

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081027

MESURE DE TRANSITIONS DIPOLAIRES ELECTROMAGNETIQUES
DANS SIX ATOMES KAONIQUES : ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{31}P , ^{32}S , ^{35}Cl ,
ET ETUDE DES EFFETS DE L'INTERACTION FORTE

THÈSE

présentée à

L'ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE ZURICH

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES NATURELLES

par

Johnny EGGER

physicien diplômé EPFZ

né le 20 août 1943

de Grindelwald (BE)

ACCEPTÉE SUR PROPOSITION

du professeur J.P. Blaser, rapporteur

du professeur H.J. Leisi, co-rapporteur

CERN

Genève

1973

ABSTRACT

Kaonic X-rays of six elements, ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{31}P , ^{32}S and ^{37}Cl have been measured with high resolution Ge(Li)-detectors at a stopped K^- beam at CERN. In one element, up to four transitions with $\Delta n = 1$ and transition series from $\Delta n = 1$ up to $\Delta n = 5$ could be observed. On the basis of the relative intensities of these transitions, the kaon cascade could be fitted for each element. The influence of the strong K-nucleon interaction was observed for the 3d-2p transitions in ^{10}B , ^{11}B and ^{12}C and for the 4f-3d transitions in ^{31}P , ^{32}S and ^{35}Cl . Energy shift and natural broadening of the lower level of these transitions were measured. In addition, the upper level width was determined via relative intensity measurements.

The strong K^- -nucleus interaction is discussed on the basis of an optical potential, and effective K^- -nucleon scattering lengths are obtained by fits to the experimental results. Two procedures are applied; in one, the Klein-Gordon equation is solved numerically with the complex optical potential, while in the other, it is solved only with the real part of this potential, and with perturbation calculation for the absorption. Both methods yield qualitatively the same result namely that for P, S and Cl a nuclear matter distribution with fast fall-off at the surface yields better fits than a Fermi type distribution.

TABLE DES MATIERES

	<u>page</u>
1. INTRODUCTION	1
1.1 Sommaire	1
1.2 Histoire d'un méson et résumé du travail	1
2. THEORIE	3
2.1 Freinage et capture	3
2.2 Electromagnétosphère	4
2.2.1 Energie	4
2.2.1.1 Dimension finie du noyau	4
2.2.1.2 Corrections électrodynamiques quantiques	6
2.2.1.3 Effet d'écran des électrons	6
2.2.1.4 Polarisabilité du noyau et du kaon	7
2.2.1.5 Masse du kaon	8
2.2.1.6 Energies des principales transitions	8
2.2.2 Cascade	9
2.2.2.1 Probabilité de transition	10
2.2.2.2 Calcul de la cascade	12
2.3 Zone à interaction forte	13
2.3.1 Généralités	13
2.3.2 Niveau supérieur	13
2.3.3 Niveau inférieur	14
2.3.4 Situation pour les atomes pioniques	14
2.3.5 Parallèle avec les atomes kaoniques	16
2.4 Produits de l'absorption et γ nucléaires	17
3. APPAREILLAGE	18
3.1 Généralités	18
3.2 Faisceau	18
3.3 Télescope	19
3.4 Electronique des détecteurs au germanium	19

	<u>page</u>
4. ANALYSE DES DONNEES ET RESULTATS	22
4.1 Ajustement des lignes des spectres	22
4.1.1 Généralités	22
4.1.2 Fond Compton	22
4.1.3 Ajustement avec contrainte	23
4.2 Largeurs	23
4.3 Energie	25
4.4 Intensité	28
4.4.1 Efficacité relative des détecteurs	28
4.4.2 Absorption dans la cible	28
4.4.3 Efficacité électronique	29
4.4.3.1 Seuils	29
4.4.3.2 Largeur de la coïncidence K_Y	30
4.4.4 Cascade, transition Auger et transitions parallèles	30
4.5 Résultats	33
5. INTERPRETATION ET COMMENTAIRES	35
5.1 Effet de l'interaction forte	35
5.1.1 Préhistoire	35
5.1.1.1 Résolution exacte de Klein-Gordon	35
5.1.1.2 Y_0^* ou la grande peur	36
5.1.2 Phénoménologie ou "comme s'il n'avait rien compris"	37
5.2 Cascade	42
5.3 Gammas nucléaires des spectres	46
5.4 Transitions pioniques	46
5.5 Transitions sigmaoniques	47
6. RESUME ET CONCLUSIONS	48
BIBLIOGRAPHIE	49
ANNEXE	79

1. INTRODUCTION

1.1 Sommaire

La particule élémentaire chargée négativement, la plus facile à produire après e^- , μ^- , π^- , est le K^- . Il est donc naturel que, devant la richesse des informations obtenues grâce aux atomes muoniques (WUWI 69) et pioniques (BACK 70), on ait cherché quel enseignement l'on pourrait tirer des atomes kaoniques. Wilkinson (WILK 59) et Jones (JONE 60) écrivirent les premiers que, du fait de sa grande masse, et du fait que l'absorption par interaction forte sur un seul nucléon est énergétiquement possible, le kaon sur orbite atomique devrait être une meilleure sonde de la surface du noyau que le π^- , et qu'il devrait permettre de détecter des "clusters" de nucléons (α par exemple) ou une particularité de la distribution des neutrons dans la zone superficielle.

Les premiers travaux expérimentaux (DAHL 60, HELI 60, EURO 59, BAST 62, EVAN 61, KNIG 64) en relation avec des atomes kaoniques sont des analyses des produits de l'absorption du kaon par le noyau dans les chambres à bulles ou sur des plaques à émulsions. Des informations sur les taux de branchements des différents canaux d'absorption (tableau 1) ont pu être obtenues grâce à ces expériences et, même si l'état à partir duquel l'absorption se fait n'est pas connu, on a conclu à un surplus de neutrons à la surface des noyaux lourds (BURH 67). Par la suite, l'amélioration de la qualité des faisceaux de particules stoppées a permis de mesurer les premiers spectres de rayons X kaoniques dans He (BURL 65), puis dans Li, Be, B, C, (WIEG 67) et, enfin, dans une série d'éléments plus lourds (WIEG 69). Cette dernière expérience permettait de déterminer, avec une erreur supérieure à 30%, l'intensité de la dernière transition électromagnétique observée $[n_0(Z) + 1 \rightarrow n_0(Z)]$ d'où l'on peut déduire l'élargissement du niveau initial $[n_0(Z) + 1]$.

Pour les transitions correspondantes de six éléments légers ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{31}P , ^{32}S et ^{35}Cl , ce travail décrit la première mesure du déplacement en énergie (erreur $\sim 25\%$) et de l'élargissement (erreur $\sim 10\%$) du niveau final $[n_0(Z)]$, ainsi que l'intensité de ces transitions (erreur $\sim 10\%$) qui détermine l'élargissement du niveau initial $[n_0(Z) + 1]$. Ces trois effets sont causés par l'interaction forte K^- -nucléon.

1.2 Histoire d'un méson et résumé du travail

K^- est produit par bombardement d'une cible par les protons d'un faisceau externe du PS. Il est transporté jusque dans la zone d'expérience, ce qui permet de le séparer physiquement de la plus grande partie des autres produits de la cible. Il est ralenti dans un télescope qui le reconnaît électroniquement et qui signale son passage. Quand sa vitesse est suffisamment petite, il est capturé par un atome, et, en émettant des rayons X et des électrons Auger, il s'approche du

noyau. Quand il est suffisamment près de ce dernier, il subit les effets de l'interaction forte, ce qui provoque un déplacement en énergie ϵ et une augmentation de la largeur naturelle Γ des niveaux. ϵ et Γ augmentent de deux à trois ordres de grandeur si l'on passe d'un niveau n au niveau $n - 1$. Les produits de l'absorption se comportent de telle façon qu'il est parfois possible de détecter leur présence.

Le deuxième chapitre de ce travail décrit les procédés qui déterminent le comportement du kaon sur orbite atomique, le troisième, l'appareillage utilisé pour la mesure, et le quatrième, les méthodes de l'analyse et les résultats. C'est dans la cinquième partie que ces résultats sont discutés dans le cadre du modèle du pseudo-potentiel optique.

Tableau 1

Grandeurs caractéristiques du kaon
et principaux canaux d'absorption par interaction forte
sur un ou deux nucléons ouverts au seuil.
() : BURH 69, [] : indépendance de charge.

Masse	: $m_K = (493,691 \pm 0,040) \text{ MeV}$
Durée de vie	: $\tau_K = (1,2371 \pm 0,0026) \times 10^{-8} \text{ sec}$ $K^- \rightarrow \mu^- \nu$ (64%), $\pi^- \pi^0$ (21%) $\pi^- \pi^- \pi^+$ (5,5%), $e^- \pi^0 \nu$ (4,9%) $\mu^- \pi^0 \nu$ (3,2%), $\pi^- \pi^0 \pi^0$ (1,7%)
Isospin	: $(I, I_z) = (\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$
Spin	= 0
Etrangeté	= -1
$K^- + p$	$\rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ (20%), $\Sigma^- + \pi^+$ (44%), $\Sigma^0 + \pi^0$ (28%) $\Lambda^0 + \pi^0$ (8%)
$K^- + n$	$\rightarrow \Sigma^- + \pi^0$ [8%], $\Sigma^0 + \pi^-$ [8%], $\Lambda^0 + \pi^-$ [16%]
$K^- + p$	$\rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 + \pi^0$
$K^- + n$	$\rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 + \pi^-$
$K^- + p + p$	$\rightarrow \Sigma^+ + n, \Sigma^0 + p, \Lambda^0 + p$
$K^- + p + n$	$\rightarrow \Sigma^- + p, \Sigma^0 + n, \Lambda^0 + n$
$K^- + n + n$	$\rightarrow \Sigma^- + n$

2. THEORIE

Dans ce chapitre, nous allons étudier le comportement du kaon en trois sections : l'approche et la capture, la zone purement électromagnétique, et la zone à interaction forte.

2.1 Freinage et capture

Si la décélération d'une particule dans un modérateur est correctement décrite par la formule de Bethe Bloch (WILL 64, par exemple) :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi e^2 NZ}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I} \quad (1)$$

jusqu'à quelques keV, et, par une expression généralisée de l'équation (1), jusqu'à 100 eV (WILL 64), les procédés de la capture sont assez mal connus. Au-Yang et Cohen (AUYA 68), et Mann et Rose (MANN 61), ont montré qu'une capture par effet Auger avec un électron K est le canal le plus probable. Malheureusement, les probabilités de transitions de l'état continu aux états liés, calculées par ces auteurs, donnent des populations sur ces états qui ne permettent pas de reproduire les intensités relatives des transitions, comme l'ont montré Povel et Backe et al. par exemple (POVE 71, BACK 72, POVE 72), pour les atomes muoniques. C'est pourquoi, il est couramment fait appel à une répartition semi-empirique, celle de Eisenberg et Kessler (EISE 61) :

$$P(\ell) = N(2\ell + 1) e^{\alpha\ell} \quad (2)$$

où N est un facteur de norme tel que :

$$\sum_{\ell=0}^{n^i-1} P(\ell) = 1 \quad (3)$$

et où l'on admet que toutes les transitions se font vers des états finals caractérisés par le même nombre quantique principal n^i . On choisit n^i de façon que l'effet Auger avec des électrons de la couche K soit possible, c'est-à-dire :

$$n^i \approx \sqrt{\frac{m_K}{m_\ell}} \approx 31 . \quad (4)$$

Le paramètre α permet alors d'utiliser une répartition différente de la répartition statistique et, dans une certaine limite, de tenir compte du fait, qu'en réalité, les transitions se font sur un certain domaine de n et pour des $n > n^i$, puisque des transitions $n_1 \rightarrow n_2$ ont été observées dans les atomes muoniques pour des $n > n^i$ (BACK 72).

2.2 Electromagnétosphère

Tant que le K^- se trouve sur des orbites suffisamment élevées, l'interaction forte peut être négligée. Son comportement, défini par les valeurs propres de l'énergie et les probabilités de transitions, est déterminé par l'électrodynamique. D'autre part, pour mesurer les effets de l'interaction forte, il est aussi nécessaire de connaître ces grandeurs purement électrodynamiques pour les niveaux affectés.

2.2.1 Energie

Calculer les niveaux d'énergie d'un K^- sur orbite atomique revient à résoudre le problème aux valeurs propres donné par l'équation de Klein-Gordon :

$$\left\{ \hbar^2 \vec{\nabla}^2 + \frac{1}{c^2} (E - V)^2 - \mu^2 \right\} \psi = 0 \quad (5)$$

où μ est la masse réduite du kaon

$$\mu = \frac{m_K M_A}{(m_K + M_A)} \quad (6)$$

avec M_A la masse du noyau. Si V est le potentiel coulombien d'une charge ponctuelle Z , la solution est :

$$E_{n,\ell} = - \frac{\mu c^2}{2n^2} (Z\alpha)^2 \left\{ 1 + \frac{(Z\alpha)^2}{n^2} \left(\frac{n}{\ell + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4} \right) + O(Z\alpha^4) \right\} + \mu \quad (7)$$

En réalité, plusieurs corrections doivent être apportées à ce cas idéal et il n'existe plus alors de solution analytique. Ceci nous oblige à résoudre l'équation de façon numérique comme, par exemple, Krell et Ericson (KREL 68) le font pour un problème général. Voyons de quelle façon les différentes corrections modifient le potentiel et quelles sont les variations de l'énergie (tableau 2).

2.2.1.1 Dimension finie du noyau

Quand la probabilité que le méson se trouve à l'intérieur du noyau n'est plus négligeable, il faut tenir compte de l'extension de ce dernier, et le potentiel de charge ponctuelle :

$$V = - \frac{Ze^2}{r} \quad (8)$$

se transforme en une intégrale sur le volume du noyau :

$$V(\vec{x}) = \int \frac{e^2 \rho_p(\vec{r})}{|\vec{r} - \vec{x}|} d\vec{r} \quad (9)$$

avec

$$\int \rho_p(\vec{r}) d\vec{r} = Z . \quad (10)$$

Si $\rho_p(\vec{r})$ est de symétrie sphérique, l'équation (9) peut être mise sous la forme :

$$V(x) = - \frac{e^2}{x} \int_0^x \rho_p(R) R^2 dR - e^2 \int_x^\infty \rho_p(R) R dR . \quad (11)$$

Le tableau 2 montre que cette correction est négligeable, sauf pour le dernier niveau n_0 où elle est petite. En effet, là où elle serait plus grande ($n_0 - 1$), l'absorption par interaction forte est déjà suffisamment importante sur le niveau supérieur n_0 pour que la transition électromagnétique $n_0 \rightarrow n_0 - 1$ ne puisse plus être observée.

Tableau 2

Exemple de la suite de termes intervenant dans le calcul de l'énergie des niveaux atomiques kaoniques pour ^{31}P (keV)

(1) Niveau (n,l)	(2) Charge ponctuelle	(3) Dimension finie du noyau	(4) Polarisation du vide VP1 ($\alpha Z\alpha$)	(5) Polarisation du vide VP2 ($\alpha^2 Z\alpha$)	(6) Effet d'écran des e^-
3-2	-323,292	+0,008	-1,317	-0,009	0,754
4-3	-181,796	-	-0,480	-0,003	0,755
5-4	-116,335	-	-0,199	-	0,754
6-4	-80,790	-	-0,108	-	0,753
7-4	-59,356	-	-0,064	-	0,753
8-4	-45,444	-	-0,041	-	0,751
9-4	-35,906	-	-0,028	-	0,750
6-5	-80,783	-	-0,089	-	0,754
7-5	-59,352	-	-0,052	-	0,753
8-5	-45,442	-	-0,033	-	0,751
9-5	-35,904	-	-0,022	-	0,749
7-6	-59,349	-	-0,041	-	0,753
8-6	-45,440	-	-0,026	-	0,751
9-6	-35,903	-	-0,017	-	0,750

2.2.1.2 Corrections électrodynamiques quantiques

Les atomes muoniques ont été utilisés comme moyen de tester les termes en $\alpha(Z\alpha)$, $\alpha^2(Z\alpha)$, $\alpha(Z\alpha)^3$ du développement de la correction électrodynamique quantique (BLOM 72). L'importance relative de la polarisation du vide et du "self-energy" est donnée pratiquement par :

$$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_s} \approx \left(\frac{m_K}{m_e} \right)^2 . \quad (12)$$

Ceci reflète le fait qu'il est plus facile de créer une paire virtuelle (e^+e^-) que des paires de particules plus lourdes et que, d'autre part, la portée d'une paire virtuelle est inversement proportionnelle à sa masse.

Donc, le premier terme est, ici, relativement plus important que pour les muons. Pour le groupe, Tauscher a introduit, dans le programme de Krell, les potentiels calculés par Blomqvist (BLOM 72) (ordre 5,7) et Lambshift en tenant compte des dimensions finies du noyau. Ces expressions sont des généralisations du potentiel de Uehling (UEHL 35) pour le graphique (a) de la figure 1, et des expressions données par Källen et Sabry (KALL 55) pour les graphiques (b). Ces deux groupes sont les seuls qui ne soient pas négligeables [graphique (a) $\rightarrow$ VP1 et graphiques (b) $\rightarrow$ VP2, tableau 2].

2.2.1.3 Effet d'écran des électrons

La probabilité non nulle de la présence d'électrons à l'intérieur de l'orbite du kaon diminue la charge effective vue par ce dernier. On peut dire qu'un potentiel additionnel est créé, qui a la même forme que celui du noyau [équ. (11)], mais est de signe opposé. La densité des e^- est donnée par $|\psi_1^e(r)|^2$. Pour utiliser la fonction d'onde convenable, il faut tenir compte de deux effets :

- a) ψ_1^e est perturbé par la présence du kaon. B. Fricke (FRIC 69) a résolu ce problème pour les muons à l'aide de la méthode de Hartree Fock;
- b) Le nombre d'électrons K ou L présents est affecté par la possibilité de transitions par effet Auger du kaon et de repopulation des couches électroniques ainsi vidées. Nous reviendrons sur ce problème à la Section 2.2.

Ces difficultés sont, en fait, de faux problèmes, car le potentiel additionnel K^- -électrons est à peu près constant pour un large domaine de r , donc pour un large domaine de niveaux du kaon. Ainsi, si le nombre d'électrons ne change pas pendant que le K effectue la transition électromagnétique dipolaire, ce qui est le cas, l'énergie du rayon X émis est pratiquement insensible au nombre N_e d'électrons présents. La colonne (6) du tableau 2 donne l'effet d'écran pour un électron de la couche K.

2.2.1.4 Polarisabilité du noyau et du kaon

Lorsque la distance moyenne entre le kaon et le noyau est de quelques dizaines de fermis, le champ électrique produit par le noyau est énorme ($\sim 10^{18}$ V/cm) et, si la particule a la possibilité de montrer une structure interne en se polarisant, ceci cause un déplacement en énergie. Plusieurs auteurs ont décrit cet effet (IACH 71, SCHR 72, ERHU 72, EHUF 72). La polarisabilité α implique qu'un champ E induit un dipôle d :

$$d = \alpha_K E \quad (13)$$

qui a pour effet d'introduire pour la particule un potentiel supplémentaire :

$$V_K^P = -\frac{1}{2} \alpha_K E^2 . \quad (14)$$

Puisque le champ du noyau a la forme

$$E = \frac{Ze}{r^2} \quad (15)$$

la dépendance en r de V_K^P est :

$$V_K^P = -\frac{\alpha_K}{2} \frac{Z^2 e^2}{r^4} . \quad (16)$$

La polarisabilité du noyau α_N donne le terme symétrique V_N^P :

$$V_N^P = -\frac{\alpha_N}{2} \frac{e^2}{r^4} . \quad (17)$$

En calcul des perturbations, le déplacement en énergie d'un niveau i , provoqué par ces deux potentiels, est :

$$\Delta E_i = -\frac{e^2}{2} (\alpha_N + Z^2 \alpha_K) \left\langle \frac{1}{r^4} \right\rangle_i . \quad (18)$$

α_N peut être estimé grâce à des relations de dispersion généralisées (EHUF 72, ENDT 62) entre α_N et σ_{E1} , la section efficace totale d'absorption d'une radiation $E1$ par le noyau. Le premier terme de ces relations donne une valeur de α_N :

$$\alpha_N = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{E1}(\omega)}{\omega} d\omega = \frac{1}{2\pi^2} \sigma_{-2} . \quad (19)$$

Fuller et Hayward (ENDT 62) ont intégré les valeurs expérimentales de σ_{E1} pour plusieurs noyaux. Ericson et Hüfner ont ajouté une correction relativiste d'environ 10% et montré que la contribution d'excitation due aux composantes d'ordre multipolaire supérieur est négligeable.

Les mêmes auteurs ont également estimé α_K . Le déplacement en énergie, dû à un terme $-edE$ obtenu par le calcul des perturbations du deuxième ordre, est :

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\alpha E^2 = \sum_n \frac{\langle 0 | e \, dz | n \rangle^2}{\omega_n} E^2 \approx \frac{e^2}{3} \frac{\langle r^2 \rangle}{\bar{\omega}} E^2 . \quad (20)$$

Cette polarisation dipolaire est la plus importante, car le terme monopolaire est très petit à cause des grandes distances K^- -noyau.

Pour $\bar{\omega}$ égal à quelques fois la masse du π , on a :

$$\alpha_K \approx 10^{-3} \text{ fm}^3 \quad (21)$$

ce qui est 10 à 100 fois plus petit que les estimations de Schröder (SCHR 72) et Iachello, Landé (IACH 71).

Nous avons mesuré ce déplacement pour une transition et un élément favorables, c'est-à-dire là où les autres corrections (interaction forte, polarisation du vide, effet de paravent des électrons) pouvaient être calculées avec suffisamment de précision (BABA 73). En tenant compte de l'erreur de α_N , nous avons pu donner une limite supérieure de α_K :

$$\alpha_K \leq 0,020 \text{ fm}^3 \quad (22)$$

avec un intervalle de confiance de 90%. Exprimés différemment, les deux déplacements en énergie mesurés correspondent à une valeur moyenne de α_K égale à $(-0,004 \pm 0,011) \text{ fm}^3$ ce qui, pour nos transitions, signifie une correction de l'ordre de 1'eV, ce qui est comparable aux estimations du déplacement dû à α_N pour les valeurs de Fuller Hayward.

2.2.1.5 Masse du kaon

Lors de la mesure de la polarisabilité du kaon (BABA 73), nous avons également pu déduire une valeur de la masse qui entre directement dans le calcul de l'énergie. Nous avons ainsi obtenu :

$$m_K = 493,691 \pm 0,040 \text{ MeV} . \quad (23)$$

L'erreur relative 8×10^{-5} se reporte donc directement sur l'énergie calculée.

2.2.1.6 Energies des principales transitions

Le tableau 3 donne les énergies des principales transitions observées, calculées et corrigées de la façon indiquée dans les paragraphes précédents. Les erreurs autres que celles venant de l'incertitude sur la masse (8×10^{-5}) sont négligeables.

Tableau 3

Energies calculées (purement électrodynamiques) des principaux rayons X observés. L'erreur relative de 8×10^{-5} provient de l'incertitude sur la masse : (493,691 MeV).

Transition	^{10}B	^{11}B	^{12}C	^{31}P	^{32}S	^{35}Cl
3d-2p	43,569	43,769	63,304	-	-	-
4f-3d	15,215	15,284	22,105	142,331	162,077	183,276
5f-3d	22,245	22,347	32,317	-	-	-
6f-3d	26,062	26,181	37,861	-	-	-
7f-3d	28,363	28,493	41,203	-	-	-
5g-4f	-	-	10,217	65,741	74,860	84,647
6g-4f	-	-	-	101,377	115,437	130,525
7g-4f	-	-	-	122,853	139,889	158,172
8g-4f	-	-	-	136,790	155,227	175,489
9g-4f	-	-	-	146,340	166,085	187,765
6h-5g	-	-	-	35,662	40,607	-
7h-5g	-	-	-	57,144	65,052	-
8h-5g	-	-	-	71,061	-	-
9h-5g	-	-	-	80,608	-	-
7i-6h	-	-	-	21,481	-	-
8i-6h	-	-	-	35,407	-	-
9i-6h	-	-	-	44,880	-	-

2.2.2 Cascade

Les procédés qui permettent une transition entre les niveaux que nous venons de définir sont les transitions électromagnétiques dipolaires et l'effet Auger, alors que les transitions électromagnétiques d'ordre supérieur sont ici négligeables. En calculant les probabilités de transitions El (R_{if}) et les probabilités d'effet Auger [AK_{if} , AM_{if} , AL_{if} ^{*)}], il est possible, à partir de la répartition initiale (2) (voir Section 2.1), de déduire les populations P_{nl} pour chaque niveau, et les intensités I_{if} des transitions El entre chaque couple de niveaux obéissant aux règles de sélection. Ce calcul a été fait à l'aide d'un programme écrit par J. Hüfner et complété par H.P. Povel. Le premier a utilisé pour R_{if} , AK_{if} , AM_{if} , les expressions données par Y. Eisenberg et D. Kessler (EISE 61).

D'autre part, puisque AK et AL dépendent du nombre d'électrons à disposition, Povel introduisit (POVE 71) un décompte du nombre des $e^{-}\text{-K}$, en intégrant une équation qui, à chaque instant, soustrait les pertes dues aux transitions Auger

*) Respectivement avec les électrons K, L et M.

et calcule une probabilité de reboucher les trous ainsi formés. En constatant que Rose (ROSE 58) avait calculé, pour le rapport de conversion interne M sur conversion L pour des γ nucléaires, une valeur d'environ 30%, il utilise le même rapport pour AM et AL. Nous avons ajouté, à ces canaux de désintégration d'un niveau atomique, la probabilité d'absorption par interaction forte là où cette dernière peut jouer un rôle.

2.2.2.1 Probabilité de transition

Les expressions de Eisenberg et Kessler pour R_{if} , AK_{if} , AL_{if} sont dérivées de :

$$A_{if} = N_e \left(\frac{2\pi}{\hbar} \right) \left| \left\langle \psi_K^f \psi_e^f \left| \frac{1}{(r_K - r_e)} \right| \psi_K^i \psi_e^i \right\rangle \right|^2 \quad (24)$$

$$R_{if} = \frac{2 e^2 E_x^3}{3 \hbar^4 c^3} \left| \left\langle \psi_K^f | r | \psi_K^i \right\rangle \right|^2 \left(\frac{\ell_i + \ell_f + 1}{2\ell_i + 1} \right)$$

qui sont des formes simplifiées des expressions exactes (ALDE 73).

Les ℓ sont les moments cinétiques orbitaux ("spin" 0 du kaon), les ψ les fonctions d'onde du kaon ou de l'électron, respectivement dans l'état initial et final, N_e le nombre d'électrons présents, soit K, soit L, et E l'énergie de transition.

Le mouvement du centre de masse, dont les effets sont négligeables si le méson sur orbite est un électron, qui donne une correction d'environ 10 et 14% respectivement pour les μ et π dans les deux expressions (23) et (24), devient important pour les kaons. Si l'on tient compte des interactions du noyau avec le champ des photons, et avec les électrons, il s'ensuit un facteur de correction pour les équations (24) égal à :

$$C = \left(\frac{M_A + Z_{eff} m_K}{M_A + m_K} \right)^2 \quad (25)$$

où M_A est la masse du noyau. Z_{eff} a été introduit par Fried et Martin (FRIE 63) et dépend de la rapidité avec laquelle les électrons peuvent réajuster leur position au mouvement du centre de masse. L'ordre de grandeur de $(Z - Z_{eff})$ est assez bien donné par :

$$\left(\frac{Z - Z_{eff}}{Z} \right)_n^2 = \frac{\Delta E_{s,n}}{E_n} \quad (26)$$

où $\Delta E_{s,n}$ est l'effet d'écran des e^- sur l'énergie de liaison E_n du kaon. Bien que les deux effets n'aient pas la même cause (effet d'écran : statique, Z_{eff} : dynamique), l'équation (26) est une fonction continue qui prend les bonnes valeurs dans les deux cas extrêmes et se comporte raisonnablement dans l'intervalle. L'équation (26) montre que $Z_{\text{eff}} \approx Z$, ce qui donne pour C :

$$C \approx 1,5 . \quad (27)$$

Comme nous le verrons, ces deux probabilités de transitions entrent directement dans le calcul de la largeur du niveau supérieur. C'est pourquoi le calcul de R_{if} , spécialement, doit être fait avec soin pour la dernière transition observée. Deux remarques sont ici nécessaires :

- L'interaction forte modifie l'énergie de transition et les fonctions d'ondes, particulièrement ψ_K^f . Il faut donc utiliser ces deux grandeurs corrigées. Le tableau 4 donne les valeurs de R_{if} pour la dernière transition et ses corrections.
- L'incertitude sur l'énergie du niveau final devient importante et la correction provenant de cet élargissement est difficile à établir approximativement. Bien que raisonnable, le modèle de Koch (KOCH 69) qui prend une moyenne de l'équation (24) sur un domaine $[E - (\Gamma/2), E + (\Gamma/2)]$, où Γ est la largeur du niveau, est probablement trop simple. La correction, dans ce cas, est d'ailleurs négligeable.

