HAL
open science

Etude de l'émission de neutrons retardés par la méthode de temps de vol : applications à 49 K, 50 K et 51 K

Jalil Rachidi

▶ To cite this version:

Jalil Rachidi. Etude de l'émission de neutrons retardés par la méthode de temps de vol : applications à 49 K, 50 K et 51 K. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1983. Français. NNT : . tel-00395855

HAL Id: tel-00395855
https://theses.hal.science/tel-00395855

Submitted on 16 Jun 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CERN BIBLIOTHEQUE
02 AVR. 1984
REPLACEMENT

C.R.N.

rches nucléaires de Strasbourg

N° d'Ordre
1498
CRN/PN 83-20

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3 ème CYCLE
Spécialité: Physique Nucléaire

par

Jalil RACHIDI

ETUDE DE L'EMISSION DE NEUTRONS RETARDES PAR LA METHODE DE TEMPS DE VOL. APPLICATIONS A ^{49}K, ^{50}K ET ^{51}K.

CERN LIBRARIES, GENEVA
CM-P00050336

Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

7037 STRASBOURG-CEDEX FRANCE

Thesis-1983-Rachidi

N° d'ordre
1498

CRN/PN 83-20

THESE

presentée

A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE

DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3ème CYCLE

Spécialité: Physique Nucléaire

par

Jalil RACHIDI

ETUDE DE L'EMISSION DE NEUTRONS RETARDES PAR LA METHODE DE TEMPS DE VOL. APPLICATIONS A ^{49}K, ^{50}K ET ^{51}K.

Soutenue le 26 Avril 1983 devant la Commission d'Examen

MM. P.CHEVALLIER	*Président*
J.C.SENS	*Examinateurs*
A.KNIPPER	
G.WALTER	

ulp

UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR
STRASBOURG I

ÉDITION JANVIER 1982

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE CNRS ET INSERM

Président	Professeur	F.MARCOUX
Vice-Présidents	Professeur	Ph.ROPARTZ
	Professeur	H.DURANTON
Présidents honoraires	Professeurs	G.OURISSON - P.KARLI
Secrétaire Général	Monsieur	G.KIEHL

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales	:	Directeur	**Marc DORNER**
U.E.R. des Sciences Biomédicales	:	Directeur	**André KIRN**

Doyens honoraires : J.CALLOT - J.CLAVERT - Fr.ISCH.

Professeurs honoraires : A.BASSET - J.BENOIT - J.CALLOT - J.CLAVERT - E.FORSTER - G.GREINER - Ch GROS - A.JUNG - P.MANDEL - H.METZGER - P.MULLER - A.ROHMER - F.SCHMID - E.SCHNEEGANS - J.SEROR - J.STAHL - J.VEDRINE - P.VINTEMBERGER - J.WARTER - G.WINCKLER.

Professeurs :

M.ADLOFF	Chirurgie générale
N.APROSIO	Anatomie et Organogénèse
Cl.ARON	Histologie
L.ASCH	Rhumatologie
A.BATZENSCHLAGER	Anatomie Pathologique
P.BEYER	Clin.de Pédiatrie et Puériculture
P.BLOCH	Radiologie
R.BLOCH	Pharmacologie
R.BOCKEL	Hépatologie, Gastro-entérologie
Cl.BOLLACK	Urologie
A.BRINI	Ophtalmologie
A.BRONNER	Clin. Ophtalmologique
F.BUCHHEIT	Neurochirurgie
P.BUCK	Clin.Chirurgicale des Enfants
G.BURGHARD	Clin.et Prophylaxie de la Tuberc.
P.CHAMBON	Biochimie
J.CHAMBRON	Physique biologique
M.CHAMPY	Stomatologie
A.CHAUMONT	Médecine légale et Méd.Sociale
M.COLLARD	Neurologie
C.CONRAUX	Oto-Rhino-Laryngologie
P.DELLENBACH	Gynécol. et Obstétrique
M.DORNER	Clin. Médicale B
R.EBTINGER	Psychiatrie infantile
M.FABRE	Histologie
L.FINCKER	Clin. Médicale B
R.GANDAR	Clin.Gynécol.et Obstétricale
P.GAUTHIER-LAFAYE	Anesthésiologie
J.GRENIER	Chirurgie générale
E.GROSSHANS	Clin.Dermatol.et Syphiligraphique
P. HABEREY	Physiologie
J.HERAN	Méd.et Chir.Expérim.et Comparée
L.HOLLENDER	Chir.Digestive et Générale
J.L.IMBS	Pharmacologie
Fr.ISCH	Rééducation fonctionnelle
L.ISRAEL	Psychiatrie d'Adultes
H.JAHN	Néphrologie
J.JUIF	Pédiatrie et Puériculture
Th.KAMMERER	Clin. Psychiatrique
P.KARLI	Neurophysiologie
B.KELLER	Clin.Gynécol.et Obstétricale
F.KEMPF	Radiologie
I.KEMPF	Orthopédie et Traumatologie
R.KIENY	Pathol.et Clin.Séméiol.Chir.
A.KIRN	Virologie
J.G.KORITKE	Anatomie Normale
M.KREMER	Parasitol.et Pathol.tropicale
D.KURTZ	Neurologie
G.LANG	Orthop.et Traumatologie
J.LAVILLAUREIX	Hygiène
Y.LEGAL	Anatomie pathologique
J.M.LEVY	Pédiatrie, Génétique médicale
J.M.MANTZ	Réanimation Médicale
F.MARCOUX	Médecine du Travail
J.MARESCAUX	Histologie
Ch.MARX	Physiologie
S.MAYER	Hématologie
J.MEHL	Médecine du Travail
G.METHLIN	Physique biologique
B.METZ	Physiologie appliquée
R.MINCK	Bactériol.Virol.Immunol.gén.
G.MORAND	Chirurgie thoracique
E.PHILIPPE (dét.)	Anatomie pathologique
R.RENAUD	Gynécologie et Obstétrique
P.REVILLE	Endocrinol.Métabol.et Nutrit.
Ph.REYS	Chir.Gén.-Hôp.L.Pasteur Colmar
E.ROEGEL	Pneumologie Phtisiologie
F.ROHMER	Clin. Neurologique
J.V.RUCH	Biologie médicale
Y.RUMPLER	Embryol.et Morphol.expérim.
A.SACREZ	Cardiologie
G.SCHAFF	Physiologie
E.SCHVINGT	Clin.Chir.Orthop.et Traum.Adul.
J.SCHWARTZ	Pharmacol.et Méd. Expérim.
A.SIBILLY	Clinique Chirurgicale A
L.SINGER	Psychiatrie d'Adultes
F.STEPHAN	Pathol.Gén.et Expérimentale
D.STORCK	Clinique médicale A
G.VINCENDON	Biochimie
R.VOEGTLIN	Thérapeutique
A.WACKENHEIM	Radiologie
P.WARTER	Radiologie
J.P.WEILL	Gastro-Entérol.et Hydrol.Thérap.
D.WILLARD	Pédiatrie, Génétique Médicale
J.P.WITZ	Chirurgie thoracique

Professeur associé : G.VAN ALPHEN - Ophtalmologie.

Professeur conventionné : E.WEIL - Toxicologie industrielle.

