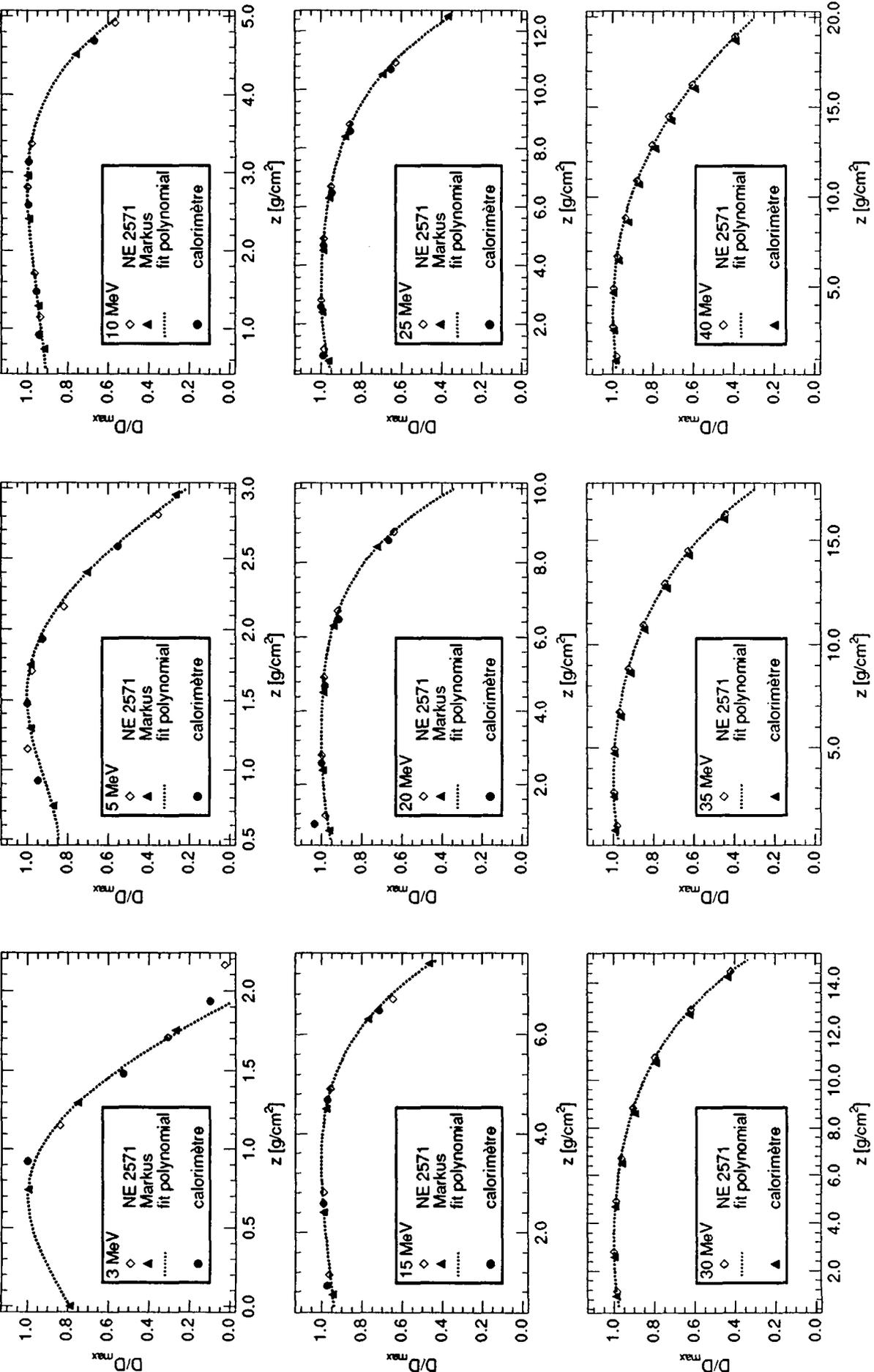


Figure VII.11. Rendement en dose absorbée

Tableau VII.20. Facteur de correction f_{eff} , évalué à partir des rendements en dose absorbée

Faisceau (MeV) → DéTECTEUR ↓	40	35	30	25	20	15	10	5	3
Markus	0.996	0.995	0.995	0.994	0.993	0.982	1.006	1.042	
NE 2561	0.999	1.000	1.000	1.002	1.005	1.030	0.983	–	–
NE 2571	0.999	1.000	1.000	1.001	1.004	1.026	0.985	0.935	1.183
FW IC18	0.999	1.000	1.000	1.002	1.004	1.028	–	–	–
PTW 2332	0.999	1.000	1.000	1.001	1.003	1.023	–	–	–
PTW 23332	0.999	1.000	1.000	1.001	1.003	1.020	–	–	–
Extradin T2	0.998	0.998	0.999	1.000	1.002	1.019	–	–	–

Comme pour les faisceaux de photons, les comparaisons ont été effectuées directement entre le calorimètre et les chambres à paroi en graphite (tableau VII.21), puis indirectement par l'intermédiaire de ces dernières dans le cas des autres chambres. Pour les faisceaux de 3 à 10 MeV, la chambre Markus a également été comparée directement au calorimètre. Les résultats $C_g/C_{g,\text{cobalt}}$, obtenus à la profondeur du point de mesure calorimétrique (tableau VII.11) pour les faisceaux de 15 à 40 MeV sont présentés en fonction de l'énergie moyenne à la surface du fantôme, \bar{E}_0 , à la figure VII.12. Des courbes en pointillés passant par les points de mesure ont été introduites pour améliorer la visualisation de ces derniers. Les courbes continues passant par les points théoriques représentent la variation du rapport $C_g/C_{g,\text{cobalt}}$ en fonction de \bar{E}_0 à la profondeur de 5 g/cm². Les résultats $C_g/C_{g,\text{cobalt}}$, obtenus à la profondeur des centres effectifs (tableau VII.12) pour les mêmes faisceaux sont représentés à la figure VII.13. La distance entre le point de mesure calorimétrique et les centres effectifs de chacune des chambres est donnée au tableau IV.10. Pour les faisceaux de 3 à 10 MeV, les résultats y relatifs sont présentés en fonction de la profondeur à la figure VII.14.

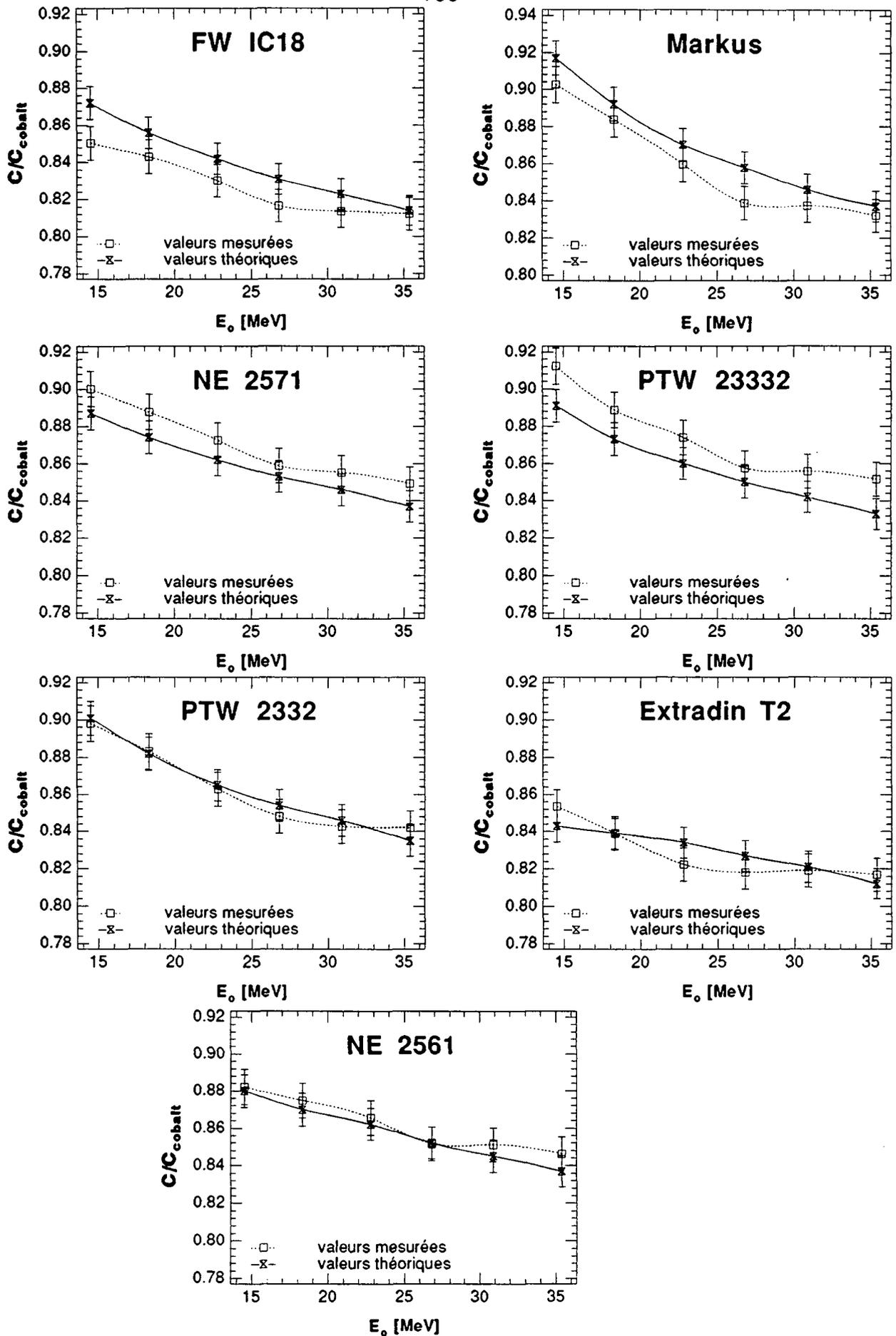


Figure VII.14. Comparaison des coefficients de conversion normalisés au cobalt-60, C/C_{cobalt} à la profondeur des centres effectifs

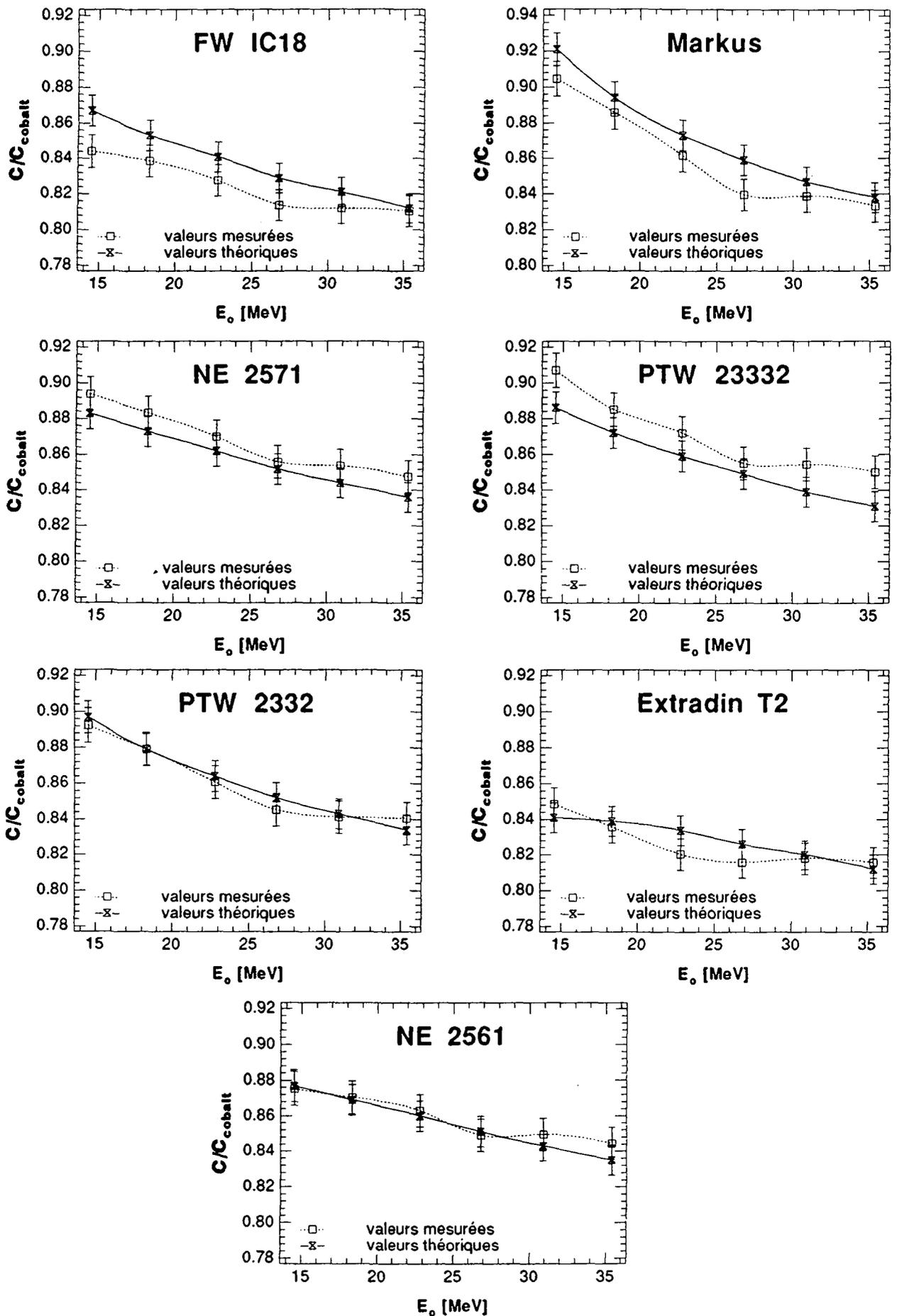


Figure VII.13. Comparaison des coefficients de conversion normalisés au cobalt-60, C/C_{cobalt} à la profondeur du point de mesure calorimétrique