Tableau 4

Probabilité de transition dipolaire électromagnétique et transition Auger totale (K + L + M) pour les transitions que l'on peut observer, affectées par l'interaction forte

Transition	3d-2p	4f-3d	4f-3d	4f-3d
Elément	^{12}C	^{31}P	^{32}S	^{35}C
Facteur de correction dû au mouvement du centre de masse	1,464	1,521	1,544	1,530
Probabilité de transition non corrigée pour l'interaction forte ^{b)}	$1,088 \times 10^{14}$	$9,887 \times 10^{14}$	$1,312 \times 10^{15}$	$1,658 \times 10^{15}$
Probabilité de transition corrigée ^{b)}	$1,138 \times 10^{14}$	$1,014 \times 10^{15}$	$1,330 \times 10^{15}$	$1,683 \times 10^{15}$
Probabilité de transition Auger totale corrigée ^{a)b)}	$2,55 \times 10^{11}$	$1,63 \times 10^{12}$	$1,54 \times 10^{12}$	$1,42 \times 10^{12}$

a) Contient l'information de cascade qui livre le nombre d'électrons présents.

b) [sec^{-1}].

2.2.2.2 Calcul de la cascade

A l'aide de R_{if} , AK_{if} , AL_{if} , AM_{if} , nous pouvons calculer la probabilité W_{nl} qu'un kaon sur un niveau $|nl\rangle$ disparaisse de ce niveau, grandeur qui est proportionnelle à la largeur naturelle Γ_{nl} de ce niveau.

En posant :

$$A_{if} = AK_{if} + AL_{if} + AM_{if} \quad (28)$$

on obtient :

$$W_{nl} = \Gamma_{nl} \hbar = \Sigma_f (R_{if} + A_{if}) + F_{nl} + \frac{1}{\tau_K} \quad (29)$$

avec $i = |nl\rangle$, f tel que les règles de sélection sont respectées, F_{nl} la probabilité d'absorption forte depuis ce niveau, et τ_K la durée de vie du kaon sur orbite atomique. Ce dernier terme est toujours négligeable pour les éléments qui nous intéressent, alors que F_{nl} n'est important, comme nous le verrons, que pour $l \gtrsim l_{crit}$.

Si la population de $|nl\rangle$ est p_{nl} , il est possible de trouver le nombre N_{if} de K^- qui passe de $i = |nl\rangle$ à $f = |n'l'\rangle$:

$$N_{if} = \frac{R_{if} + A_{if}}{W_{nl}} p_{nl} \quad (30)$$

ainsi que l'intensité de la transition électromagnétique $i \rightarrow f$:

$$I_{if} = \frac{R_{if}}{W_{nl}} p_{nl} \quad (31)$$

Tout aussi simplement, la population de chaque niveau est :

$$p_f = \sum_i N_{if} \quad (32)$$

En partant de la répartition (2) p_{nl} , il est ainsi possible de calculer toutes les intensités et les populations qui nous intéressent en fonction du paramètre α .

Il est intéressant de noter que, de manière générale, en arrivant sur les niveaux à n petit, la population se concentre sur les orbites circulaires où $l = n - 1$ (voir fig. 23).

2.3 Zone à interaction forte

2.3.1 Généralités

Le caractère de l'interaction forte le plus important ici est sa très courte portée ($\approx 0,25 \text{ fm} < \text{éventuel "hard core" des nucléons} \approx 1,2 \text{ fm}$). Si l'on admet une interaction locale indépendante de l'énergie et de l'état du nucléon, les effets de l'interaction forte seront donnés par la probabilité d'avoir un kaon et un nucléon au même endroit, c'est-à-dire par :

$$\sim \int \rho |\psi_K|^2 dV \quad (33)$$

où ρ est la densité des nucléons. Si cette dernière est de symétrie sphérique, le calcul de perturbation donne, pour les orbites circulaires où la population est la plus grande :

$$\frac{1}{[(2n)!]} \frac{1}{n^3} \left(\frac{2}{n}\right)^{n-1} \int \rho(r) \left(\frac{r}{a}\right)^{2n} dr . \quad (34)$$

2.3.2 Niveau supérieur

Passant de n à $n - 1$ sur des orbites circulaires, nous observons des effets plus importants d'à peu près trois ordres de grandeur. D'autre part, puisque pour un n fixe, l'expression (33) augmente régulièrement avec Z , il est possible de trouver pour chaque $|n, n - 1\rangle$ un domaine dans le système périodique (trois ou quatre éléments) où la probabilité d'absorption par interaction forte est comparable avec la probabilité de transition électromagnétique.

En combinant les équations (32), (31) et (30), on obtient pour la population du niveau $S = |n_0 + 1, n_0\rangle$:

$$P_S = \sum_K \left(1 + \frac{A_{KS}}{R_{KS}}\right) I_{KS} . \quad (35)$$

Concrètement, les seuls termes importants obéissant aux règles de sélection, sont ceux pour lesquels on a :

$$K = |f, n_0 + 1\rangle$$

et

$$f = n_0 + 2, \quad n_0 + 3, \quad n_0 + 4 \dots . \quad (36)$$

Déterminer p_S signifie donc mesurer ses quelques intensités, calculer A_{iK} , R_{iK} , et utiliser un modèle pour déterminer les corrections dues à l'approximation ainsi faite. L'intensité I_S de la transition électromagnétique $|n_0 + 1, n_0\rangle \rightarrow |n_0, n_0 - 1\rangle$, que l'on peut également mesurer, peut s'écrire :

$$I_S = p_S \frac{R_S}{R_S + A_S + F_S} \quad (37)$$

ou, en résolvant par rapport à F_S :

$$F_S = \frac{\Gamma_S}{h} = R_S \left(\frac{p_S}{I_S} - 1 \right) - A_S \quad (38)$$

expression qui ne dépend que du rapport des deux grandeurs à mesurer p_S et I_S . Comme la partie réelle de l'amplitude K-N est comparable à la partie imaginaire, le déplacement en énergie ϵ_S du niveau S sera du même ordre de grandeur que Γ_S , c'est-à-dire que R_S , donc quelques eV. ϵ_S n'est donc pas mesurable par la technique que nous avons utilisée.

2.3.3 Niveau inférieur

Pour les mêmes éléments, la même fenêtre de Z [mais sur le niveau $i = |n_0, n_0 - 1\rangle$], la largeur Γ_I , et le déplacement ϵ_I , sont de l'ordre du keV. Nous pouvons donc mesurer une transition dont l'intensité est I_S et dont l'énergie nous livre ($\epsilon_I - \epsilon_S$), c'est-à-dire, puisque $\epsilon_I \gg \epsilon_S$, directement ϵ_I . L'incertitude sur l'énergie du niveau inférieur est Γ_I .

2.3.4 Situation pour les atomes pioniques

Lorsque les mêmes grandeurs ont été mesurées pour les atomes pioniques, les théoriciens ont cherché à relier les grandeurs mesurées à certaines constantes décrivant les processus élémentaires intervenant. Ericson et Ericson (ERIC 66) ont appliqué la théorie des collisions multiples entre le π^- et des nucléons quasi libres pour trouver un potentiel complexe de l'interaction forte qui a la forme :

$$2\mu V_N(r) = q(\vec{r}) + \vec{\nabla} \alpha(r) \vec{\nabla} \quad (39)$$

avec :

$$q(r) = -4\pi \{ p_1 b_0 \rho(r) + p_1 b_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)] + i p_2 (\text{Im } B_0) \rho^2(r) \} \quad (40)$$

$$\alpha(r) = \alpha_0(r) / \left[1 + \xi \frac{\alpha_0(r)}{3} \right] \quad (41)$$

où ξ introduit le terme de Lorentz-Lorentz, qui inclue les corrélations nucléon-nucléon à courte portée,

$$\alpha_0(r) = 4\pi\{p_1^{-1}c_0\rho(r) + p_1^{-1}c_1[\rho_n(r) - \rho_p(r)] + ip_2^{-1}(\text{Im } C_0)\rho^2(r)\} \quad (42)$$

et :

$$p_1 = 1 + \frac{\mu}{m} \quad p_2 = 1 + \frac{\mu}{2m} \quad (43)$$

ainsi que :

$$\rho = \rho_p + \rho_n \quad (44)$$

ce qui est une image du développement en phase de l'amplitude de diffusion π^-N . b_0 et b_1 sont réels, car l'absorption sur un nucléon est impossible cinématiquement, et l'on tient compte de l'absorption sur deux nucléons grâce au terme qui contient $\text{Im } B_0$. La seconde partie, expression avec gradient, est la contribution des ondes p. Ce potentiel fut introduit dans l'équation de Klein-Gordon de la façon suivante :

$$\{\vec{\nabla}^2 + [E - V_{EM}(r)]^2 - \mu^2\} \psi = 2\mu V_N(r) \psi \quad \text{avec } \hbar = c = 1 . \quad (45)$$

Les valeurs propres complexes :

$$E = E_{EM} + \epsilon + i\Gamma/2 \quad (46)$$

obtenues en résolvant numériquement cette équation (KREL 68, KREL 69, TAUS 72), reproduisirent pratiquement, dans tout le système périodique, les résultats expérimentaux, en utilisant pour tous les paramètres (sauf B_0), les valeurs calculées à partir des longueurs de diffusion π^-p et π^-n corrigées pour des effets de corrélation N-N, de dispersion, et de cinématique. $\text{Im } B_0$ dut être multiplié par ~ 2 , ce qui peut s'expliquer par le fait que l'on a utilisé les volumes de diffusion π^- -deutérium et qu'une paire de nucléons corrélés dans un noyau ($Z \neq 1$) est différente de la paire n-p du deutérium. Un désaccord entre théorie et expérience n'existe que pour le niveau 1s et pour les très petits Z (EGID 73, BAER 73) et peut être imputé à un terme en $1/A$ qui manque dans l'équation (39) et que mentionnent Ericson et Ericson (ERIC 66). Il serait également intéressant de contrôler que les répartitions nucléaires utilisées (égales aux répartitions nucléaires de charge mesurées dans les atomes muoniques et les expériences de diffusion e^- -noyau) sont adéquates.

2.3.5 Parallèle avec les atomes kaoniques

La situation avec les kaons est, de prime abord, plus simple pour deux raisons :

- i) L'absorption sur un nucléon est possible.
- ii) Il n'y a pas de résonance de l'onde p aux environs du seuil.

Pour les raisons mentionnées ci-dessus, il est raisonnable de penser que la forme simplifiée :

$$2\mu V_N = -4\pi \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) \{b_0[\rho_n(r) + \rho_p(r)] + b_1[\rho_n(r) - \rho_p(r)]\} \quad (47)$$

devrait redonner les principales caractéristiques des grandeurs mesurées. Ici :

$$b_0 = \frac{1}{4}(a_0^{\text{eff}} + 3a_2^{\text{eff}}) \quad b_1 = \frac{1}{4}(a_2^{\text{eff}} - a_0^{\text{eff}}). \quad (48)$$

où a_0^{eff} et a_2^{eff} sont a_0 et a_2 corrigés pour les effets de corrélation, dispersion, etc.

Un certain nombre d'auteurs ont paramétrisé les amplitudes de diffusion K^-N à l'aide de différentes techniques et ont obtenu des résultats similaires (tableau 5) pour a_0 et a_2 . Ce tableau indique également une valeur pour a_{30} et a_{32} qui montre bien que ces volumes de diffusion sont petits.

Tableau 5

Valeurs pour les longueurs de diffusion a_{2J} et les volumes de diffusion $a_{2J,2I}$, obtenues en utilisant les amplitudes de diffusion K^- -nucléon mesurées à plus haute énergie (J : spin, I : isospin)

$a_0[\text{fm}]$		$a_2[\text{fm}]$		
Re	Im	Re	Im	Références
-1,674	0,722	-0,003	0,688	(KKIM 64)
-1,65 ± 0,04	0,73 ± 0,02	-0,13 ± 0,02	0,51 ± 0,03	(KIMH 68)
-1,57 ± 0,04	0,54 ± 0,04	-0,24 ± 0,05	0,43 ± 0,05	(KIT 66)
-1,66 ± 0,02	0,69 ± 0,02	-0,09 ± 0,03	0,54 ± 0,02	(MART 69)
-1,74 ± 0,03	0,70 ± 0,02	-0,07 ± 0,02	0,62 ± 0,03	(MART 70)
$a_{30} = -(0,067 \pm 0,037) + i(0,0024 \pm 0,0010) [\text{fm}^3]$ $a_{32} = -(0,060 \pm 0,037) + i(0,037 \pm 0,012) [\text{fm}^3]$				
} (MART 70).				

Une possibilité de déterminer l'influence de l'absorption sur deux nucléons est de varier $\text{Im } B_0$ [éq. (40)] jusqu'à ce que l'on obtienne les 20% extraits des résultats des chambres à bulles et des plaques à émulsions (HELI 60, COMM 64, BURH 62, MOUL 71). Ceci revient à exiger pour :

$$A_{2n} = \text{Im } B_0(-4\pi p_2) \int \rho^2(r) |\psi^*(r)|^2 dV \quad (49)$$

et

$$A_{1n} = (-4\pi p_1) \left[\text{Im } b_0 \int \rho(r) |\psi^*(r)|^2 dV + \text{Im } b_1 \int (\rho_n - \rho_p) |\psi^*|^2 dV \right], \quad (50)$$

où ψ^* est la solution exacte du problème aux valeurs propres [éq. (45)], la condition suivante :

$$\frac{\Sigma_a A_{2n}}{\Sigma_a (A_{1n} + A_{2n})} = 20\% . \quad (51)$$

La somme doit se faire sur tous les états d'où les kaons sont absorbés.

2.4 Produits de l'absorption et γ nucléaires

Les π^- et les Σ^- produits lors de l'absorption peuvent être capturés par un autre atome et émettre les lignes X caractéristiques que nous avons observées (BBCH 70). L'analyse de Bunaciu (BUNA 73) des rapports des intensités de rayons X kaoniques et sigmaoniques est complémentaire des travaux de chambre à bulles et de plaques à émulsions.

Une autre source d'information sont les γ nucléaires produits par le noyau excité restant après absorption du K^- et émission des particules secondaires (BLOO 71, WIJE 71). Là également, on espère obtenir des renseignements sur le type de nucléon n ou p, sur lequel l'absorption s'est faite. Enfin, un cas particulier, celui où l'hypéron reste dans le noyau (noyau hypéronique, nombre d'étrangetés $\neq 0$), est plus typiquement une expérience de physique nucléaire (BAFA 71, BAFA 73, FAES 72).

3. APPAREILLAGE

3.1 Généralités

Pour produire les atomes kaoniques et mesurer les grandeurs qui nous intéressent, il faut sélectionner et stopper des K^- dans une cible, et enregistrer, en coïncidence avec l'arrivée de cette particule, les rayons X produits pour les analyser. La Section 3.2 décrit le faisceau, la Section 3.3 informe des problèmes de sélection des K^- , c'est-à-dire le télescope du faisceau, et la Section 3.4 des méthodes de détection des rayons X (détecteur Ge-Li) et de l'électronique qui commande la mesure.

3.2 Faisceau

Les particules ont été produites dans le faisceau K12 au CERN, faisceau construit en collaboration par le CERN et deux groupes de Karlsruhe et Heidelberg. C'est un faisceau à sélection par différence de pouvoir d'ionisation des particules produites sur la cible de production. Ce faisceau est décrit par Bamberger et al. (BAMB 72); nous ne parlerons que de son principe. La cible de production se trouve dans un faisceau externe du PS. C'est un cylindre de tungstène (6 mm de diamètre et 6,5 cm de long).

A un angle de 15° avec la direction des protons incidents de 24 GeV/c, on a approximativement :

$$\pi^- : K^- : p^- \simeq 250 \times 10^2 : 5 \times 10^2 : 1 .$$

Le faisceau (fig. 2), qui doit séparer principalement les K^- des π^- (contamination moindre en e^- et μ^-), comprend un premier aimant de sélection en impulsion (650 MeV/c) et un modérateur qui freine les K^- à 550 MeV/c. Les 35 g/cm² de matière sont suivis d'un deuxième aimant de sélection en impulsion. Avec les deux paires de quadrupôles qui encadrent ce groupe, on a une première version du faisceau. Comme le pouvoir de séparation est encore insuffisant pour compenser les pertes de K^- (facteur ~ 150) par désintégration ou diffusion, qui sont beaucoup plus grandes que celles des π^- (≈ 12), et donner un rapport K^-/π^- raisonnable, un deuxième modérateur, suivi d'un troisième aimant (450 MeV/c), et d'une dernière paire de quadrupôles, complètent le système. Avec cette adjonction, les foyers de π^- et de K^- sont distants de 10 cm et l'on trouve à peu près 150 π^- passant à travers une cible de 8×8 cm² pour un K^- stoppé, si la cible a 7 g/cm² (fig. 3b et 3c).

3.3 Télescope

Des π de 450 MeV/c ont un parcours moyen d'environ 45 cm dans le cuivre, ce qui est beaucoup plus long que les 15 cm des K^- de même impulsion; les premiers ne s'arrêtent donc pas dans la cible et le télescope (fig. 4) les rejette si bien ($> 999\%$) que les γ qu'ils produisent (par éjection d' e^- , puis "bremsstrahlung" ou fluorescence e^-X) donnent une contribution négligeable au bruit de fond.

La difficulté réside ailleurs : les deux compteurs Čerenkov plexiglas en antioïncidence (tableau 6), le premier C_1 de type à diffusion totale, et l'autre C_2 à seuil, ont un pouvoir de rejet bien meilleur que les quatre scintillateurs plastiques utilisés en dE/dx . De ce fait, un kaon qui passe ces deux compteurs mais se désintègre, est absorbé, ou est diffusé hors du télescope en produisant des π^- , Σ^- (tableau 1) dans la ligne du faisceau, et peut être accepté comme un véritable kaon stoppé. En effet, ces π^- et ces Σ^- ont une énergie assez basse pour produire un signal comparable à celui des K^- dans les scintillateurs, les queues dans les répartitions du nombre de photons produits dans ces compteurs diminuant encore la séparation. Pour la même raison, il n'est pas possible d'utiliser un anticompteur après la cible. Les signaux des K^- passant à travers cette cible sont à peu près identiques à ceux des π^- et Σ^- produits dans celle-ci ou dans le modérateur.

Sans anticompteur, on n'obtient qu'une courbe de portée intégrée (courbe K^- , fig. 3a). Nous avons mesuré la courbe différenciée à l'aide des coïncidences (K^- -rayons X) et l'avons comparée à celle obtenue à l'aide de μ^+ retardés, émis après la désintégration des K^+ stoppés dans la cible, grâce au faisceau positif symétrique. A l'aide de ces mêmes μ^+ , il a été possible de régler les seuils des discriminateurs des scintillateurs (fig. 5) de façon que le bruit de fond provenant de faux K^- stoppés soit très petit. C'est bien le cas, puisque, par exemple (pic/fond) ≈ 50 pour la transition la plus intense dans le phosphore. D'autre part, la comparaison entre le nombre de déclenchements K^+ et celui de μ^+ , nous a montré par la suite que nos taux de K^- réellement stoppés n'étaient surestimés que de 50% au maximum. Le tableau 6 donne quelques taux caractéristiques.

3.4 Electronique des détecteurs au germanium

Le faisceau peut être caractérisé de la façon suivante : toutes les 2,2 secondes, et pendant environ 400 msec, arrive dans le télescope un très grand nombre de π^- qui font des diffusions et produisent spécialement des particules secondaires γ et n . Ceci a pour effet de provoquer une surcharge dans les détecteurs (Ge-Li), ce qui modifie les conditions de travail de toute la voie analogique. Il faut donc trouver une méthode de calibration faite pendant

cette période de surcharge, c'est-à-dire pendant l'intervalle de temps où l'intensité des π^- est grande. Ceci a été réalisé en enregistrant les γ provenant d'une source radioactive, en coïncidence fortuite avec ces π^- (techniquement avec le signal du compteur 1) (voir figs. 5 et 6). La technique "routing" permet, dans un pareil cas, de n'avoir qu'une voie analogique : préamplificateur, amplificateur, porte linéaire, et convertisseur analogue-en-digital, et de faire le tri entre le spectre de coïncidence et celui d'étalonnage après la digitalisation, en ajoutant une information qui stocke les deux types d'événements dans des parties différentes de la mémoire.

Dans les premiers temps, l'utilisation de grands détecteurs, et un blindage insuffisant, nous avaient obligé à employer dans le schéma électronique, un procédé de sélection "zéro-cross-over" qui s'est avéré inutile avec de plus petits détecteurs et après quelques améliorations. Ce montage exigeait que l'on traitât l'information en temps du Ge-Li de façon absolument parallèle pour les deux types d'événements, d'où l'utilisation de l'unité "ou" du schéma de la figure 6.

Les impulsions produites par les π^- et les neutrons sont si grandes qu'elles peuvent saturer les préamplificateurs (15-40 MeV dissipés dans la diode). A cause des grandes constantes de temps du système diode-préamplificateur (5 quelques dizaines de μsec), la perturbation sur la ligne de base des amplificateurs dure si longtemps qu'elle peut fortement détériorer la résolution des (Ge-Li). L'utilisation d'amplificateurs dotés d'un système d'annulation des pôles (pôle zero cancellation) est donc très indiqué pour combattre cet effet et a donné des résultats meilleurs dans notre cas que les systèmes de restauration de la ligne de base.

L'optimisation des constantes de temps des amplificateurs (une ou deux différenciations) dépend du type de convertisseur analogue-en-digital utilisé.

Nous reviendrons au chapitre 4, lors de la discussion des problèmes d'étalonnage, sur les propriétés des discriminateurs à fraction constante, et des amplificateurs utilisés. Le tableau 6 donne également quelques caractéristiques des détecteurs utilisés.

Tableau 6

Quelques grandeurs caractéristiques

a) Taux intéressants par impulsion et pour environ 8×10^{11} protons par impulsion et une cible de phosphore de 525 g ($8 \times 7 \times 8 \text{ cm}^3$)			
K^- (stoppés)	1000		
π^-	$1,5 \times 10^5$		
Coïncidence ($K^- - \gamma$)	2,6		
γ coups simples	1000		(7 keV $\leq E_\gamma \leq$ 200 keV)
Compteur plexiglas 1, coups simples	$2,5 \times 10^5$		
Événements intéressants dans le domaine du spectre	1,2		(7 keV $\leq E_\gamma \leq$ 200 keV)
b) Vitesse critique pour les deux compteurs Čerenkov (plexiglas : $n = 1,5$)			
$C_1 \quad \beta_{\text{crit}} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} = 0,895$			
$C_2 \quad \beta_{\text{crit}} = \frac{1}{n} = 0,667$			
c) Caractéristiques des détecteurs (Ge-Li)			
<u>Nom</u>	<u>Dimensions</u> ($\text{cm}^2 \times \text{cm}$)		<u>Provenance</u>
S cylindre	$2 \times 0,5$	= 1	ORTEC
I cylindre	$1,86 \times 0,85$	= 1,1	SEFORAD
B0 cylindre	$2,41 \times 1,75$	= 4,2	Institut für angewandte Physik Universität de Bâle
B1 cylindre	$7,5 \times 0,65$	= 4,9	
B2 cylindre	$9,5 \times 0,90$	= 8,6	
QS plaque	$5,3 \times 2,75 \times 1,4$	= 20,4	Quartz and silice

4. ANALYSE DES DONNEES ET RESULTATS

Ce chapitre détaille les techniques utilisées pour l'analyse des spectres dont on voit un exemple pour chaque élément dans les figures 7 à 17. Après la Section 4.1 qui décrit les problèmes généraux d'ajustement des lignes des spectres, suivent trois sections (4.2, 4.3, 4.4) qui démontrent les méthodes de calibration choisies et présentent, pour chaque grandeur mesurée, le détail des résultats résumés dans la dernière section (4.5).

4.1 Ajustement des lignes des spectres

4.1.1 Généralités

L'analyse commence par l'ajustement des lignes des spectres à l'aide d'un programme "EVAL", écrit par un membre du groupe, H. Schmitt, qui assimile chaque ligne à une courbe de Gauss :

$$Y = N \exp \left[-\left(\frac{x - x_0}{\sigma} \right)^2 \right] \ln 2 \quad (52)$$

sur un fond en forme de segments de droite ou de courbe quadratique. x_0 est le milieu de la ligne, N sa hauteur, 2σ sa largeur à mi-hauteur et :

$$S = \frac{\sqrt{\pi}}{2} N \sigma \sqrt{\ln 2} \quad (53)$$

sa surface.

Les spectres d'étalonnage permettent de déterminer d'éventuelles asymétries dont on tient compte en introduisant des "pieds" [comportement en $\exp(-ax)$ ou ligne satellite] dans la forme analytique. La forme optimale ainsi obtenue est contrôlée sur les lignes les plus intenses du spectre de rayons X. Pour la transition affectée par l'interaction forte, le programme convolue l'expression (52) avec une forme de Lorentz :

$$Y_f(x) = N \int \frac{1}{L^2 + (x_0 - y)^2} \exp \left[-\left(\frac{y - x}{\sigma} \right)^2 \right] \ln 2 \, dy \quad (54)$$

où L est la largeur à mi-hauteur de la courbe de Lorentz pure.

4.1.2 Fond Compton

Des différences dans la forme entre les lignes des spectres d'étalonnage et certaines lignes du spectre de rayons X ont été constatées.

Il s'agissait de contribution assez importante au fond, due à la diffusion Compton des rayons X dans la cible. La forme et l'intensité de la diffusion Compton simple ont été évaluées numériquement par un programme (Annexe) et introduites sous forme analytique dans l'ajustement. La figure 18 montre un exemple où cet effet n'a pas pu être assimilé à une marche d'escalier dans le fond. La figure 19 montre un autre exemple, où l'on voit quel pourcentage C de l'intensité de la ligne, la surface de cette bosse du fond représente. Cette dernière est répartie sur un domaine d'énergie allant de E_X , l'énergie de la transition, à :

$$E_{\min} = \frac{E_X}{1 + 2(E_X/m_e c^2)} .$$

On peut voir, ainsi, que l'effet maximal de ce fond se donne environ sur la première transition non affectée et, par rapport à un ajustement avec un fond standard (segments, fonctions polynomiales, ligne satellite, etc.), représente un petit changement de la position de la ligne (10-60 eV) et une diminution de son intensité (3%-10%). La forme de cette bosse peut être très importante s'il s'agit du satellite d'une ligne élargie puisque la valeur de la largeur de Lorentz obtenue dans un ajustement est très sensible au fond sous les pieds de cette ligne. La courbe T représente le pourcentage de l'intensité de la ligne dû à la diffusion élastique (Thompson) simple des rayons X dans la cible. T n'intervient que lors de la mesure des intensités. Le programme d'ajustement "EVAL" donne une valeur S de la surface de la ligne qui contient évidemment cette contribution.

4.1.3 Ajustement avec contrainte

Une démarche fréquente lors de l'analyse consiste, lorsque la présence d'une ligne est prouvée (fin ou trou dans une série 7-4, 8-4, 9-4, dans S et Cl, 7-6, 8-6, 9-6 dans P, trou dans le spectre "feed through") et que la statistique ne permet pas un ajustement avec tous les paramètres libres, à calculer une relation entre deux paramètres, différence d'énergie entre deux lignes ou rapport d'intensité de deux γ du spectre d'étalonnage, et à faire l'ajustement avec cette contrainte. Un autre exemple de cette technique est illustré par le fait que, puisque la résolution des détecteurs varie peu avec l'énergie, la largeur expérimentale a été admise linéaire pour un petit domaine d'énergie.

4.2 Largeurs

Des trois grandeurs : position, largeur, surface, fournies par l'ajustement, la plus simple à étalonner est la largeur naturelle des transitions élargies.

Un exemple de la dépendance en énergie de la résolution 2σ , déterminée dans le spectre d'étalonnage, est montré à la figure 20, ainsi que le test sur les lignes non affectées par l'interaction forte. On voit, pour cet exemple, qu'il est très facile d'extrapoler la valeur pour l'énergie de la transition intéressante. Cette information est nécessaire, car la statistique ne permet pas d'essayer un ajustement avec les deux largeurs libres. Toutefois, l'erreur sur la largeur expérimentale est si petite qu'elle est toujours négligeable par rapport à l'erreur statistique. Le tableau 7 donne le détail des résultats pour chaque cible et détecteur. Les erreurs de la colonne 5 tiennent compte d'imprécisions sur le fond et sur les paramètres fixés lors de l'ajustement avec contrainte.