Maîtres de Conférences Agrégés :

S.BABIN	Orthopédie et Traumatologie
P.BAREISS	Médecine interne
P.BOURJAT	Radiologie
C.BRECHENMACHER	Cardiologie
J.M.BROGARD	Médecine interne
A.CONSTANTINESCO	Physique biologique
J.P.DUPEYRON	Anesthésiologie
B.EISENMANN	Chirurgie cardio-vasculaire
J.FLAMENT	Ophtalmologie
J.GEISERT	Pédiatrie, Génétique médicale
J.P.GERHARD	Ophtalmologie
P.GERLINGER	Embryologie
E.HEID	Dermato-vénérologie
M.IMLER	Médecine interne
D.JAECK	Chirurgie générale
A.JAEGER	Réanimation médicale
M.JESEL	Rééducation fonctionnelle
P.KEHR	Orthopédie et Traumatologie
R.KEILING	Cancérologie
J.KEMPF	Biochimie
T.KIEN TRUONG	Parasitologie
G.KLOTZ	Oto-Rhino-Laryngologie
F.KUNTZMANN	Médecine interne
J.M.LANG	Maladies du sang
D.MAITROT	Neurochirurgie
J.L.MANDEL	Biochimie
J.MARESCAUX	Chirurgie générale
J.MARK	Biochimie
J.MESSER	Pédiatrie, Génétique médicale
C.MEYER	Chirurgie générale
H.MONTEIL	Bactériologie
F.OBERLING	Hématol. Maladies du sang
G.OBERT	Bactériologie Virologie
J.C.OTTENI	Anesthésiologie
G.PAULI	Pneumologie Phtisiologie
J.RITTER	Gynécol. et Obstétrique
M.ROOS	Histologie
P.SAUVAGE	Chirurgie infantile
G SAVA	Chirurgie générale
J.P.SCHIEBER	Physiologie
G.SCHLAEDER	Gynécologie et Obstétrique
J.L.SCHLIENGER	Médecine interne
H.SICK	Anatomie et Organogénèse
C.STOLL	Pédiatrie, Génétique médicale
J.D.TEMPE	Réanimation médicale
J.TONGIO	Radiologie
J.P.WALTER	Radiologie
J.M.WARTER	Neurologie
A.WILK	Stomatologie

Directeur de Recherche : A.PETROVIC* - Physiologie — M.JACOB* - Biochimie

Maîtres de Recherche :

M.GAUTHERIE+	Thermologie biomédicale
G.GOMBOS+	Neurochimie
K.HAFFEN-STENGER+	Endocrinologie
G.LECLERC+	Chimie organique
G.REBEL+	Neurochimie
R.RECHENMANN*	Biophys.des Rayonnements
M.SENSENBRENNER+	Neurochimie
J.VELLY+	Pharmacologie
N.VIRMAUX-COLIN+	Neurochimie
J.J.VOGT+	Thermophysiologie
A.WAKSMANN+	Neurochimie

+ C.N.R.S * I.N.S.E.R.M.

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur **Robert FRANK**

Professeurs :

M.DOCQ	Dentisterie opératoire
R.FRANK	Biologie et Matière fondamentale
P.KLEWANSKY	Parodontologie
J.LITZLER	Prothèse

Professeurs de premier grade :

E.ALLEMANN	Dentisterie opératoire
M.BASTIAN	Prothèse
C.BOLENDER	Orthopédie dento-faciale
A.COMTE	Dentisterie opératoire
R.HAAG	Pathol.et Thérap.dentaires
J.L.LACOSTE	Orthopédie dento-faciale
M.LANGER	Prothèse
M.LEIZE	Prothèse
P.NICOLAS	Pathol.et Thérap.dentaires
J.J.ROTH	Parodontologie
A.SCHLIENGER	Prothèse
J.SOMMERMATER	Parondontologie

Professeurs de deuxième grade :

W.BACON	Orthopédie dento-faciale
P.CAHEN	Biologie et Matière fondamentale
J.P.CHARLIER	Orthopédie dento-faciale
B.KAESS	Pathol.et Thérap.dentaires
H.TENENBAUM	Parodontologie

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur **Pierre MÉTAIS**

Doyens honoraires : P.DUQUENOIS — N.HASSELMANN — G.DIRHEIMER.

Professeurs honoraires : P.CORDIER — J.P.EBEL — G.GAZET du CHATELIER — P.JAEGER.

Professeurs :

R.ANTON	Pharmacognosie
R.CARBIENER	Botanique
G.DIRHEIMER	Toxicologie
G.FERARD	Chimie biologique
A.GAIRARD	Physiologie
D.GERARD	Physique et Biophysique
M.HASSELMANN	Chim.Anal.et Bromatol.
C.HASSELMANN(dét.)	Chimie Analytique
L.JUNG	Pharmacie chimique
J.C.KOFFEL	Pharmacie chimique
H.LAMI	Mathématiques
Y.LANDRY	Pharmacologie
C.LAPP	Chimie générale et minérale
P.LAUGEL	Chimie analytique
G.LAUSTRIAT	Physique
A.LUGNIER	Toxicologie
J.MALGRAS	Immunologie
C.MATHIS	Pharmacie galénique
P.METAIS	Biochimie
B.PESSON	Parasitologie
Ph.POINDRON	Virologie
J.SCHREIBER	Chimie organique
A.STAHL	Biochimie pharmaceutique
A.STAMM	Pharmacie galénique
J.C.STOCLET	Pharmacodynamie
D.VIDON	Bactériologie
C.G.WERMUTH	Chimie organique

Professeur associé : A.WEINREB - Pharm.biophys.

Professeur conventionné : B.ROTH-SCHECHTER - Pharmacodynamie

Maître de Recherche : I.N.S.E.R.M. : J.BIETH - Enzymologie

U.E.R. DE SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie Directeur **Pierre MICHEL**

U.E.R. des Sciences du Comportement et de l'Environnement Directeur **Bruno WILL**

Professeurs honoraires : Et.JUILLARD — R.RAYNAL.

Professeurs :

J.M.AVENARD	Géographie
L.LEGRAND	Sciences de l'Education
M.LIEURY	Psychol. expérim.
P.LIMOUZIN	Géographie
P.MICHEL	Géographie
A.MOLES	Psychologie sociale
H.NONN	Géographie
H.REYMOND	Géographie
R.SCHWAB	Géographie
A.TABOURET-KELLER	Psychologie
M.TARDY	Psycho-pédagogie
J.TRICART	Géographie

Directeur de Recherche : C.N.R.S. : S.RIMBERT - Géographie

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur **X...**

Doyens honoraires : P.CHAMLEY — J.P.FITOUSSI — R.DOS SANTOS FERREIRA.

Professeurs :

Ph.ARTZNER	Mathématiques
F.BILGER	Sciences Economiques
A.CHABERT	Sciences Economiques
P.CHAMLEY	Sciences Economiques
R.DOS SANTOS FERREIRA	Sciences Economiques
J.P.FITOUSSI (dét.)	Sciences Economiques
LAGERARD-VARET	Sciences Economiques
G.KOENIG	Sciences Economiques
J.J.OBRECHT	Gestion

Chargés de Conférences : R.ERBES — A.LOSSER

U.E.R. DES SCIENCES EXACTES

Mathématiques	Directeur	**Gérard SCHIFFMANN**
Sciences Physiques et Chimiques	Directeur	**Henri BENOIT**
Sciences de la Matière	Directeur	**Jean José FRIED**
Sciences de la Vie et de la Terre	Directeur	**Geneviève LEBEURIER**
Sciences du Comportement et de l'Environnement	Directeur	**Bruno WILL**
Ecole d'Application des Hauts Polymères	Directeur	**Morand LAMBLA**
Ecole Nationale Supérieure de Chimie	Directeur	**Marc DAIRE**
Observatoire	Directeur	**Alphonse FLORSCH**
Physique du Globe	Directeur	**Roland SCHLICH**
Ecole Nationale Supérieure de Physique	Directeur	**Gilbert SUTTER**

Doyens honoraires . P.LACROUTE - J.H.VIVIEN - G.MILLOT.