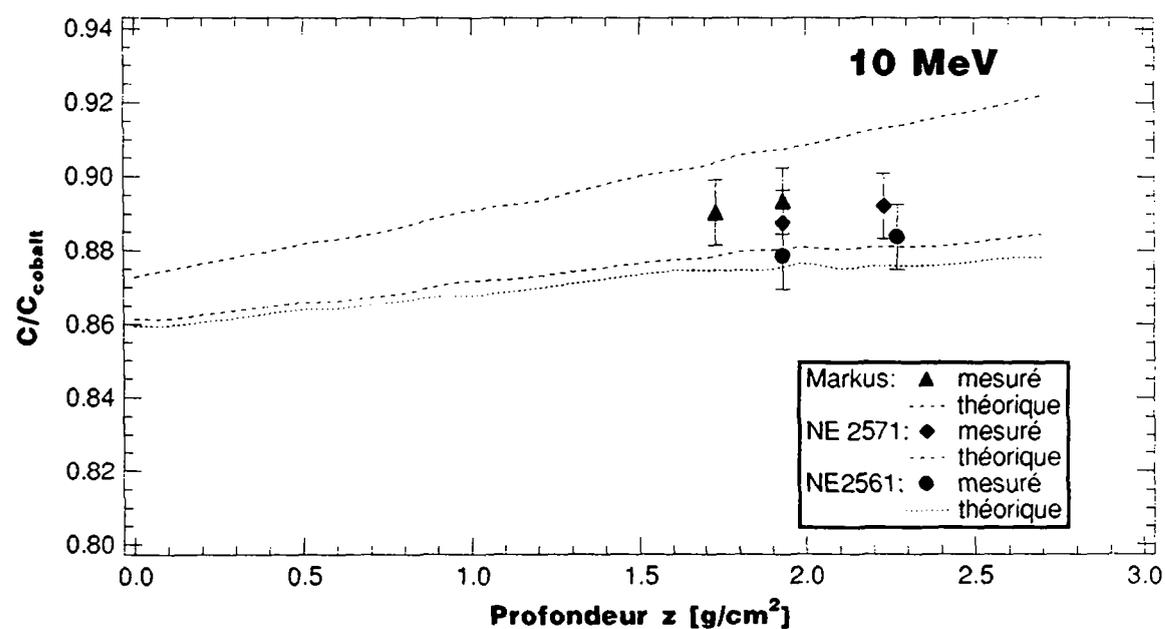
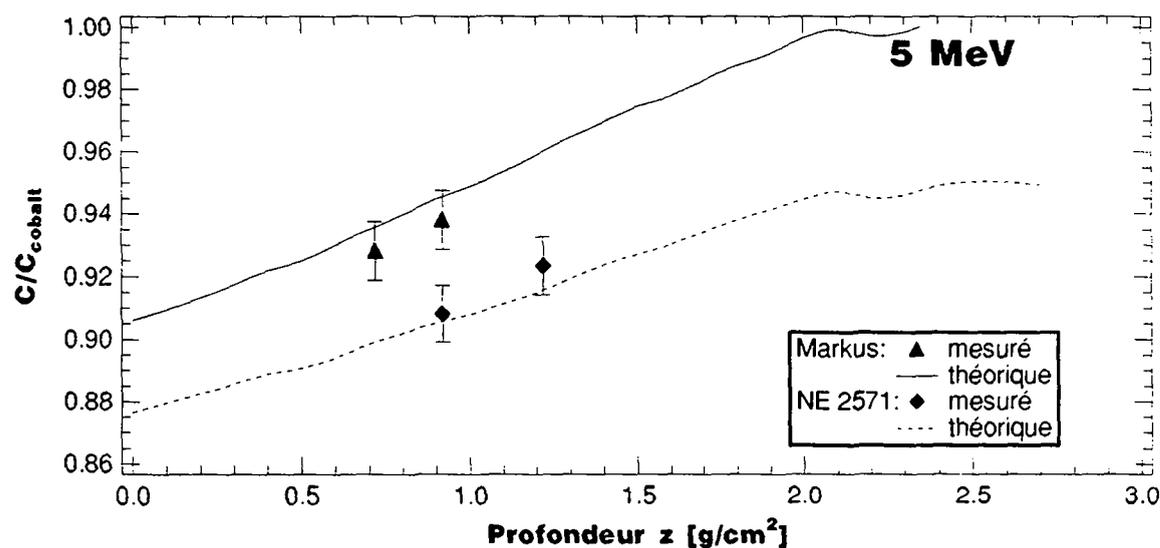
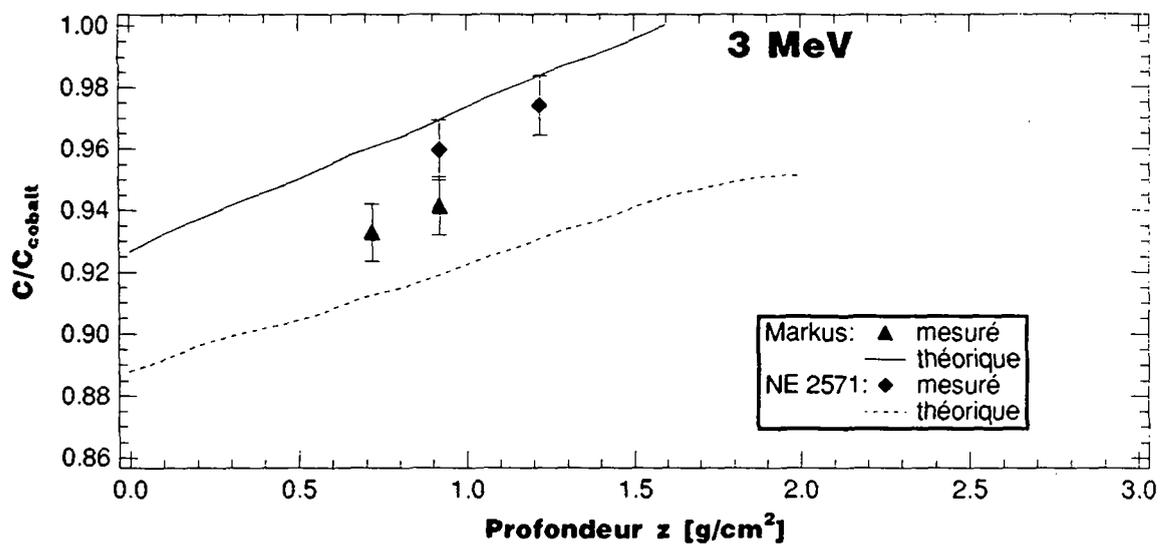


Figure VII.14. Comparaison des rapports C/C_{cobalt} pour des faisceaux d'électrons dont l'énergie à la surface est inférieure à 10 MeV

Tableau VII.21. Résultats $C_g/C_{g,\text{cobalt}}$ pour les deux chambres à paroi en graphite

Profondeur	point de mesure calorimétrique				centre effectif			
	NE 2561		NE 2571		NE 2561		NE 2571	
Origine → Faisceau ↓	m.	th.	m.	th.	m.	th.	m.	th.
40	0.845	0.835	0.848	0.836	0.846	0.837	0.849	0.837
35	0.850	0.843	0.854	0.844	0.851	0.845	0.855	0.846
30	0.849	0.851	0.856	0.852	0.852	0.852	0.859	0.853
25	0.863	0.860	0.870	0.862	0.866	0.862	0.873	0.862
20	0.870	0.869	0.883	0.873	0.875	0.870	0.888	0.874
15	0.875	0.877	0.894	0.883	0.882	0.880	0.900	0.887
10	0.878	0.876	0.887	0.880	0.884	0.874	0.892	0.880
5	—	—	0.908	0.905	—	—	0.923	0.916
3	—	—	0.960	0.918	—	—	0.974	0.931

m. résultats des mesures

th. résultats théoriques

VII.3.7. Discussion des résultats

La détermination des incertitudes sur les valeurs mesurées est décrite aux tableaux VII.22 et VII.23. L'incertitude sur les rapports de comparaison théorique a été estimée à environ 1% pour les faisceaux de 10 à 40 MeV et à environ 1.5 % pour les faisceaux inférieures à 10 MeV.

Pour les faisceaux de 15 à 40 MeV, les écarts observés dans le cas des chambres NE 2561, NE 2571 et PTW 2332 ne sont pas significatifs; c'est-à-dire qu'ils sont inférieurs à l'incertitude totale de l'ordre de 1.5% (1.1% sur les valeurs mesurées et 1% sur les valeurs théoriques). Les résultats obtenus avec les autres chambres présentent des écarts plus importants :

- pour la chambre PTW 23332 de l'ordre de 0.9 à 2.3%;
- pour la chambre FW IC18 de l'ordre de -0.2 à 2.7%;
- pour la chambre Extradin T2 de l'ordre de -1.7 à 2.3%;
- pour la chambre Markus de l'ordre de -2.3 à -0.6 %.

On remarque que pour une chambre donnée, les écarts présentent un aspect systématique et semblent peu dépendants de l'énergie, notamment dans le cas

de la chambre PTW 23332, où les écarts importants observés semblent être liés au transfert de la calibration, dans un faisceau de cobalt-60, aux électrons.

Les résultats obtenus à la profondeur du point de mesure calorimétrique et ceux déterminés à la profondeur des centres effectifs sont cohérents et confirment la procédure de correction de l'effet lié à la différence de profondeur entre les chambres d'ionisation et le calorimètre.

Tableau VII.22. Incertitude sur les comparaisons des méthodes calorimétrique et ionométrique effectuées de manière directe

Origine de l'incertitude	S_i % (1)	U_j % (2)
positionnement		0.01
température (pression)		0.01
reproductibilité	0.35	
recombinaison ionique		0.20
correction f_{eff}		0.20
$N_D^C P_{wall,cobalt}^g S_{air,cobalt}^g$	0.13	0.44
mesure calorimétrique	0.10	0.40
Combinaison des deux types (3)	0.77	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3 $\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$

Tableau VII.23. Incertitude sur les comparaisons des méthodes calorimétrique et ionométrique effectuées de manière indirecte

Origine de l'incertitude	S_i % (1)	U_j % (2)
positionnement		0.01
température (pression)		0.01
reproductibilité	0.35	
recombinaison ionique		0.20
correction f_{eff}		0.10
$N_D^C P_{wall,cobalt}^g S_{air,cobalt}^g$	0.24	0.58
mesure calorimétrique (indirect)	0.39	0.66
Combinaison des deux types (3)	1.07	

1 incertitude estimée par des moyens statistiques

2 incertitude estimée par d'autres méthodes

3 $\sqrt{\sum_i s_i^2 + \sum_j u_j^2}$

Les faisceaux de 3 à 10 MeV ont une énergie \bar{E}_0 , inférieure à 10 MeV; l'emploi d'une chambre plane parallèle y est recommandée. Cependant, les résultats obtenus avec une chambre cylindrique montrent un bon accord entre les valeurs théoriques et celles mesurées. Par contre, les résultats obtenus avec la chambre plane parallèle de type Markus présentent des écarts significatifs. Ceci peut être expliqué par le fait que l'effet lié à la modification de la fluence par la cavité d'air, à l'origine de la correction P_f considérée comme unitaire par les protocoles pour une chambre plane parallèle, n'est pas négligeable dans le cas de la chambre Markus. Les valeurs P_f , déterminées dans le cas de l'eau par des travaux récents [90, 91, 92, 93], sont représentées à la figure VII.15. Des valeurs P_f^g en ont été déduites et appliquées au calcul des rapports $C_g/C_{g,\text{cobalt}}$ de la chambre Markus (figure VII.16). On observe une diminution des écarts dans le cas des faisceaux de 20, 15, 10 et 3 MeV, confirmant ainsi les résultats donnés dans la littérature.