Tableau 7

Détails pour chaque détecteur et moyennes des résultats concernant les largeurs naturelles des six éléments mesurés

Elément	Transition	Détecteur	Largeur expérimentale (résolution) (keV)	Largeur naturelle (keV)	Moyenne des largeurs naturelles (keV)
$^{10}_5\text{B}$	3d-2p	S	0,515	-	$0,81 \pm 0,10$
$^{11}_5\text{B}$	3d-2p	S	0,515	-	$0,70 \pm 0,08$
$^{12}_6\text{C}$	3d-2p	S	0,555	$1,65 \pm 0,20$	$1,73 \pm 0,15$
		I	0,965	$1,81 \pm 0,21$	
$^{31}_{15}\text{P}$	4f-3d	S	0,675	$1,50 \pm 0,14$	$1,44 \pm 0,12$
		B0	1,61	$1,29 \pm 0,23$	
$^{32}_{16}\text{S}$	4f-3d	B0	2,03	$2,48 \pm 0,34$	$2,33 \pm 0,20$
		QS	2,66	$2,42 \pm 0,45$	
		B0, B1, B2 a)	$\sim 3,1$	$2,17 \pm 0,33$ $2,2 \pm 0,6$	
$^{35}_{17}\text{Cl}$	4f-3d	B0	2,3	$4,9 \pm 2,1$ $2,9 \pm 1,5$	$3,8 \pm 1,0$
		B1	3,9	$4,6 \pm 2,4$	
		B2	3,9	$3,6 \pm 2,6$	

a) Moyenne sur trois détecteurs.

Note : Les erreurs contiennent les imprécisions sur le fond et les paramètres fixés lors de l'ajustement.

4.3 Energie

Le système d'étalonnage repose sur l'idée qu'un γ du spectre d'étalonnage est enregistré dans les mêmes conditions qu'un rayon X. L'expérience nous a montré que les trois paramètres principaux qui déterminent ces conditions sont :

- i) la température,
- ii) le courant moyen à travers la diode et les unités de la voie analogique, c'est-à-dire :

$$\simeq \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} N_{\gamma,n} E_{\gamma,n} dt \quad \Delta t \simeq 10-20 \mu\text{sec} ,$$

- iii) l'intervalle de temps $T(E_\gamma)$ entre la détection du rayon X et le "trigger" K^- .

Notre technique (Section 3.4) tient compte des deux premiers points, puisqu'elle pèse le nombre de γ du spectre de référence avec l'intensité des π qui déterminent les moments de grande charge des détecteurs. Elle corrige également les variations lentes (température) du système d'analyse grâce à un stabilisateur qui joue sur l'amplification de façon à avoir une intensité moyenne égale dans deux fenêtres égales de chaque côté du milieu d'une ligne choisie du spectre d'étalonnage.

Si ces deux points sont en ordre, il reste à régler le troisième point (iii). Von der Malsburg (MALS 70, MALS 71) a estimé cet effet en mesurant, en fonction du temps, après le déclenchement, la hauteur de la ligne de base; c'est un couplage des éléments d'alimentation des compteurs du télescope avec la voie lente et il a pour conséquence de déplacer l'énergie. Cette perturbation peut être diminuée jusqu'à un certain point en ayant un système de mise à la terre judicieux et exige, pour cette mise au point, la mesure de l'effet. Toutefois, avec la stabilisation, et si les discriminateurs des Ge-Li donnent une information en temps indépendante de l'énergie du rayon X, l'effet sera un déplacement constant sur tout le spectre. Il suffit alors de considérer les énergies E_m obtenues avec l'étalonnage pour les lignes non affectées par interaction forte et de les comparer avec les valeurs E_c calculées au Chapitre 2. La position des lignes "feed through", des γ nucléaires produits par absorption du K^- , des rayons X pioniques et sigmaoniques, peuvent également être utilisés. La figure 21 montre les résultats de ces tests pour un spectre de P et le tableau 8 les énergies intéressantes obtenues après correction. Le tableau 9 est une liste des transitions nucléaires de référence utilisées comme étalonnage.

Tableau 8

Détails des résultats concernant les énergies
des transitions affectées par l'interaction forte

(1) Elément	(2) Transition	(3) Détecteur	(4) Energie expérimentale	(5) Moyenne colonne (4)
^{10}B	3d-2p	S	-	$43,368 \pm 0,035$
^{11}B	3d-2p	S	-	$43,609 \pm 0,035$
^{12}C	3d-2p	S	$62,66 \pm 0,12$	$62,73 \pm 0,08$
		I	$62,80 \pm 0,12$	
^{31}P	4f-3d	S	$141,98 \pm 0,10$	$142,02 \pm 0,08$
		B0	$142,12 \pm 0,16$	
^{32}S	4f-3d	B0	$161,59 \pm 0,09$	$161,56 \pm 0,06$
		QS a)	$161,54 \pm 0,20$	
		B0, B1, B2 b)	$161,55 \pm 0,09$	
			$161,66 \pm 0,25$	
^{35}Cl	4f-3d	B0 a)	$182,83 \pm 0,63$	$182,54 \pm 0,04$
		B1 B2	$182,25 \pm 0,79$	
			$182,19 \pm 0,79$	
			$183,05 \pm 1,3$	
$\pi\text{-Al}(3\text{d-}2\text{p}) : 87,488 \pm 0,032$				
$\pi\text{-P}(3\text{d-}2\text{p}) : 116,761 \pm 0,033 \text{ c)}$				

a) Mesures faites dans des conditions différentes.

b) Moyenne sur trois détecteurs.

c) Lignes pioniques que nous avons pu mesurer simultanément (voir Section 5.4).

Il est à remarquer que, pour une plus grande précision ou pour un domaine d'énergie plus grand, d'autres effets, que nous avons négligés peuvent intervenir :

- La position d'une ligne dépend de la direction d'entrée du rayon X dans le détecteur (HEAT 69) et cette dépendance angulaire est fonction de l'énergie.
- $T(E_\gamma)$ n'est pas suffisamment constant en fonction de l'énergie et ce déplacement peut être difficile à extrapoler vers la transition intéressante.

Dans ces deux cas, la solution est de mélanger à l'élément étudié, un élément qui donne des transitions plus énergétiques que la ligne élargie. Pour nous, le test de la figure 21 montre que ces effets ne peuvent pas être observés, donc qu'ils sont négligeables.

Tableau 9

Liste des transitions nucléaires et
leurs intensités de référence utilisées comme étalonnage

Energie (keV)	Intensité (%)		
⁷⁵ Se			
10,508 a)	50	90,3 ± 2,6 c)	A _S ,Kα ₁
10,544 a)	100		A _S ,Kα ₂
11,723 a)	21		A _S ,Kβ
11,822 a)			
66,047 ± 0,010 b)		1,72 ± 0,04 c)	
96,733 ± 0,002 b)		5,12 ± 0,10 c)	
121,115 ± 0,003 b)		27,70 ± 0,50 c)	
136,000 ± 0,005 b)		95,00 ± 1,80 c)	
264,651 ± 0,008 b)		100,00 c)	
279,528 ± 0,008 b)		42,00 ± 0,80 c)	
400,641 ± 0,015 b)		20,40 ± 0,50 c)	
²⁴¹ Am			
11,890 a)	NpL ₁	0,80 ± 0,10 f)	
13,760 a)	NpL _{α₂}	13,50 ± 0,30 f)	
13,944 a)	NpL _{α₁}		
17,061 a)	NpL _{β₄}	18,40 ± 0,40 f)	
17,508 a)	NpL _{β₅}		
17,750 a)	NpL _{β₁}		
17,989 a)	NpL _{β₃}		
20,800 ± 0,100 d)	NpL _γ	5,00 ± 0,10 f)	
26,347 ± 0,007 e)		2,50 ± 0,20 f)	
59,538 ± 0,008 e)		35,90 ± 0,60 f)	
⁵⁷ Co			
14,360 ± 0,050 d)		9,70 ± 0,40 g)	
122,055 ± 0,013 e)		85,20 ± 0,40 g)	
136,470 ± 0,008 e)		11,10 ± 0,30 g)	
²⁰³ Hg			
72,0		11,90 d)	
82,0		3,44 d)	
279,0		100,00 d)	

a) BAER 67; b) GREE 70; c) PARA 69; d) LEDE 67;
e) JARD 71; f) YAMA 66, MAGN 57, BAMB 65, PEGH 69;
g) SPOU 65, HALL 67, RUBI 68.

4.4 Intensité

Bien que nous ne soyons intéressés que par les intensités relatives [voir éqs (35) et (38)] des lignes, c'est pour cette dernière grandeur que l'étalonnage est le plus difficile. Trois corrections interviennent dans la mesure en plus des corrections théoriques : elles sont dues à l'efficacité relative du détecteur, l'absorption et les diffusions dans la cible et l'efficacité électronique.

4.4.1 Efficacité relative des détecteurs

Il est facile, à l'aide de source radioactive dont les intensités relatives des γ de différentes énergies sont connues (tableau 9), de mesurer la dépendance en énergie de l'efficacité relative d'un détecteur (exemple fig. 22). En testant, après la mesure, que rien n'a changé, on s'assure que rien non plus ne s'est passé pendant l'expérience, puisque les éventuels dommages causés par les π^- , et les neutrons surtout, ne sont pas réparables si l'on n'applique pas les "thérapeutiques" habituelles comme le "redrift", par exemple.

4.4.2 Absorption dans la cible

Considérons un élément de volume dV de la cible. De la figure 3, par exemple, on déduit $D(\vec{r})$ la densité de particules stoppées. g est la quantité de matière de la cible que le rayon X , d'énergie E , issu de dV , doit traverser pour atteindre le détecteur sous un angle ρ par rapport à l'axe du Ge-Li, dont l'efficacité est $\eta(E, \rho)$. Si, depuis dV , on voit le volume efficace du détecteur sous un angle solide Ω , dV participe pour dU à la surface mesurée d'une ligne qui vient avec une intensité $I_{n_1 \rightarrow n_2}$:

$$dU = I_{n_1 \rightarrow n_2} D(\vec{r}) \Omega e^{-\kappa(E)g} \eta(E, \rho) dV \quad (55)$$

et

$$U = I_{n_1 \rightarrow n_2} C_l(E) , \quad (56)$$

où κ est le coefficient d'absorption totale dans le matériel de la cible. L'un des membres du groupe, L. Tauscher, a écrit un programme "Target" qui intègre cette expression pour différentes géométries de la cible. Il est évident que ce calcul ne tient pas compte des diffusions élastiques déjà citées (voir paragraphe 4.1.2) et que celles-ci nécessitent une correction supplémentaire T ; la surface de la ligne est, en effet :

$$S = (1 + T) I_{n_1 \rightarrow n_2} C_l(E) , \quad (57)$$

où T est le coefficient de la figure 19. Un exemple de valeur de T et C est donné dans le tableau 10.

Tableau 10

Exemple des corrections à effectuer sur la surface des lignes pour obtenir les intensités relatives des transitions

Energie (keV)	Transition	Surface de la ligne	Corrections		Intensités relatives des transitions [norme donnée par I(6-4) = 100]
			$C_1 (\times 10^4)$, absorption	T (%) Thompson	
21,5	7-6	216 ± 40	0,418	7,5	375,0 ± 79,0
35,7	(6-5) + (8-6)	2444 ± 185	1,976	8,2	893,0 ± 70,0
44,9	9-6	88 ± 22	3,850	7,8	16,5 ± 4,2
57,1	7-5	801 ± 51	5,469	6,9	107,0 ± 6,8
65,7	5-4	7733 ± 193	6,380	5,9	894,0 ± 23,0
71,1	8-5	269 ± 28	6,679	5,4	29,9 ± 3,1
80,6	9-5	90 ± 22	6,341	4,4	10,6 ± 2,6
101,4	6-4	640 ± 32	4,840	3,2	100,0 ± 5,1
122,9	7-4	187 ± 19	3,583	2,5	39,7 ± 4,1
136,8	8-4	68 ± 18	2,820	2,2	18,4 ± 5,0
142,0	4-3	1031 ± 190	2,647	2,1	298,0 ± 55,0

L'imprécision du calcul de $C_1(E)$ par Target, qui a été utilisé pour les π^- (KOCH 69) et pour les μ^- (POVE 72), est due aux erreurs sur les coefficients κ entre autres, et peut devenir importante si les rayons X doivent traverser des quantités de cible bien supérieures à $1/\kappa$.

Elle a été établie approximativement dans les spectres μ , qui ont une statistique suffisante, de la façon suivante : on ajuste la cascade seulement à l'aide des rapports R_p des intensités de transitions parallèles qui ont des énergies semblables. On a alors :

$$R_p = \frac{S_1(n_1\ell \rightarrow n_2\ell \pm 1)}{S_2(n_1\ell' \rightarrow n_2\ell' \pm 1)} \cdot \frac{c_2}{c_1} \cdot \frac{(1 + T_2)}{(1 + T_1)} \cong \frac{S_1}{S_2}.$$

On extrait ensuite de la cascade ainsi ajustée les rapports R_e d'intensité de transitions éloignées l'une de l'autre et l'on peut ainsi tester le rapport des corrections pour ces deux lignes.

4.4.3 Efficacité électronique

4.4.3.1 Seuils

Comme nous l'avons déjà dit, le point de travail des unités électroniques peut être modifié pendant l'impulsion, et cette modification ne peut plus être reproduite après la mesure. Il est donc nécessaire d'avoir des lignes du spectre d'étalonnage aux basses énergies pour tester l'influence de ce changement; dans les deux cas de la figure 22 seul le détecteur A a montré une différence notoire.

C'est la nouvelle courbe d'efficacité, courbe "in", que nous avons utilisée dans l'équation (55).

4.4.3.2 Largeur de la coïncidence K_{γ}

La gaussienne de la distribution en temps $T(E_{\gamma})$ peut, non seulement changer sa position avec l'énergie [voir paragraphe (4.3c)], mais elle peut aussi s'élargir. En fixant la fenêtre du temps de la coïncidence K_{γ}^{-} , il est donc possible de couper une fraction de cette distribution et de perdre ainsi des événements de façon non uniforme sur le spectre d'énergie. Pour éviter ces pertes, il faut enregistrer aussi bien le temps que l'énergie du rayon X, et placer ensuite une fenêtre adéquate lors de l'analyse, ou s'assurer au début de la mesure que la fenêtre en temps est suffisamment large. Ceci n'a pas été fait rigoureusement pour le chlore, et pas du tout pour les deux bores. Il existe heureusement quelques moyens de contrôle : ce sont les lignes π dont les intensités sont parfois connues; ce sont également des transitions (comme 6-4 et 7-5 dans P, S, Cl ou 5-3, 6-4 dans C) dont les intensités relatives sont pratiquement indépendantes des paramètres de la cascade. La précision de ces tests, dans l'analyse ou dans l'électronique, est suffisante pour ne pas introduire d'erreur supplémentaire dans les trois cas C, P, S. Pour le chlore, au contraire, l'incertitude détermine principalement l'erreur alors que, pour ^{10}B et ^{11}B , elle est si grande qu'il n'est pas possible d'extraire une valeur raisonnable de l'intensité et de son erreur. Le tableau 11 donne les intensités relatives des transitions observées dans P, C, S. Dans les autres cas, les grandes erreurs enlèvent tout intérêt à ces valeurs expérimentales.

4.4.4 Cascade, transition Auger et transitions parallèles

Les valeurs du tableau 11 sont, pour chaque transition, une somme sur tous les couples de ℓ (moment cinétique orbital) possibles. C'est ainsi qu'il faut les interpréter pour déterminer les paramètres de la cascade. Ceci fait, ces derniers vont définir un modèle de la cascade que nous pouvons détailler et d'où nous pouvons extraire, d'une part, les probabilités de transitions Auger, et, d'autre part, l'importance des transitions parallèles (mêmes nombres quantiques principaux, voir figure 23) que nous devons soustraire de l'intensité des valeurs mesurées du tableau 11 pour déduire les intensités des transitions qui interviennent dans le calcul de la largeur d'un niveau [éqs (35) et (38)]. Nous allons également obtenir une approximation de l'erreur faite en limitant notre somme [éq. (35)] aux transitions observées. Il est évident que le nombre de transitions mesurées et l'exactitude de cette mesure ne permet pas de choisir définitivement un modèle de la cascade (section 5.2), mais nous pouvons heureusement constater que les corrections citées plus haut sont, premièrement, petites (exemple tableau 12) et, deuxièmement, pratiquement indépendantes du modèle. Le tableau 13 groupe les valeurs de (Y/P) de tous les détecteurs et de toutes les cibles, ainsi que les valeurs moyennes de (Y/P) et les largeurs que l'on peut en extraire.

Tableau 11

Liste des intensités

	(1) Transition	(2) Det. S	(3) Cascade	(4) Det. BO
Phosphore	9-6	1,07 ± 0,27	1,25	-
	7-6	24,30 ± 5,10	30,00	-
	9-5	0,69 ± 0,16	0,88	-
	8-5	1,94 ± 0,20	2,18	-
	7-5	6,93 ± 0,44	6,33	7,60 ± 1,40
	(6-5) + (8-6)	57,8 ± 4,50	52,80	-
	9-4	-	-	-
	8-4	1,19 ± 0,32	1,11	2,60 ± 1,70
	7-4	2,57 ± 0,26	2,33	1,64 ± 0,64
	6-4	6,48 ± 0,33	6,34	6,28 ± 0,48
	5-4	57,90 ± 1,50	58,70	59,00 ± 3,70
	4-3	19,30 ± 3,60	-	17,30 ± 2,70
	D = 12 $\chi^2 = 11,8$			
	(5) Transition	(6) Det. BO	(7) Cascade	(8) Det. QS
Soufre	9-6	-	-	-
	7-6	-	-	-
	9-5	1,51 ± 0,49	0,83	-
	8-5	2,04 ± 0,29	2,13	-
	7-5	7,00 ± 2,30	6,50	-
	(6-5) + (8-6)	-	-	-
	9-4	0,09 ± 0,32	0,46	0,61 ± 0,31
	8-4	0,72 ± 0,26	0,96	1,40 ± 0,43
	7-4	2,22 ± 0,20	2,08	2,93 ± 0,72
	6-4	6,09 ± 0,28	6,14	5,84 ± 0,42
	5-4	65,10 ± 1,20	65,10	72,00 ± 10,00
	4-3	16,70 ± 1,80	-	15,80 ± 2,30
	D = 10 $\chi^2 = 8,3$			
	(9) Transition	(10) Det. I	(11) Cascade	(12) Det. S
Carbone	6-4	4,90 ± 2,20	2,93	2,78 ± 0,58
	7-3	0,55 ± 0,13	0,71	0,74 ± 0,12
	6-3	2,05 ± 0,16	2,06	2,21 ± 0,14
	5-3	5,94 ± 0,30	5,95	5,83 ± 0,29
	4-3	42,30 ± 5,10	36,10	33,90 ± 3,50
	3-2	3,76 ± 0,76	-	3,43 ± 0,94
	D = 7 $\chi^2 = 5,8$			

Note : Intensités relatives expérimentales pour les colonnes (2), (4), (6), (8) (10) et (12) et calculées (en % par K⁻ capturé) avec la meilleure cascade, tableau 19, pour les colonnes (3), (7) et (11). La norme pour les valeurs expérimentales est choisie de façon à donner le meilleur χ^2 pour l'ensemble des mesures d'un élément (D = nombre de degrés de liberté).

Tableau 12

Exemple de corrections apportées à la cascade

(1) Transition (n→4)	(2) $\sum_{1,1'} I_{(n,1\rightarrow4,1')}$	(3) $I_{(n,4\rightarrow4,3)}$	(4) A/R (%)
5-4	0,5872	0,5810	2,76
6-4	0,0634	0,0616	0,75
7-4	0,0233	0,0223	0,41
8-4	0,0111	0,0103	0,29
$\sum_{i=9}^{\infty} (i-4)$		0,0098	

Exemple ($^{31}_{15}\text{P}$) de la configuration qui détermine les corrections dues aux transitions parallèles et à l'effet Auger et qui est donnée par cascade pour le meilleur ajustement possible.

Col. (2) : Somme des intensités de transitions parallèles (mêmes n, 1 différents) que le détecteur ne peut séparer.

(4) : Probabilités de transition Auger totale sur probabilités de transition électromagnétique dipolaire.

Tableau 13

Détails des résultats concernant la largeur Γ_S (6)
du niveau "supérieur" de la transition affectée

(1) Elément	(2) Niveau	(3) Détecteur	(4) (Y/P) (%)	(5) (Y/P) (%)	(6) Γ_S (eV)
$^{12}_6\text{C}$	2p	S	$7,46 \pm 2,17$	$7,1 \pm 1,3$	$0,98 \pm 0,19$
		I	$6,89 \pm 1,58$		
$^{31}_{15}\text{P}$	3d	S	$27,70 \pm 5,20$	$25,6 \pm 3,2$	$1,94 \pm 0,33$
		B0	$24,40 \pm 4,10$		
$^{32}_{16}\text{S}$	3d	B0	$22,23 \pm 2,46$	$21,2 \pm 2,1$	$3,25 \pm 0,41$
		QS	$18,94 \pm 3,68$		
$^{35}_{17}\text{Cl}$	3d	B0(1)	$13,90 \pm 3,60$	$16,3 \pm 3,6$	$5,69 \pm 1,50$
		B0(2)	$22,20 \pm 6,00$		
		B1	$14,40 \pm 4,10$		
		B2	$19,40 \pm 4,90$		

Note : (Y/P) est l'intensité de cette transition sur l'intensité de peuplement du niveau supérieur.

4.5 Résultats

Le tableau 14 est un résumé des résultats des mesures faites sur les six cibles décrites dans le tableau 15.

Tableau 14

Résumé des déplacements ΔE et des élargissements de lignes dus à l'interaction forte

Elément	Energie de la transition (keV)	ΔE (keV)	Γ_I (keV)	Γ_S (eV)
		[2p]	[2p]	
$^{10}_5\text{B}$	43,368	$-0,208 \pm 0,035$	$0,81 \pm 0,10$	
$^{11}_5\text{B}$	43,609	$-0,167 \pm 0,035$	$0,70 \pm 0,08$	
				[3d]
$^{12}_6\text{C}$	62,73	$-0,59 \pm 0,08$	$1,73 \pm 0,15$	$0,98 \pm 0,19$
		[3d]	[3d]	[4f]
$^{31}_{15}\text{P}$	142,02	$-0,33 \pm 0,08$	$1,44 \pm 0,12$	$1,94 \pm 0,33$
$^{32}_{16}\text{S}$	161,56	$-0,55 \pm 0,06$	$2,33 \pm 0,20$	$3,25 \pm 0,41$
$^{35}_{17}\text{Cl}$	182,54	$-0,77 \pm 0,40$	$3,8 \pm 1,0$	$5,69 \pm 1,5$

Tableau 15

Liste des cibles utilisées : les cibles en poudre sont dans des boîtes en carton très mince

Elément	Constituant	Géométrie	Densité
^{10}B	Poudre, 5% de ^{11}B	Cube : $4,7 \times 5,7 \times 9,3 \text{ cm}^3$	1,48
^{11}B	Poudre B naturelle, 82% de ^{11}B	Cube : $4,7 \times 5,7 \times 9,3 \text{ cm}^3$	1,80
^{12}C	Graphite	X : 2 plaques verticales faisant un angle de 30° avec le plan ver- tical milieu du faisceau de $9,5 \times 12,3 \times 1 \text{ cm}^3$	2,00
^{31}P	Poudre rouge	Cube : $8 \times 7 \times 8 \text{ cm}^3$	1,17
^{32}S	Fondu, moulu en X	X : 2 plaques verticales faisant un angle de 40° avec le plan ver- vertical milieu du faisceau de $9,0 \times 9,8 \times 2,0 \text{ cm}^3$	2,10
^{35}Cl	Li Cl en poudre, 25% de ^{37}Cl	Cube : $9 \times 8 \times 7 \text{ cm}^3$	1,2

5. INTERPRETATION ET COMMENTAIRES

Dans ce chapitre, qui relate les résultats du tableau 14 (section 5.1), nous allons également parler brièvement de la cascade (5.2), des lignes nucléaires observées (5.3), des transitions pioniques (5.4), et nous citerons le travail de Bunaciu (5.5) sur les transitions sigmaoniques.

5.1 Effet de l'interaction forte

En résolvant l'équation (45) avec le potentiel (47) pour des valeurs des paramètres proches de celles du tableau 5, on obtient des ϵ_I à peu près deux fois trop grands, des Γ_I beaucoup trop petits, et des Γ_S plutôt trop grands : en résumé, une configuration qui exclue complètement cette interprétation, même si l'on varie la forme des répartitions ou, dans des limites raisonnables, les paramètres du potentiel (BBAM 72).

Ce fait a stimulé les théoriciens qui ont recherché les limites et les points discutables du modèle du pseudo-potentiel optique de Ericson-Ericson (ERIC 66) appliqué au kaon, et ont mis en doute le bien-fondé de l'utilisation des longueurs de diffusion libre pour calculer les longueurs de diffusion effectives, paramètres du potentiel.

Nous allons passer en revue les principales modifications proposées au paragraphe 5.1.1 et revenir ensuite (5.1.2) à l'ansatz le plus simple (équ. 47), et, en résolvant l'équation de Klein-Gordon une fois exactement et une fois en perturbation, chercher des valeurs expérimentales pour les paramètres utilisés.

5.1.1 Préhistoire

La conclusion de Wiegand (WIEG 69) que les intensités des dernières transitions qu'il observe montrent que les neutrons ont une répartition qui s'étend plus loin que celle des protons, fut rapidement combattue par plusieurs auteurs. Ces derniers (ERCS 70, BETH 70) admirent un potentiel de la forme (47) proportionnel à la densité et calculèrent les intensités de transitions mesurées par Wiegand en perturbation. Malheureusement, ils n'avaient à disposition que cette seule grandeur, avec des erreurs $> 30\%$ et utilisèrent des probabilités de transitions dipolaires non corrigées par le mouvement du centre de masse (voir paragraphe 2.2.2.1).

5.1.1.1 Résolution exacte de Klein-Gordon

Après notre publication du premier couple de grandeur (ϵ, Γ_I) (BABU 70), c'est-à-dire d'une mesure directe, Krell (KREL 71) a montré l'effet de distorsion de la partie imaginaire et a déduit que le calcul de perturbation n'est pas approprié ici. En résolvant exactement Klein-Gordon, on observe que la partie imaginaire a un effet de répulsion qui n'est plus négligeable pour les kaons comme il l'est pour les pions. D'autre part, l'absorption amortit les oscillations de ϵ

et Γ_I , oscillations que l'on obtient en variant ce potentiel réel, et elle produit une saturation ou insensibilité aux variations de $\text{Re } a_0^{\text{eff}}$ et $\text{Re } a_2^{\text{eff}}$ dans certains domaines. Il était clair, après cette publication, que pour reproduire les valeurs expérimentales en résolvant exactement l'équation de Klein-Gordon avec une si forte absorption, une partie réelle positive (attractive) du potentiel était nécessaire.

5.1.1.2 Y_0^* ou la grande peur

L'influence de la présence de la résonance $Y_0^*(1405)$ dans le canal $\Sigma\pi$, 27 MeV en dessous du seuil K^-N , a été discutée par Dalitz et Tuan (DALI 60) pour un système libre à l'aide du formalisme de la matrice K qui décrit une réaction à plusieurs canaux. Cette technique a été utilisée avec des variantes pour paramétriser les amplitudes K^-N en dessous du seuil par Martin et Sakitt, et Kim (MART 70, KIMH 68) par exemple. Tous ceux qui ont analysé des résultats de chambres à bulles ou de plaques à émulsion ont noté que Y_0^* pouvait avoir une influence mais que, dans la matière, ce problème est un problème à trois corps :

$$(\text{noyau} - 1 \text{ nucléon}) + (\text{nucléon}) + (\text{kaon}).$$

Il nécessite, pour le résoudre facilement, des simplifications qui peuvent le dénaturer.

Bardeen et Torigoe (BARD 71), en considérant la cinématique, ont conclu que l'énergie est déplacée dans la région de la résonance. Ils ont calculé que, pour les largeurs de niveau, on pouvait, avec certaines simplifications, admettre une énergie moyenne d'interaction qui définisse des longueurs de diffusion effectives pour un pseudo-potentiel de la forme (47). Les valeurs que l'on peut ainsi déduire de leur estimation sur trois éléments ^{16}O , ^{40}Ca , ^{96}Mo tournent autour de :

$$a_0^{\text{eff}} = 1,87 + i2,8 \quad a_2^{\text{eff}} = 0,13 + i0,40 .$$

En utilisant les nombres ci-dessus, issus de ce modèle très simple, il est étonnant de constater que l'on obtient des largeurs et un déplacement qui s'approchent raisonnablement de nos mesures, sans, pourtant, que l'ajustement soit idéal.

Revaï (REVA 70), lui, construit un système de deux particules interagissantes sans "spin", dont l'une subit l'influence d'un puits de potentiel, avec lequel il construit une dynamique correcte à l'aide de la méthode de Faddeev. Ses conclusions sont que, pour un couplage aussi fort entre les canaux K^-N et $\Sigma\pi$, c'est-à-dire une absorption si grande, l'effet de la résonance est négligeable, et que les longueurs de diffusion effectives, c'est-à-dire observées dans la matière nucléaire, sont celles que l'on obtient à partir des longueurs de diffusion des particules libres. Ces déductions semblent dépendre du comportement des amplitudes de diffusion que l'on admet en dessous du seuil, puisque Myhrer (MYHR 73) peut arriver à des conclusions opposées pour les mêmes équations dynamiques, mais une extrapolation différente des amplitudes de diffusion.