Professeurs honoraires : J.BRENET - Mme M.BRINI - J.BYE H.CARTAN - C.CHABAUTY - A.CHRETIEN J.DENY Mlle A.GAGNIEU - Mlle S.GILLET S.GORODETZKY - R.HOCART - P.JOLY - P.LACROUTE - R.LECOLAZET - G.LEMEE - P.L'HERITIER - A.LICHNEROWICZ - A.MAILLARD - G.MILLOT - L.NEEL - J.PARROD - A.ROCHE - R.ROHMER J.P.ROTHE L.SACKMANN - Ch.SADRON - H.SAUCIER - F.STUTINSKY H.VILLAT J.H.VIVIEN - Et.WOLFF.

Maître de conférence honoraire : R.WEIL.

Professeurs :

J.P.ADLOFF	Chimie nucléaire
R.ARMBRUSTER	Physique
P.ARTZNER	Mathématiques
V.AVANISSIAN	Analyse supérieure
G.BARBANÇON	Mathématiques
F.BECKER	Physique mathématique
N.BEFORT	Biochimie
G.BELLIARD	Botanique
C.BENEZRA	Dermato-Chimie
H.BENOIT	Physicochim.macromol.
P.BENVENISTE	Physiologie végétale
D.BERNARD	Méth.math.de la physique
J.C.BERNIER	Chimie générale
J.BONNIN	Géophysique interne
Y.BOULANGER	Biochimie
J.F.BOUTOT	Mathématiques
J.BROSSAS	Chimie macromoléculaire
R.BROUILLARD	Chimie org.et Chimie analyt
C.BURGGRAF	Minéralogie
H.BURNAGE	Mécanique des Fluides
M.CARA	Géophysique interne
R.CERF	Physique générale
P.CHARTIER	Chimie
P.CHEVALLIER	Physique
A.CLAUSS	Chimie
A.COCHE	Physique nucléaire
M.DAIRE	Chim.phys.indus.et Sc.des Matér
H.DANAN	Phys.Atom.et Phys.du Solide
E.DANIEL	Physique expérimentale
M.DAUNE	Biophysique
J.DEHAND	Chimie générale
A.DELUZARCHE	Chimie
J.DEMUYNCK	Chimie organique
J.F.DUFOURD	Informat.fondam.et appl. (IUT)
G.DUNOYER de SEGONZAC	Géologie
H.DURANTON	Botanique
J.P.EBEL	Biochimie
J.P.EBERHART	Minéralogie
B.ERESMANN	Biochimie
V.ERN	Physique
J.FARAUT	Mathématiques
P.FEDERLIN	Chimie
P.FELTZ	Physiologie animale
X.FERNIQUE	Mathématiques
M.FINK	Acoustique moléculaire
J.G.FISCHER	Chimie
D.FOATA	Mathématiques
E.FOLLENIUS	Zoologie
J.J.FRIED	Mécanique des Fluides
D.FROELICH	Chim.gém.Chim.physique
A.FUCHS	Mécaniqué rationnelle
J.C.GALL	Géologie
A.GALLMANN	Physique
F.GAUTIER	Physique
R.GERARD	Mathématiques
G.GLAESER	Mathématiques
Cl.GODBILLON	Mathématiques
A.GOLTZENE	Optique, phys.atom.et mol., phys.du sol et cristallographie
M.GOUNOT	Botanique
M.GROSMANN	Physique
M.GROSS	Chimie physique
Y.GUEGUEN	Géophysique interne
L.HIRTH	Microbiologie
C.JASCHEK	Astronomie
G.JONARD	Virologie
J.P.JOUANOLOU	Mathématiques
F.JUNDT	Phys.nucl.et corp.et théor.phys
T.JUTEAU	Minéralogie
C.KEDINGER	Biochimie
A.KIENNEMANN	Chimie appl.et Génie chim.
R.KIRSCH	Zoologie
F.LACROUTE	Biologie végétale
J.C.LAFON	Informatique appliquée
A.M.LAMBERT	Biologie
M.LAMBLA	Chimie générale
G.LEBEURIER	Microbiologie
J.L.LEIBENGUTH	Chim.appl.et Chim.des matér.
J.LEITE-LOPES	Phys.nucl.et corpusculaire
P.LEMOINE	Chimie
M.LEROY	Chimie
J.C.LIONS	Zoologie et Ecologie
F.LOOR	Immunologie
J.LUCAS	Géologie
D.MAGNAC	Physique
J.MARTINET	Mathématiques
P.MIALHE	Physiologie animale
A.MICHARD	Géologie
M.MIGNOTTE	Informatique
P.MIRABEL	Chimie
G.MONSONEGO	Physique théorique
B.MORIN	Mathématiques I
P.NANOPOULOS	Probabilités et statistiques
J.OSBORN	Chimie
E.OSTERTAG	Electr. et Electrotechnique
G.OURISSON (dét.)	Chimie
J.M.PAULUS	Chimie générale
J.P.RAMIS	Mathématiques générales
G.REEB	Topologie
Ph.RICHARD	Physiologie animale
J.J.RIEHL	Chimie
P.RIMMELIN	Chimie (IUT)
Cl.ROBERT	Physique
Ph.ROPARTZ	Psycho-Physiologie
J.ROUX	Botanique
J.P.SAUVAGE	Chimie théor.et Chim.phys.(IUT)
F.SCHALLER	Biologie générale
G.SCHIFFMANN	Mathématiques
A.SCHMITT	Physique
P.SCHMITT	Psycho-physiol.et physiol.du comp
J.P.SCHWING	Chimie
M.J.SCHWING	Chimie physique
J.C.SENS	Phys.nucl.et corp.et théorie phys
M.SIESKIND	Physique
G.SOLLADIE	Chimie organique
J.SOMMER	Chimie appliquée
G.SUTTER	Physique électronique
Ch.TANIELIAN	Chimie (IUT)
Y.TARDY	Géologie
J.TERRISSE	Chimie
J.J.THIEBOLD	Biologie animale
D.VIAUD	Mathématiques
R.VOLTZ	Physique théorique
J.H.WEIL	Biochimie
G.WEILL	Physique
R.WEISS	Chimie
P.L.WENDEL	Physique
B.WILL	Psycho-Physiologie
C.WINTER	Chimie
C.WIPPLER	Physicoch.des Hts Polymères
J.WUCHER	Physique
B.WURTZ	Biochimie

Professeur émérite G.MILLOT - Géologie Paléontologie.

Professeur adjoint : J.SITTLER - Géologie P.BOUVEROT - Physiologie respiratoire P.DEJOURS Physiologie respiratoire.

Professeurs Associés :

M.R.CHURCHILL	Chimie
B.J.COLE	Physique
M.E.CONSTANTIN	Chimie
E.CROUSE	Biochimie
H.DUGAS	Chimie
C.PIERPONT	Chimie
A.SIDOANS	Géologie
R.WEISS	Chimie

Professeurs conventionnés : P.BEY Chimie - P. BOUVEROT Physiol.respirat. - P.DEJOURS Physiol.respirat. - F.FARKAS - Phys. - Y.NAKATANI Chimie

Astronomes adjoints A.FLORSCH - A.FRESNEAU

Astronome adjoint associé : M.JASCHEK - Astronomie

Physiciens adjoints (Physique du Globe) : P.HOANG TRONG - Géophysique int. R.MONTIGNY - Geophysique int. E.PETERSCHMITT - Géophysique int.