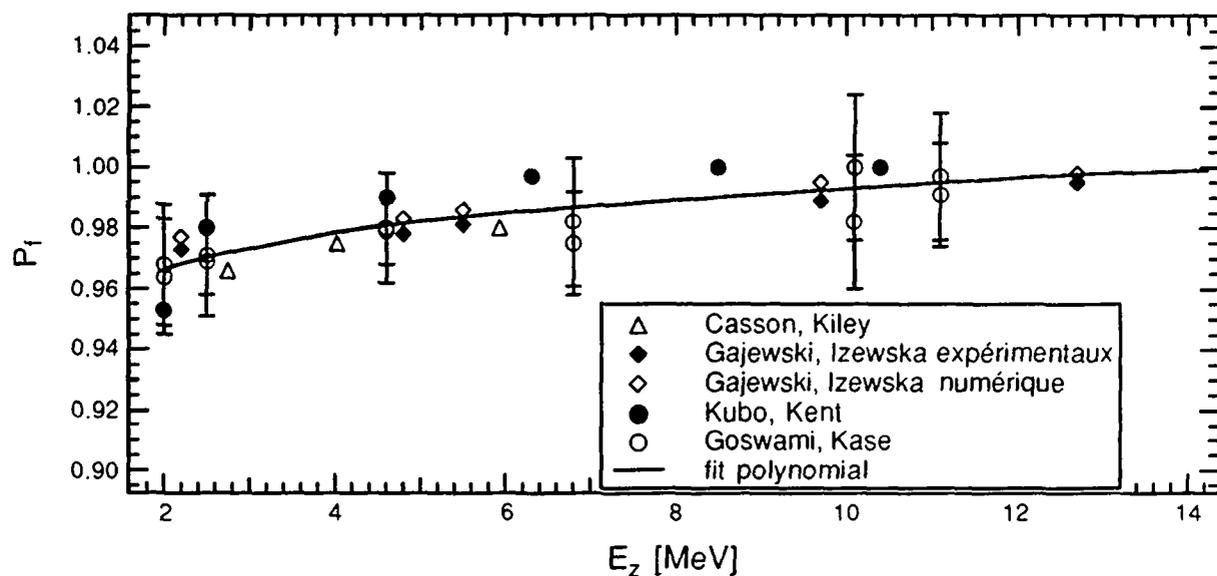


Figure VII.15. Facteurs de correction P_f , pour la chambre Markus

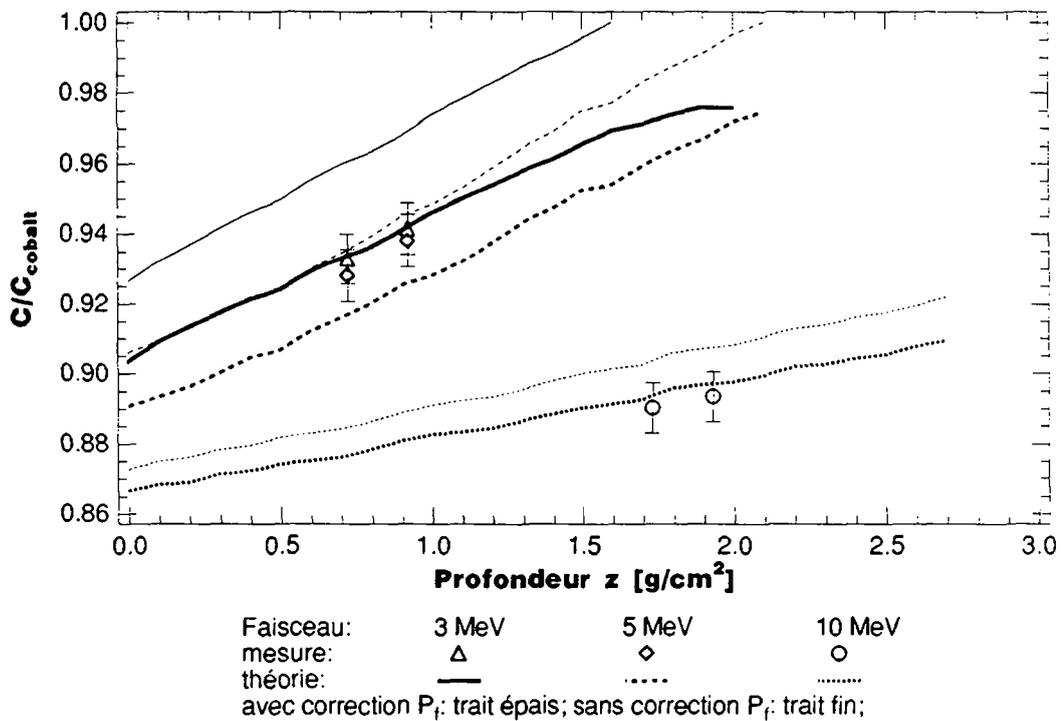
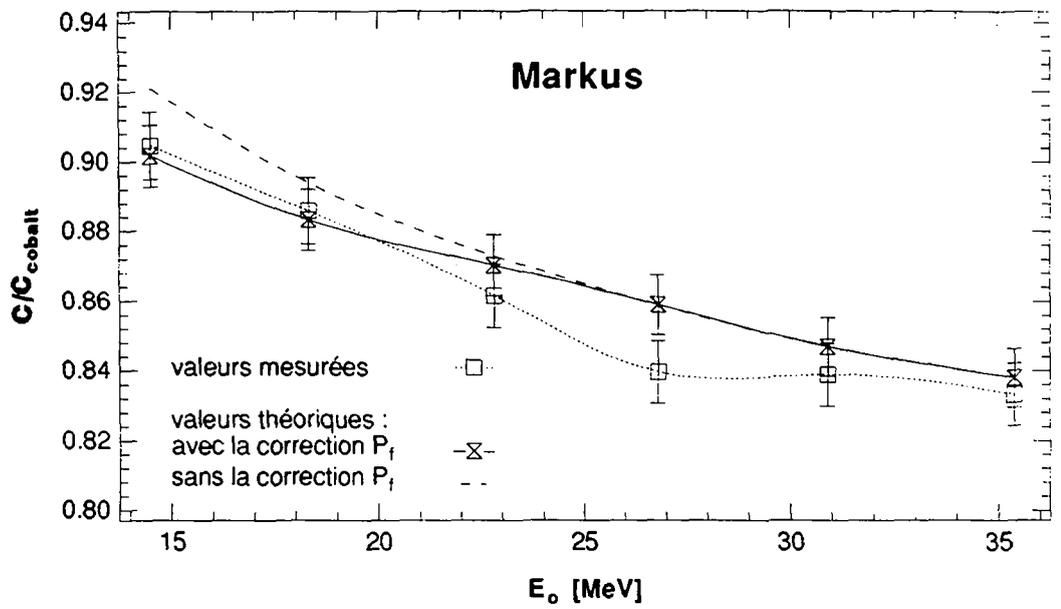


Figure VII.16. Comparaison des rapports C/C_{cobalt} de la chambre Markus, obtenus en considérant un facteur de correction P_f dans le cas des coefficients théoriques

VIII Conclusions

Etude des protocoles dosimétriques

Les résultats obtenus avec les protocoles considérés présentent la consistance attendue, compte tenu qu'ils possèdent la même théorie de base et de coefficients numériques de même origine.

Réalisation du standard primaire de dose absorbée

Le bon accord observé entre le calorimètre développé dans ce travail et l'étalon ionométrique du BIPM (écarts inférieurs à 0.3 %) montre l'excellente qualité de notre standard primaire de dose absorbée dans le graphite. Compte tenu des résultats des comparaisons effectuées entre les étalons calorimétriques d'autres laboratoires nationaux et l'étalon du BIPM, la consistance entre la ionométrie et la calorimétrie dans un faisceau d'étalonnage primaire est assurée.

Faisceau de cobalt-60, transfert de la grandeur d'étalonnage

Une remarquable concordance est observée entre le facteur de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité de l'étalon secondaire du NPL obtenu à partir du facteur de calibration en exposition et ceux déterminés par calorimétrie dans le graphite et dans l'eau.¹

Les calibrations de la chambre NE 2571 effectuées à l'aide de l'étalon secondaire en appliquant la théorie des protocoles dans le graphite, le plexiglas, l'eau et l'air d'une part, et celles réalisées par calorimétrie dans le graphite et dans l'eau par similitude d'autre part, présentent des résultats très cohérents (écart-type 0.2 %).

Les résultats obtenus pour les autres chambres présentent des écarts plus importants. Cependant, compte tenu des incertitudes de l'ordre de 0.7% à 1%, ceux-ci ne sont pas significatifs. L'écart maximum observé entre la valeur moyenne des

¹ Le fait que le NPL, utilisant pour l'étalonnage un faisceau X produit par un accélérateur Van der Graaff de 2 MV, n'avait pas, lors de l'étalonnage de la chambre NE 2561 (octobre 1988), adopté les nouvelles recommandations du CCEMRI [39] ne contredit pas les résultats, compte tenu des incertitudes qui sont de l'ordre de 0.6 % sur la valeur déduite de la calibration en exposition et pour la mesure calorimétrique dans le graphite, et de l'ordre de 1 % sur la mesure dans l'eau à l'aide de la théorie de similitude. En effet, le rapport des pouvoirs de ralentissement du graphite et de l'air (1.0032) entrant dans l'évaluation de l'exposition à l'aide des chambres étalons est basé sur des pouvoirs non restreints de ralentissement. Aussi, Marsh [29] en déduit une incertitude de ± 0.5 % en comparant pour le cobalt-60 les rapports moyens des pouvoirs non restreints de ralentissement basés sur des données correspondantes à celles utilisées pour le faisceau de 2 MV (1.0021) et les rapports moyens des pouvoirs de ralentissement restreints calculés par Berger en 1964 (1.0074) et plus récemment (0.9993).

facteurs de calibration mesurés dans l'eau, le plexiglas et l'air d'une part, et celle mesurée dans le graphite par calorimétrie d'autre part, est de 0.8 %.

Ces résultats assurent la validité du modèle ionométrique dans les conditions de référence et montrent que, dans le cas d'un faisceau de cobalt-60, le transfert de la grandeur d'étalonnage est réalisé de façon très satisfaisante. De plus, comme indiqué par le modèle, le milieu considéré pour la calibration n'a pas d'effet significatif sur les valeurs des facteurs de calibration en dose absorbée dans l'air de la cavité. Néanmoins, il peut influencer la précision de la mesure; les milieux solides garantissent une bonne reproductibilité de la géométrie et l'équivalence du matériau de la paroi avec le milieu diminue l'importance des corrections. Le graphite remplit ces deux critères dans le cas des chambres NE 2561 et NE 2571, mais la fragilité de ce matériau est un désavantage. Le plexiglas est un bon choix du point de vue de ses qualités mécaniques et possède un nombre atomique moyen (\bar{Z}) proche de celui de l'eau. Ce dernier est le milieu de référence de la dosimétrie et de ce fait, son emploi est également judicieux. La calibration dans l'air est la méthode la plus cohérente dans le cas où la grandeur de référence est l'exposition ou le kerma dans l'air.

Dans le cas d'un faisceau de cobalt-60, la comparaison entre la calorimétrie et la ionométrie montre que les procédures proposées par les protocoles permettent d'obtenir une incertitude de l'ordre de 1 % pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau. Celle-ci est inférieure à la prévision des protocoles (AIEA: 2.5 %).

Faisceaux X de haute énergie

Dans le cas des faisceaux X de haute énergie, la comparaison des coefficients de conversion en dose absorbée indiqués par le modèle ionométrique avec ceux déterminés par calorimétrie indique un très bon accord entre les deux méthodes, aussi bien pour les mesures dans le graphite, que celles réalisées dans l'eau en appliquant la théorie de similitude. Les écarts observés entre les valeurs théoriques et les mesures ne sont pas significatifs vis à vis des incertitudes de l'ordre de 1 %, excepté dans le cas des chambres à paroi en A150. Les différences observées dans ce dernier cas, peuvent être expliquées par l'importance de l'épaisseur des parois de ces deux chambres et la plus grande incertitude sur les pouvoirs de ralentissement pour ce matériau. Dans le cas de la chambre plane parallèle, qui n'est pas recommandée par les protocoles pour la dosimétrie des faisceaux de photons, des résultats satisfaisants sont obtenus et semblent montrer que l'effet lié aux épaisseurs de plexiglas situées autour et derrière la cavité est peu important.

Ainsi, dans le cas des faisceaux de photons utilisés dans un service de radiothérapie, la comparaison de la ionométrie et de la calorimétrie montre que les recommandations des protocoles assurent une précision satisfaisante pour la mesure de la dose absorbée à la profondeur de référence avec une incertitude de l'ordre de 1.5 %, compte-tenu de l'incertitude observée sur les coefficients normalisés au cobalt-60 et celle observée pour le faisceau de référence. Cette valeur est inférieure à la précision des protocoles (AIEA: 3.2%).

Faisceaux d'électrons de haute énergie

En ce qui concerne les faisceaux d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV, les incertitudes sur la détermination des coefficients théoriques et sur ceux mesurés sont de l'ordre de 1 %. Les écarts observés entre les mesures et les coefficients théoriques sont du même ordre.

Dans le cas des faisceaux de 3 à 10 MeV, des écarts importants entre les coefficients théoriques et ceux mesurés sont observés (jusqu'à 4 % à 3 MeV, voir figure VII.16) aussi bien avec les chambres cylindriques qui ne sont pas recommandées par les protocoles, qu'avec la chambre plane parallèle (Markus). Cependant pour cette dernière, l'introduction d'un facteur correction lié à la modification de fluence, non préconisé par les protocoles dans le cas de la chambre de type Markus, corrige ces écarts et montre ainsi que cet effet n'est pas négligeable et doit être pris en compte par les protocoles, aussi dans le cas d'une chambre plane parallèle.

Les incertitudes liées aux deux méthodes (VII.3.7) ne permettent pas de conclure à des différences significatives (voir figure VII.12, VII.13 et VII.16). Cependant leur caractère systématique pour une chambre donnée pourrait avoir les origines suivantes :

- l'effet lié aux interstices dont on a pas tenu compte dans le cas des faisceaux d'électrons;
- l'effet lié à la différence de matériau entre la paroi des chambres d'ionisation et le milieu, qui n'est pas considéré par les protocoles;
- l'incertitude sur les rapports moyens des pouvoirs de ralentissement liée à la largeur spectrale et la répartition angulaire des faisceaux d'électrons;
- l'incertitude sur la correction liée à la modification de la fluence électronique.

En outre, les résultats, théoriques et mesurés, obtenus avec la chambre PTW 23332, présentant un écart moyen de 1.7%, semblent mettre en cause le passage de la calibration dans un faisceau de cobalt-60 à la mesure de dose absorbée dans un faisceau d'électrons dans le cas de cette chambre.