Une autre voie est celle de Wycech (WYCE 71) qui base sa dynamique sur deux équations de Lippmann-Schwinger et utilise la méthode de la matrice de réaction K (DALI 60) dont il prolonge la validité "off shell" en utilisant le modèle du potentiel séparable. Son noyau est décrit par le modèle statistique. Il conclut que la forme $\text{const.} \times \rho_p + \text{const.} \times \rho_n$ n'est pas justifiée, parce que les paramètres du potentiel sont dépendants de la densité des nucléons et que, par exemple, la partie réelle change de signe à la surface. Alberg et al. (ALBE 73) arrivent à un résultat semblable au moyen de l'approximation de paires indépendantes et la méthode de la matrice t.

Koch (KOCH 73) a utilisé des expressions calculées par Wycech et, reproduisant à peu près le comportement du potentiel trouvé par ce dernier, a montré que les valeurs expérimentales sont assez mal reproduites, puisque là on obtient un $\chi^2 > 70$ pour 16 degrés de liberté, même avec les répartitions de nucléons les plus favorables. Avec la même intention de tenir compte de l'influence de la résonance et d'éventuels effets "off shell", d'autres auteurs (CHAT 73, JKOC 72, SEKI 72) ont proposé d'autres modèles qu'ils n'ont pas encore pu tester sur l'ensemble des trois grandeurs.

5.1.2 Phénoménologie ou "comme s'il n'avait rien compris"

Dans l'impossibilité de juger ou de proposer la solution correcte, nous allons simplement, à l'aide du modèle le plus simple, chercher des valeurs expérimentales pour les paramètres du potentiel (47) pour deux techniques de résolution de l'équation de Klein-Gordon.

Admettons les répartitions de n et p identiques :

$$\rho = \rho_p + \rho_n = \frac{N+Z}{Z} \rho_p = \frac{N+Z}{N} \rho_n \quad (58)$$

Un potentiel proportionnel aux densités s'écrit donc :

$$2\mu V = -4\pi \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) \left[b_0 + b_1 \left(1 - \frac{2Z}{N+Z}\right) \right] \rho \quad (59)$$

$$= -4\pi \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) \left\{ a_2^{\text{eff}} \left[1 - \frac{Z}{2(N+Z)}\right] + a_0^{\text{eff}} \frac{Z}{2(N+Z)} \right\} \rho. \quad (60)$$

Nous allons maintenant résoudre Klein-Gordon une fois exactement et une fois en semi-perturbation. Cette dernière méthode, utilisée par Ericson et Scheck (ERCS 70) revient à poser d'abord $\text{Im } V = 0$; on obtient alors, comme solution de l'équation de Klein-Gordon, ϵ , et une fonction d'onde ψ_p qui nous permet de calculer Γ_I et Γ_S (pour $\text{Im } V \neq 0$) en perturbation, en remplaçant dans les équations (49) et (50), ψ^* par ψ_p . Avec l'équation (50) et la condition (51), nous

allons tenir compte de l'absorption sur deux nucléons. Cette méthode revient à supprimer complètement les effets de distorsion de la partie imaginaire. Ainsi, pour des densités définies, nous pouvons chercher des valeurs optimales pour a_2^{eff} et a_0^{eff} , une fois dans la région des valeurs dites de Bardeen, en résolvant exactement (indice ex), l'autre fois dans la région des longueurs de diffusion libre en perturbation (indice p).

Puisque la résonance dangereuse se trouve dans le canal $I_{KN} = 0$, il nous a semblé raisonnable, dans le premier cas (résolution exacte) de varier a_0^{eff} , et a_0^{eff} seulement, car pour les noyaux $I = \text{constant}$, le potentiel (60) n'a qu'un seul paramètre complexe, et, passer pour a_2^{eff} , de a_2 libre à a_2 (Bardeen), ne représente, pour le cas le plus sensible ^{11}B , qu'un effet de 3-4% sur les valeurs calculées. Dans le deuxième cas (perturbation), nous avons varié $\text{Re } a_0^{\text{eff}}$, posé $\text{Im } a_0^{\text{eff}} = \text{Im } a_2^{\text{eff}}$ et $\text{Re } a_2^{\text{eff}} = 0$.

Nous pouvons toujours écrire l'équation (60) sous la forme :

$$2\mu V = -4\pi \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) \bar{A}^{\text{eff}} \rho . \quad (61)$$

D'après l'équation (60), $\bar{A}^{\text{eff}}$ est constante pour $I = \text{constante}$. Nous la calculerons et donnerons toujours pour $I = 0$:

$$\bar{A}^{\text{eff}} = \frac{1}{4}(3a_2^{\text{eff}} + a_0^{\text{eff}}) . \quad (62)$$

Les répartitions nucléaires généralement utilisées pour nos six éléments et dont les paramètres sont connus, sont la distribution de l'oscillateur harmonique (63) pour ^{11}B , ^{10}B et ^{12}C et une distribution de Fermi (64) pour les autres ^{31}p , ^{32}S et ^{35}Cl :

$$\rho = N \left[1 + N_2 \left(\frac{r}{r_m} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{r}{r_m} \right)^2 \right] \quad (63)$$

$$\rho = N \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{r - c}{t} \right) 4 \ln 3} \quad (64)$$

où N et N_2 sont des constantes de norme.

Une répartition indépendante du modèle a été récemment publiée par Sick (SICK 73). Cet auteur utilise, pour ^{12}C et ^{32}S , la totalité des résultats de diffusion e^- -noyau et des deux répartitions qu'il obtient, C est assez semblable à la répartition de l'oscillateur harmonique, tandis que S montre une assez grande différence, à la surface, avec la répartition de Fermi de Hofstadter (HOFS 67).

Nous avons donc utilisé pour $Z = 5$, les répartitions de l'oscillateur harmonique (r.m.s. de BACH 67), pour C et S, la distribution de Sick, et pour P et Cl des répartitions à l'échelle de celle de S (facteur de proportionnalité donné par les r.m.s. de BACH 67). Sick a très obligeamment recalculé ces paramètres en exigeant que la distribution à l'extrême surface soit conforme aux prévisions du modèle en couche.

Le tableau 16 donne les valeurs optimales pour A^{eff} et compare en détail les résultats expérimentaux [colonnes (1), (4) et (7)] avec les valeurs calculées [colonnes (2), (5) et (8)] à l'aide de leur différence en unité de l'erreur expérimentale. Les χ^2 obtenus, 15,8 et 10,9 pour 14 degrés de liberté sont bons et l'on n'observe pas de systématique dans les différences définies plus haut. La valeur optimale de $\bar{A}_{\text{ex}}^{\text{eff}}$ n'est pas très différente de celle dite de Bardeen. $\text{Re } \bar{A}_{\text{ex}}^{\text{eff}} \approx \text{Re } \bar{A}_{\text{Bardeen}}^{\text{eff}}$ et $\text{Im } \bar{A}_{\text{ex}}^{\text{eff}} \approx 70\% \text{ Im } \bar{A}_{\text{Bardeen}}^{\text{eff}}$ ($\bar{A}_{\text{Bardeen}} = 0,56 + i1,0$).

Si l'on pense à la simplicité du modèle, ces 30% de différence pour la partie imaginaire seulement sont peu de chose.

Il est intéressant de constater également que $\bar{A}_{\text{p}}^{\text{eff}}$ diffère peu de $\bar{A}_{\text{libre}}$. Le premier terme, très important pour les pions, qui différencie ces deux grandeurs, a été calculé par Ericson et Ericson pour introduire le champ effectif dans un noyau. Ce noyau réel est formé de plusieurs centres diffuseurs (et non pas d'un milieu continu), et possède des états virtuels d'excitation. Scheck et Ericson (ERCS 70) donnent pour cet effet :

$$a^{\text{eff}} = \frac{a}{1 + \langle \frac{D}{r} \rangle_{\text{cor}} a} , \quad (65)$$

et un ordre de grandeur de 0,1 à 0,2 fm^{-1} pour $\langle D/r \rangle_{\text{cor}}$, la moyenne de D/r sur la fonction de corrélation. D tient compte des énergies d'excitation virtuelle du noyau qui ne sont plus négligeables ici. D'après la figure 24, $\text{Im } \bar{A}_{\text{p}}^{\text{eff}}$ est compatible avec $\langle D/r \rangle$ entre 0,0 et 0,12 fm^{-1} , intervalle qui correspond à $\text{Re } \bar{A}_{\text{p}}^{\text{eff}}$ entre -0,43 et -0,47 fm. Il semble donc que la valeur expérimentale de $\text{Re } \bar{A}_{\text{p}}^{\text{eff}}$ soit trop grande. Le fait ne devrait pas trop nous étonner puisque nous avons complètement négligé les effets de distorsion de l'absorption, effets qui doivent évidemment être répulsifs : la probabilité de trouver le kaon dans le noyau est diminuée, ce qui donne une valeur moyenne de r [$\langle r \rangle_{\text{kaon}}$], plus grande. La figure 24 nous permet de donner une valeur à la grandeur de cet effet de distorsion : la contribution répulsive de la partie imaginaire du potentiel est simulée par une modification de la partie réelle du potentiel $\Delta \text{Re } \bar{A}^{\text{eff}} = -0,08 \pm 0,06 \text{ fm}$ si l'on admet, dans l'équation (65), une valeur de $\langle D/r \rangle$ égale à $0,05 \pm 0,07 \text{ fm}^{-1}$.

Tableau 16

Résultats de l'ajustement avec les deux techniques de résolution

A. Résolution exacte (avec $\text{Re } a_2^{\text{eff}} = 0,13$ et $\text{Im } a_2^{\text{eff}} = 0,40$)

(1)	(2)	(3)	(Inférieur)			(Supérieur)			(10)
			(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	
ϵ_m	$\epsilon_{\text{ajust.}}$	$\Delta\epsilon/\sigma_m$	Γ_m	$\Gamma_{\text{ajust.}}$	$\Delta\Gamma/\sigma_m$	Γ_m	$\Gamma_{\text{ajust.}}$	$\Delta\Gamma/\sigma_m$	Z/A
-0,208	-0,211	0,09	0,810	0,767	0,43				5/10
-0,167	-0,219	1,49	0,700	0,738	-0,48				5/11
-0,590	-0,597	0,09	1,730	1,745	-0,10	0,00098	0,00075	1,20	6/12
-0,330	-0,290	-0,50	1,440	1,220	1,82	0,00194	0,00159	1,07	15/31
-0,550	-0,457	-1,56	2,330	2,170	0,81	0,00325	0,00379	-1,32	16/32
-0,770	-0,816	0,12	3,800	3,460	0,34	0,00569	0,00781	-1,41	17/35
$a_0^{\text{eff}} = 1,85 + i1,55$ $A_{\text{ex}}^{\text{eff}} = (0,56 \pm 0,08) + i(0,69 \pm 0,08)$ $\chi^2 = 15,8$									

B. Résolution en perturbation (avec $\text{Re } a_2^{\text{eff}} = 0$, $\text{Im } a_2^{\text{eff}} = \text{Im } a_0^{\text{eff}}$ et $\text{Im BB} = 13,2$)

(1)	(2)	(3)	(Inférieur)			(Supérieur)			(10)
			(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	
ϵ_m	$\epsilon_{\text{ajust.}}$	$\Delta\epsilon/\sigma_m$	Γ_m	$\Gamma_{\text{ajust.}}$	$\Delta\Gamma/\sigma_m$	Γ_m	$\Gamma_{\text{ajust.}}$	$\Delta\Gamma/\sigma_m$	Z/A
-0,208	-0,190	-0,52	0,810	0,700	0,69				5/10
-0,167	-0,189	0,61	0,700	0,779	-0,98				5/11
-0,590	-0,515	-0,94	1,730	1,800	-0,47	0,00098	0,00073	1,30	6/12
-0,330	-0,349	0,24	1,440	1,340	0,82	0,00194	0,00196	-0,08	15/31
-0,550	-0,572	0,37	2,330	2,160	0,87	0,00325	0,00373	-1,16	16/32
-0,770	-0,941	0,43	3,800	3,420	0,38	0,00569	0,00771	-1,35	17/35
$a_0^{\text{eff}} = -2,07 + i0,93$ $\bar{A}_p^{\text{eff}} = (-0,52 \pm 0,05) \pm i(0,73 \pm 0,06)$ $\chi^2 = 10,9$									

Colonnes (1), (4), (7) : valeurs expérimentales m
Colonnes (2), (5), (8) : valeurs ajustées f
Colonnes (3), (6), (9) : (m-f)/erreur expérimentale sur m

Nous avons également cherché, en admettant des répartitions de Fermi pour P, S, Cl, à établir approximativement et simultanément $\bar{A}^{\text{eff}}$ et les couples (c,t) de l'équation (64) qui donnent les valeurs correctes de r.m.s. (BACH 67). Les résultats du tableau 17 indiquent que les $\bar{A}^{\text{eff}}$ obtenus ainsi diffèrent peu de ceux obtenus avec les répartitions de Sick. Les χ^2 12,1 et 9,3 pour 11 degrés de liberté sont toujours bons et les valeurs de t montrent que nos résultats exigent

une distribution de 10% à 40% plus abrupte à la surface que celle admise jusqu'à maintenant avec une augmentation de cette tendance si l'on va de $Z = 15$ à $Z = 17$. Deux remarques s'imposent :

- Cette dépendance de Z peut être due aux erreurs, puisque les trois valeurs sont compatibles avec une diminution moyenne de $(26 \pm 10)\%$ et $(18 \pm 7)\%$, mais elle peut aussi refléter une faiblesse du modèle de potentiel ou de la simplification faite en calquant P et Cl sur S .
- Les répartitions de Fermi ainsi obtenues ne sont plus raisonnables. Si elles s'accordent convenablement à nos résultats sur les atomes kaoniques, c'est que ceux-ci ne sont sensibles qu'à une intégrale sur la densité, pesée par la fonction d'onde du kaon [éq. (50)] et que l'intégrant ne prend une valeur non négligeable que dans un petit domaine à la surface, par exemple 3,5-6,0 fm pour S (voir fig. 25). Mais on peut constater, sur la même figure, que les marges d'erreurs de l'analyse de Sick (e^- -noyau) entre 0 et 2,5 fm excluent une telle paramétrisation, c'est-à-dire que les expériences de diffusion e^- -noyau et les atomes kaoniques analysés comme nous le faisons, sont incompatibles avec une distribution de Fermi pour les Z entre 15 et 17. Il est fort probable que, par des arguments généraux, on montre que cette affirmation est indépendante du modèle d'analyse de nos résultats.

Tableau 17

Ajustement des répartitions de Fermi pour P , S , Cl

A. Valeurs standard pour les paramètres des répartitions [fm]

Elém.	r.m.s. [BACH 67]	Elém.	r.m.s. [BACH 67]	t [HOFS 67]
^{10}B	2,45	^{31}P	3,188	2,45
^{11}B	2,42	^{32}S	3,244	2,60
^{12}C	2,42	^{35}Cl	3,335	2,65

B. Résultats de l'ajustement pour $t-\Delta t$ et r.m.s. standard

Elément		Perturbation	Solution exacte
		Δt (%)	Δt (%)
a)	^{31}P	-15 ± 16	-8 ± 11
b)	^{32}S	-20 ± 16	-23 ± 9
c)	^{35}Cl	-45 ± 23	-29 ± 19
d)	moyenne	-26 ± 10	-18 ± 7
e)	$\bar{A}_{eff}$	$-0,55 + i0,84$	$0,56 \pm i0,69$
f)	χ^2	9,3	12,1

Note : L'ajustement exige, pour P , S , Cl , des paramètres de surface t , Δt [(a), (b), (c)] plus petits que les valeurs standard (A) si l'on garde r.m.s. constant. Avec les $\bar{A}_{eff}$ optimales données à (e) on obtient les χ^2 de (f).

Résolution en perturbation ($\text{Re } a_2^{\text{eff}}=0, \text{Im } a_2^{\text{eff}}=\text{Im } a_0^{\text{eff}}$ et $\text{Im } BB=13,2$)

Déplacement		largeur(inférieure)		largeur(supérieure)		
ajust.	Δ/σ_m	ajust.	Δ/σ_m	ajust.	Δ/σ_m	Z/A
-.190	-.52	0.591	1.37			5/10
-.189	.61	0.762	-0.77			5/11
-.515	-.94	1.761	-0.25	.00071	1.38	6/12
-.349	.24	1.346	0.77	.00196	-0.09	15/31
-.572	.37	2.275	0.28	.00358	-0.80	16/32
-.941	.43	3.450	0.35	.00772	-1.36	17/35

$$A_p^{\text{eff}} = (-0.52 \pm 0.05) + i(1.15 \pm 0.10)$$

$$\chi^2 = 9.3$$

Tableau 18

Comparaison entre les résultats de Brookhaven (FOX 73) et nos deux techniques de calcul

Elément	Transition	Γ_I [eV]	(ex/p)	ϵ [eV]	(ex/p)	γ [%] $\rightarrow$ Γ_S [eV]	(ex/p)	Distribution nucléaire
Al	4f-3d	492 $\pm$ 169	445 506	190 $\pm$ 50	64 107	-	-	(O.H.) r.m.s. = 3,025
Si	4f-3d	812 $\pm$ 122	772 696	256 $\pm$ 50	125 193	-	-	(O.H.) r.m.s. = 3,086
Ni	5g-4f	590 $\pm$ 210	1095 989	200 $\pm$ 70	87 271	30 $\pm$ 8 $\rightarrow$ 5,8 $\pm$ 2,2	3,43 3,47	(fm) c = 4,11 t = 2,51
Cu	5g-4f	1650 $\pm$ 720	1545 1374	280 $\pm$ 220	160 386	29 $\pm$ 11 $\rightarrow$ 7,0 $\pm$ 3,8	5,35 5,15	(fm) c = 4,22 t = 2,50
U	8j-7i	1500 $\pm$ 750	104 226	-	-	38 $\pm$ 13 $\rightarrow$ 40 $\pm$ 22	11,70 11,20	(fm) c = 7,03 t = 2,12

Les distributions nucléaires utilisées sont celle de l'oscillateur harmonique (O.H.) et celle de Fermi (fm).

Tableau 19

Valeur optimale α du paramètre de la distribution initiale des K^- sur le niveau $n = 29$ et χ^2 par degré de liberté pour différentes conditions d'ajustement des intensités à la cascade

(1) Interaction forte	(2) Repeuplement	(3) Nombre initial de $e\bar{K}$	(4) Carbone α	(5) χ^2	(6) Auger M	(7) Phosphore α	(8) χ^2	(9) Soufre α	(10) χ^2
oui	calculé	1	$-0,05 \pm 0,01$	3,5	oui	$0,10 \pm 0,01$	1,0	$0,14 \pm 0,01$	0,8
oui	calculé	1	-	-	-	$0,03 \pm 0,01$	2,6	$0,06 \pm 0,01$	1,3
oui	calculé	2	-	-	oui	$0,09 \pm 0,01$	1,2	-	-
oui	immédiat	2	$-0,01 \pm 0,01$	0,8	oui	$0,28 \pm 0,02$	1,9	$0,35 \pm 0,02$	3,2
oui	immédiat	1	$-0,00 \pm 0,01$	0,9	-	-	-	-	-
	calculé	1	-	-	oui	$0,13 \pm 0,01$	1,3	$0,18 \pm 0,01$	0,9
	calculé	1	-	-	-	$0,07 \pm 0,01$	3,1	$0,10 \pm 0,01$	1,8
	immédiat	2	$-0,07 \pm 0,01$	1,4	oui	$0,31 \pm 0,02$	2,4	$0,38 \pm 0,02$	3,4

Colonne 3) : Rapidité de repeuplement des trous dans les couches électroniques K.

Colonne 6) : Effet Auger avec des électrons de la couche M (20% de l'effet Auger K).

trois éléments dont les erreurs sont suffisamment petites pour conserver un intérêt à une telle comparaison. Les modèles sont caractérisés par :

- a) Colonne 1 : introduction ou non d'une probabilité d'interaction faible établie approximativement par :

$$A_c^{\text{eff}} \int \rho |\psi|^2 dV, \quad (67)$$

où A_c^{eff} est adapté à Γ_I pour $l \leq n_0 - 1$ et à Γ_S pour $l > n_0 - 1$.

- b) Colonne 2 : probabilité finie de repeuplement des trous dans les couches électroniques comme Povel le calcule (POVE 72) N, ou repeuplement immédiat R.
 c) Colonne 3 : nombre d'électrons K présents au départ de la cascade.
 d) Colonne 6 : probabilité de transition Auger M $AM_{if} = 0$, ou égale à 20% AL_{if} .

Le tableau 11 montre pour les trois meilleurs χ^2 , comment on reproduit les valeurs expérimentales. Il est intéressant de faire quelques remarques, en spécifiant qu'elles sont valables, dans la limite de nos relativement grandes erreurs pour l'étude de ces procédés.

- 1) L'interaction forte "mange" les K qui se trouvent sur des niveaux à petit l; pour compenser cela, il faut donner plus de poids au petit l (niveau de capture atomique) : d'où diminution de α_{opt} . χ^2 diminue toujours si l'on introduit l'interaction forte.
- 2) Les électrons M, qui préfèrent les transitions $\Delta n = 1$, font, en haut de la cascade, une concurrence aux transitions dipolaires qui cherchent Δn le plus grand possible à cause du terme E^3 dans R_{if} , et ceci au moment où les transitions Auger K et L ne sont pas encore possibles. Cette tendance au mouvement suivant la diagonale (fig. 23, $\Delta n = -1$, $l = -1$), qui est un glissement vers les petits l, plus rapide, favorise ces petits l; pour compenser, il faut ajouter α_{opt} . Ici également χ^2 diminue.
- 3) Constatons que, dans les limites de nos erreurs, les isolants P et S préfèrent une probabilité de repeuplement finie des couches K, c'est-à-dire relativement lente, tandis que C donne un χ^2 plus petit pour un repeuplement immédiat. Il est probablement prématuré, avec seulement trois éléments analysables, de lier cet aspect à la présence ou à l'absence d'électrons libres.
- 4) Cette différence entre P, S, et C, mentionnée dans le point (3) ci-dessus, est encore accentuée par les différences de α_{opt} qui peuvent refléter une trop grande simplicité du modèle, mais aussi pour P et S un nombre encore trop grand de e^- ramenés sur le niveau K par le peuplement calculé.
- 5) Nous n'avons pas étudié l'effet du choix d'un N initial plus grand (BACK 72) qui peut amener un α_{opt} différent.

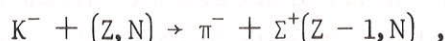
5.3 Gammas nucléaires des spectres

Comme Bloom et al. (BLOO 71) l'ont indiqué, l'étude des γ nucléaires émis après capture d'un K^- pourrait donner des indications sur les mécanismes d'absorption et principalement sur le rapport des probabilités d'absorption sur un n ou sur un p. Avant d'aller si loin, faisons l'inventaire des γ observés pour voir comment ils sont produits; la liste est :

$\gamma^{32}_{15}P$ (77 keV) dans chlore et soufre

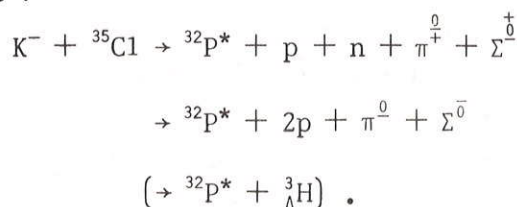
$\gamma^{19}F$ (108,97 keV) dans phosphore, carbone, ^{10}B et ^{11}B .

La présence curieuse de $\gamma^{19}F$ dans presque tous les spectres est parallèle en intensité à celle des transitions pioniques qui sont proportionnelles aux quantités d'Al aux abords de la cible et du détecteur. Ainsi, elles apparaissent distinctement chaque fois que nous avons utilisé un support de ce métal pour les sources de calibration par le canal :



par exemple. Cette ligne observée dans les spectres d'Al (POEL 68) a d'ailleurs été utilisée comme ligne de calibration ou de test pour cette expérience et celle de la masse du kaon (BABA 73).

$\gamma^{32}P$ dans le spectre K^-Cl figure déjà chez Wiegand (WIJE 71) et on lui assigne les canaux suivants :



Enfin, cette même ligne dans le S ne peut être engendrée que par échange de charge en vol, puisque 5,8 MeV sont nécessaires,



Il faut dire que le manque d'informations intéressantes sur ce sujet est dû au domaine de Z et à celui des énergies observées.

5.4 Transitions pioniques

La qualité exceptionnelle du spectre de P et la possibilité d'utiliser les lignes kaoniques non affectées par l'interaction forte a permis pour les transitions pioniques (3d-2p) de Al et P qui apparaissent dans ce spectre, d'obtenir un étalonnage qui ne contienne pas les incertitudes habituelles. L'énergie ainsi

obtenue est donnée avec une précision 2-3 fois supérieure à celle obtenue jusqu'ici (ASTB 64, POEL 68) puisque les seules incertitudes sur l'étalonnage sont les corrections radiatives négligeables ici, et l'incertitude sur la masse du K^- (relative : 8×10^{-5}), qui interviennent dans le calcul des énergies des transitions kaoniques :

Elément	ASTB 64	POEL 68	Résultat de ce travail
Al	$87,53 \pm 0,07$	$87,40 \pm 0,10$	$87,488 \pm 0,032$
P		$116,78 \pm 0,10$	$116,761 \pm 0,033$

5.5 Transitions sigmaoniques

Bunaciu (BUNA 73) a analysé les rapports d'intensités relatives des lignes kaoniques et sigmaoniques. Les résultats sont en accord avec une estimation de Zieminska (ZIEM 71).

La très faible intensité des lignes Σ^- ne permet pas d'observer avec une précision suffisante les effets mesurables directement (ϵ et Γ_I) de l'interaction forte, ni la structure fine permettant d'extraire le moment magnétique intrinsèque du Σ^- , mais Bunaciu a calculé des diminutions d'intensités dues à l'absorption par interaction forte pour quelques-unes des dernières transitions observées.

6. RESUME ET CONCLUSIONS

Nous avons observé les effets de l'interaction forte sur les atomes kaoniques en mesurant directement le déplacement en énergie ϵ et la largeur naturelle Γ_I d'un niveau pour six éléments, et indirectement la largeur Γ_S du niveau juste supérieur pour quatre des cibles avec une erreur $\geq 10\%$. Pour Γ_S , nous avons utilisé une partie des intensités des transitions électromagnétiques mesurées, intensités que nous analysons par ailleurs avec un calcul de cascade dans trois de ces quatre cas.

Avec un potentiel pour l'interaction forte proportionnel aux densités de nucléons, nous avons trouvé deux groupes de valeurs des paramètres de ce potentiel optique qui permettent de reproduire ces grandeurs en résolvant l'équation de Klein-Gordon exactement pour les premiers qui sont caractérisés par une partie réelle positive (attractive) et en semi-perturbation pour les seconds qui sont proches des longueurs de diffusion libres et caractérisés par une partie réelle négative (répulsive). Dans ce deuxième cas, la technique revient à négliger les effets de distorsion de la partie imaginaire du potentiel et donne, surtout si l'on tient compte des 20% de kaons absorbés sur deux nucléons, un résultat qui montrerait que nous sommes peu sensibles à la résonance dans le canal d'absorption $\Sigma\pi$. Cette résonance pourrait, dans l'autre cas, expliquer le changement de signe d'un modèle à l'autre.

Ces résultats sont obtenus en utilisant des répartitions de l'oscillateur harmonique pour ^{10}B et ^{11}B , des répartitions calculées par Sick pour ^{12}C et ^{32}S à partir d'expérience de diffusion e^- -noyau, calquées sur ^{12}S et adaptées aux r.m.s. pour ^{31}P et ^{35}Cl . On obtient des résultats équivalents pour les paramètres du potentiel en utilisant des répartitions de Fermi (pour S, P, Cl) avec les mêmes r.m.s., mais des paramètres t , 10%-40% plus petits que ceux normalement utilisés. Pour le soufre, ces t donnent des densités au centre du noyau d'environ deux déviations standard plus petites que celles de Sick.

En attendant une analyse théorique qui satisfasse tout le monde, nous ne pouvons que nous étonner que deux modèles différents aux fondements théoriques insuffisants ou inexistantes reproduisent bien nos résultats.