Directeurs de Recherche C.N.R.S. :

P.ALBRECHT	Chimie
J.F.BIELLMANN	Chimie
P.BOUVEROT	Physiologie respiratoire
P.DEJOURS	Physiologie respiratoire
M.FRANCK-NEUMANN	Chimie organique
A.KNIPPER	Phys.nucl.et corpusculaire
A.KOVACS	Physicoch.macromoléculaire
J.MARCHAL	Physicoch.macromoléculaire
P.A.MEYER	Mathématiques
A.J.P.MEYER	Physique
A.PORTE	Biologie cellulaire
P.REMPP	Physicoch.macromoléculaire
R.SCHLICH	Géophysique marine
A.SKOULIOS	Physicoch.macromoléculaire
M.VAN REGENMORTEL	Virologie
R.VAROQUI	Physicoch.macromoléculaire
A.VEILLARD	Chimie moléculaire
R.ZANA	Physicoch.macromoléculaire
A.ZUKER	Physique théorique

Maitres de Recherche C.N.R.S. :

J.Ch.ABBE	Physicoch.ds interactions et ds interfaces
E.ASLANIDES	Phys.nucl.et corpusculaire
F.BECK	Phys.nucl.et corpusculaire
G.BECK	Biochimie
J.P.BECKA	Physiologie
R.BERTINI	Physique nucléaire
M.BONHOMME	Géologie
H.BRAUN	Physique nucléaire
P.BRAUNSTEIN	Chimie
M.C.CADEVILLE	Physique des Solides
H.CALLOT	Chimie
S.CANDAU	Physique
M.CHAMPAGNE	Biophysique
J.CHEVALLIER	Physique nucléaire
J.P.COFFIN	Phys.nucl.et corpusculaire
A.CORET	Physique
M.CROISSIAUX	Phys.nucl.et corpusculaire
D.DISDIER	Phys.nucl.et corpusculaire
J.DOUBINGER	Géologie
F.DURST	Physiologie végétale
S.EL KOMOSS	Physique
B.FRANÇOIS	Physicoch.macromoléculaire
E.FRANTA	Physicochimie moléculaire
J.M.FRIEDT	Physicoch.ds interactions et ds interfaces
B.FRITIG	Virologie
Y.GALLOT	Physicoch.macromoléculaire
J.P.GERBER	Phys.nucl.et corpusculaire
R.GIEGE	Biochimie
Ph.GRAMAIN	Physicoch.macromoléculaire
J.B.GRUN	Physique
J.HERZ	Physicoch.macromoléculaire
J.HOFFMANN	Biologie animale
G.JENNER	Chimie
G.KAUFMANN	Chimie
G.KEITH	Biochimie
J.P.KINTZINGER	Chimie
B.KOCH	Physiologie
E.KOCHANSKI	Struct.et dynam.molécul. chimie de coordination
B.LANG	Cristallographie
J.LANG	Physicoch.macromoléculaire
P.LAURENT	Physiol.comparée des régul.
A.LEJEUNE	Phys.nucléaire théorique
Cl.LERAY	Physiol.comparée des régul.
F.LEYENDECKER	Chimie
B.LOTZ	Physicoch.macromoléculaire
B.LUU	Chimie organique
G.MAIRE	Chimie
A.MALAN	Physiologie respiratoire
E.MARCHAL	Physicoch.mol.et macromol.
R.MORAND	Phys.nucl.et corpusculaire
D.MORAS	Chimie
Th.MULLER	Phys.nucl.et corpusculaire
G.MUNSCHY	Physique
M.NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
A.NICOLAIEFF	Virologie végétale
H.PAQUET	Géologie
M.PATY	Phys.nucl.et corpusculaire
Cl.PICOT	Physicoch.macromoléculaire
L.PINCK	Biologie cellulaire
P.POIX	Chimie
J.POUYET	Biophysique
B.REES	Chimie
P.REMY	Biochimie
J.RINGEISSEN	Physique
J.P.ROTH (s.Dir. Inst.de rech.)	Physicoch.macromoléculaire
R.SCHANTZ	Physiologie végétale
F.SCHEIBLING	Phys.nucl.et corpusculaire
F.SCHUBER	Chimie organique
N.SCHULZ	Phys.nucl.et corpusculaire
C.SCHWAB	Physique
R.SELTZ	Phys.nucl.et corpusculaire
P.SIFFERT	Phys.nucl.et corpusculaire
Cl.SITTLER	Géologie
M.E.STOECKEL	Biol.des interactions cellulaires
Cl.STRAZIELLE	Physicoch.macromoléculaire
M.SUFFERT	Phys.nucl.et corpusculaire
J.C.THIERRY	Chimie
K.TRAORE	Physicoch.atom.et ionique
P.WAGNER	Phys.nucl.et corpusculaire
G.WALTER	Phys.nucl.et corpusculaire
Fr.WEBER	Géologie
J.P.WENIGER	Zoologie
J.WITZ	Biologie cellulaire
R.WOLFF	Chimie
J.P.ZIELINGER	Physique
L.ZILLIOX	Mécanique des Fluides

A mes parents,

A Farida,

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur G. Walter, Maître de Recherche au Centre National de la Recherche Scientifique. Je tiens à lui exprimer ici toute ma gratitude pour m'avoir guidé avec compétence et encouragé.

Monsieur A. Huck m'a fait profiter de sa grande expérience dans la détection des neutrons et m'a soutenu tout au long de ce travail. Je l'en remercie très chaleureusement.

Monsieur A. Knipper, Directeur de Recherche au Centre National de la Recherche Scientifique m'a fait bénéficier de son savoir en Physique Nucléaire au cours d'intéressantes discussions que nous avons eues ensemble. Je lui en suis très reconnaissant.

Au cours de ma formation, j'ai suivi avec grand intérêt l'enseignement de Monsieur P. Chevallier, Professeur à l'Université Louis Pasteur. Il a bien voulu présider le jury de cette thèse et je l'en remercie vivement.

Je remercie Monsieur J.C. Sens, Professeur à l'Université Louis Pasteur d'avoir accepté de faire partie de la commission d'examen.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Madame C. Miehe pour sa collaboration fructueuse et amicale.

Je tiens à adresser mes plus vifs remerciements à Madame C. Serre et Monsieur G. Klotz pour la part que leur doit ce travail ainsi qu'à Madame P. Baumann.

Enfin, je voudrais exprimer ma gratitude à Madame D. Klein et Madame M. Goetz pour le soin qu'elles ont apporté à la présentation de ce mémoire ainsi qu'à Monsieur M. Klipfel qui en a réalisé les dessins.

Mes remerciements vont enfin à toutes les personnes qui ont contribué à l'achèvement de ce travail.

TABLE DES MATIERES

	pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : NOYAUX LEGERS ELOIGNES DE LA STABILITE, EMISSION DE NEUTRONS RETARDES	3
I. Propriété et étude des noyaux légers loin de la stabilité	3
1. Méthode de production	3
a) Production à l'aide de réactions induites par protons	4
b) Production à l'aide de réactions induites par ions lourds	4
2. Caractéristiques des noyaux légers loin de la stabilité	6
a) Rapport N/Z	6
b) Energie disponible pour l'émission β($Q\beta$)	6
c) Période de désintégration	8
d) Spin et parité des niveaux du schéma de désintégration	10
e) Rayons nucléaires	10
f) Les différents modes de désintégration	10
g) Vie moyenne comparative (ft)	11
II. Emission de neutrons retardés	13
1. Définition du phénomène	13
2. Bilan énergétique	13
3. Probabilité d'émission des neutrons (P_n)	15
CHAPITRE II : CARACTERISTIQUE ET PERFORMANCE DU DETECTEUR COURBE	18
I. Description du compteur	20
1. Le scintillateur	20
2. Montage du compteur	22

II. Atténuation de la lumière dans le scintillateur 22
1. Propagation de la lumière dans le scintillateur 22
2. Mesure de l'atténuation de la lumière 23
III. Caractéristiques temporelles du compteur 25
1. Principe de la compensation en temps 25
2. Mesure du facteur géométrique f 28
3. Circuit de compensation en temps 28
a) Circuit Somme 31
b) Circuit "Meantimer" 31
4. Circuit de localisation 34
IV. Efficacité de détection 34

CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX 39
I. Dispositif expérimental 39
1. Production des isotopes de potassium riches en neutrons à ISODE 39
2. Système de détection 40
3. Système d'acquisition 43
II. Désintégration β de ^{49}K 43
1. Mesure de spectre de temps de vol des neutrons retardés 43
2. Intensité des branches β, schéma de désintégration 48
III. Désintégration β de ^{50}K 54
1. Spectre de temps de vol 54
2. Intensité des branches β, schéma de désintégration 57
IV. Désintégration β de ^{51}K 66
1. Spectre de temps de vol 66
2. Intensité des branches β et schéma de désintégration 70

CHAPITRE IV : DESCRIPTION THEORIQUE 76
I. Description simple des états p-t donnée pour deux couches 77

1. Formulation de Bansal-French 77
2. Application aux noyaux de potassium 78
II. Description simple des états p-t donnée pour trois couches (cas des isotopes de K avec A ≧ 47) 80
1. Exemple d'application à ^{47}K 82
2. Application à ^{49}K 84
3. Application à ^{50}K 85
4. Application à ^{51}K 86

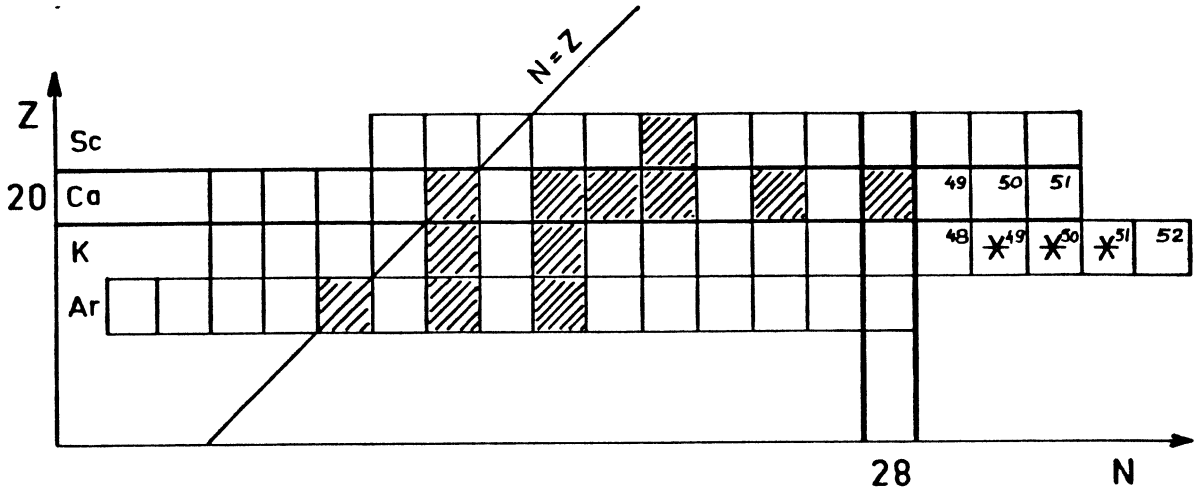
CONCLUSION 88

REFERENCES 89

INTRODUCTION

L'étude des noyaux loin de la stabilité présente un grand intérêt pour la compréhension de la structure nucléaire. Les progrès réalisés pour la production de ces noyaux durant ces dernières années sont considérables. Ils ont permis de former un grand nombre d'isotopes radioactifs et de mettre en évidence de nouveaux modes de décroissance, en particulier parmi les noyaux des atomes alcalins (Li, Na, K, Rb, Cs...).

Ce travail est consacré à l'étude de l'émission de neutrons retardés observés dans la désintégration des trois isotopes de potassium : ^{49}K, ^{50}K et ^{51}K. Ces isotopes très riches en neutrons ont été étudiés dans le cadre d'un programme de recherche sur les noyaux légers loin de la stabilité, poursuivi au CERN avec la collaboration ISOLDE.



Les données spectroscopiques sur les noyaux étudiés étant très limitées ou inexistantes, nous avons été amené à concevoir un système de détection adapté à la nature particulière de leur décroissance.

Le plan de ce travail est constitué de quatre parties. La première rappelle quelques aspects de la physique des noyaux légers éloignés de la stabilité. La deuxième est consacrée à la description du grand compteur de neutrons

utilisé et de ses principales caractéristiques. Dans la troisième partie, nous exposons les résultats de nos expériences sur les trois isotopes de potassium à partir desquels nous avons pu établir le schéma de désintégration détaillé.

Dans la quatrième partie, enfin, nous discutons les données ainsi obtenues à l'aide d'un modèle à couplage faible entre un cœur de ^{40}Ca et des configurations particules-trous.

CHAPITRE I

NOYAUX LEGERS ELOIGNES DE LA STABILITE, EMISSION DE NEUTRONS RETARDES

Dans ce chapitre nous rappellerons les propriétés générales des noyaux légers loin de la stabilité avant d'examiner celles des noyaux légers émetteurs de neutrons retardés.

I. PROPRIETES ET ETUDE DES NOYAUX LEGERS LOIN DE LA STABILITE

1. Méthode de production

On peut apprécier l'évolution des techniques de production à partir des comptes rendus des réunions consacrées aux résultats obtenus sur ces noyaux : Lysekil (1966) [1] Leysin (1970) [2] Cargèse (1976) [3] et Helsingor (1981) [4].

Dans les années 60, la radiochimie a fait progresser de façon considérable l'étude de la spectroscopie nucléaire en permettant d'isoler de nouveaux isotopes radioactifs. A cause de la durée de vie très brève ($\lesssim$ 1 seconde) de certains noyaux et de la complexité des désintégrations, la sélectivité offerte par les techniques chimiques (tri sur le nombre atomique Z) n'était cependant pas suffisante. De nouvelles techniques ont été mises en oeuvre pour obtenir par exemple un tri sur le nombre de masse A à l'aide d'une séparation magnétique.

a) Production à l'aide de réactions induites par protons

Dès 1966 (Lysekil), il est apparu que l'une des méthodes de production les plus fructueuses, était le bombardement de cibles épaisses (quelques dizaines de g/cm^2) de noyaux lourds par un faisceau de protons de grande énergie (600 MeV-2 GeV). On constate dans ce cas, un nombre élevé de voies de sorties conduisant à plus de 1000 noyaux différents. A ces énergies, plusieurs mécanismes interviennent :

- la spallation qui est un ensemble complexe de processus (capture, émission rapide de particules, évaporation) tendant à produire des noyaux riches en protons.
- la fragmentation et la fission favorisant les isotopes riches en neutrons.

Pour étudier un isotope particulier, il faudra le séparer de tous les produits formés. Cette opération peut s'effectuer en associant à la cible une source d'ions, un étage d'accélération et un séparateur de masse. Un tel dispositif permet d'obtenir une sélectivité selon Z (sélectivité de la source d'ions) et selon A (Séparation magnétique). Un exemple de ce type de dispositif est constitué par le séparateur ISOLDE installé au CERN auprès du synchrocyclotron de 600 MeV. Ce dispositif sera décrit brièvement au chapitre III. Dans tous les cas, les courbes de production isotopiques présentent un maximum au voisinage de la stabilité. Sur la figure I-1 nous présentons une courbe de production pour les isotopes du potassium obtenue avec des protons de 600 MeV induits sur une cible de carbure d'uranium (10 g/cm^2), associée à une source à ionisation de surface. Les sections efficaces sont assez importantes et permettent un taux de production supérieur à 1000 atomes par seconde pour $37 < A < 50$.