De manière générale dans le cas des faisceaux d'électrons, les résultats de la comparaison entre la calorimétrie et la ionométrie pour la mesure de la dose absorbée dans le graphite a montré que le modèle ionométrique est valable et que l'incertitude sur la mesure de la dose absorbée, de l'ordre de 2% (1% pour la calibration et 2% pour les faisceaux d'électrons) est inférieure à celle estimée par les protocoles (AIEA: 3.7 %).

Remarques générales

Cette étude a montré que la précision de la ionométrie à l'aide de chambre à cavité d'air et de la calorimétrie graphite pour la mesure de la dose absorbée étaient du même ordre. Le principal inconvénient des deux méthodes est qu'elles ne permettent pas de mesurer directement la dose absorbée dans l'eau. On peut

cependant conclure que les procédures proposées dans les protocoles garantissent une précision conforme à leur estimation et même supérieure.

L'accord obtenu pour la comparaison effectuée dans l'eau en appliquant la théorie de similitude, dans le cas des faisceaux X, montre également que la procédure ionométrique basée sur une calibration en dose absorbée dans l'eau, proposée par le NPL [21, 94]. représente une bonne alternative. Le principe en est le suivant :

- La dose absorbée au point de référence dans l'eau est déterminée pour des faisceaux X de haute énergie de différents indices de qualité, à partir de mesures calorimétriques dans le graphite, en appliquant la théorie de similitude. L'étalon secondaire est calibré en dose absorbée pour chacun des faisceaux. Les facteurs de calibration sont donnés à l'utilisateur en fonction des indices de qualité des faisceaux de calibration. Ainsi l'utilisateur peut en déduire le facteur adapté à son faisceau à partir de la mesure de l'indice de qualité de celui-ci.

Le bon fonctionnement du calorimètre développé pour ce travail et sa stabilité, compte tenu du grand nombre de transports et des nombreuses mises en route dont il a fait l'objet, permet d'envisager une calibration en dose absorbée des chambres d'ionisation par calorimétrie, directement dans le faisceau de l'utilisateur. Cela présenterait une méthode alternative à celle proposée par les protocoles. Dans le cas des faisceaux de photons, le problème de la mesure dans l'eau est résolu de manière satisfaisante par la méthode de similitude. L'effet dû aux interstices doit être étudié, cependant la correction à apporter ne devrait pas être très différente que celle appliquée dans le cas du faisceau de cobalt-60. Pour les faisceaux d'électrons, par contre, les points suivants demandent des études complémentaires :

- effet lié aux interstices;
- problème de la détermination de la dose absorbée dans l'eau à partir de la mesure calorimétrique dans le graphite; une théorie de similitude basée sur le rapport des parcours pratiques ou des parcours maximum (approximation de pertes continues) devrait être développée.

Des méthodes alternatives peuvent également être utilisées pour la mesure absolue de la dose absorbée dans l'eau et sont à l'étude actuellement; ce sont :

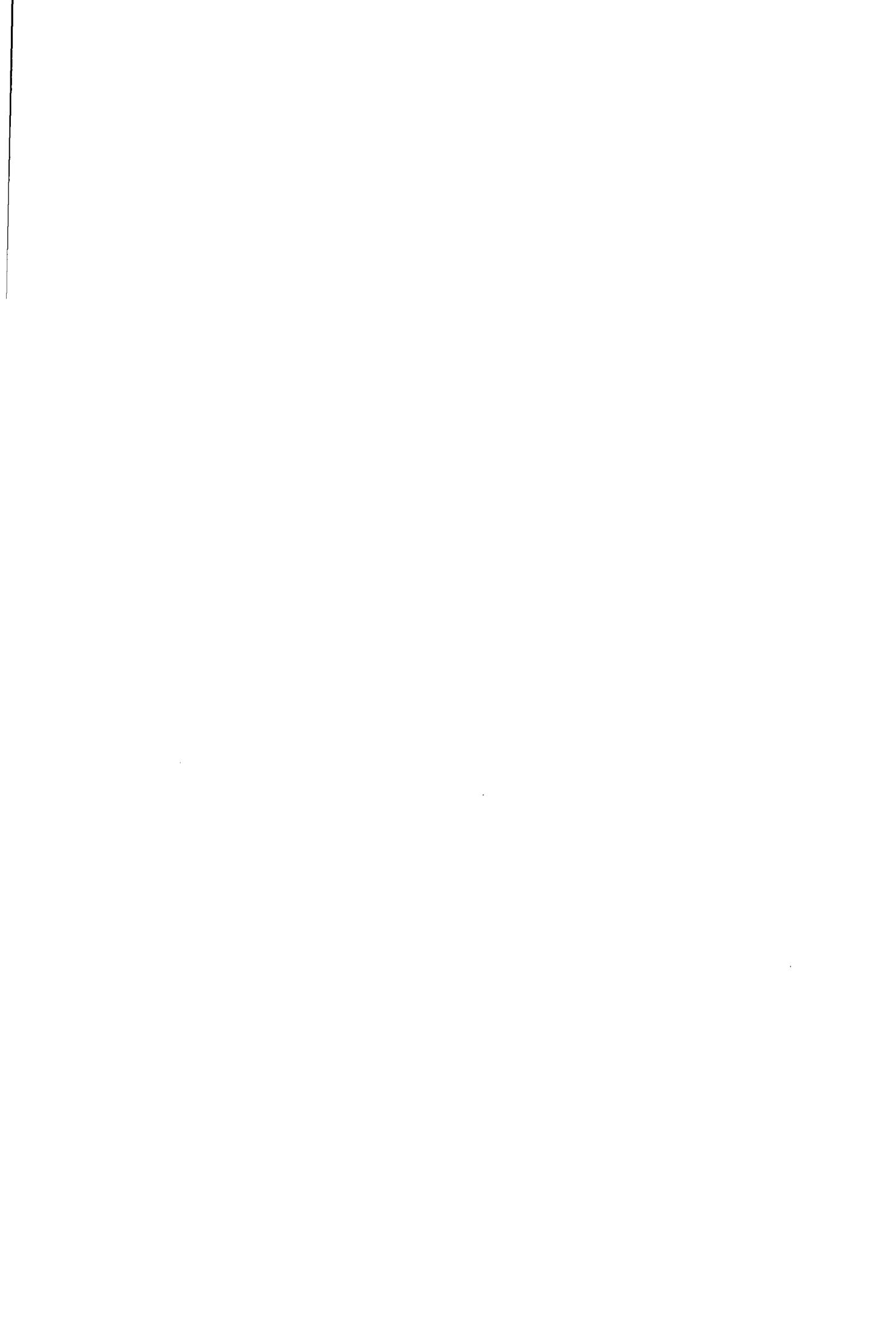
- la calorimétrie dans l'eau; cette méthode permet une mesure directe de la dose absorbée dans l'eau, les inconvénients principaux en sont sa faible sensibilité et la présence d'un défaut de chaleur; la détermination de ce dernier peut être effectuée en utilisant la méthode d'absorption totale d'un faisceau dont l'énergie est connue;
- la dosimétrie de Fricke; cette méthode est basée sur un détecteur chimique formé par une solution aqueuse de sulfate de fer, les ions ferriques se transformant par oxydation en ions ferreux sous l'action de la radiation, leur nombre étant proportionnel à l'énergie déposée; cette méthode permet également une mesure directe de la dose absorbée dans l'eau; son

inconvenient est principalement dû à la nécessité de déterminer le nombre de ions ferriques produits en fonction de l'énergie déposée par la radiation, G; cette grandeur dépend de la qualité de la radiation et de la pureté de la solution; elle peut être déterminée à l'aide de la méthode d'absorbtion totale.

Cependant la calorimétrie dans le graphite, qui à joué un rôle important dans la dosimétrie absolue, demeure encore actuellement une méthode de référence.

Annexes

- A. Définition des grandeurs dosimétriques**
- B. Méthode de Monte Carlo**
- C. Technique de calcul des rapports moyens des pouvoirs restreints de ralentissement**



A Définition des grandeurs dosimétriques [4]

A.1 La fluence

Si N est le nombre moyen de particules traversant une sphère de volume V et de centre P , A étant la surface de l'intersection de cette sphère avec un plan passant par P , alors la fluence au point P , $\Phi(P)$, est définie par la relation :

$$\Phi(P) = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{N}{A} = \frac{dN}{da} \quad [\text{m}^{-2}] \quad \text{A.1}$$

La détermination de la fluence à l'aide de simulation par la méthode de Monte Carlo fait généralement appel à une définition différente, n'impliquant pas la sphéricité du volume V . Chilton a montré que la fluence, $\Phi(P)$, définie par la relation A.1 est mathématiquement équivalente à la grandeur $F(P)$, définie par la relation suivante [95] :

$$F(P) = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\bar{S}}{V} \quad [\text{m}^{-2}] \quad \text{A.2}$$

avec \bar{S} : la valeur moyenne de la somme des traces des particules, supposées rectilignes, dans le volume V .

A.2 Le spectre d'énergie

Le spectre d'énergie ou fluence différentielle en énergie, $\Phi_E(P)$ est la distribution en énergie de la fluence des particules. Ainsi le nombre de particules, dont l'énergie est situées entre E et $E+dE$, vaut $\Phi_E(P) dE$. La fluence, $\Phi(P)$, est obtenue par intégration sur tout le domaine énergétique :

$$\Phi(P) = \int_0^{\infty} \Phi_E(P) dE \quad \text{A.3}$$

A.3 L'exposition

Soit dQ la valeur absolue de la charge totale des ions d'un signe produits dans l'air, lorsque tous les électrons (négatons et positons) libérés par les photons dans la masse d'air dm sont complètement arrêtés dans l'air; l'exposition, X , est définie par la relation suivante :

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad [\text{C kg}^{-1}] \quad \text{A.4}$$

$$(1 \text{ Roentgen (R)} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C kg}^{-1}) \quad .$$

A.4 Le kerma

Soit dE_{tr} la somme des énergies cinétiques de toutes les particules chargées libérées dans un élément de masse dm du matériau considéré par les particules neutres; le kerma est défini par la relation :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad [\text{J kg}^{-1}; \text{Gy}] \quad . \quad \text{A.5}$$

A.5 La dose absorbée

Soit ε , l'énergie impartie dans un volume, qui est définie par la relation suivante :

$$\varepsilon = R_{in} - R_{out} + \sum Q \quad \text{A.6}$$

avec R_{in} :	l'énergie radiante incidente, c'est-à-dire la somme des énergies de toutes les particules entrant dans le volume, les énergies massiques au repos non comprises;
R_{out} :	l'énergie radiante sortante, c'est-à-dire la somme des énergies de toutes les particules quittant le volume, les énergies massiques au repos non comprises;
$\sum Q$:	la somme de tous les changements de l'énergie de masse des noyaux et des particules, survenant lors de toutes les transformations qui se produisent dans le volume; une augmentation de l'énergie de masse est comptée négativement, alors qu'une diminution est comptabilisée positivement.

La dose absorbée, D , est définie par la relation suivante :

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \text{ [Gy]} \quad \text{A.7}$$

avec dm :	un élément de masse du matériau considéré
$d\bar{\epsilon}$:	l'énergie moyenne impartie à la masse dm par le rayonnement ionisant, c'est-à-dire la valeur moyenne de la grandeur stochastique ϵ .

A.6 Coefficients de transfert de l'énergie et d'absorption en énergie

Soit N le nombre de particules non chargées qui parcourent une distance dl dans un matériau de masse volumique ρ et transfèrent une fraction dE_{tr} , de leur énergie E (E ne comprend pas les énergies massiques au repos) à des particules chargées, sous forme d'énergie cinétique; le coefficient de transfert d'énergie massique, μ_{tr}/ρ , est défini par la relation suivante :

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho EN} \frac{dE_{tr}}{dl} \text{ [m}^2 \text{ kg}^{-1}\text{]} \quad \text{A.8}$$

Le coefficient d'absorption en énergie, μ_{en}/ρ , est défini par la relation suivante :

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1-g) \quad [\text{m}^2 \text{kg}^{-1}] \quad \text{A.9}$$

avec g la fraction de l'énergie cinétique des électrons secondaires qui est perdue sous forme de rayonnement de freinage.

A.7 Pouvoirs de ralentissement

Le pouvoir massique de ralentissement total, S/ρ , d'un matériau pour des particules chargées, est défini, à partir de la perte d'énergie, dE , d'une particule chargée quand elle parcourt une distance dl dans un milieu de masse volumique ρ , par la relation suivante :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl} \quad [\text{J m}^2 \text{kg}^{-1}] \quad \text{A.10}$$

Dans le cas où les interactions nucléaires peuvent être négligées, le pouvoir massique de ralentissement total peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{\text{coll}} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{\text{rad}} \quad [\text{J m}^2 \text{kg}^{-1}] \quad \text{A.11}$$

avec $1/\rho (dE/dl)_{\text{coll}}$: le pouvoir massique de ralentissement par collision, $(S/\rho)_{\text{coll}}$;
 $1/\rho (dE/dl)_{\text{rad}}$: le pouvoir massique de ralentissement radiatif, $(S/\rho)_{\text{rad}}$.