BIBLIOGRAPHIE

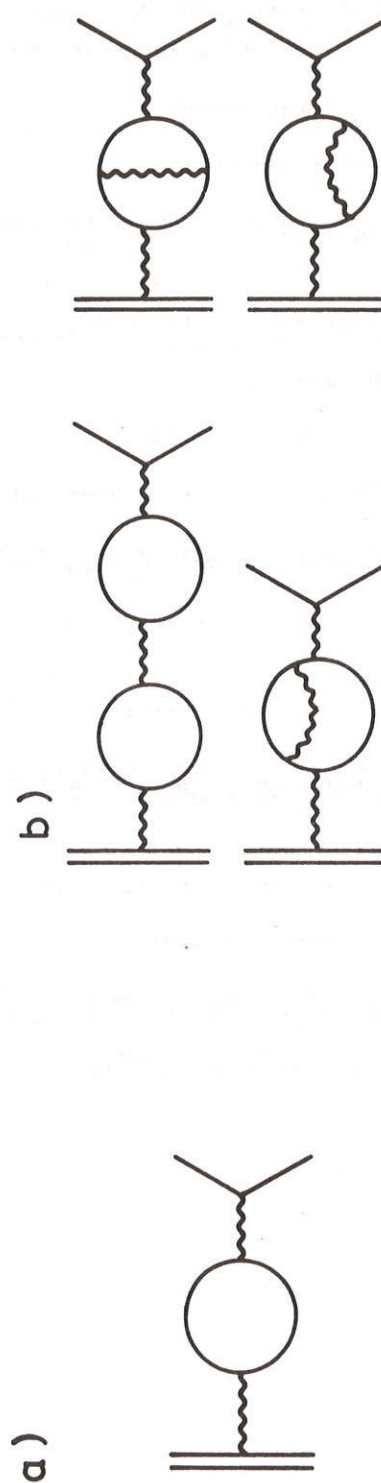
- ALBE 73 M. Alberg, E.M. Henley et L. Wilets, Phys. Rev. Letters 30, 255 (1973).
- ALDE 73 K. Alder, U. Raff et R.D. Viollier, Penetration effects in converted muonic bound-bound transitions, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Munich, 1973, à paraître.
- ASTB 64 A. Astbury, J.-P. Deutsch, K.M. Grove, R.E. Shafer et R.E. Taylor, Comptes rendus du congrès de physique nucléaire, Paris 1964 (Editions du Centre national de la Recherche scientifique, 1964), vol. 2, p. 225.
- AUYA 68 M.Y. Au-Yang et M.L. Cohen, Phys. Rev. 174, 468 (1968).
- BABA 73 G. Backenstoss, A. Bamberger, I. Bergström, T. Bunaciu, J. Egger, R. Hagelberg, S. Hultberg, H. Koch, Y. Lynen, H.G. Ritter, A. Schwitter et L. Tauscher, Phys. Letters 43 B, 431 (1973).
- BABB 72 G. Backenstoss, A. Bamberger, T. Bunaciu, J. Egger, H. Koch, U. Lynen, H.G. Ritter, H. A. Schmitt et A. Schwitter, Phys. Letters 41 B, 552 (1972).
A. Bamberger, U. Lynen, H. Piekartz, J. Piekartz, B. Povh, H.G. Ritter, G. Backenstoss, T. Bunaciu, J. Egger, W.D. Hamilton et H. Koch, Phys. Letters 33 B, 233 (1970).
- BABU 70 G. Backenstoss, A. Bamberger, J. Egger, W.D. Hamilton, H. Koch, U. Lynen, H.G. Ritter and H. Schmitt, Phys. Letters 32 B, 399 (1970).
- BACH 67 B. Backenstoss, S. Charalambus, H. Daniel, H. Koch, G. Poelz, H. Schmitt et L. Tauscher, Phys. Letters 25 B, 547 (1967).
- BACK 70 G. Backenstoss, Annu. Rev. Phys. Sci. 20, 467 (1970).
- BACK 72 H. Backe, R. Engfer, U. Jahnke, E. Kankeleit, R.M. Pearce, C. Petitjean, L. Schellenberg, H. Schneuwly, W.U. Schröder, H.K. Walter et A. Zehnder, Nuclear Phys. A189, 472 (1972); Nucl. Phys. A196 452 (1972).
- BAFA 71 A. Bamberger, M.A. Faessler, U. Lynen, H. Piekartz, J. Piekartz, J. Pniewski, H.G. Ritter et V. Soergel, Phys. Letters 36 B, 412 (1971).
- BAFA 73 A. Bamberger, M.A. Faessler, U. Lynen, H. Piekartz, J. Piekartz, J. Pniewski, H.G. Ritter et V. Soergel, Excited states of light hypernuclei, à paraître dans Nuclear Phys.
- BAER 67 J.A. Bearden, Rev. Mod. Phys. 39, 78 (1967).
- BAER 73 G. Backenstoss, I. Bergström, J. Egger, R. Hagelberg, C.J. Herrlander, H. Koch, H.P. Povel, R.H. Price, A. Schwitter et L. Tauscher, Precision determination of the strong interaction shifts and widths of the 1s level in pionic ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ and ${}^9\text{Be}$, à paraître dans Nuclear Phys.
- BAMB 65 W. Bambynek, Rapport EURATOM EUR 2632d (1965).
- BAMB 72 A. Bamberger, A. Colombo, J. Egger, U. Lynen, G. Petrucci, H. Piekartz, B. Povh, H.G. Ritter, G. Sepp et V. Soergel, CERN 72-2 (1972).

- BARD 71 W.A. Bardeen et E. Torigoe, Phys. Rev. 3 C, 1785 et 541 (1971);
Phys. Letters 38 B, 135 (1972).
- BAST 62 P.L. Bastien et al., Proc. Int. Conf. High Energy Phys., CERN, Geneva,
1962 (CERN, Geneva, 1962), p. 373.
- BBAM 72 G. Backenstoss, A. Bamberger, I. Bergström, P. Bounin, T. Bunaciu,
J. Egger, S. Hultberg, H. Koch, M. Krell, U. Lynen, H.G. Ritter,
A. Schwitter et R. Stearns, Phys. Letters 38 B, 181 (1972).
- BBCH 70 G. Backenstoss, T. Bunaciu, S. Charalambus, J. Egger, H. Koch,
A. Bamberger, U. Lynen, H.G. Ritter et H. Schmitt, Phys. Letters
33 B, 230 (1970).
- BETH 70 H.A. Bethe et P.J. Siemens, Nuclear Phys. B21, 589 (1970).
- BLOM 72 J. Blomqvist, Nuclear Phys. B48, 95 (1972).
- BLOO 71 S.D. Bloom, M.S. Weiss et C.M. Shakin, UCRL 73352 (1971).
- BUNA 73 T. Bunaciu, CERN NP Internal Report 73-7, April 1973.
- BURH 62 E.H.S. Burhop, A.K. Common et K. Higgins, Nuclear Phys. 39, 644 (1962).
- BURH 67 E.H.S. Burhop, Nuclear Phys. B1, 438 (1967).
- BURH 69 E.H.S. Burhop, High-Energy Physics (Academic Press, New York and
London, 1969), vol. III.
- BURL 65 C. Burlison, D. Cohen, R. Lamb, D. Michael, R.A. Schluter et
T.O. White Jr., Phys. Rev. Letters 15, 70 (1965).
- CHAT 73 D. Chattarji et P. Ghosh, Visva-Bharati University, Santinikatan
West Bengal, communication privée.
- COMM 64 A.K. Common et K. Higgins, Nuclear Phys. 60, 465 (1964).
- DAHL 60 O.V. Dahl, N. Horwitz, D.H. Miller, J.J. Murray et M. Watson, Proc.
Int. Conf. High Energy Phys., Rochester, 1960 (Interscience,
New York, 1960), p. 415.
O.I. Dahl, D. Miller, J.J. Murray et N. Horvitz, Nuovo Cimento 27,
342 (1963).
- DALI 60 R.H. Dalitz et S.F. Tuan, Ann. Phys. 10, 307 (1960).
- DAVI 67 D.H. Davis, S.P. Lovel, M. Csejthey-Barth, J. Sacton, G. Schorochoff
et M. O'Reilly, Nuclear Phys. B1, 434 (1967).
- EGID 73 T. von Egidy, G. Backenstoss, J. Egger, R. Hagelberg, G. Herrlander,
H. Koch, H.P. Povel, A. Schwitter et L. Tauscher, Pionic and muonic
transitions in liquid helium, à paraître.
- EHUF 72 a) T.E.O. Ericson et J. Hüfner, preprint CERN TH 1482 (1972).
b) T.E.O. Ericson et J. Hüfner, preprint CERN TH 1496 (1972).
c) T.E.O. Ericson, preprint CERN TH 1660 (1973).
- EISE 61 Y. Eisenberg et D. Kessler, Nuovo Cimento 19, 1195 (1961).

- ENDT 62 E.G. Fuller et E. Hayward *in* "Nuclear Reactions II" (Eds. P.M. Endt et P.B. Smith) (North Holland Publ. Co., Amsterdam 1962), p. 113.
- ERHU 72 T.E.O. Ericson et J. Hüfner, Nuclear Phys. 47 B, 205 (1972).
T.E.O. Ericson et J. Hüfner, Phys. Letters 40 B, 459 (1972).
- ERIC 66 M. Ericson et T.E.O. Ericson, Ann. Phys. 36, 323 (1966).
- ERSC 70 T.E.O. Ericson et F. Scheck, Nuclear Phys. B19, 450 (1970).
- EURO 59 European K⁻ Collaboration, Nuovo Cimento 14, 315 (1959).
B.D. Jones, B. Sanjeevaiah et J. Zakrzewski; P.G. Bizzeti,
J.P. Lagnaux et M. René; M.J. Beniston, S.A. Brown, E.H.S. Burhop,
D.H. Davis, D. Ferreira, E. Frota-Pessoa, W.B. Lasich et N.N. Raina;
M.C. Amerighi, A. Bonetti, M. Di Corato, C.C. Dilworth,
C.A. Fedrighini, E. Quercigh, A.E. Sichirollo et G. Vegni, Nuovo
Cimento 19, 1077 (1961).
- EVAN 61 D. Evans, B.D. Jones, B. Sanjeevaiah, J. Zakrzewski, M.J. Beniston,
V.A. Bull et D.H. Davis, Proc. Roy. Soc. A262, 73 (1961).
- FAES 72 M.A. Faessler, Thèse, Ruprecht-Karl-Universität, Heidelberg, non
publiée.
- FOXL 73 J. Fox, W.C. Lam, P.D. Barnes, R.A. Eisenstein, J. Miller, R. Sutton,
M. Eckhause, J. Kane, B.L. Roberts, R.E. Welsh, R.E. Segel,
D.A. Jenkins, R.J. Powers et R. Kunselman, Proc. Int. Conf. on
Nuclear Physics, Munich 1973, à paraître.
- FRIE 63 Z. Fried et A.D. Martin, Nuovo Cimento 29, 574 (1963).
- FRIC 69 B. Fricke, Z. Physik 218, 495 (1969).
B. Fricke, Nuovo Cimento 2, 859 (1969).
- GREE 70 R.G. Greenwood, R.G. Helmer et R.J. Gehrke, Nuclear Instrum. Methods
77, 141 (1970).
- HALL 67 D.C. Hall et R.G. Albridge, Nuclear Phys. A91, 495 (1967).
- HEAT 69 R.L. Heath, Proc. 1968 Int. Conf. Modern Trends in Activation
Analysis, Gaithersburg, Maryland, October 1968 (Nat. Bur. Std.,
Washington, 1969), Special publ. 312, vol. 2.
- HELI 60 Helium Bubble Chamber Collaboration Group (1960), Proc. Int. Conf.
High Energy Phys., Rochester, 1960 (Interscience, New York, 1960),
p. 426.
- HOFS 67 R. Hofstadter et H.R. Collard, Sect. 2, Landolt-Börnstein, Group I
Nuclear physics and technology, vol. 2, Nuclear radii (Springer
Verlag, Berlin, 1967).
- IACH 71 F. Iachello et A. Landé, Phys. Letters 35 B, 205 (1971).
- JARD 71 L.J. Jardine, UCRL 20476 (1971).
- JKOC 72 J.H. Koch et M.M. Sternheim, Phys. Rev. Letters 28, 1061 (1972).
- JONE 60 P.B. Jones, Phil. Mag. 3, 33 (1958); Phys. Rev. Letters 4, 35 (1960).

- KALL 55 G. Kallen et A. Sabry, K. Danske Vidensk, Selsk. Mat.-Fys. Medd. 29, 17 (1955).
- KIMH 68 J.K. Kim et F. von Hippel, Phys. Rev. Letters 20, 1303 (1968).
- KITT 66 W. Kittel, G. Otter et I. Wacek, Phys. Letters 21, 349 (1966).
- KKIM 64 J.K. Kim, Phys. Rev. Letters 14, 29 (1965); *ibid* 19, 1079 (1967).
- KNIG 64 W.L. Knight, F.R. Stannard, F. Oppenheimer, B. Richey et K. Wilson, Nuovo Cimento 32, 598 (1964).
- KOCH 69 H. Koch, Thèse, Université de Karlsruhe (TH) (1969), non publiée.
- KOCH 73 H. Koch, Externer Bericht, Institut für Experimentelle Kernphysik, Karlsruhe (1973).
- KREL 68 M. Krell et T.E.O. Ericson, Comp. Phys. 3, 202 (1969).
- KREL 69 M. Krell et T.E.O. Ericson, Nuclear Phys. B11, 521 (1969).
- KREL 71 M. Krell, Phys. Rev. Letters 26, 584 (1971).
- LEDE 67 G.M. Lederer, J.M. Hollander et I. Perlmann, Table of Isotopes (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1967).
- MAGN 57 L.B. Magnusson, Phys. Rev. 107, 161 (1957).
- MALS 70 C. von Malsburg, Thèse, Ruprecht-Karl-Universität-Heidelberg, non publiée.
- MALS 71 G. Backenstoss, H. Daniel, H. Koch, U. Lynen, Ch. von der Malsburg, G. Poelz, H.P. Povel, H. Schmitt, K. Springer et L. Tauscher, Phys. Letters 36 B, 403 (1971); Phys. Letters 43 B, 539 (1973).
- MANN 61 R.A. Mann et M.E. Rose, Phys. Rev. 121, 293 (1961).
- MART 69 B.R. Martin et M. Sakitt, Phys. Rev. 183, 1352 (1969).
- MART 70 A.D. Martin et G.G. Ross, Durham preprint. For compiled values, see G. Ebel, H. Pilkuhn et F. Steiner, Nuclear Phys. B17, 1 (1970).
- MOUL 71 J.W. Moulder, N.E. Carrett, L.M. Tucher, W.M. Bugg, G.T. Condo, H.O. Cohn et R.D. McCulloch, Nuclear Phys. B35, 332 (1971).
- MYHR 73 F. Myhrer, Phys. Letters 45 B, 96 (1973).
- PARA 69 T. Paradellis et S. Hontzeas, Nuclear Phys. A131, 378 (1969).
- PEGH 69 A. Peghaire, Nuclear Instrum. Methods 75, 66 (1969).
- POEL 68 G. Poelz, H. Schmitt, L. Tauscher, G. Backenstoss, S. Charalambus, H. Daniel et H. Koch, Phys. Letters 26 B, 331 (1968).
- POVE 71 H.P. Povel, communication privée.
- POVE 72 H.P. Povel, Thèse, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, KFK 1602 (mai 1972).
- REVA 70 J. Revai, Phys. Letters 33 B, 587 (1970).

- ROSE 58 M.E. Rose, Internal conversion coefficients (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1958).
- RUBI 68 W. Rubinson et K.P. Gopinathan, Phys. Rev. 170, 969 (1968).
- SCHR 72 U.E. Schröder, Acta Phys. Austriaca 36, 1235 (1969).
- SEKI 72 R. Seki, Phys. Rev. C, 5, 1196 (1973).
- SICK 73 I. Sick, Phys. Letters 44 B, 62 (1973).
- SPOU 65 G.D. Sprouse et S.S. Hanna, Nuclear Phys. 74, 177 (1965).
- TAUS 72 L. Tauscher, Recent results in π -mesonic atoms, Int. Seminar on π -meson nucleus interactions, Université Louis Pasteur, Centre de Recherches nucléaires, Strasbourg, 1971 (Centre de Recherches nucléaires, Strasbourg, 1972).
- UEHL 35 E.A. Uehling, Phys. Rev. 48, 55 (1935).
- WIEG 67 C.E. Wiegand et D.A. Mack, Phys. Rev. Letters 18, 685 (1967).
- WIEG 69 C.E. Wiegand, Phys. Rev. Letters 22, 1235 (1969).
C.E. Wiegand et R.H. Pehl, Phys. Rev. Letters 27, 1410 (1972).
- WIJE 71 C.E. Wiegand, J.M. Gallup et G.L. Godfrey, Phys. Rev. Letters 28, 621 (1972).
- WILK 59 D.H. Wilkinsson, Phil. Mag. 4, 215 (1958).
- WILL 64 W. Galbraith et W.S.G. Williams, High energy and nuclear physics data handbook (Rutherford High-Energy Lab., Chilton, Didcot, Berkshire, 1964), 2nd ed.
- WUWI 69 C.S. Wu et L. Willets, Annu. Rev; Nuclear Sci. 19, 527 (1969).
- WYCE 71 S. Wycech, Nuclear Phys. B28, 541 (1971).
- YAMA 66 T. Yamazaki et J.M. Hollander, Nuclear Phys. 84, 505 (1966).
- ZIEM 71 P. Ziemska, preprint Dubna E16064 (1971).



60277

Fig. 1 Graphiques des termes de la polarisation du vide qui interviennent dans le calcul de l'énergie des niveaux atomiques du kaon

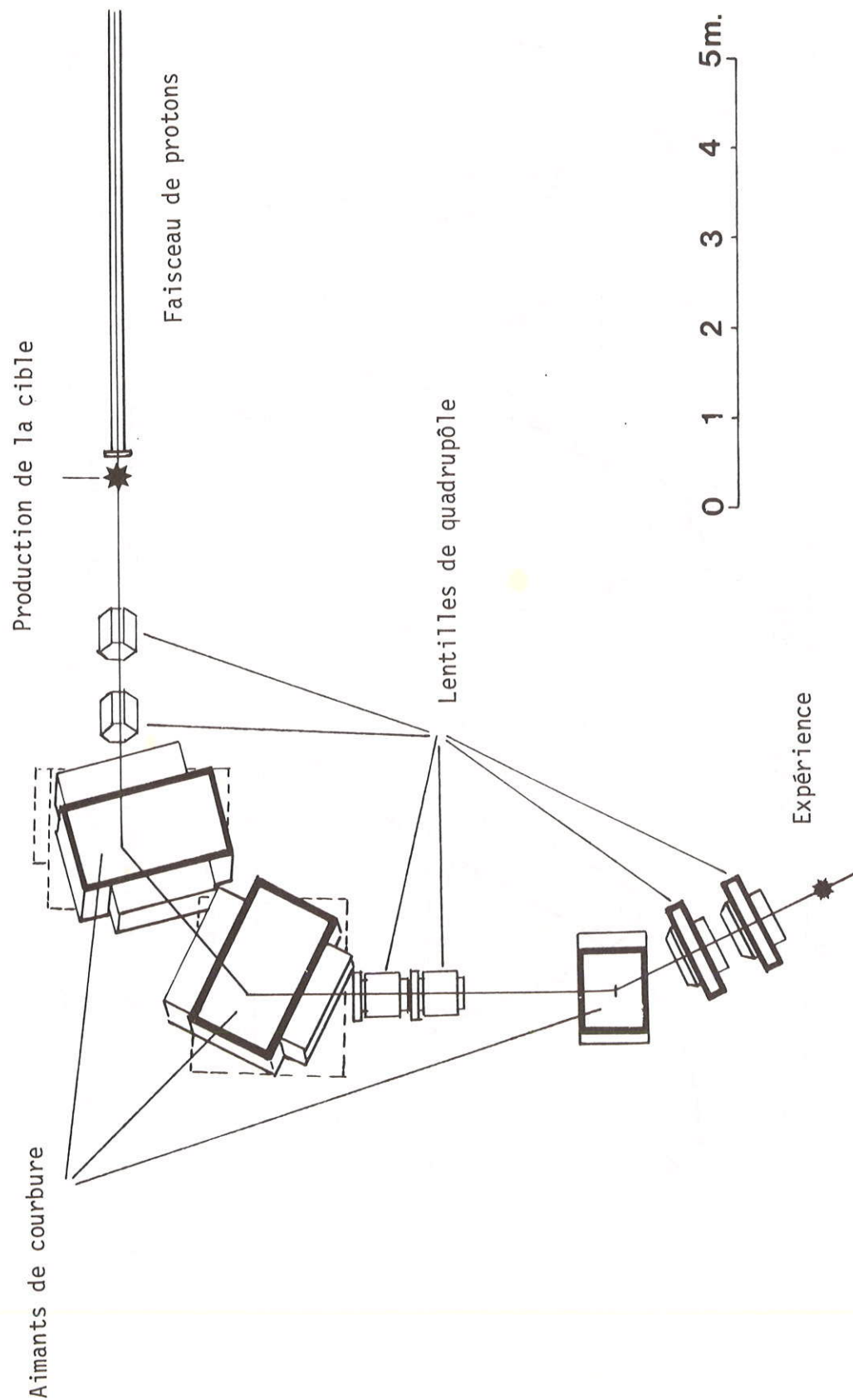


Fig. 2 Schéma en perspective du faisceau de K^- stoppés. Il part à 15° dans le plan vertical et redevient horizontal après le deuxième aimant.

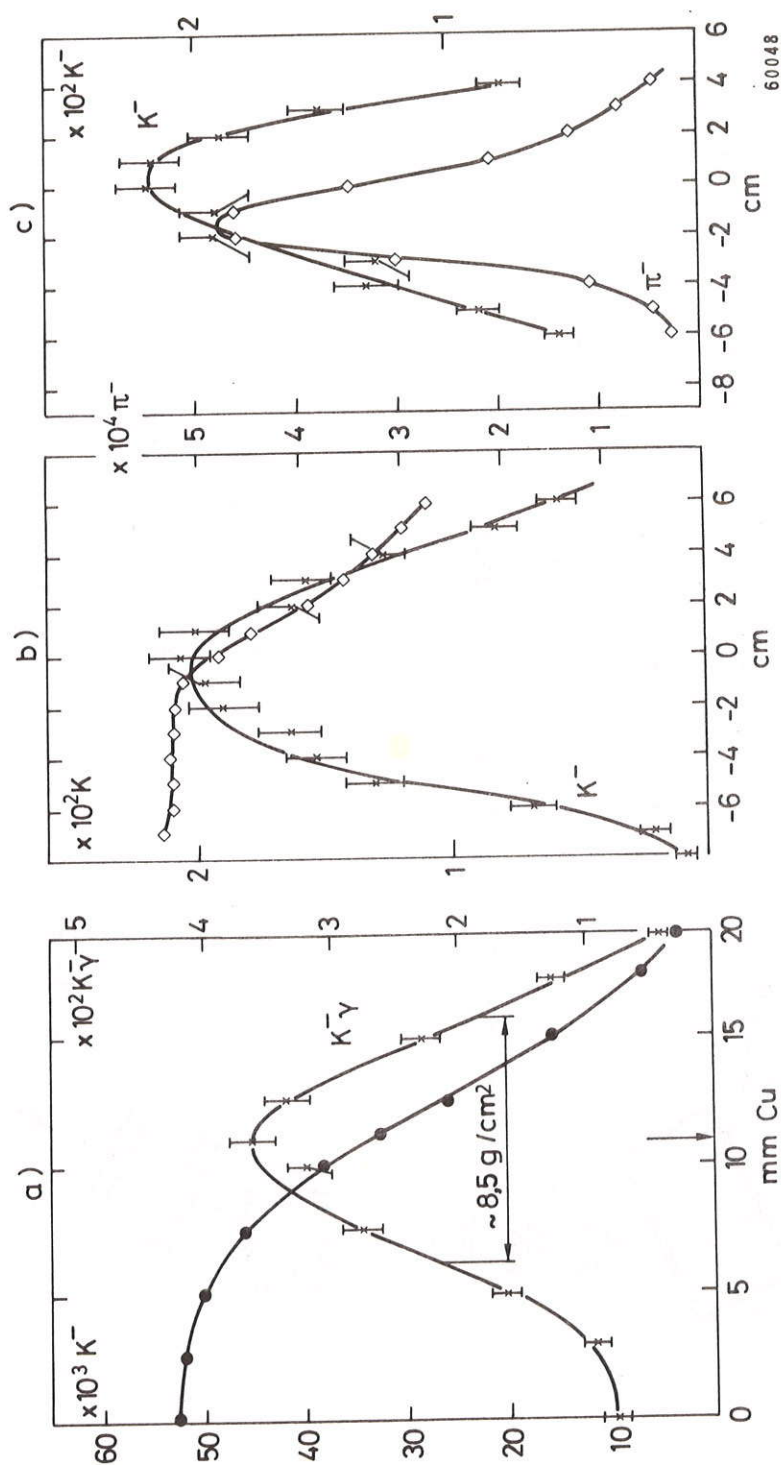


Fig. 3 Densité de kaons stoppés et de pions traversant la cible :

a) courbe de portée intégrée (K^-) et différenciée (coïncidence K^- et γ);

b) distributions des K^- et π^- respectivement verticales et horizontales mesurées en déplaçant un compteur de 1 cm^2 .

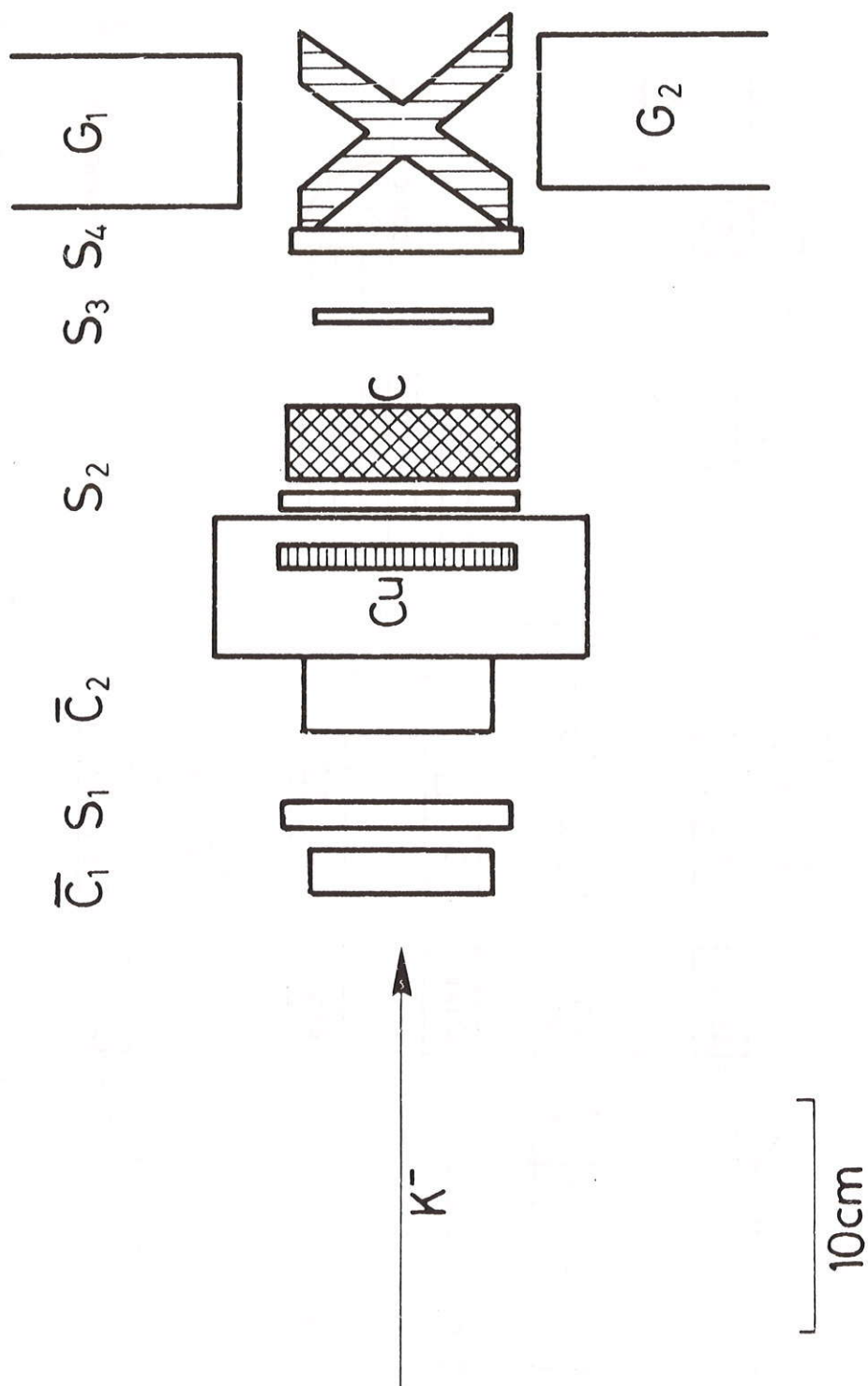


Fig. 4 Schéma du télescope : les S_1 sont des scintillateurs plastiques, C_1 un compteur Čerenkov à diffusion totale, et C_2 un compteur Čerenkov à seuil.