b) Production à l'aide de réactions induites par ions lourds

Les réactions par ions lourds peuvent offrir aussi de nouvelles méthodes de production de noyaux légers riches en neutrons à partir de différents processus (fusion évaporation, fragmentation de la cible ou du projectile). Ainsi, l'étude dynamique du système de deux ions lourds en collision prévoit des taux de production pour des noyaux ayant un excès de neutrons dans une réaction très inélastique. Par exemple, Symons et coll. [5] ont pu identifier des noyaux riches en neutrons tels que ^{28}Ne et ^{35}Al dans la réaction de fragmentation entre des ions ^{40}Ar de 205 MeV/nucléon sur une cible de carbone. Cependant, dans la plupart des cas les sections efficaces des réactions, l'épaisseur des cibles et l'intensité des faisceaux restent inférieurs aux valeurs que l'on a

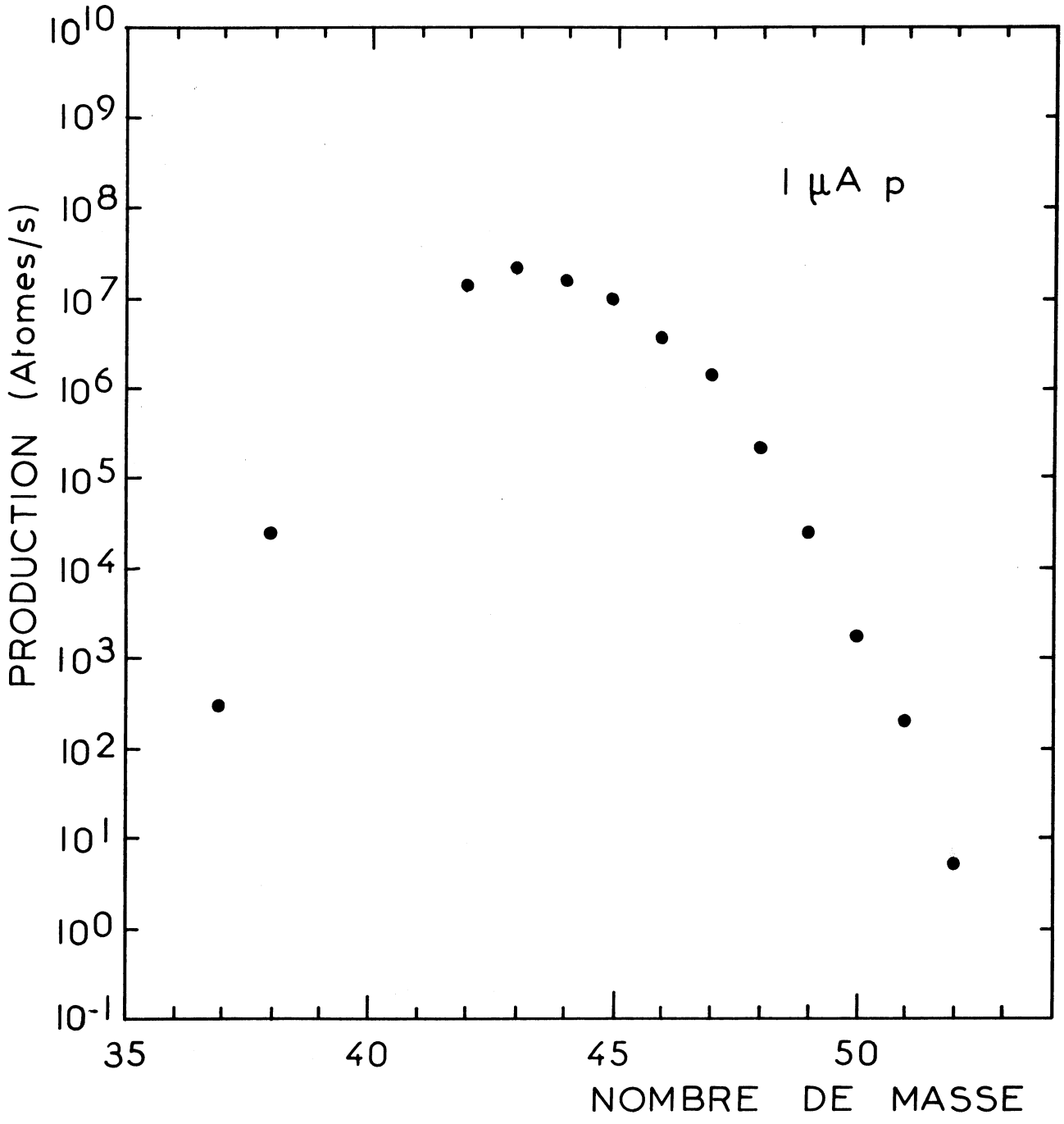

PRODUCTION (Atomes/s)
10^{10}
10^{9}
10^{8}
10^{7}
10^{6}
10^{5}
10^{4}
10^{3}
10^{2}
10^{1}
10^{0}
10^{-1}
1 μA p
35
40
45
50
NOMBRE DE MASSE

Fig.I.1

dans le cas de la fragmentation de l'uranium par des protons de grande énergie.

2. Caractéristiques des noyaux légers loin de la stabilité

Nous discuterons brièvement quelques propriétés des noyaux dont le numéro atomique Z est inférieur ou égal à 20.

a) Rapport N/Z

Pour un isotope donné ${}^{A}_{Z}X_{N}$, l'écart par rapport à la ligne de stabilité peut être caractérisé par le rapport N/Z. En utilisant le modèle de la goutte liquide, la valeur de (N-Z) correspondant à la stabilité est obtenue en première approximation à partir de l'énergie d'asymétrie $(N-Z)^2/A$ et l'énergie coulombienne $Z^2/A^{1/3}$.

En minimisant ces énergies pour une masse donnée, et en utilisant les valeurs des paramètres établis par Fermi, on obtient approximativement :

$$N - Z \simeq A \left[\frac{0{,}015\ A^{2/3} - 0{,}02}{1{,}98 + 0{,}015\ A^{2/3}} \right]$$

Cette expression rend bien compte des valeurs observées pour les noyaux stables dans l'ensemble du tableau des isotopes. Pour les noyaux légers, nous avons représenté sur la figure I-2, l'allure de la vallée de stabilité en reportant la valeur de l'excès de masse M(N,Z) en fonction de N et Z. Par exemple, dans le cas des isotopes de sodium le rapport N/Z peut varier entre l'unité et la valeur maximum N/Z $\simeq$ 2,18 atteinte récemment [6] pour l'isotope ${}^{35}_{11}Na_{24}$.

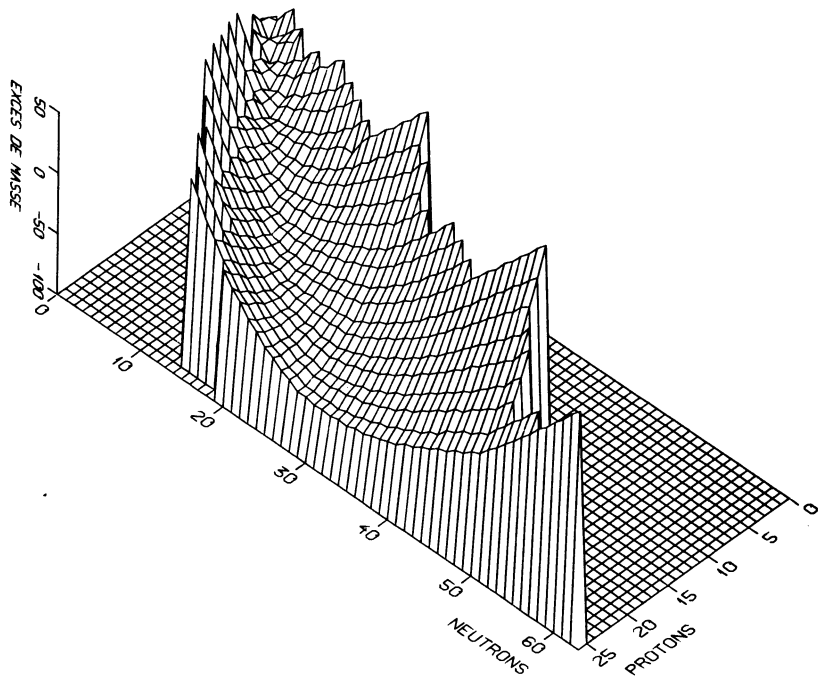
Dans le cas du potassium ce rapport atteint la valeur 1,84 (${}^{54}_{19}K_{35}$). En examinant la table isotopique on s'aperçoit que les valeurs élevées des rapports N/Z pour les noyaux observés à ce jour, correspondent aux noyaux alcalins (Li, Na, K, ...). Cette particularité est due à l'efficacité des méthodes d'ionisation des atomes correspondants.