Le pouvoir massique restreint de ralentissement par collision, $(L/\rho)_{\Delta}$ (ou $(S/\rho)_{\Delta}$), est la perte d'énergie, dE , d'une particule chargée en parcourant une distance dl dans le matériau de masse volumique ρ , due à des collisions où l'énergie transférée est plus petite que Δ :

$$\left(\frac{L}{\rho}\right)_{\Delta} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl}\right)_{\text{coll},\Delta} \quad [\text{J m}^2 \text{ kg}^{-1}] \quad . \quad \text{A.12}$$

A.8 L'énergie moyenne nécessaire pour former une paire d'ions dans l'air

La grandeur W , représentant l'énergie moyenne nécessaire pour former une paire d'ions, est définie par la relation suivante :

$$W = \frac{E}{N} \quad [\text{J}] \quad \text{A.13}$$

avec E : l'énergie cinétique initiale d'une particule chargée;
 N : le nombre moyen de paires d'ions formées, après la dissipation totale de l'énergie E .

B. Méthode de Monte Carlo

B.1 Simulation de cascades d'électrons et de photons

Quand un électron ou un photon de haute énergie pénètre dans un milieu, il subit de nombreuses interactions, modifiant sa trajectoire. Les particules secondaires, issues à chaque interaction, interagissent avec le milieu en produisant à leur tour de nouvelles particules, et ainsi de suite. Le dépôt d'énergie de la particule incidente peut être décrit par une cascade d'électrons (négatons et positons) et de photons (figure B.1). L'histoire de la particule incidente se termine, quand les dernières particules sont soit sorties de la zone d'intérêt, soit n'ont plus assez d'énergie pour poursuivre significativement la cascade (i.e celle-ci est inférieure à l'énergie de coupure, E_{cut} , et considérée comme déposée sur place). La distance entre deux interactions, le type d'interaction et les grandeurs décrivant le processus d'interaction sont des paramètres aléatoires. Lors d'une interaction la perte d'énergie de la particule incidente ou l'angle de diffusion peuvent être décrits par une fonction de distribution; ce sont les sections efficaces différentielles en énergie, respectivement en fonction de l'angle, caractérisant le mécanisme physique. La technique de Monte Carlo permet, à partir d'une suite de nombres aléatoires, de simuler la succession de processus physiques formant l'histoire de la particule primaire. Le procédé, répété un grand nombre de fois, permet de visualiser la propagation de la radiation et de déterminer des grandeurs moyennes. A chaque pas, la distance jusqu'à la prochaine interaction et son type sont choisis à partir des sections efficaces totales des interactions considérées, à l'aide de technique d'échantillonnage [96]; puis ces mêmes techniques permettent de choisir relativement à la section efficace différentielle la perte d'énergie ou l'angle. Les autres paramètres de l'interaction, tels que les angles des particules secondaires sont en général donnés par la cinématique de l'interaction.

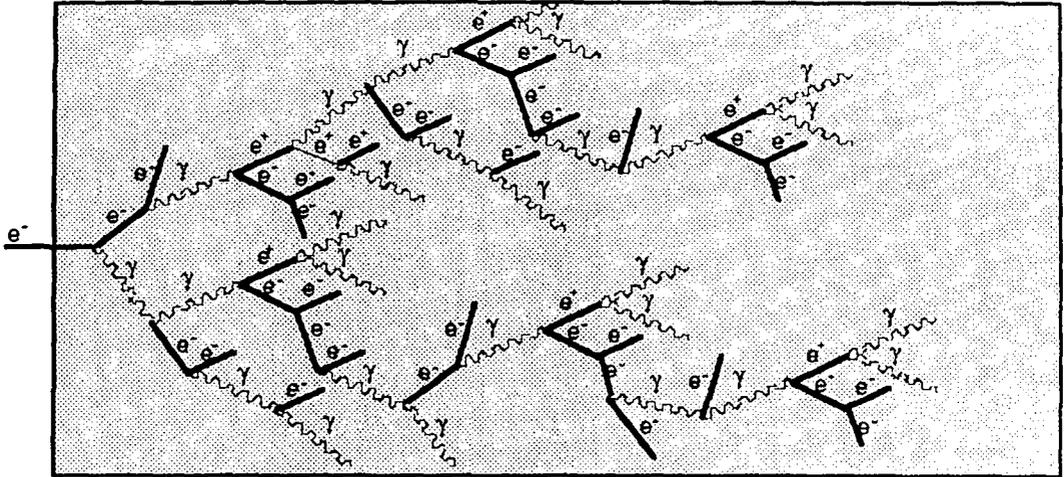


Figure B.1. Représentation d'une cascade d'électrons et de photons

B.2 Code EGS4

Le code EGS (Electron - Gamma - Shower) est un ensemble de programmes, développés par W.R. Nelson et al. au Centre d'accélérateur linéaire de Stanford (U.S.A.), permettant de simuler une cascade d'électrons et de photons pour une géométrie quelconque [82]. Le système est écrit en MORTRAN, qui est un langage structuré, permettant la définition de macro-commandes facilitant les modifications et les mises à jour. Ce langage, inspiré du FORTRAN, comporte un programme de traduction qui crée, à partir du code source écrit en MORTRAN, un code source secondaire en FORTRAN.

La version 4 du système EGS est prévue pour un domaine d'énergie de l'ordre de 1 keV à 1000 GeV dans le cas des photons et de l'ordre de 10 keV à 1000 GeV dans le cas des électrons. Afin d'optimiser la vitesse de calcul, le système a été divisé en deux parties :

- 1) le code EGS4 contenant l'ensemble des procédures nécessaires à la simulation;
- 2) le code PEGS4, dont la tâche est de mettre les coefficients physiques, nécessaires à la simulation, sous une forme de tableau de valeurs numériques permettant une post-évaluation rapide.

Afin d'obtenir une grande souplesse d'utilisation, le système EGS est composé de deux sous-codes (figure B.2.): le code EGS comprenant l'ensemble des procédures de traitement des interactions et la partie du code devant être écrite par l'utilisateur, constituée par la description de la géométrie d'irradiation et le traitement des résultats (extraction, comptabilisation et calcul des grandeurs désirées).

Le système EGS prend en compte, lors de la simulation, les phénomènes physiques suivants :

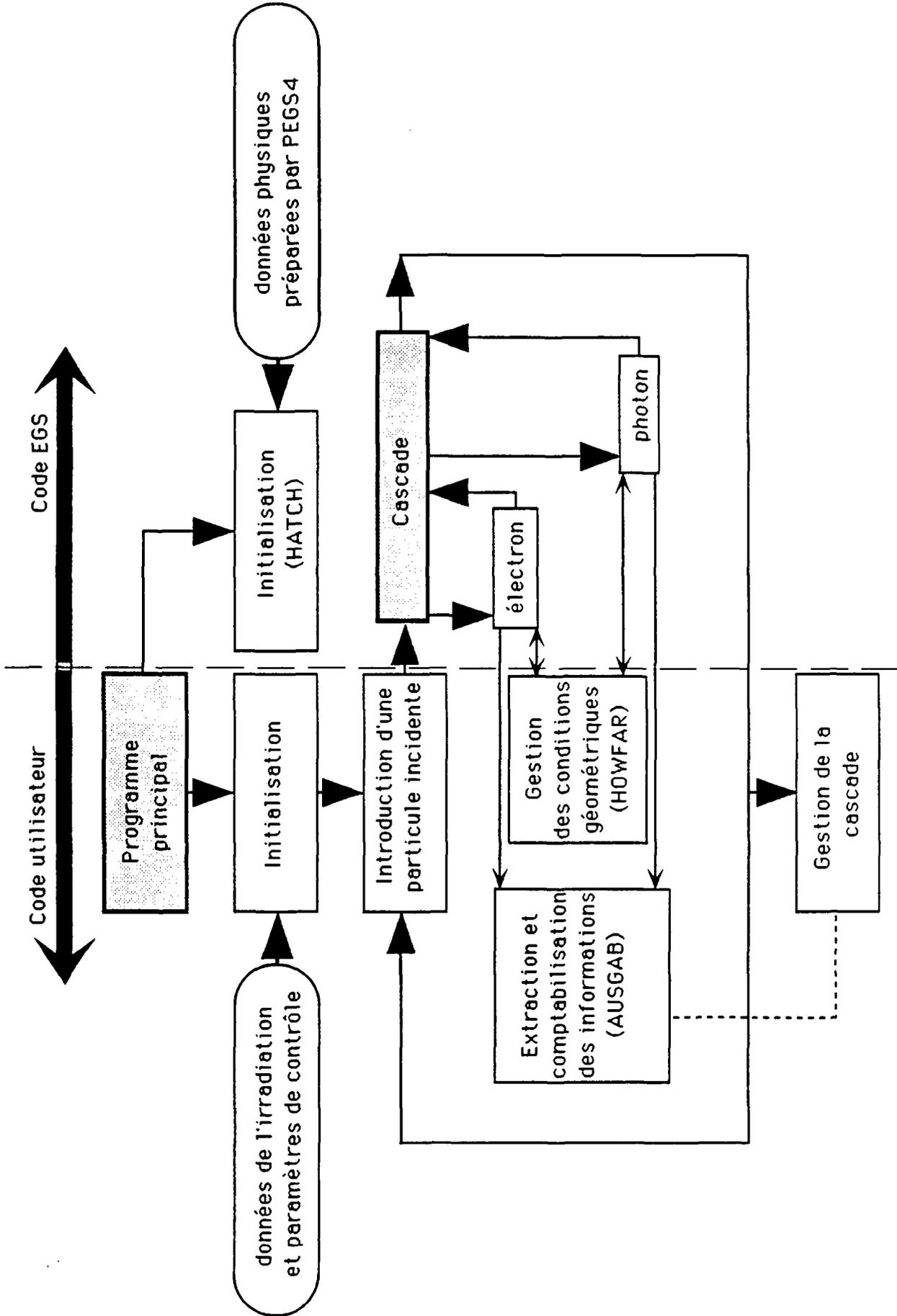


Figure B.2. Structure du système EGS4

a) dans le cas du transport du photon

- l'effet Thomson-Rayleigh;
- l'effet Compton;
- la production de paires;

b) dans le cas du transport d'un électron

- l'interaction négaton négaton (Møller);
- l'interaction positon négaton (Bhabha);
- l'annihilation d'un positon;
- la production de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung);
- la diffusion multiple (théorie de Molière);
- la perte d'énergie (traitement différencié des pertes d'énergie continue et celles par événement discret).

Un résumé des procédés, utilisés par EGS lors du traitement de chacune des interactions indiquées ci-dessus, est présenté aux tableaux B.1 et B.2.

Tableau B.1. Résumé des méthodes d'analyse du système EGS pour les interactions des photons

Donnée → Effet ↓	Section efficace		Energie de la particule se- condaire	Angle de diffusion
	différentielle σ_{diff}	totale Σ_t		
Rayleigh	facteur de forme; table cal- culée par Hubell [97]	table calculée par Storm et Israel [98]	–	échantillonné
Photo-élec- trique	–	table calculée par Storm et Israel [98]	calculé à partir de l'énergie de la couche k	identique à celui du photon inci- dent
Production de paire	calculé à partir de la formule générale, d'après Motz, Olsen et Koch [99]	si l'énergie du photon incident est: $\leq 50 \text{ MeV}$ table calculée par Storm et Israel [98] $> 50 \text{ MeV}$ $\int \sigma_{\text{diff}}$	échantillonné	calculé à l'aide de la cinématique
Compton	calculé à partir de la formule générale, d'après Klein et Nishina [100]	$\int \sigma_{\text{diff}}$	échantillonné	calculé à l'aide de la cinématique

Tableau B.2. Résumé des méthodes d'analyse du système EGS pour les interactions des électrons (négatons et positons)

Donnée → Effet ↓	Section efficace		Energie de la particule se- condaire	Angle de diffusion
	différentielle σ_{diff}	totale Σ_t		
Bremsstrahlung	calculé à partir de la formule générale, d'après Koch et Motz [99]	$\int \sigma_{diff}$	échantillonné	rapport de masse de l'électron au repos par l'énergie cinétique de la particule incidente
Møller	calculé d'après Møller, [101]	$\int \sigma_{diff}$	échantillonné	calculé à l'aide de la cinématique
Bhabha	calculé d'après Bhabha [102]	$\int \sigma_{diff}$	échantillonné	calculé à l'aide de la cinématique
Annihilation	calculé d'après Heitler [103]	$\int \sigma_{diff}$	échantillonné	calculé à l'aide de la cinématique
Collisions Multiples	calculé d'après la théorie de Molière [104]	–	–	échantillonné
Pertes d'énergie continues	déterminées à partir des pouvoirs massiques restreints de ralentissement par collision et des pouvoirs massiques de ralentissement radiatifs			

B.3 Code PEGS4

Le programme PEGS4 (Préprocesseur pour EGS4) est chargé de préparer les données physiques nécessaires à la simulation du transport de la radiation, limitant ainsi l'importance des calculs effectués pendant la cascade et simplifiant les procédures d'analyse des interactions. Le domaine énergétique est découpé logarithmiquement, à partir des bornes énergétiques et du nombre d'intervalles prescrits. Les fonctions physiques sont évaluées et une approximation linéaire effectuée sur chacun des intervalles. Les données fournies au code EGS sont formées par des tables contenant les origines et les pentes des segments de droite, ainsi obtenus pour chacun des paramètres physiques.

Les données physiques de base nécessaires à l'évaluation des sections efficaces et des autres coefficients physiques de la plupart des éléments et de quelques

mélanges sont contenus dans le code PEGS4. En outre, le programme comprend des fonctionnalités permettant d'obtenir, à partir de ces derniers, les données correspondant à leurs mélanges.