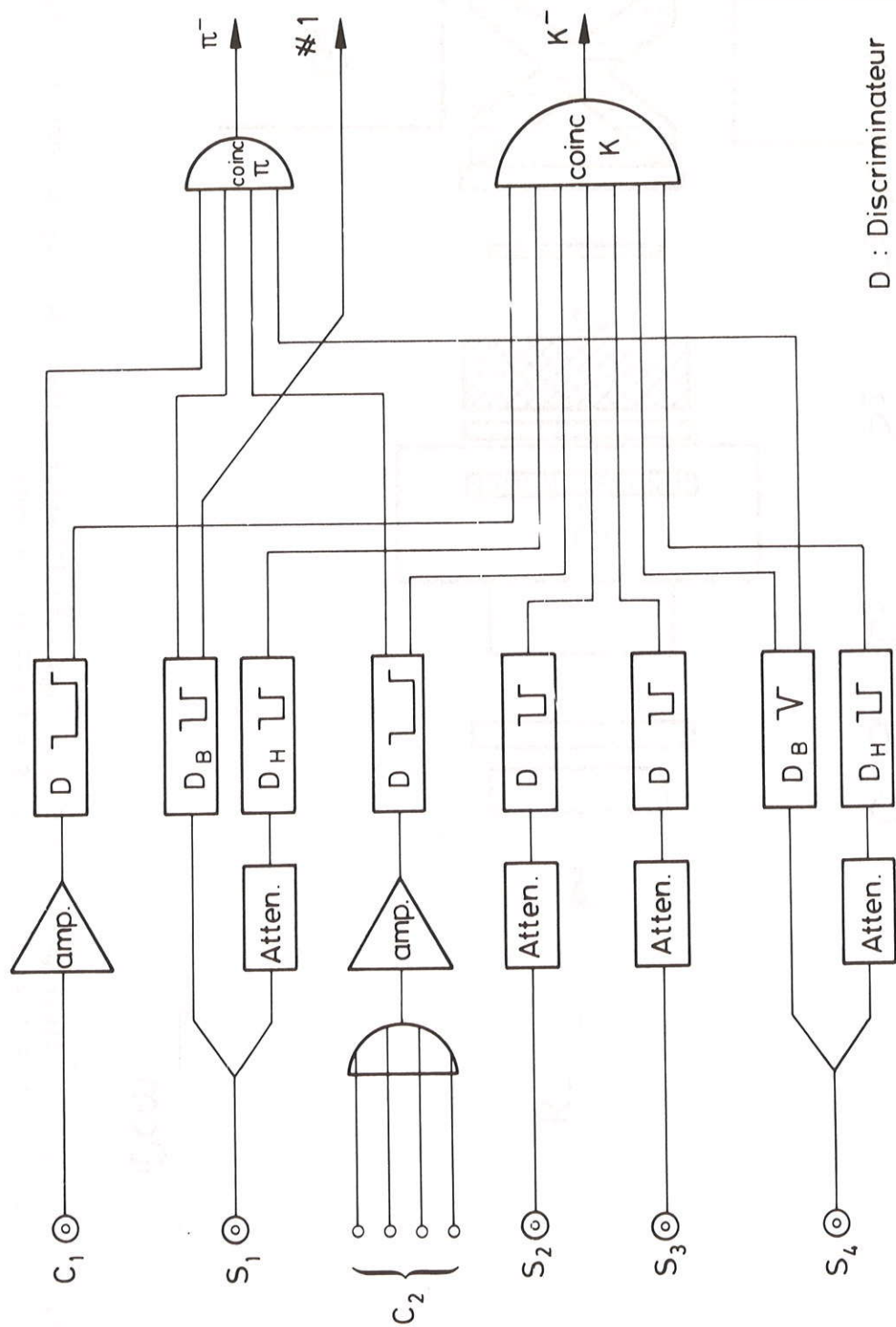


Fig. 5 Schéma électronique du télescope. Le compteur C_2 (parois recouvertes de peinture blanche) possède quatre photomultiplicateurs.

05009

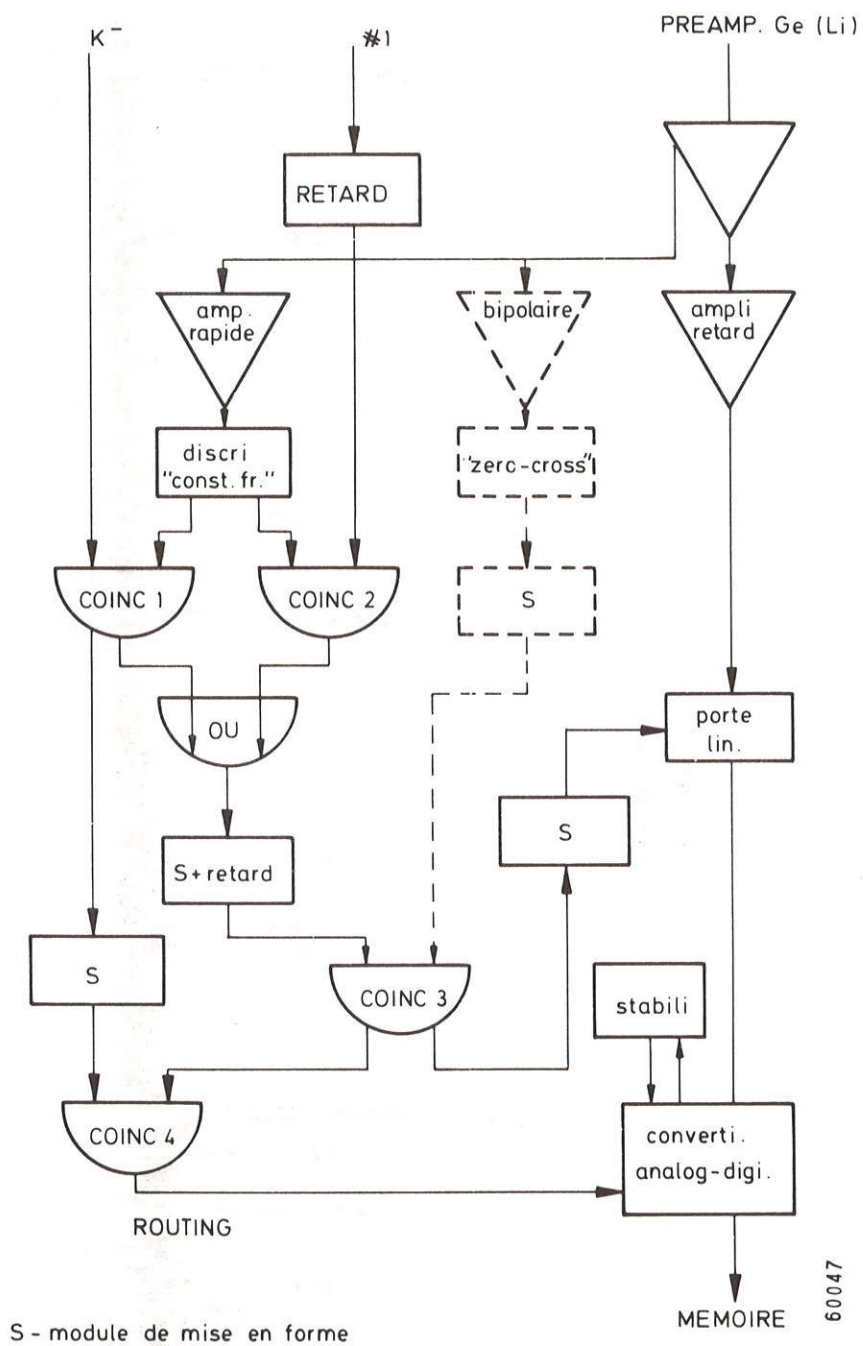


Fig. 6 Schéma électronique (voie rapide/voie lente) des détecteurs Ge-Li

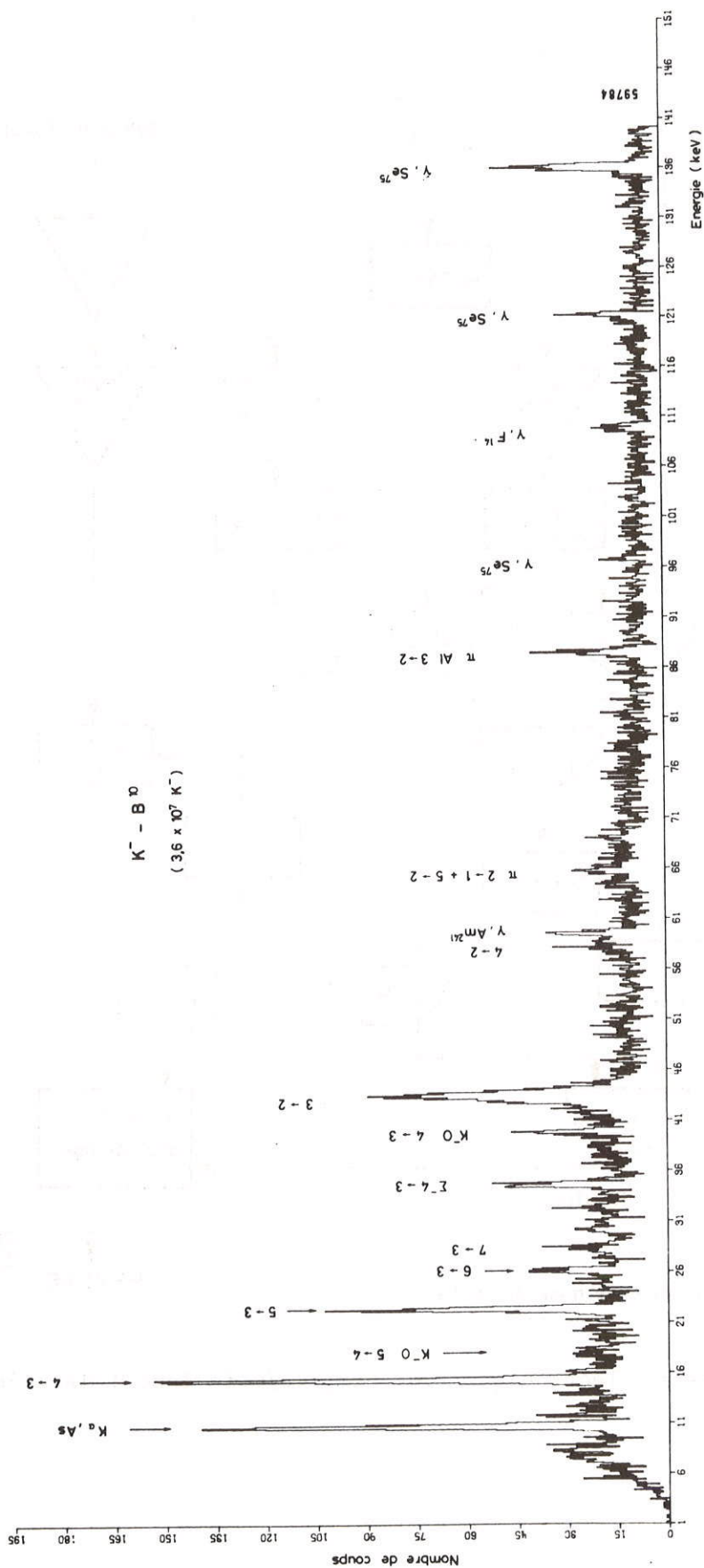


Fig. 7-17 Exemples de spectres d'étalonnage et de rayons X pour chaque cible. Le nombre de K^- donné est le nombre de "triggers" K^- .