b) Energie disponible pour l'émission β (Q_β)

L'énergie Q_β disponible pour l'émission d'une particule β laissant le noyau résiduel dans son état fondamental est définie par la différence de masse entre le noyau parent et le noyau fils :

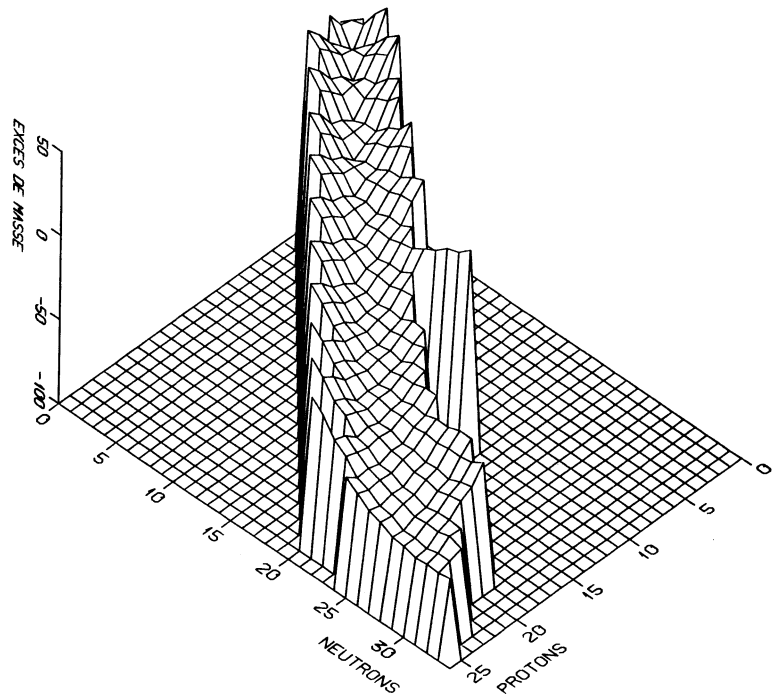
$$Q_\beta = M(Z,N) - M(Z + 1, N - 1)$$

(a)



a) Excès de masses déduites d'après TAKAHASHI [7]

(b)



b) Excès de masses mesurées

Fig.I.2

avec la condition $Q_\beta > 0$.

La détermination de Q_β demande beaucoup de précautions expérimentales. On y accède en mesurant l'énergie maximum de l'émission β vers le niveau fondamental ou vers un état excité du descendant. Dans ce dernier cas on doit également déterminer l'énergie des rayonnements γ ou des neutrons émis à partir de l'état excité.

L'examen de la figure I-2 montre clairement l'augmentation de l'énergie Q_β en fonction de l'éloignement des noyaux par rapport à la ligne de stabilité.

Nous avons représenté sur la figure I-3 la variation de la valeur de Q_β pour les isotopes de potassium compris entre A = 45 et A = 54. Nous avons également représenté la valeur de l'énergie de liaison pour 1 neutron (Sn), 2 neutrons (S_{2n}) et 3 neutrons (S_{3n}) dans le noyau de Ca alimenté par la décroissance β (K $\rightarrow$ Ca). Les valeurs de Q_β représentées, correspondent aux valeurs mesurées jusqu'à A = 49 et aux valeurs prévues par les calculs de Comay - Kelson [7] pour les masses supérieures. L'énergie Q_β atteint jusqu'à 20 MeV environ pour les noyaux les plus exotiques. Pour des valeurs aussi élevées, on peut s'attendre à l'existence de nombreuses transitions β vers des niveaux excités soit liés (E_x < Sn) soit instables par rapport à l'émission de 1,2 ou 3 neutrons (Ex > Sn)

e) Période de désintégration

La période est d'autant plus délicate à évaluer que nous nous éloignons de la stabilité. Ceci pour plusieurs raisons :

- la statistique est faible, le fond parasite souvent important.
- les descendants du noyau étudié entachent la mesure d'erreurs supplémentaires.

Les méthodes de mesures sont de deux sortes. La première est l'enregistrement séquentiel de spectres γ (multi-spectre γ). Cette méthode est la plus sélective mais elle est souvent affectée d'erreurs statistiques importantes. La deuxième se fait à l'aide d'un comptage β ou neutron en mode multiéchelle. Dans ce cas la statistique est plus grande mais le fond peut être important du fait de la contamination des descendants. Généralement on fait appel aux deux méthodes. La mesure de la période nous permet de caractériser les embranchements β du noyau émetteur et exceptionnellement nous renseigne sur les différences de structure nucléaire entre le parent et le descendant. Citons le cas de ^{11}Be dont la période étonnement grande 13,8 secondes indique