B.4 Code FLURZ

La partie utilisateur du code EGS a fait l'objet de nombreux développements : procédures décrivant des géométries en 2 et 3 dimensions, procédures de description du faisceau et procédures de calcul des grandeurs dosimétriques.

Parmi ceux-ci, le code FLURZ développé par Bielajew et Rogers [83] permet de simuler un faisceau d'électrons ou de photons irradiant une géométrie cylindrique droite à symétrie azimutale. Un nombre arbitraire de plans parallèles et de rayons permet à l'utilisateur de délimiter des régions et d'y varier les matériaux. Le programme calcule pour chacune des régions le spectre énergétique des électrons selon la définition de Chilton (relation A.2).

B.5 Code INHOM

INHOM est un code utilisateur développé au NRCC (National Research Council of Canada) [82]. Ce programme est destiné à simuler un faisceau d'électrons ou de photons traversant une plaque semi-infinie. Un nombre arbitraire de plans parallèles permet d'y délimiter des régions constituées de 2 différents matériaux. Il permet de calculer la distribution de la dose absorbée en fonction de la profondeur et de la distance à l'axe du faisceau, en comptabilisant l'énergie déposée par les particules à chaque interaction.

C. Technique de calcul des rapports moyens des pouvoirs restreints de ralentissement

C.1 Méthode de calcul

Les spectres énergétiques des électrons, produits par un large faisceau parallèle d'électrons monoénergétiques, ont été évalués, à divers profondeurs, à l'aide du système EGS4 associé au code FLURZ. Cependant, pour minimiser le temps de calcul nécessaire à la simulation, l'énergie cinétique de coupure des électrons, E_{cut} , est choisie supérieure à la limite inférieure Δ de la formulation de Spencer-Attix (relation II.4). La partie de basse énergie des spectres est évaluée à l'aide de la théorie du ralentissement continu. L'énergie de coupure pour les photons est choisie égale à 10 keV.

L'irradiation est simulée par un faisceau en pinceau fin incident sur un fantôme cylindrique quasi-infini de 2000 cm de diamètre (figure C.1).

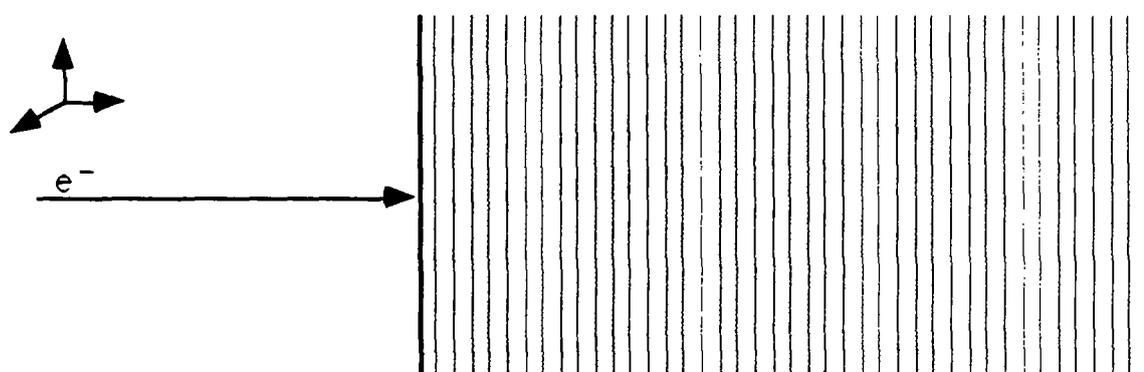


Figure C.1. Schéma de la simulation

C.2 Découpage en profondeur

Le fantôme est divisé en 40 tranches de même épaisseur, correspondant à 5% du parcours maximum, R_0 , calculé par la théorie des pertes continues. Ainsi, la $i^{\text{ème}}$ tranche ($i=1,40$) est située entre les profondeurs $(i-1) 0.05 R_0$ et $i 0.05 R_0$. Un spectre énergétique moyen est obtenu dans chacune des tranches. Les valeurs de R_0 , considérées pour les simulations, sont présentées au tableau C.1.

Tableau C.1. Valeurs du parcours maximum considérées pour les simulations dans l'eau et le graphite (ICRU 35 [5])

Energie	Graphite ($\rho = 1.82 \text{ g/cm}^2$)	eau
3 MeV	0.95 cm	1.51 cm
5 MeV	1.60 cm	–
10 MeV	3.11 cm	4.98 cm
15 MeV	4.51 cm	–
20 MeV	5.82 cm	9.19 cm (1)
25 MeV	7.06 cm	–
30 MeV	8.23 cm	–
35 MeV	9.35 cm	–
40 MeV	10.42 cm	16.65 cm

(1) valeur utilisée par Berger [84]

C.3 Découpage énergétique

Les énergies de coupure, E_{cut} , introduites pour les simulations des différents faisceaux d'électrons considérés sont données au tableau c.2.

Tableau C.2. Energies de coupure considérés pour les simulations dans l'eau et le graphite

Energie cinétique des électrons incidents, E_0	3	5	10	15	20	25	30	35	40
Energie cinétique de coupure, E_{cut}	0.169	0.274	0.194	0.776	1.024	1.351	1.552	1.783	2.048

La partie du domaine énergétique traitée par la méthode de Monte Carlo ($E_0 \geq E \geq E_{\text{cut}}$) est découpée en 40 intervalles, de manière à obtenir des valeurs équidistantes sur une échelle logarithme. La borne supérieure du $j^{\text{ème}}$ intervalle est donnée par la relation suivante :

$$E_j = E_{\text{cut}} r^j \quad j = 1, 40 \quad \text{C.1}$$

où
$$r = e^{\ln(E_0/E_{\text{cut}})/40}$$

Les valeurs $F_j^{\text{MC}}(z_i)$, obtenues pour le spectre énergétique, correspondent à la fluence des électrons dont l'énergie est comprise entre E_j et E_{j-1} , moyennée sur la tranche i .

Pour la partie du domaine énergétique située entre l'énergie Δ et l'énergie E_{cut} , la partition utilisée par Nahum [7] est effectuée. La borne supérieure du $j^{\text{ème}}$ intervalle est donnée par la relation suivante :

$$E_j = \Delta r^{(L-i)} \quad j = 1, L-1 \quad \text{C.2}$$

où
$$r = e^{\ln(2)/10}$$

$$L = 2 + \mathbb{E} \left[\frac{\log_{10}(E_{\text{cut}}/\Delta)}{\log_{10}(r)} \right]$$

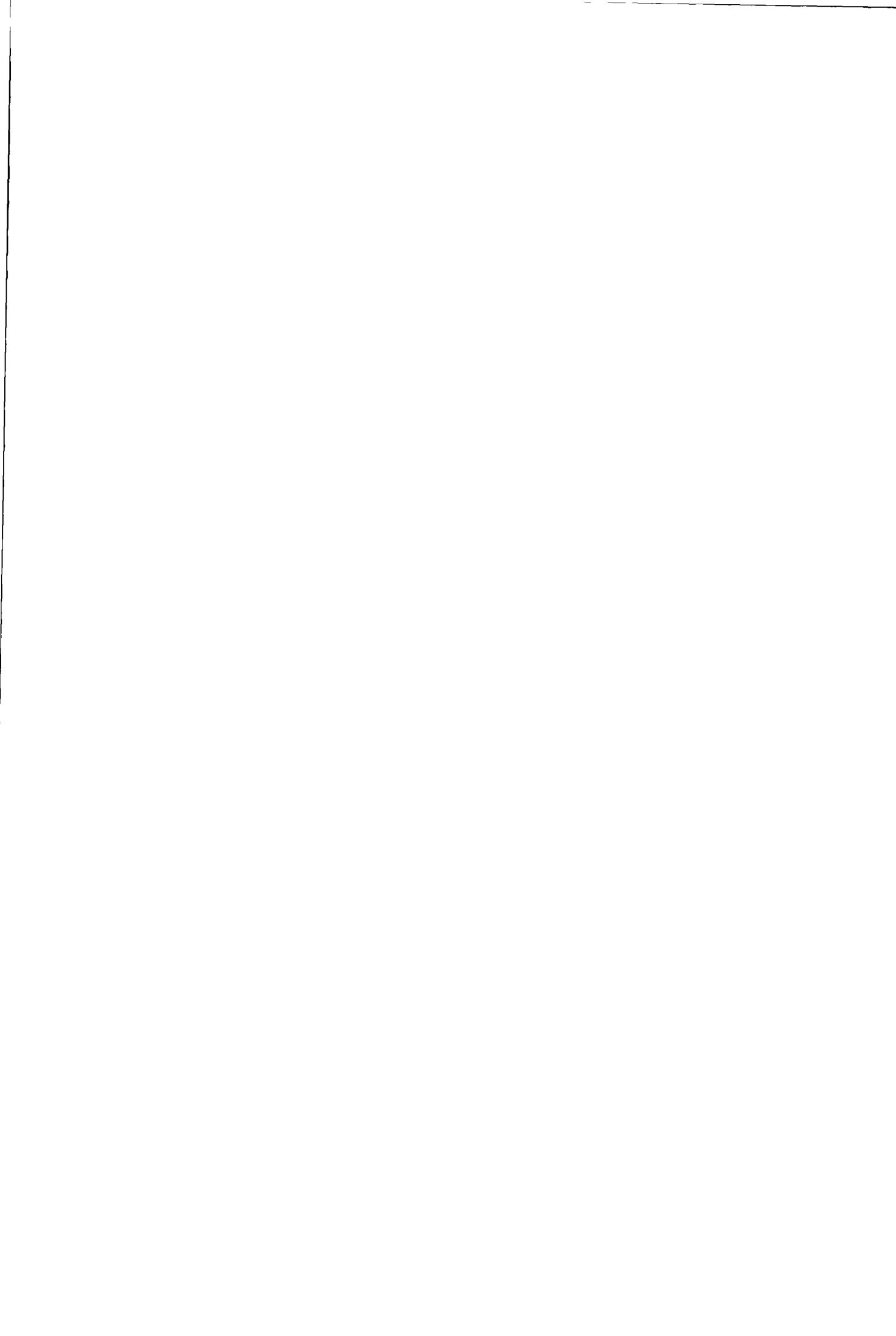
avec $\mathbb{E}[-]$: la partie entière.

Les valeurs $F_j^{\text{CSDA}}(z_i)$, obtenues pour le spectre énergétique, correspondent à la fluence des électrons dont l'énergie est comprise entre E_j et E_{j+1} , dans la tranche i .

L'énergie moyenne, \bar{E}_j , de l'intervalle j est donnée dans les deux cas par la relation suivante :

$$\bar{E}_j = E_j r^{-1/2} \quad \text{C.3}$$





C.4 Calcul du spectre à l'aide de la théorie du ralentissement continu

La méthode de calcul décrite par Nahum [7], basée sur la théorie de Burch a été utilisée. Le nombre d'électrons, N_{j+1} , ralentis dans le $(j+1)^{\text{ème}}$ intervalle, c'est-à-dire ayant une énergie comprise entre E_j et E_{j+1} , est donné par la relation suivante :

$$N_{j+1} = N_{j+1}^{p'} + \sum_{k>0}^{j-1} N_{k \rightarrow (j+1)}^{\delta} + N_j^{\text{tot}} \quad j = 1, L-2 \quad \text{C.4}$$

- avec $N_{j+1}^{p'}$: le nombre d'électrons primaires dans l'intervalle $j+1$;
- $N_{k \rightarrow j}^{\delta}$: le nombre d'électrons δ , produit lors de collisions à transfert d'énergie élevé par les électrons ralentis dans la tranche k , qui ont une énergie comprise dans l'intervalle j .
- N_j^{tot} : le nombre total d'électrons qui ont après le ralentissement dans l'intervalle j , une énergie comprise dans l'intervalle $j+1$;

Le nombre d'électrons δ , N_E^{tot} , ayant une énergie comprise entre E_1 et E_2 (avec $\Delta \leq E_1 < E_2 \leq E/2$), produits par unité d'énergie dissipée des électrons d'énergie E lors des processus de collision (les d'électrons δ produits par le rayonnement de freinage sont négligés), est donné par la relation suivante :

$$N_E^{\text{tot}} = \frac{\rho}{(S/\rho)_{\text{coll},E}} \int_{E_1/E}^{E_2/E} \frac{d\Sigma_{\text{Møller}}}{d\varepsilon} d\varepsilon \quad \text{C.5}$$

- avec $d\Sigma_{\text{Møller}}/d\varepsilon$: la section efficace différentielle de Møller par fraction d'énergie transférée;
- $(S/\rho)_{\text{coll},E}$: le pouvoir massique de ralentissement par collision, évalué pour l'énergie E .

En admettant que tous les électrons δ , produits lors du ralentissement des électrons de l'intervalle k et ayant une énergie comprise dans l'intervalle l , ont une énergie égale à E_l , le nombre d'électrons δ , $N_{k \rightarrow l}^{\delta}$, à considérer lors du ralentissement dans l'intervalle l , peut être évalué par la relation suivante :

$$N_{k \rightarrow l}^{\delta} = \frac{\rho}{(S/\rho)_{\text{coll}, \bar{E}_k}} \left(\frac{d\Sigma_{\text{Møller}}}{d\varepsilon} \right)_{\bar{\varepsilon}_l} (\varepsilon_l - \varepsilon_{l+1}) E_k^d \quad \text{C.6}$$

$$\text{où } \varepsilon_l = E_l / \bar{E}_k$$

avec $d\Sigma_{\text{Møller}}/d\varepsilon$: la section efficace différentielle de Møller par fraction d'énergie transférée, évaluée à $\bar{\varepsilon}_l = \bar{E}_l / \bar{E}_k$;

E_k^d : l'énergie dissipée par les électrons ralentis dans l'intervalle k.