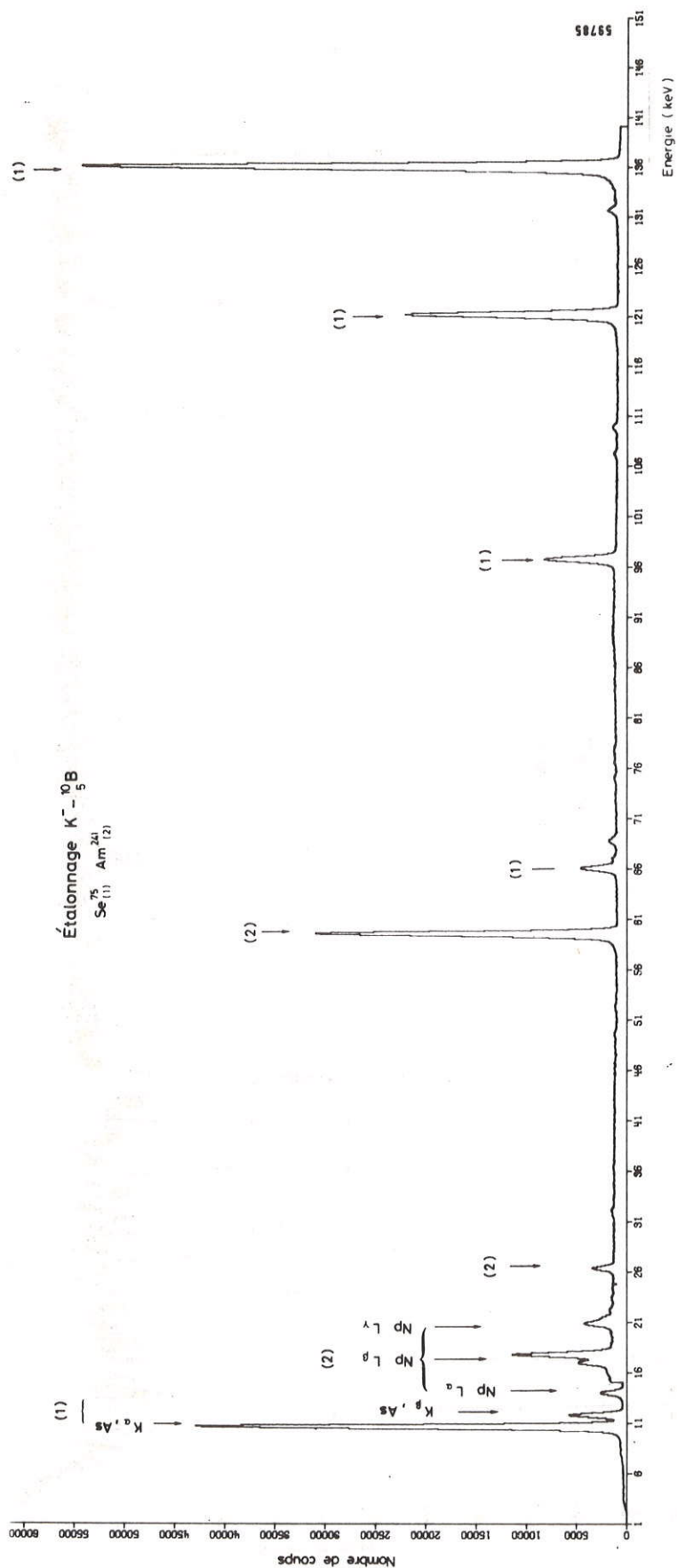


Fig. 8

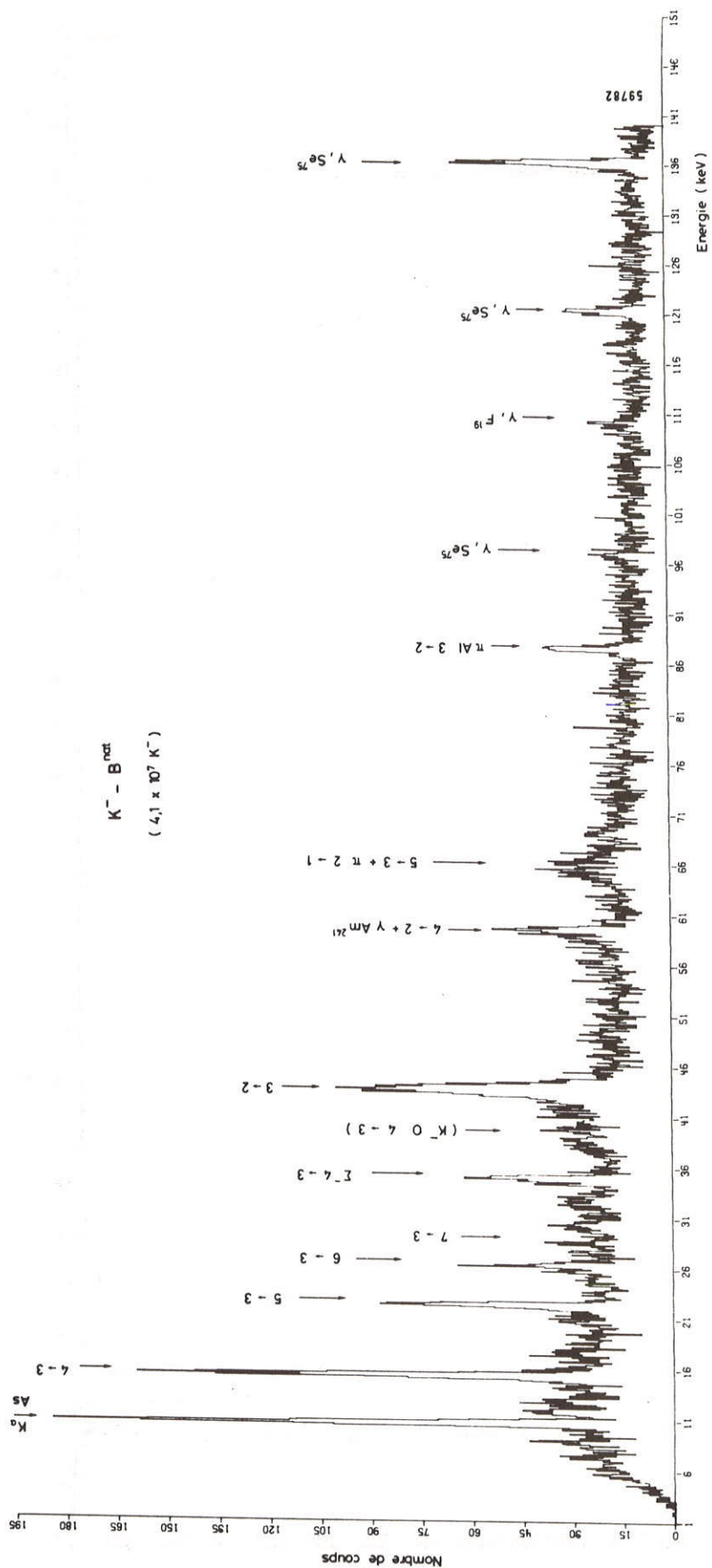


Fig. 9

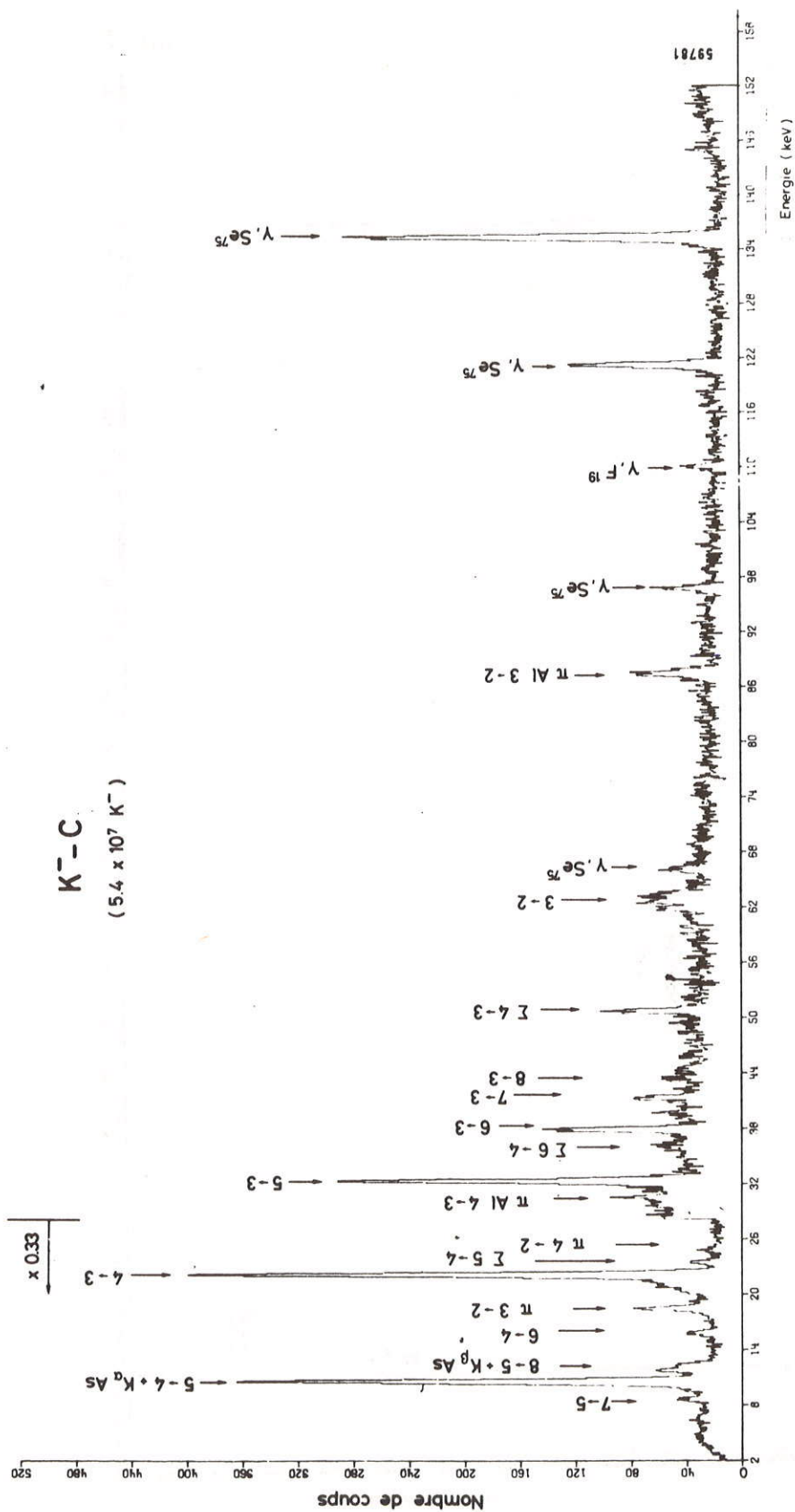


Fig. 10

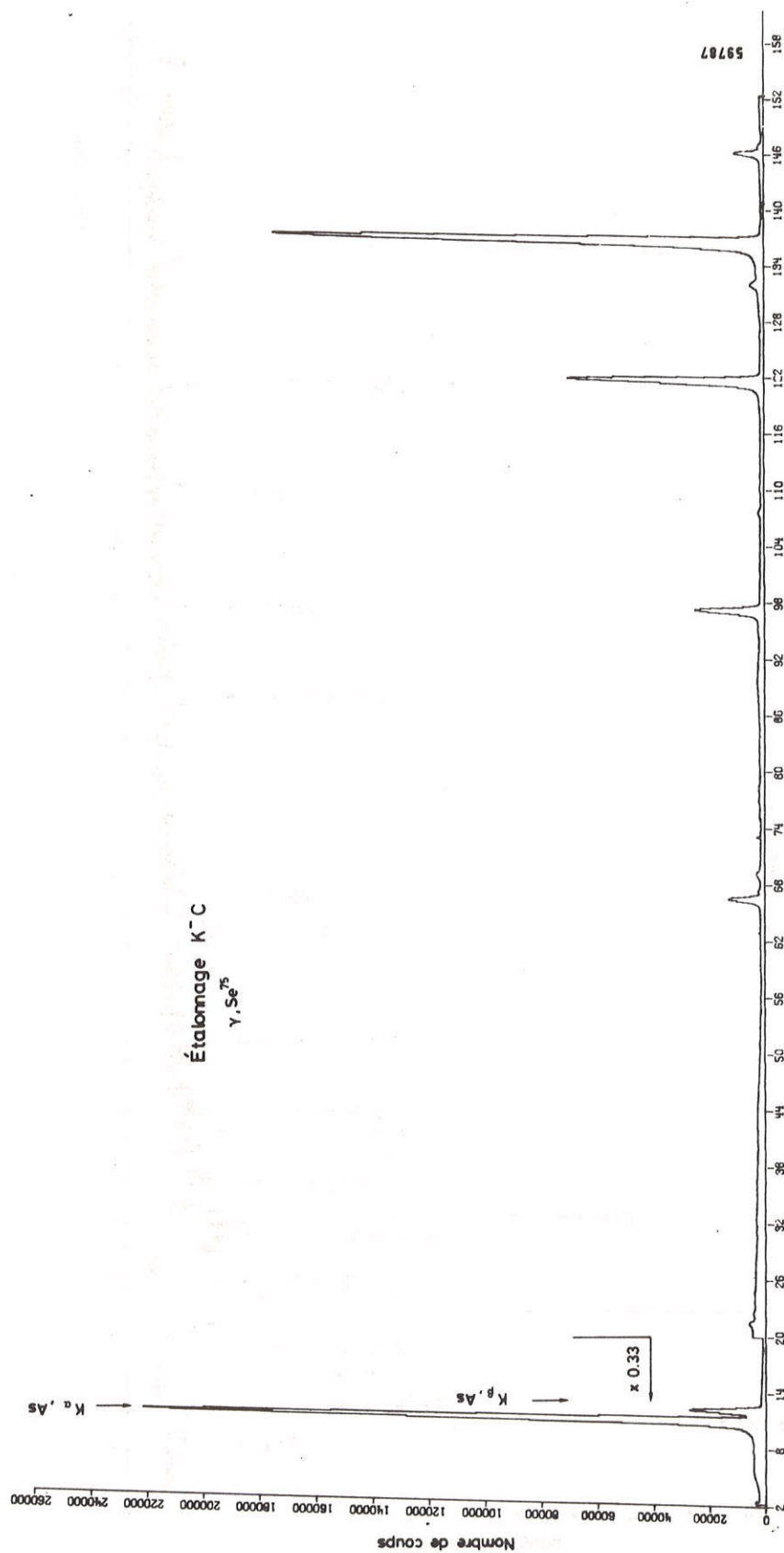


Fig. 11

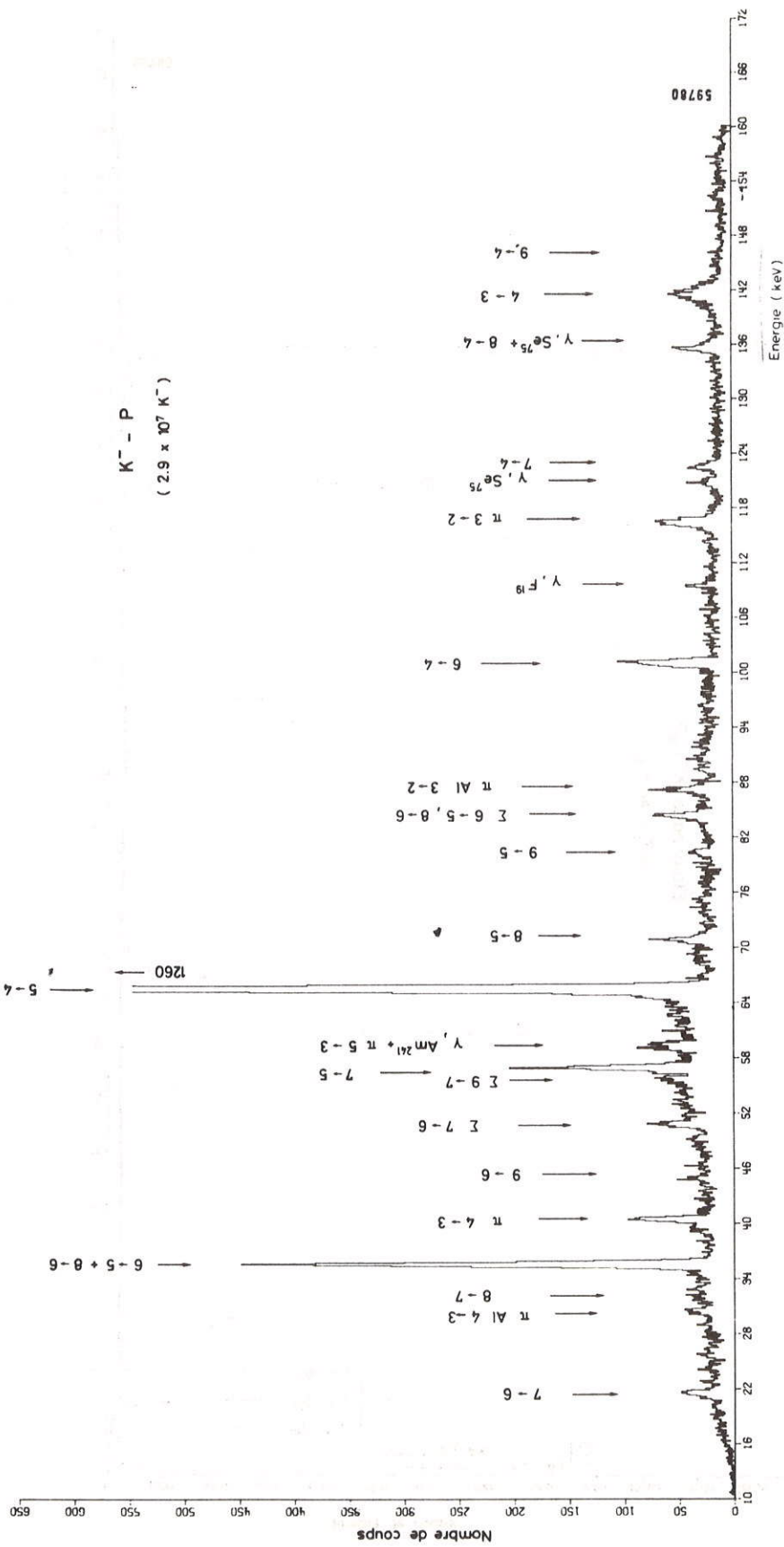


Fig. 12

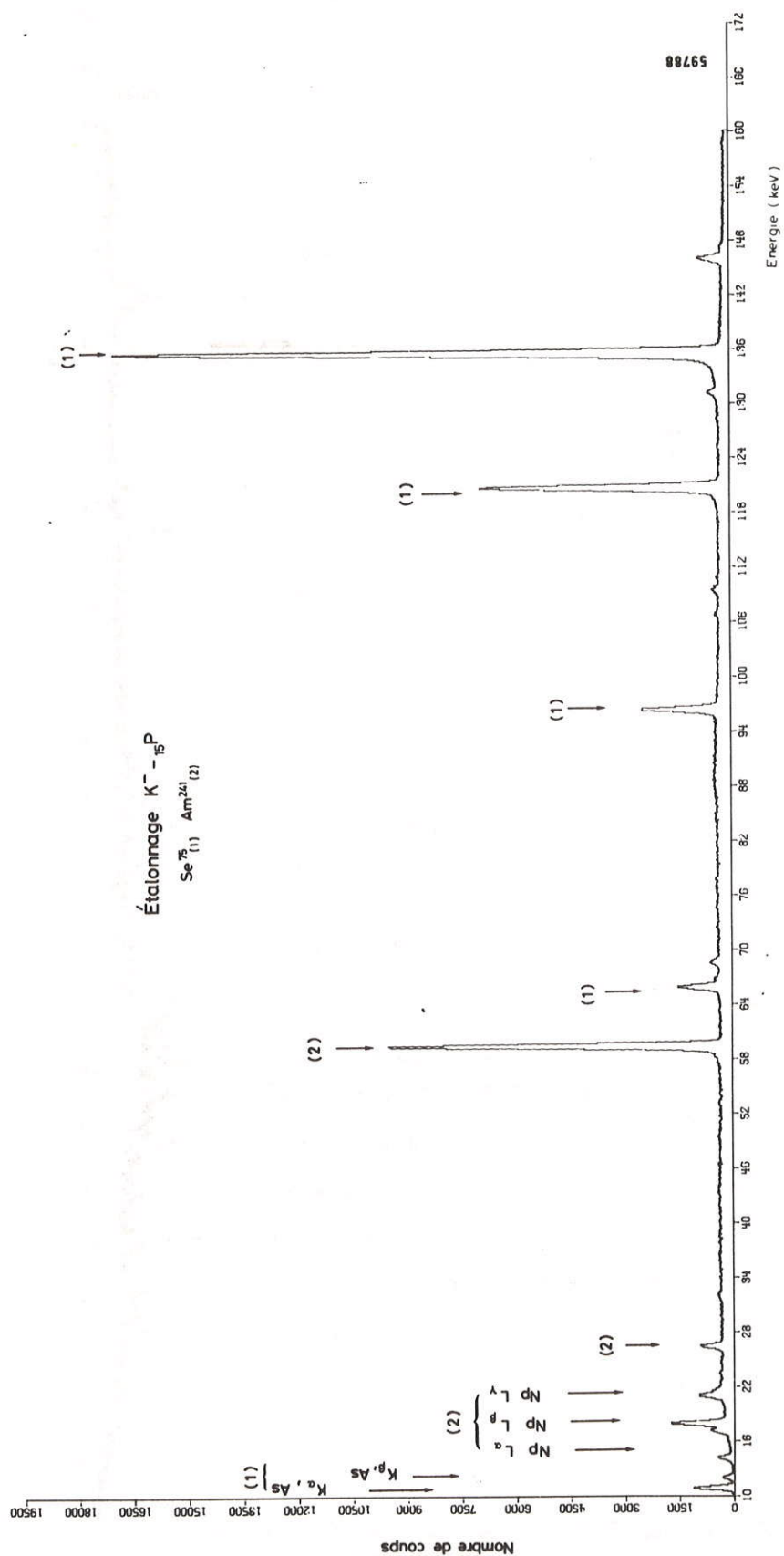


Fig. 13

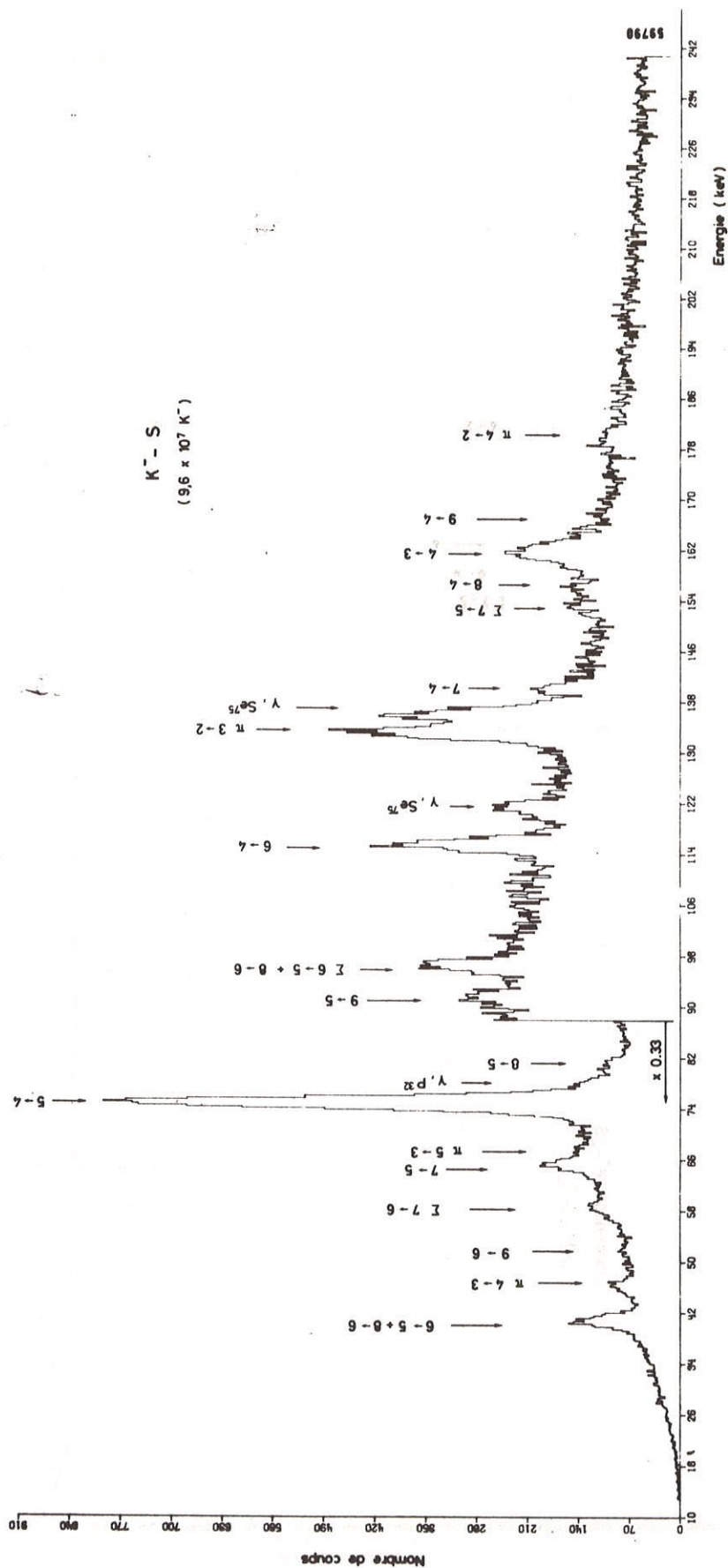


Fig. 14

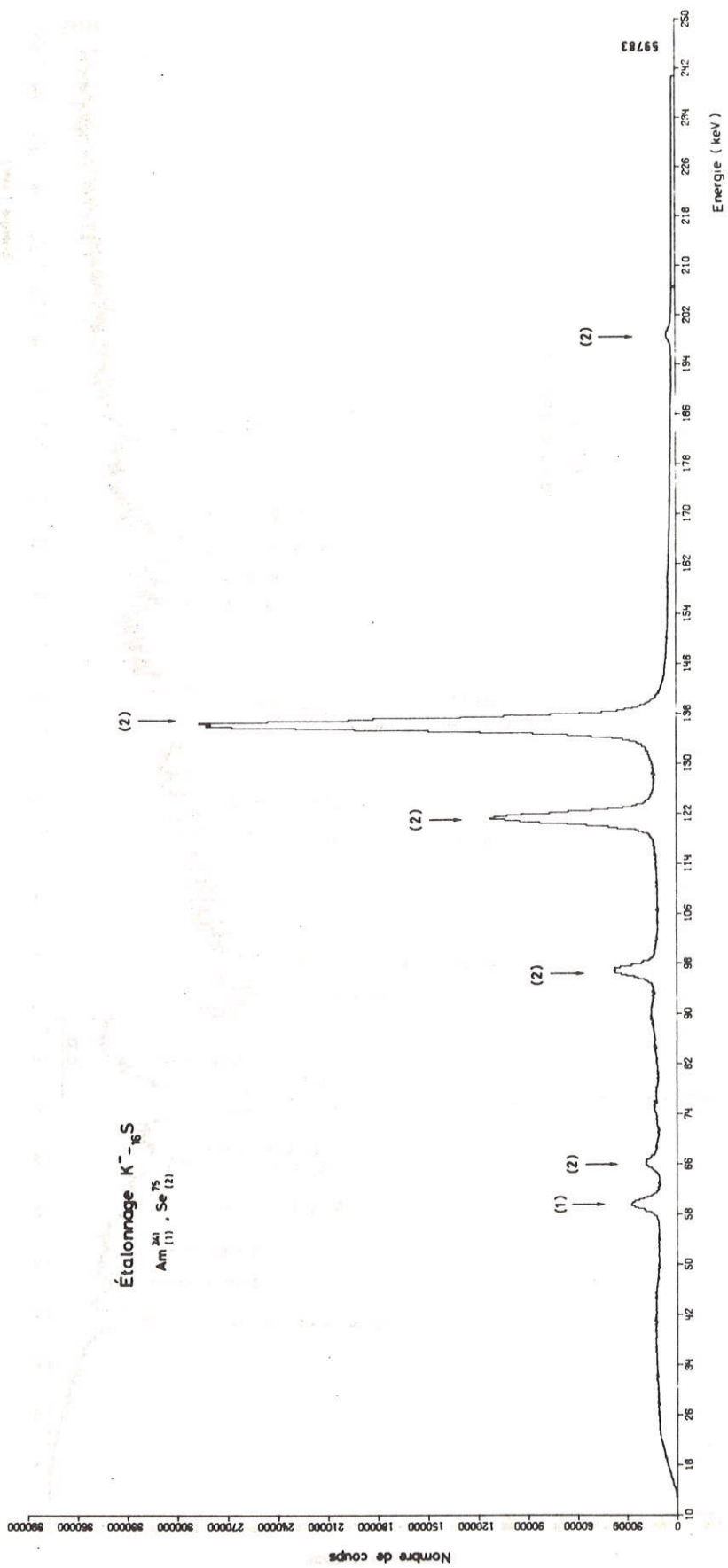


Fig. 15

Fig. 16

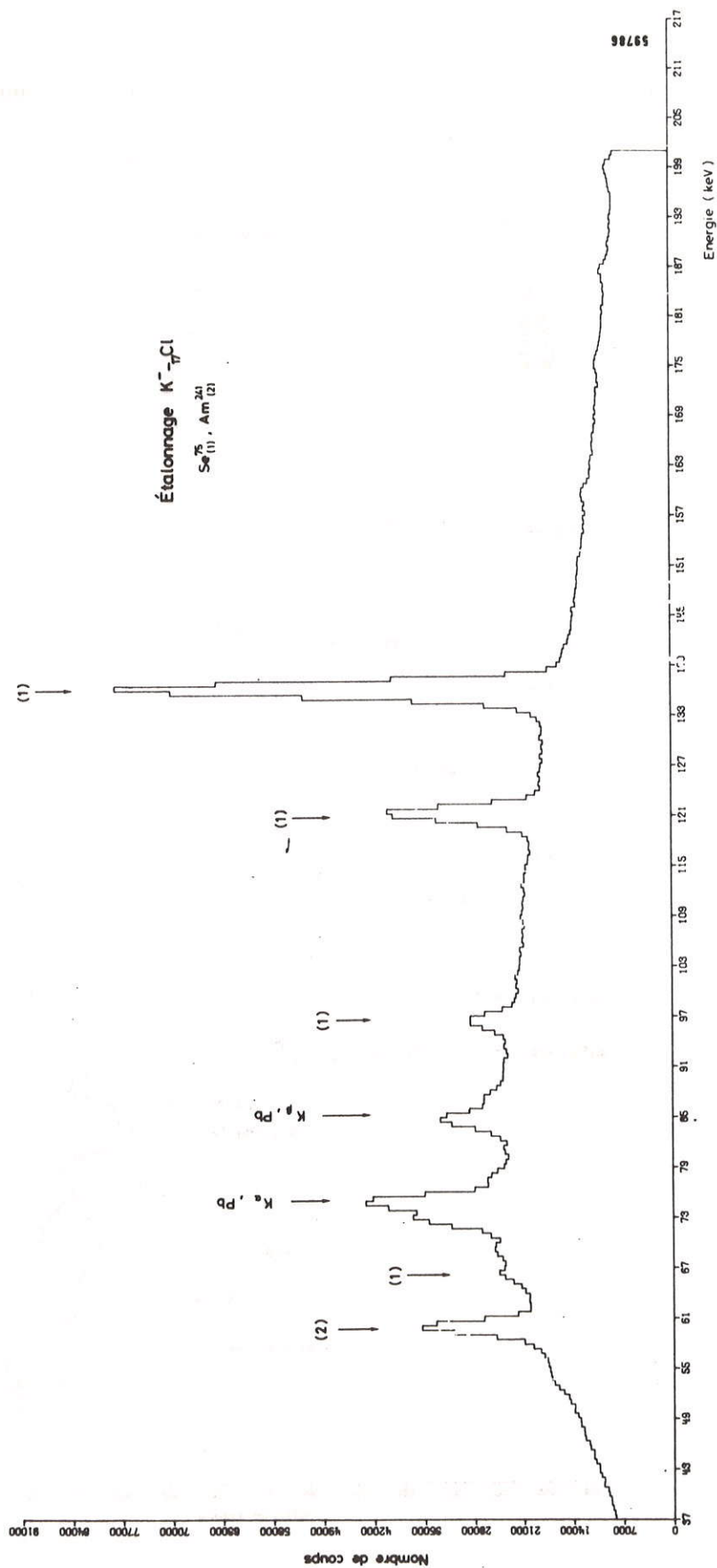


Fig. 17

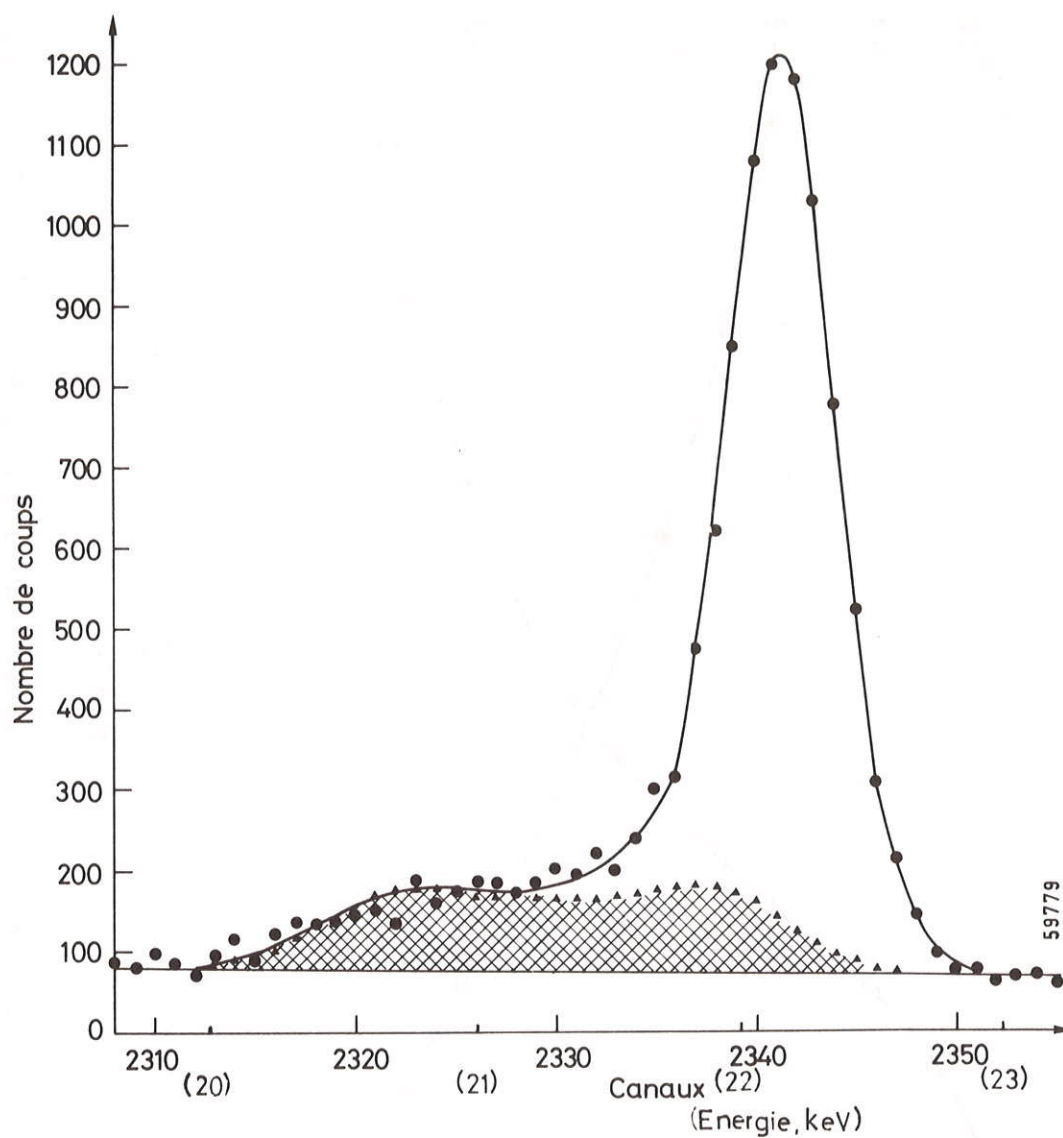


Fig. 18 Exemple de la contribution au fond de la diffusion Compton simple des γ de la transition (4f-3d) dans K^- -carbone. La zone hachurée représente le spectre des γ diffusés, calculé d'après l'Annexe.

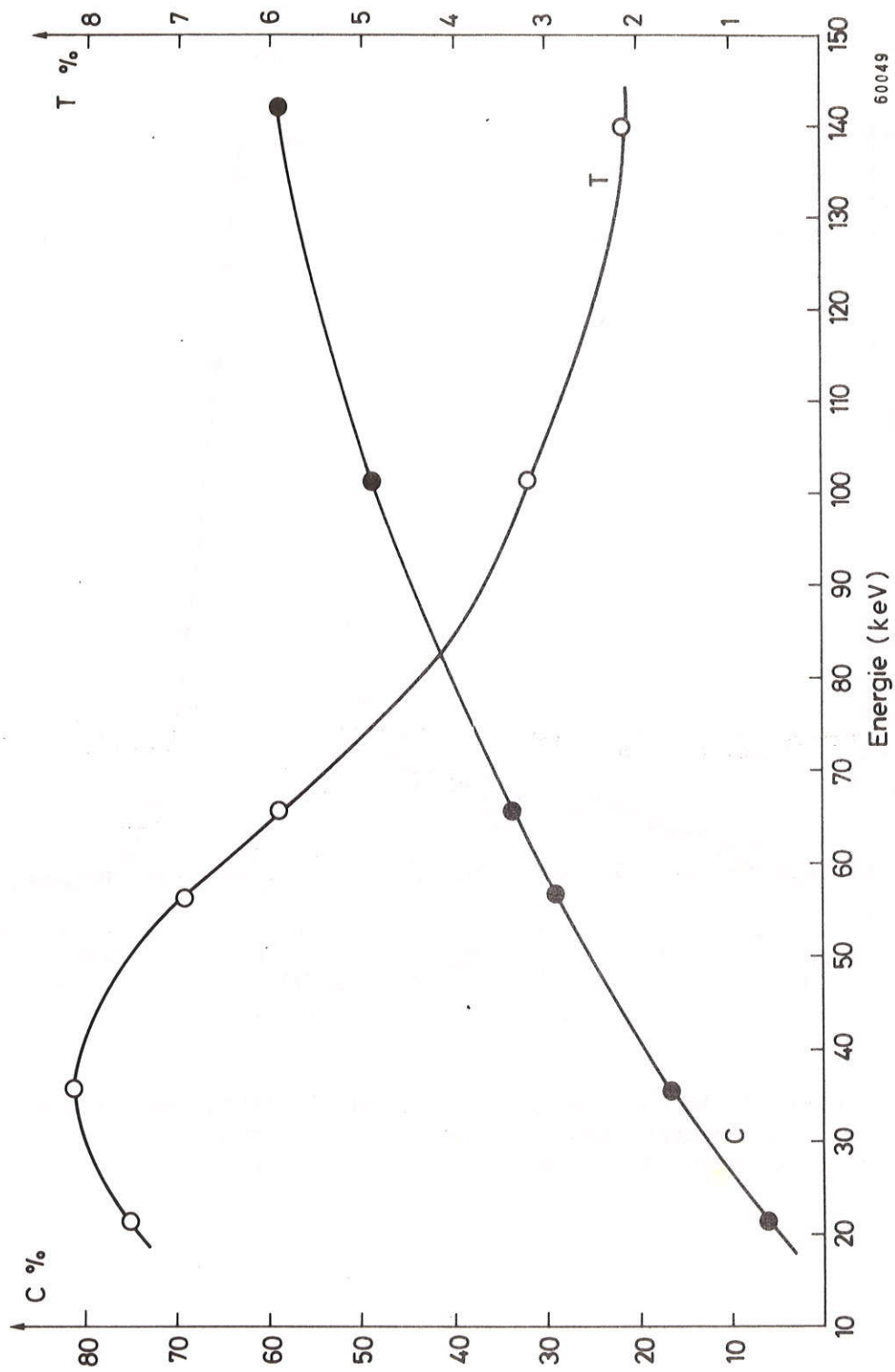


Fig. 19 Exemple pour ^{31}P , de la surface calculée (Annexe) en pourcentage de l'intensité d'une ligne, de la contribution au spectre des diffusions Compton simple C, et Thompson simple T, en fonction de l'énergie de la transition.

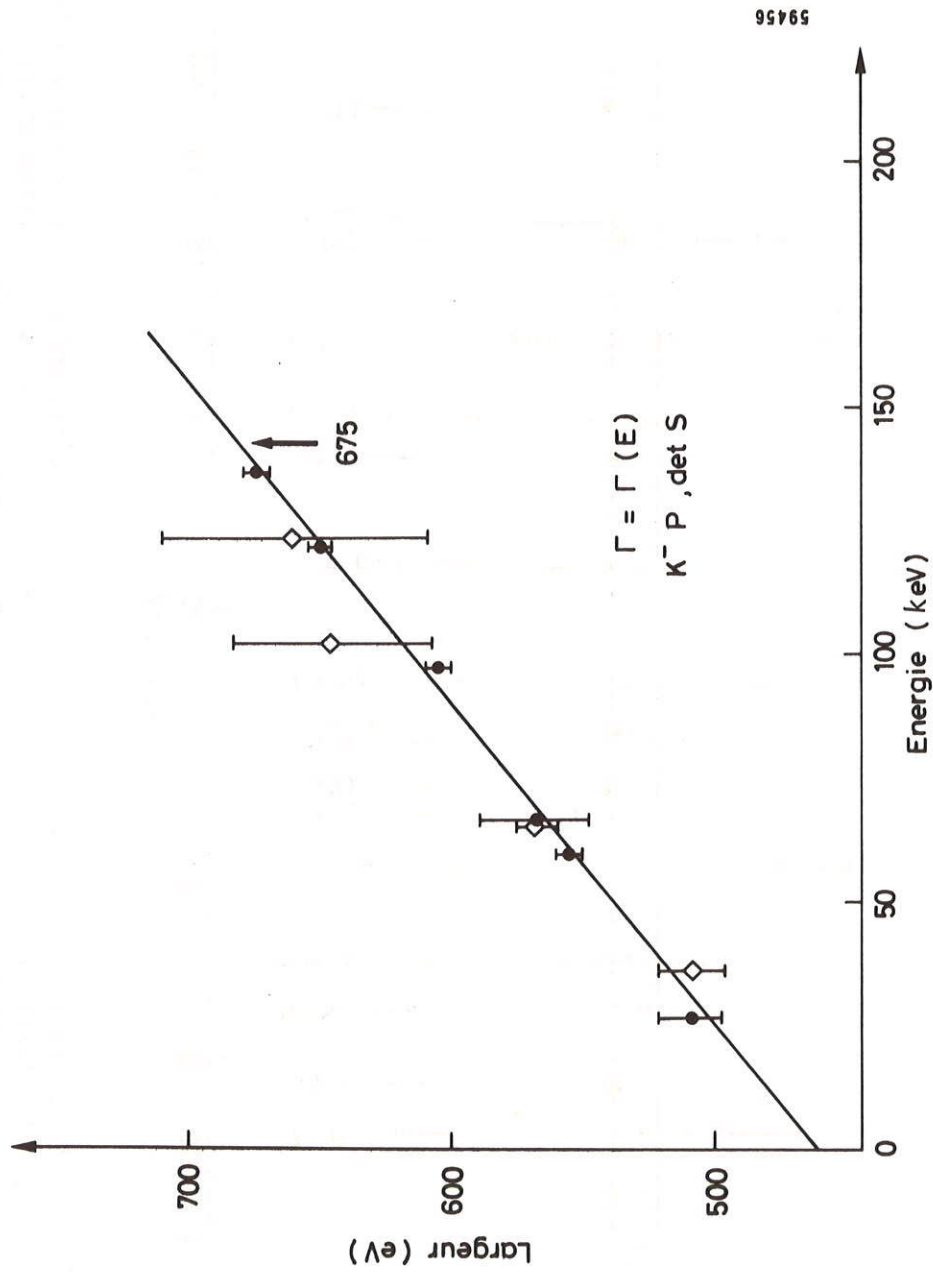


Fig. 20 Largeur expérimentale (^{31}P) des lignes dans le spectre d'étalonnage (points noirs) et dans le spectre de rayons X (losanges blancs) en fonction de l'énergie

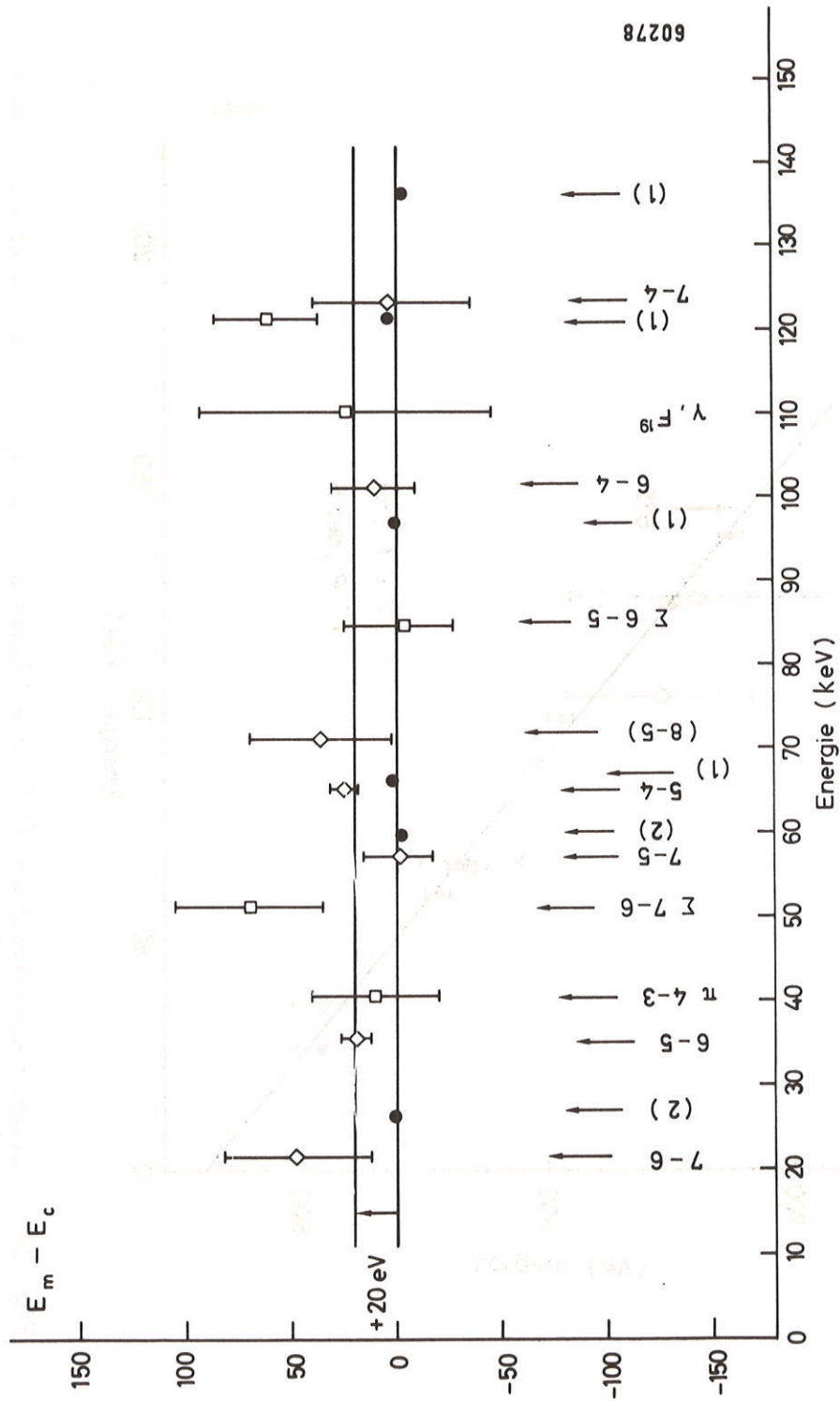


Fig. 21 Test de l'étalonnage. On voit pour les points noirs (étalonnage) les diffusions par rapport à la ligne 0 idéale de l'ajustement. Les losanges donnent la différence entre l'énergie obtenue par cet ajustement et l'énergie calculée (transitions non affectées par interaction forte) ou connue (γ nucléaires) des lignes du spectre de rayons X. +20 eV est la correction à appliquer pour la transition déplacée par interaction forte.

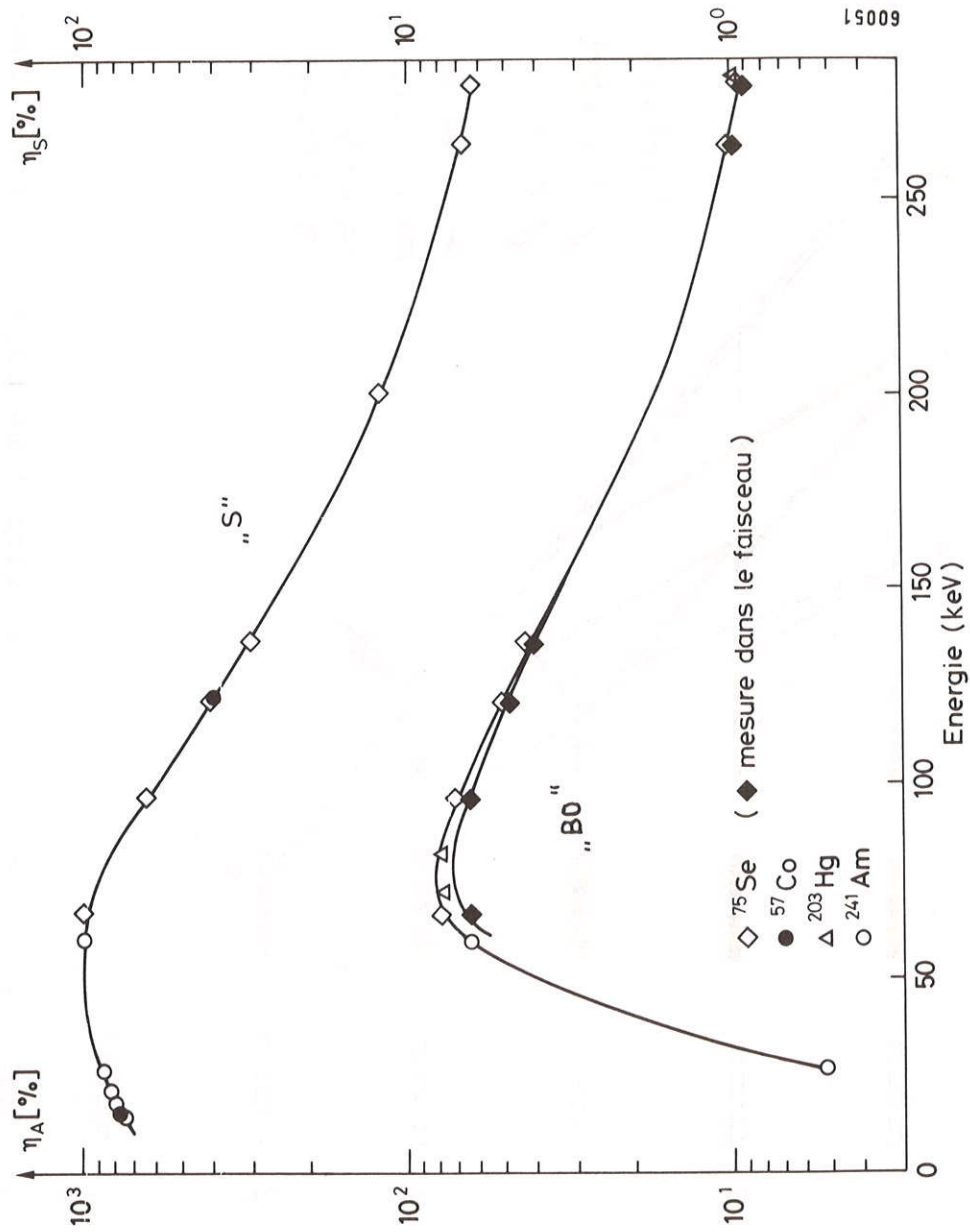


Fig. 22 Courbe d'efficacité relative pour deux détecteurs Ge-Li dans et hors du faisceau. S ne montre pas de différence entre ces deux situations.

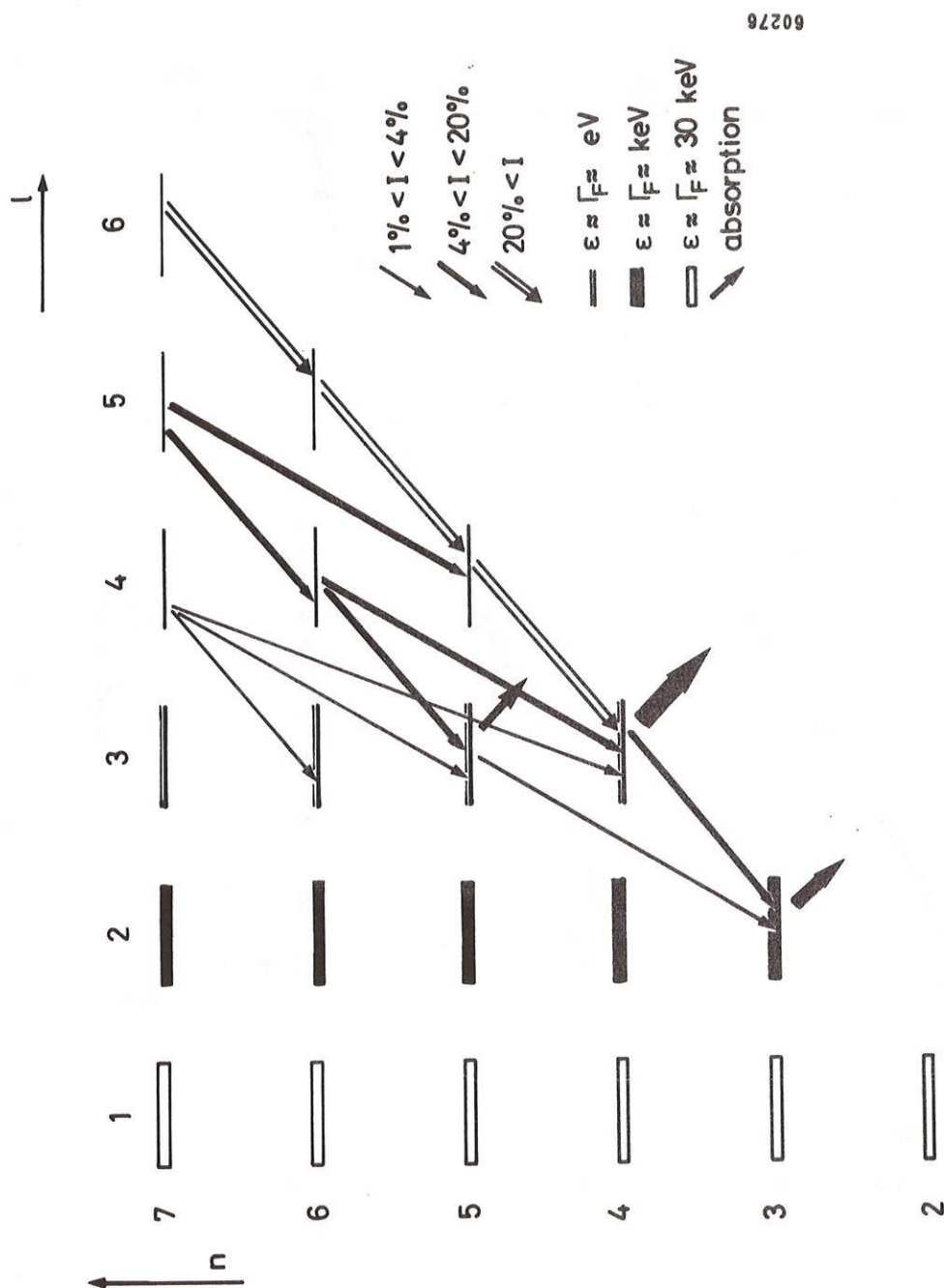
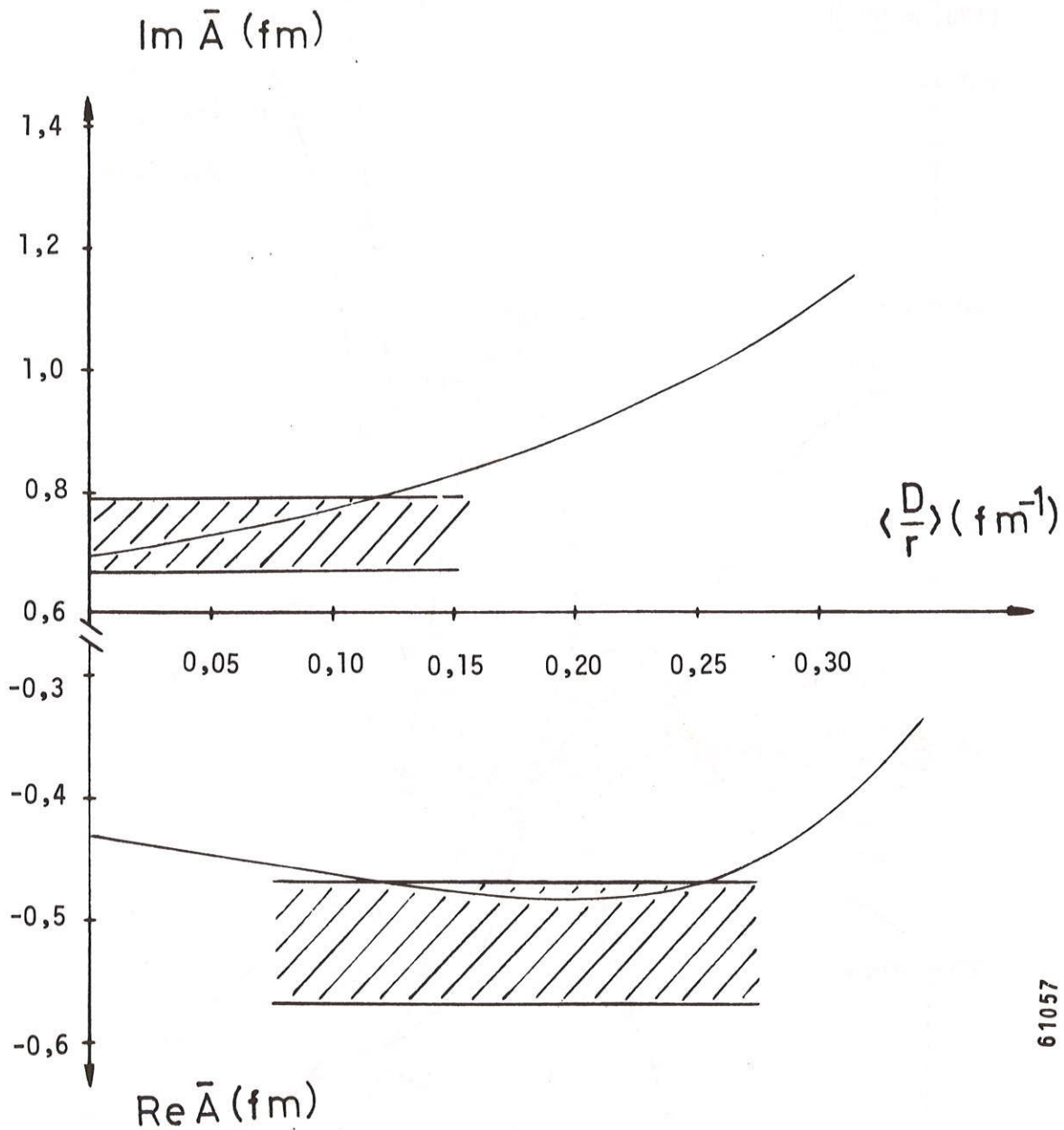


Fig. 23 Schéma de la cascade pour les dernières transitions pouvant être observées (^{31}P). L'ordre de grandeur des intensités est tiré du meilleur ajustement de cascade



61057

Fig. 24 Influence du paramètre $\langle D/r \rangle_{\text{cor}}$ (champ effectif dans le noyau) sur les longueurs de diffusion effectives calculées à partir des longueurs de diffusion libre ($\langle D/r \rangle_{\text{cor}} = 0$). Les zones hachurées représentent les erreurs expérimentales pour l'ajustement des solutions en perturbations.

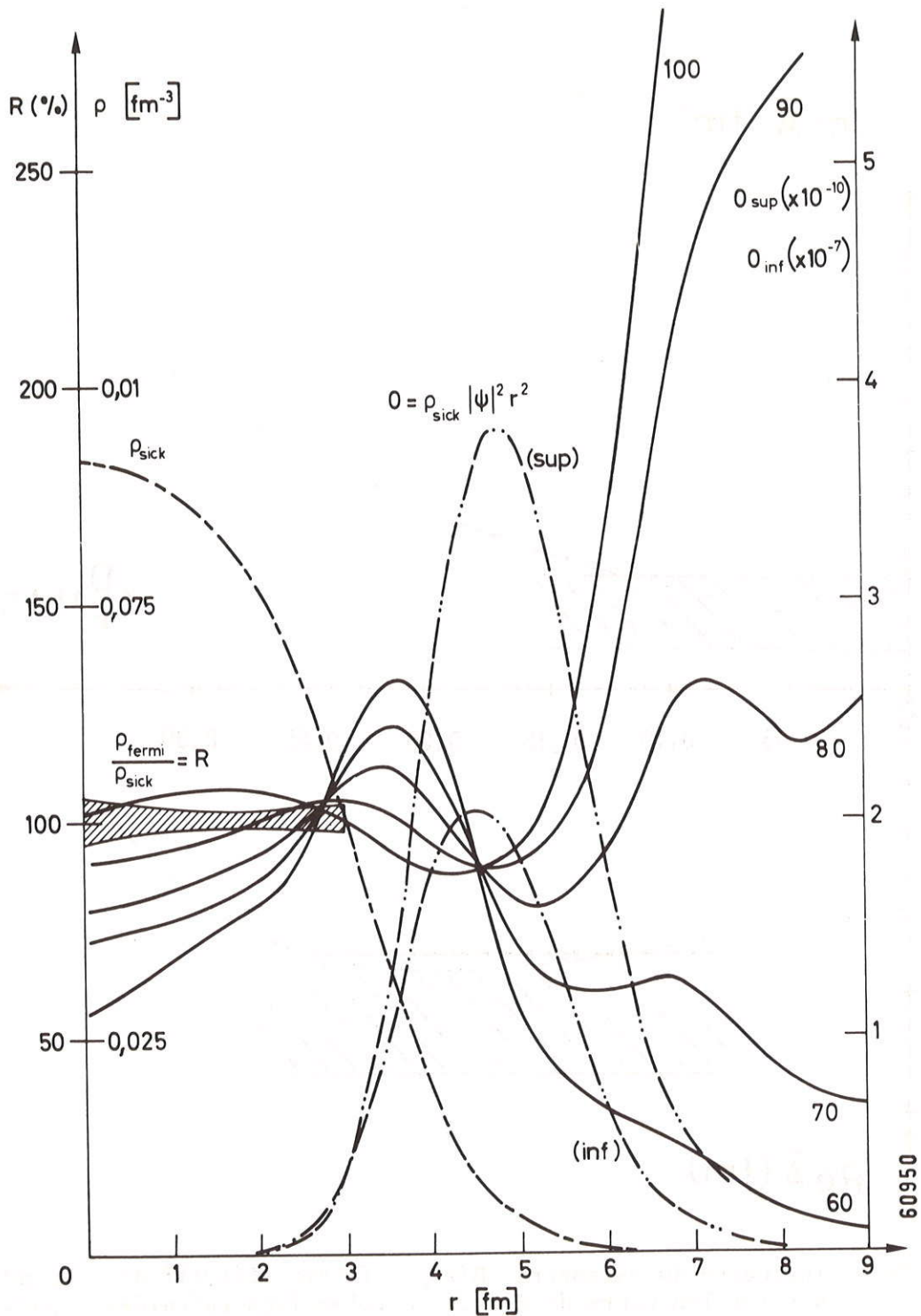


Fig. 25 ^{32}S — — — : répartition de nucléons de Sick (SICK 73);
 — · — : $\rho_{\text{sick}} |\psi|^2 r^2$ pour les deux niveaux intéressants
 (sup = 4f, inf = 3d); ψ obtenus en résolvant
 Klein-Gordon pour des valeurs des paramètres qui
 sont ajustées à l'expérience;
 — : rapport des densités des répartitions de Sick et
 Fermi pour des valeurs de t (largeur de la surface)
 diminuées de 0, 10, 20, 30 et 40%. La zone
 hachurée donne approximativement l'erreur des
 répartitions de Sick.

DIFFUSION COMPTON SIMPLE DANS LA CIBLE

Nous avons évalué le spectre des rayons X produits puis diffusés une fois dans la cible, par une intégration numérique sur les deux éléments de volume P, producteur en $\vec{x}$ et D, diffuseur en $\vec{y}$, chacun de côté c (fig. A). Si la densité en $\vec{x}$ de particules stoppées est $D(\vec{r})$, $D(\vec{r}) c^3$ particules sont produites dans le volume P. L'angle solide sous lequel l'élément en volume D est vu, est :

$$\Omega_p \simeq \frac{\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} c^2}{4|\vec{x} - \vec{y}|^2} \quad (A.1)$$

Si la distance entre $\vec{x}$ et $\vec{y}$ dans la cible (trait gras fig. A) est (xy) :

$$N_1 = D(\vec{r}) c^3 e^{-(xy)\sigma_{abs}(E_0)} \times \frac{\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} c^3}{4|\vec{x} - \vec{y}|^2} \quad (A.2)$$

γ vont traverser l'élément sur une longueur moyenne de $\sqrt[3]{6/\pi} c$, ce qui provoquera :

$$N_2 = N_1 \left\{ 1 - \exp \left[-\sqrt[3]{\frac{6}{\pi}} c C_{co}^{tot}(E) \right] \right\} \quad (A.3)$$

diffusions. $C_{co}^{tot}(E)$ est la section efficace totale de diffusion Compton. Si la norme de la section différentielle est donnée par

$$C_{co}^d(E, \alpha) = N \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \left\{ \frac{E}{E_0} + \frac{E_0}{E} - \sin^2 \alpha \right\} \quad (A.4)$$

avec

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \alpha)} \quad (A.5)$$

de telle façon que :

$$\int C_{co}^d(E, \alpha) 2\pi \sin \alpha d\alpha = 4\pi, \quad (A.6)$$

et que de D on voit le volume efficace du détecteur sous un angle solide Ω_D ,

$$N_3 = N_2 \Omega_D C_0^d(E, \alpha) \quad (A.7)$$

particules diffusées d'énergie E vont se diriger vers le détecteur. α est l'angle de diffusion ($\vec{x}-\vec{y}$, $\vec{y}-\vec{o}$) (fig. A). En allant de $\vec{y}$ à $\vec{o}$, les rayons X traversent encore (y_0) cm de cible (trait gras) pour arriver sur le détecteur dans une direction qui fait un angle θ avec l'axe du détecteur. Avec l'efficacité $\eta(E, \theta)$ du détecteur, on peut écrire la contribution du couple (PD) au spectre Compton. Ce sont :

$$N_4 = N_3 e^{-(y_0)\sigma_{abs}(E)} \eta(E, \theta) \quad (A.8)$$

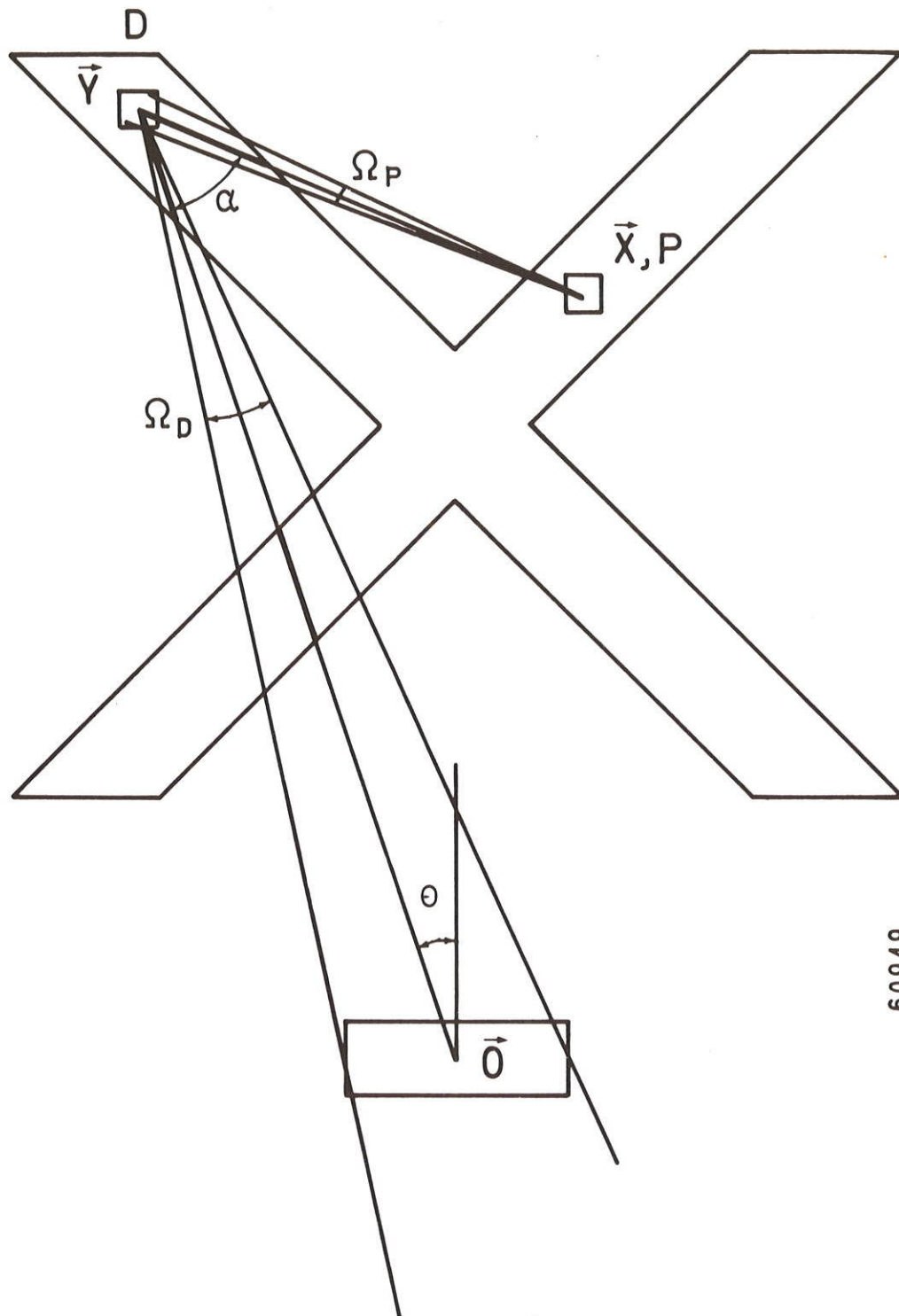
quanta d'énergie E . En sommant sur P et D , on obtient le spectre effectif de diffusion Compton simple dans la cible. Il faut remarquer qu'en remplaçant l'équation (A.4) par :

$$C_{to}^d = M(2 - \sin^2 \alpha) \quad (A.9)$$

C_{co}^{tot} par C_{to}^{tot} , la section efficace totale de diffusion élastique, et E par E_0 , la somme de l'équation (A.8) fournit la contribution au pic de la diffusion élastique simple. Enfin, si l'on pose :

$$N_3 = D(\vec{y}) C^3 \Omega_D ,$$

la somme de l'équation (A.8) donne la surface du pic observé, ce que le programme Target (éq. 55) calcule également.



60949

Fig. A

REMERCIEMENTS

Nous tenons à exprimer notre vive gratitude envers M. le professeur J.P. Blaser pour nous avoir permis de réaliser ce travail.

Sans l'hospitalité de la division NP du CERN, nous n'aurions pu présenter ces résultats qui sont le fruit du travail du groupe Karlsruhe-Heidelberg dirigé par M. le professeur G. Backenstoss, l'instigateur de cette étude. Nous le prions d'accepter l'expression de notre profonde reconnaissance. Nos très sincères remerciements vont également à MM. A. Bamberger, H. Koch, U. Lynen et L. Tauscher dont la collaboration fut très souvent sollicitée, de même qu'aux autres membres du groupe MM. les professeurs Soergel et I. Bergstrom, MM. H.P. Povel, H.G. Ritter et le regretté A. Schwitter. Nous ne voudrions pas oublier MM. N. Hassler, K. Rolli, P. Stoeckel et L. Bonnefoy dont la qualité du travail technique et l'assistance permanente ont permis le succès de l'expérience.

Qu'il nous soit également permis de remercier M. le professeur H.J. Leisi pour l'intérêt qu'il a toujours porté à ce travail et pour avoir accepté d'en être le co-rapporteur. Nous tenons aussi à exprimer notre gratitude envers M. le professeur H.J. Gerber qui a imaginé et organisé notre séjour au CERN.

"Last but not least", c'est autant pour leur gentillesse et leur patience, que pour la qualité de leur travail, que je voudrais remercier Mmes Lafouge, Estier et Melin, ainsi que leurs collègues du Service de dactylographie du CERN.

CURRICULUM VITAE

Je suis né le 20 août 1943 à Court où j'ai fait mes quatre années d'école primaire. Après cinq ans à l'école secondaire de Malleray-Bévilard, je suis entré au Gymnase municipal de Bienne. C'est en 1962 que j'y ai obtenu le brevet de maturité type C qui m'a permis de m'inscrire pour les cours de la section mathématique et physique à l'Ecole polytechnique fédérale de Zürich. En automne 1967, M. le professeur Blaser m'a donné la possibilité, dans le cadre du groupe de spectroscopie de M. le professeur H.J. Leisi, d'effectuer le travail nécessaire pour obtenir le diplôme de physicien. J'ai ensuite été engagé par M. le professeur Blaser comme assistant de l'EPFZ dans le groupe du Professeur H.J. Gerber qui commençait à travailler pour l'Institut suisse de Recherche nucléaire et j'ai pu me rendre en 1968 au CERN pour collaborer comme visiteur aux recherches du groupe CERN-Karlsruhe-Heidelberg du Professeur Backenstoss et effectuer les mesures décrites dans ce travail.

Pour te dire que tu es aussi
responsable que moi des crimes (contre
la science) qui sont faits dans ces 85
pages.

John