L'énergie dissipée, E_k^d , est donnée par la relation suivante :

$$E_k^d = N_k (E_k - E_{k+1}) \quad \text{C.7}$$

avec N_k : le nombre d'électrons ralentis dans l'intervalle k.

L'énergie maximum pouvant être transférée à un électron secondaire par un électron d'énergie E (particules non différentiables) est égale à E/2 et par conséquent, compte tenu de la partition effectuée, les électrons δ produits dans l'intervalle l ne peuvent atteindre que les intervalles d'indice compris entre l+10 et L-1 (relation C.2).

Le nombre d'électrons primaires dans chacun des intervalles est obtenu en comptabilisant les électrons ayant atteint une énergie inférieure à E_{cut} au cours de la simulation de Monte Carlo. Comme les électrons primaires de l'intervalle l n'ont pas tous une énergie égale à E_l , le nombre à considérer lors du ralentissement dans cet intervalle, N_l^p , est évalué par la relation suivante :

$$N_i^{p'} = \sum \frac{(E - E_{l+1})}{(E_l - E_{l+1})} \delta_{lL}(E) \quad \text{C.8}$$

où

$$L(E) = L-1 \cdot \mathbb{E} \left[\frac{\log_{10}(E/\Delta)}{\log_{10}(r)} \right]$$

avec E : l'énergie de l'électron considéré au cours de la simulation, c'est-à-dire, ayant atteint une énergie inférieure à E_{cut} ;

δ_{lL} : le symbole de Kronecker (égal à 1 si $l=L$ et à 0 sinon).

Par contre, on peut admettre que tous les électrons, dont l'énergie initial E est comprise dans l'intervalle j , ont, après le ralentissement dans cet intervalle, une énergie égale à E_{j+1} . Ainsi, N_j^{tot} , le nombre total d'électrons, qui une fois ralentis dans l'intervalle j sont à considérer dans l'intervalle $j+1$, est donné par la relation suivante :

$$N_j^{\text{tot}} = N_j^p + \sum_{k>0}^{j-1} N_{k \rightarrow j}^{\delta} + N_{j-1}^{\text{tot}} \quad j = 1, L-2 \quad \text{C.9}$$

avec N_j^p : le nombre d'électrons ayant une énergie comprise dans l'intervalle j , comptabilisés au cours de la simulation selon la relation suivante :

$$N_j^p = \sum \delta_{jL}(E) \quad \text{C.10}$$

Les valeurs $N_j^{p'}$ et N_j^p et les parties de haute énergie des spectres sont préalablement calculées à l'aide de la simulation.

Le nombre d'électrons pour chacun des intervalles peut alors être déterminé en effectuant une itération en partant de l'énergie la plus élevée, E_1 (l'énergie E_{cut} a été choisie de telle façon que la valeur de E_1 , lui soit légèrement supérieure).

La partie des spectres d'énergie inférieure à E_{cut} est déterminée, à partir des nombre N_j , au moyen de la relation suivante :

$$F(E_j) = \frac{\rho N_j}{(S/\rho)_{\bar{E}_j}} \quad \text{C.11}$$

avec $(S/\rho)_{\bar{E}_j}$: Le pouvoir massique de ralentissement total (collision + radiatif), évalué en \bar{E}_j ;

C.5 Calcul des pouvoirs de ralentissement

Les pouvoirs de ralentissement par collision (restreint et non restreint) et radiatif ont été calculés à l'aide du code PEGS4. Le calcul des pouvoirs massique de ralentissement est effectué à l'aide de la formule, dérivée de la théorie de Bethe-Bloch, recommandée par Berger [88]. Celle-ci est la suivante [5] :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{coll}} = \frac{2 \pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z}{\beta^2 M} \left\{ \ln \left[\frac{\tau^2 (\tau+2)}{2(l/m_e c^2)^2} \right] + F(\tau) - \delta \right\} \quad \text{C.12}$$

avec $F(\tau)$: une fonction auxiliaire, voir ci-dessous;
 δ : la correction liée à l'effet de densité;
 l : l'énergie d'excitation moyenne du milieu;
 τ : le rapport de l'énergie cinétique de l'électron par l'énergie de masse au repos ($E / (m_e c^2)$);
 β : le rapport de la vitesse de l'électron par la vitesse de la lumière dans le vide (v/c);
 c : la vitesse de la lumière dans le vide;
 N_A : le nombre d'Avogadro;
 r_e : le rayon "classique" de l'électron;
 Z, M : nombre atomique, respectivement masse atomique, du milieu.

Dans le cas des pouvoirs non restreints de ralentissement, la fonction $F(\tau)$ est donnée par la relation suivante :

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \left[\frac{\tau^2/8 - (2\tau+1) \ln(2)}{(\tau+1)^2} \right] \quad \text{C.13}$$

Dans le cas des pouvoirs restreints de ralentissement, pour une énergie maximale transférée Δ , la fonction $F_{\Delta}(\tau)$ est donnée par la relation suivante :

$$F_{\Delta}(\tau) = -1 - \beta^2 + \ln \left[\frac{4\Delta (\tau - \Delta)}{\tau^2} \right] + \frac{\tau}{(\tau - \Delta)} + \frac{\frac{\Delta^2}{2} + (2\tau+1) \ln \left[1 - \frac{\Delta}{\tau} \right]}{(\tau+1)^2} \quad \text{C.14}$$

Les valeurs de l'énergie moyenne d'excitation, considérées par PEGS4 pour l'eau, l'air et le graphite, sont celles recommandées par l'ICRU 37 [35].

L'effet de densité est lié à la réduction du champ électromagnétique agissant sur la particule chargée traversant un milieu, due à la polarisation des atomes le composant. Cet effet a pour conséquence de diminuer le pouvoir de ralentissement par collision. La correction δ liée à l'effet de densité (relation C.12), évaluée selon la méthode de Sternheimer, est donnée par la relation suivante [82] :

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{si } x \leq x_0 \\ 2 \ln(10) x + C + a (x_1 - x)^k & \text{si } x_0 < x < x_1 \\ 2 \ln(10) x + C & \text{si } x \geq x_1 \end{cases} \quad \text{C.15}$$

où $x = \log_{10} [\tau (\tau + 1)]^{1/2}$

$$C = -2 \ln \left[\frac{I}{h v_p} \right]$$

$$v_p = \sqrt{\frac{N_A \rho Z e^2}{A \pi m_e}}$$

avec a, x_0, x_1, k : des coefficients numériques dépendant du milieu;
 m_e : la masse de l'électron au repos;
 h : la constante de Planck.

Le code PEGS4 évalue la correction de densité à l'aide de la relation C.15. Les valeurs des coefficients numériques (a, x_0, x_1, k) sont soit évalués par la méthode générale proposée par Sternheimer et Peierls [105], soit extraits d'une table de valeurs calculées par Sternheimer, Seltzer et Berger [106].

Pour le graphite, les valeurs des coefficients disponibles dans la table correspondent à des masses volumiques de 1.7 g/cm^3 et de 2.265 g/cm^3 (tableau C.3). Celles correspondant à une masse volumique de 1.82 g/cm^3 ont été estimées par une interpolation linéaire (tableau c.3).

Tableau C.3. Coefficients numériques pour le calcul de la correction de densité

Coefficient → Masse volumique g/cm^3 ↓	a	k	x_0	x_1	C
2.265	0.5848	2.3600	-0.009	2.0	- 2.868
1.7	0.7154	2.1910	-0.009	2.0	- 3.155
1.82	0.6877	2.2269	-0.009	2.0	- 3.087

Références

1. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays In Radiotherapy Procedures, Report 24 (1976).
2. B. J. Mijnheer, J. J. Battermann, A. Wambersie, What degree of accuracy is required and can be achieved in photon and neutron therapy, *Radiother. Onc.* **8**, 237-255 (1987).
3. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), Radiation Dosimetry: X Rays and Gamma Rays with Maximum Photon Energies Between 0.6 and 50 MeV, Report 14 (1969).
4. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), Radiation Quantities and Units, Report 33 (1980).
5. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), Radiation Dosimetry: Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV, Report 35 (1984).
6. A. E. Nahum, Water/Air Mass Stopping Power Ratios for Megavoltage Photon and Electron Beams, *Phys Med Biol* **23**, 24-38 (1978).
7. A. E. Nahum, Calculation of electron flux spectra in water irradiated with megavoltage electron and photon beams with applications to dosimetry. Thèse Dr. Ph.D., University of Edinburgh (G.B.) (1976).
8. T. E. Burlin, Cavity-Chamber Theory, *Radiation Dosimetry* F. H. Attix, W. C. Roesch, E. Tochilin, (Academic Press, New York, 1968), pp. 389-441.
9. Task Group 21 Radiation Therapy Committee American Association of Physicists in Medicine, A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams, *Med. Phys.* **10**, 741-771 (1983).

10. AIEA (Agence Internationale de l'Energie Atomique), Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams, Technical reports series 277 (1987).
11. Hospital Physicists' Association, Code of practice for electron beam dosimetry in radiotherapy, *Phys. Med. Biol.* **30**, 1169-1194 (1985).
12. Hospital Physicists' Association, Revised code of practice for the dosimetry of 2 to 25 MV X-ray, and of caesium-137 and cobalt-60 gamma-ray beams, *Phys. Med. Biol.* **28**, 1097-1104 (1983).
13. Nordic Association of Clinical Physics, Procedure in External Radiation Therapy Dosimetry with Electron and Photon Beams with Maximum Energies Between 1 and 50 MeV, *Acta Radiol. Oncol.* **19**, 55-79 (1980).
14. SEFM (Societat Espanola de Física Médica), Procedimientos recomendados para la dosimetría de fotones y electrones de energías comprendidas entre 1 MeV y 50 MeV en radioterapia de haces externos, sefm n.º 1-1984 (1984).
15. SSRPM (Société Suisse de Radiobiologie et de Physique Médicale), Dosimétrie des faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie, Recommendation 4 (1986).
16. M. Boutillon, M.-T. Niatel, A Study of Graphite Cavity Chamber for Absolute Exposure Measurements of ^{60}Co gamma Rays, *Metrologia* **9**, 139-146 (1973).
17. M.-T. Niatel, P. T. Loftus, W. Oetzmann, Comparison of Exposure Standards for ^{60}Co Gamma Rays, *Metrologia* **11**, 17-23 (1975).
18. P. T. Loftus, J. T. Weaver, Standardization of ^{60}Co and ^{137}Cs Gamma-Ray Beams in Terms of Exposure, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **78A**, 465-476 (1974).
19. M. Boutillon, Perturbation correction for the ionometric determination of absorbed dose in a graphite phantom for ^{60}Co gamma rays, *Phys. Med. Biol.* **28**, 375-388 (1983).

20. M.-T. Niatel, On the location of a flat ionisation chamber for absorbed dose determination, *Phys. Med. Biol.* **28**, 407-410 (1983).
21. J. E. Burns, J. W. G. Dale, A. R. Du Sautoy, B. Owen, D. H. Pritchard, *New calibration service for high energy X-radiation at NPL*, (Proc. Symp. Vienne, 1987), Vol 2, AIEA, Vienne 125-132 (1988).
22. J. S. Pruitt, S. R. Domen, R. Loevinger, The Graphite Calorimeter as a Standard of Absorbed Dose for Cobalt-60 Gamma Radiation, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **86**, 495-502 (1981).
23. M.-T. Niatel, Etude expérimentale de l'influence de la vapeur d'eau sur l'ionisation produite dans l'air, *C.R. Acad. Sci. Paris* **268**, 1650-1653 (1969).
24. M.-T. Niatel, Influence de la vapeur d'eau sur l'ionisation de l'air dans le cas d'une chambre à cavité, *C.R. Acad. Sci. Paris* **281**, 361-363 (1975).
25. J.-P. Guiho, I. Pavlicsek, A. Ostrowsky, H. Goenvec, Influence de l'état Hygrométrique de l'air sur l'ionisation produite par les rayonnements X ou γ , *C.R. Acad. Sci. Paris* **278**, 69-71 (1974).
26. D. W. O. Rogers, C. K. Ross, The role of the humidity and other correction factors in the AAM TG-21 dosimetry protocol, *Med. Phys.* **15**, 40-48 (1988).
27. BIPM, Correction d'humidité, *Com. Consult. Etalons Mes. Ray. Ionisants BIPM*, (Offilib, F- 75240 Paris Cedex 05, 1977), pp. R(I) 6.
28. R. J. Schulz, *et al.*, Clarification of the AAPM Task Group 21 protocol, *Med. Phys.* **13**, 755-759 (1986).
29. A. R. S. Marsh, C. Cross (National Physical Laboratory), Review of uncertainties in use of NPL primary standards of X-ray exposure for the calibration of secondary standards in terms of exposure or air kerma, Report RS(EXT)109 (1988).

30. J. W. Boag, Ionization Chambers, *The Dosimetry Ionizing Radiation* K. R. Kase, B. E. Bjärngard, F. H. Attix, (Academic Press, New York, 1987), pp. 169-243.
31. S. R. Domen, Advances in Calorimetry for Radiation Dosimetry, *The Dosimetry Ionizing Radiation* K. R. Kase, B. E. Bjärngard, F. H. Attix, (Academic Press, New York, 1987), pp. 169-243.
32. S. R. Domen, P. J. Lamperti, A Heat-Loss-Compensated Calorimeter: Theory, Design, and Performance, *J. Res. Nat Bur. Stand.* **78A**, 595-610 (1974).
33. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), *Radiation Dosimetry: Electrons with Initial Energies Between 1 and 50 MeV*, Report 21 (1972).
34. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), *Average Energy Required to Produce an Ion pair*, Report 31 (1979).
35. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), *Stopping Powers for Electrons and Positrons*, Report 37 (1984).
36. P. Andreo, A. Brahme, Stopping power data for high-energy photon beams, *Phys. Med. Biol.* **31**, 839-857 (1986).
37. M. J. Berger, S. M. Selzer (National Bureau of Standards, Gaithersburg MD), *Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons*, Report NBSIR 82-2550 (1982).
38. M.-T. Niatel, A. M. Perroche-Roux, M. Boutillon, Two determinations of W for electron in dry air, *Phys. Med. Biol.* **30**, 67-75 (1985).
39. BIPM, *Constantes physiques pour les étalons de mesure de rayonnement*, *Com. Consult. Etalons Mes. Ray. Ionisants* BIPM, (Offilib, F- 75240 Paris Cedex 05, 1985), pp. R 45.
40. M. Boutillon, A. M. Perroche-Roux, Re-evaluation of the W value for electrons in dry air, *Phys. Med. Biol.* **32**, 213-219 (1987).

41. H. E. Johns, J. R. Cunningham, *The physics of Radiology*, 4^{ème} ed. (Thomas, C., Springfield, 1983).
42. J. R. Cunningham, Travail commissioné par l'Agence Internationale de l'Energie Atomique, *Technical Reports series 277*, (1986).
43. G. Lempert, R. Nath, R. J. Schulz, Fraction of ionization from electrons arising in the wall of an ionization chamber, *Med. Phys.* **10**, 1-3 (1983).
44. R. Nath, R. J. Schulz, Calculated response and wall correction factors for ionization chambers exposed to Cobalt-60 gamma-rays, *Med. Phys.* **8**, 85-93 (1981).
45. R. Loevinger, A formalism for calculation of absorbed dose to a medium from photon and electron beams, *Med. Phys.* **8**, 1-12 (1981).
46. J. R. Cunningham, R. J. Schulz, On the selection of stopping-power and mass energy-absorption coefficient ratios for high-energy x-ray dosimetry, *Med. Phys.* **11**, 618-623 (1984).
47. J. R. Cunningham, M. R. Sontag, Displacement corrections used in absorbed dose determination, *Med. Phys.* **7**, 672-676 (1980).
48. A. Dutreix, A. Bridier, Dosimetry for External Beams of Photon and Electron Radiation, *The Dosimetry of Ionizing Radiation* K. R. Kase, B. E. Bjärngard, F. H. Attix, (Academic Press, New York, 1985), pp. 163-228.
49. D. W. O. Rogers, A. F. Bielajew, E. Nahum, Ion chamber and A_{wall} correction factors in a ^{60}Co beam by Monte Carlo Simulation, *Phys. Med. Biol.* **30**, 429-443 (1985).
50. O. Mattsson, Application of the water calorimeter, Fricke dosimeter and ionization chamber in clinical dosimetry, *Thèse de l'université de Göteborg* (1984).
51. L. O. Mattsson, K.-A. Johansson, Experimentally determined wall correction factors k_m and k_{att} for cylindrical ionization chambers used in high energy photon and electron beam dosimetry, *Radiation Physics Department University of Göteborg* (1984).

52. A. Brahme, H. Svensson, Specification of electron beam quality from the central axis depth absorbed dose distribution, *Med. Phys.* **3**, 95-102 (1976).
53. D. Harder, *Energiespektren schneller Elektronen in verschiedenen Tiefen*, (Proc. Symp. Montreux, 1965), Berlin 260
54. P. Andreo, A. Brahme, Mean energy in electron beams, *Med. Phys.* **8**, 682-687 (1981).
55. P. Andreo, Dosis: A computer program for the calculation of absorbed dose in photon and electron beams from ionization measurements in a phantom, *Nucl. Instr. Meth.* **211**, 481- (1983).
56. M. J. Berger, Communication privée au Task Group 21 Radiation Therapy Committee American Association of Physicists in Medicine, *Med. Phys.* **10**, 741-771 (1983).
57. K.-A. Johansson (University of Gothenburg), Studies of different methods of absorbed dose determination and a dosimetric intercomparison at the Nordic radiotherapy centres, (1982).
58. A. Guérid, Détermination absolue de la dose absorbée par calorimétrie et application à la calibration en ionométrie. Thèse Dr. és Science, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (1981).
59. M. Vinckenbosch, Dosimétrie par calorimétrie d'un faisceau medical de pions. Thèse Dr. és Science, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (1985).
60. F. de Coulon, *Théorie et traitement des signaux*, 1 (Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, 1984).
61. F. W. Wittkämper, A. H. L. Aalbers, B. J. Mijnheer, Correction and conversion factors for the NACP and Markus plane-parallel ionization chambers, (Work in progress).

62. BIPM, Comparaison d'étalons de dose absorbée, *Com. Consult. Etalons Mes. Ray. Ionisants* BIPM, (Offilib, F- 75240 Paris Cedex 05, 1979), pp. R(l) 5.
63. M. Boutillon, Gap correction for the calorimetric measurement of absorbed dose in graphite with a ^{60}Co beam, *Phys. Med. Biol.* **34**, 1809-1921 (1989).
64. M. Boutillon (Bureau International des Poids et Mesure, F-92310 Paris-Sèvres), Radial non-uniformity of the BIPM ^{60}Co beam, Rapport BIPM-89/2 (1989).
65. M.-T. Niatel, Mesure de la dose absorbée dans le graphite, *Proc.-verbaux Com. Int. Poids Mes.* BIPM, (Offilib, F- 75240 Paris Cedex 05, 1979), pp. 49-51.
66. BIPM, Communication privée, (1989).
67. A.-M. Perroche, P. Gardel (Bureau International des Poids et Mesure, F-92310 Sèvres), Comparison of the standards of absorbed dose to graphite of the IRA and the BIPM for ^{60}Co γ rays, Rapport BIPM-90/9 (1990).
68. M. Boutillon (Bureau International des Poids et Mesure, F-92310 Sèvres), Revision of the results of international comparison of absorbed dose in graphite, in a ^{60}Co beam, Rapport BIPM-90/4 (1990).
69. J. E. Burns, K. E. Rosser, Saturation correction for the NE2560/1 dosimeter in photon dosimetry, *Phys. Med. Biol.* **35**, 687-693 (1990).
70. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), Measurements of Absorbed Dose in a Phantom Irradiated by a Single Beam of X or Gamma Rays, Report 23 (1973).
71. NPL (National Physical Laboratory), Radiological calibration of exposure meters, Reedition du rapport RS(EXT)3 (Ed. Nuclear Enterprises Limited) (1974).
72. British Institute of Radiology, Central Axis Depth Dose Data for Use in Radiotherapy, *Br. J. Radiol. Suppl.* **17**, 45-59 (1983).

72. British Institute of Radiology, Central Axis Depth Dose Data for Use in Radiotherapy, *Br. J. Radiol. Suppl.* **17**, 45-59 (1983).
73. J. E. O'Connor, The Variation of Scattered X-Rays with density in an Irradiated Body, *Phys. Med. Biol.* **1**, 352-369 (1956).
74. J. E. O'Connor, The density scaling theorem applied to lateral electronic equilibrium, *Med. Phys.* **11**, 352-369 (1984).
75. J. S. Pruitt, R. Loevinger, The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation, *Med. Phys.* **9**, 176-179 (1982).
76. A. H. L. Aalbers, E. Van Dijk, F. W. Wittkämper, B. J. Mijnheer, *Determination of absorbed dose to water in clinical photons beams using graphite calorimeter and a graphite-walled ionization chamber*, (Proc. Symp. Vienne, 1987), Vol 1, AIEA, Vienne 37-48 (1988).
77. W. C. Roesch, Dose for Nonelectronic Equilibrium Condition, *Radiat. Res.* **9**, 399-410 (1958).
78. A. Allisy, Contribution à la Mesure de l'exposition, *Metrologia* **3**, 41-51 (1967).
79. B. Nilsson, A. Brahme, Relation between kerma and absorbed dose in photon beams, *Acta Radiol. Oncol.* **22**, 77-85 (1983).
80. C. Sibata, B. R. Paliwal, F. H. Attix, Experimental derivation of β for high-energy photons, *Br. J. Radiol.* **61**, 600-608 (1988).
81. M. J. Berger, S. M. Selzer, S. R. Domen, P. J. Lamperti, *Stopping powers ratios of electrons dosimetry with ionization chambers*, (Proc. Symp. Vienne, 1975), Vol 1, AIEA, Vienne 589-609 (1975).
82. W. R. Nelson, H. Hirayama, W. O. Rogers (Stanford Linear Accelerator Center), The EGS4 code system, Slac-report 265 (1985).
83. A. F. Bielajew, D. W. O. Rogers, Communication privée, (1990).

84. M. J. Berger, S. M. Selzer, Calculation of energy and charge deposition and of the electron flux in a water medium bombarded with 20-MeV electrons, *Ann. N.Y Acad. Sci* **161**, 8-23 (1969).
85. A. E. Nahum, *Extension of the Spencer-Attix cavity theory to the 3-media situation for the electron beams*, (Proc. Symp. Vienne, 1987), Vol 1, AIEA, Vienne 87-115 (1988).
86. P. Andreo, Stopping-Power Ratios for Dosimetry, *Monte Carlo Transport of Elctrons and Photons* T. M. Jenkins, W. R. Nelson, A. Rindi, (Plenum Press, Londre, 1987), pp. 485-501.
87. L. V. Spencer, U. Fano, Energy Spectrum Resulting from Electron Slowing Down, *Phys. Rev.* **93**, 1172-1181 (1954).
88. M. J. Berger, S. M. Selzer (National Aeronautics and Space Administration), NASA SP-3012 (1964).
89. S. R. Domen, P. J. Lamperti, Comparisons of calorimetric and ionometric measurements in graphite irradiated with electrons from 15 to 50 MeV, *Med. Phys.* **3**, 294-301 (1976).
90. H. Kubo, L. J. Kent, G. Krithivas, Determination of N_{gas} and P_{repl} factors from commercially available parallel-plate: AAPM Task Group 21 protocol, *Med. Phys.* **13**, 908-912 (1986).
91. H. Casson, P. Kiley, Replacement correction factors for electron measurements with a parallel-plate chamber, *Med. Phys.* **14**, 216-217 (1987).
92. G. C. Goswami, K. R. Kase, Measurement of replacement factors for a parallel-plate chamber, *Med. Phys.* **16**, 791-793 (1989).
93. R. Gajewski, J. Izewska, *Perturbation correction factors for the plane-parallel chamber NE 2534*, (Proc. Symp. Vienne, 1987), Vol 1, AIEA, Vienne 187-193 (1988).
94. S. C. Lillicrap, B. Owen, W. J.R., P. C. Williams, Code of Practice for High-energy photon therapy dosimetry based on the NPL absorbed Dose, *Phys. Med. Biol.* **35**, 1355-1360 (1990).

95. F. H. Attix, *Introduction to radiobiological physics and radiation dosimetry*, (A Wiley-Interscience Publication, New York, 1986).
96. H. Khan (U.S. Atomic Energy Commission), Applications of Monte Carlo, Report AECU-3259 (1954).
97. J. H. Hubell, I. Øverbø, Relativistic Atomic Form Factors, and Photon Coherent Scattering Cross Sections, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**, 69 (1979).
98. E. Storm, H. I. Israel, Photon Cross Section from 1keV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* **7**, (1970).
99. J. W. Motz, H. A. Olsen, H. W. Korch, Pair Production by Photons, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 581 (1969).
100. O. Klein, Y. Nishina, über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der Neuen Relativistischen Quantum Dynamic von Dirac, *Z. für Physik* **52**, 853 (1929).
101. C. Møller, Passage of Hard Beta Rays Through Matter, *Ann. Physik* **14**, 531 (1932).
102. H. J. Bhabha, Scattering of Positrons by Electrons with Exchange on Dirac's Theory of the Positron, *Proc. Roy. Soc. (Londre)* **A154**, 195 (1936).
103. W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, (Clarendon Press, Oxford, 1954).
104. H. A. Bethe, Molière's Theory of Multiple Scattering, *Phys. Rev.* **89**, 1256-1266 (1953).
105. R. M. Sternheimer, R. F. Peierls, General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles, *Phys. Rev.* **B3**, (1971).

106. R. M. Sternheimer, S. M. Seltzer, M. J. Berger, Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles in Various Substances, *Phys. Rev.* **B26**, (1982).



CURRICULUM VITAE

Nom: Gardel
Prénom: Philippe
Date de naissance: 19.7.1958
Originaire: S^{te} Croix (Vaud)

Formation universitaire

1979 -1985 Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

1985 Diplôme d'ingénieur physicien

Formation post-universitaire

1988 Certificat de formation d'expert en radioprotection,
Institut de Radiophysique Appliquée, Lausanne

1988 3rd Teaching Course on Radiation Physics for Clinical
Radiotherapy,
European Society of Therapeutic Radiotherapy and Oncology
(ESTRO)

Poste occupé

1985-1991 Assistant à l'Institut de Radiophysique Appliquée,
Lausanne

Membre de

Société de Radiobiologie et de Physique Médicale (SSRPM)