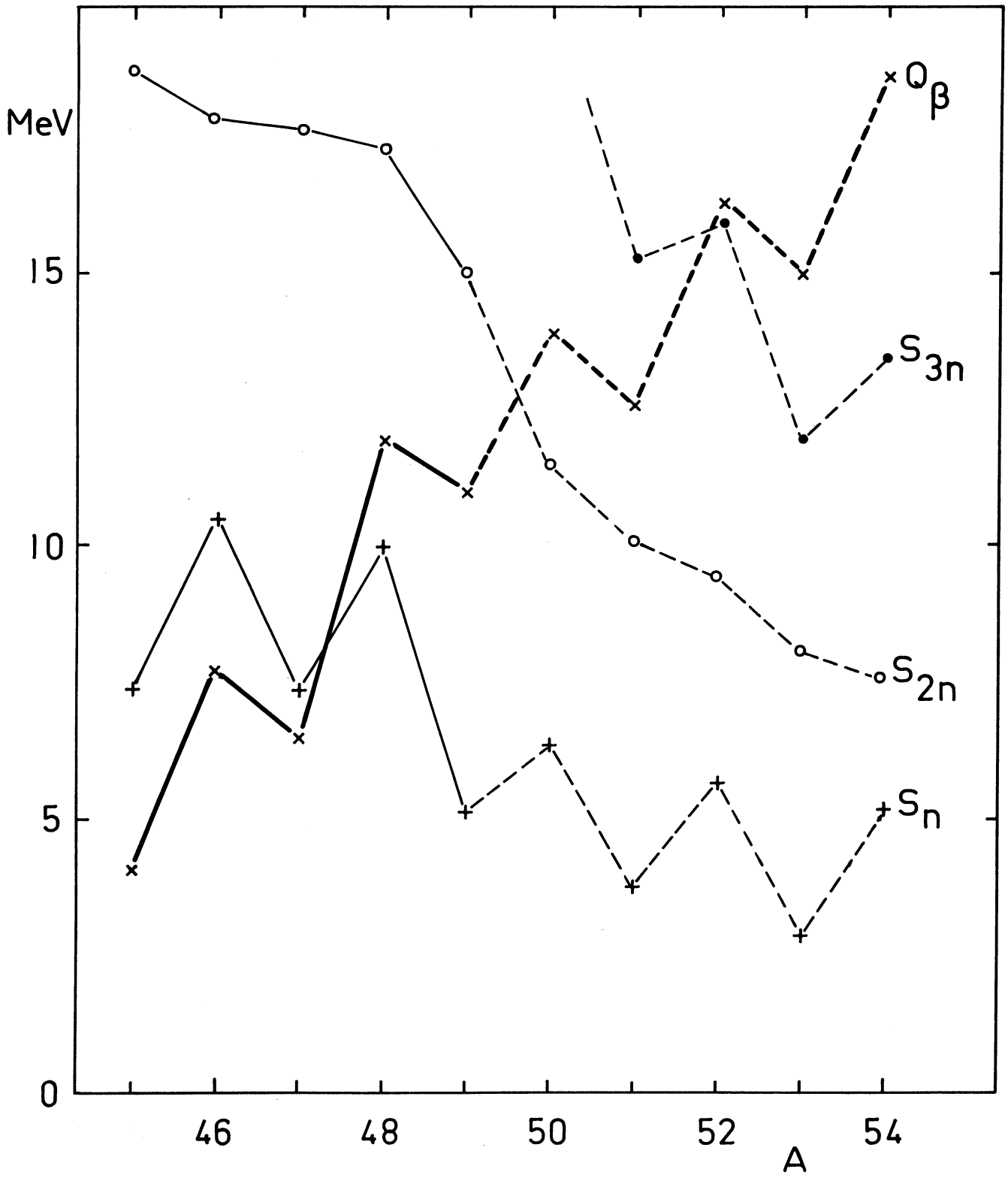


Fig.I.3

le caractère interdit des principaux embranchements β.

d) Spin et parité des niveaux du schéma de désintégration

Les paramètres tels que le spin et la parité des états observés restent souvent inconnus loin de la stabilité où l'on ne dispose pas des résultats donnés par les réactions à deux corps. Des méthodes mettant à profit les caractéristiques de la structure hyperfine des raies atomiques ont été développées récemment [8].

Des indications sur les valeurs possibles du spin et de la parité sont également obtenus à partir des mesures de probabilité de transition β que nous examinerons plus loins.

e) Rayons nucléaires

Les valeurs des rayons nucléaires des noyaux loin de la stabilité sont obtenus par des mesures de déplacement isotopique de raies atomiques [9] . La variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du potassium a été mesurée par Touchard et al. [10]

f) Les différents modes de désintégrations

En plus des quatre modes connus de désintégration (β, γ, α, fission spontanée), l'expérience a permis de mettre en évidence d'autres formes de désintégrations pour les noyaux loin de la stabilité :

- l'émission directe de protons à partir de l'état fondamental :

$$^{5}Li \rightarrow p + {}^{4}He$$

$$^{151}Lu\ (T_{1/2} = 85\ ms) \rightarrow p + {}^{150}Yb$$

$$^{147}Tm\ (T_{1/2} = 0{,}42\ s) \rightarrow p + {}^{146}Er$$

- l'émission directe de neutrons à partir de l'état fondamental :

$$^{7}He \rightarrow n + {}^{6}He$$

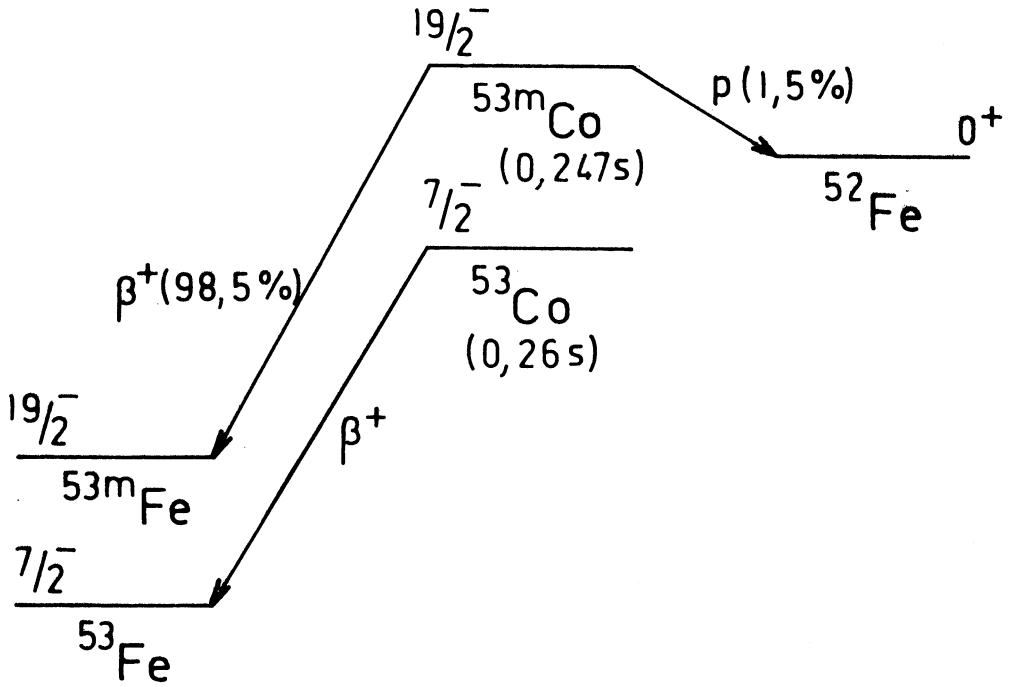
ainsi que l'émission de particules (p,n,α) retardées par la désintégration β. Pour les noyaux riches en neutrons on peut donner en exemple :

$$^{11}Li \rightarrow {}^{11}Be^{*} \rightarrow n + {}^{10}Be$$
$$^{11}Li \rightarrow {}^{11}Be^{*} \rightarrow 2n + {}^{9}Be$$
$$^{11}Li \rightarrow {}^{11}Be^{*} \rightarrow 3n + {}^{8}Be$$
$$^{11}Li \rightarrow {}^{11}Be^{*} \rightarrow \alpha + {}^{7}He$$

tandis que pour les noyaux déficients en neutrons on peut citer :

$$^{21}Mg \rightarrow {}^{21}Na^{*} \rightarrow p + {}^{20}Ne$$

Enfin, comme dernier exemple intéressant combinant deux modes de désintégrations différentes (- émission directe de protons à partir de l'état fondamental, - émission β^+) nous prendrons comme exemple la désintégration de l'isomère ^{53m}Co :



g) Vie moyenne comparative (ft)

Pour caractériser l'intensité des branches β, on a introduit la notion de vie moyenne comparative (ft) qui est un paramètre que l'on peut déterminer à partir des données expérimentales. Ce paramètre dépend essentiellement des grandeurs spectroscopiques (J^{π}) des noyaux en filiation et de l'énergie disponible pour la désintégration β. Un des principaux buts de notre travail

consistant à déterminer les valeurs de la vie moyenne comparative pour les noyaux de potassium riches en neutrons, nous rappellerons brièvement la définition de cette quantité et l'ordre de grandeur des valeurs observées pour différents types de transitions β :

- f correspond à une intégrale sommée sur tout le spectre d'énergie du rayonnement β :

$$f = \int_0^{W_o} p_e W_e (W_o - W_e)^2 \, F(Z, W_e) \, dW_e$$

avec p_e = moment cinétique de l'électron
W_e = énergie de l'électron
W_o = énergie maximum mise en jeu au cours du processus
$F(Z,W_e)$ = fonction de Fermi

- t représente la vie partielle de l'embranchement β considéré. Elle est inversement proportionnelle à la constante de désintégration λ et est donnée par la relation :

$$t = \frac{100 \ln 2}{\lambda r}$$

- r est le rapport d'embranchement β de la transition considérée.

Nous résumons dans le tableau I.1 les critères qui permettent l'application des règles de sélection proposées par GOVE et RAMAN [11]. Elles sont déduites de la compilation de plusieurs valeurs expérimentales de Log (ft) se rapportant à des embranchements β connus sans ambiguité.

Tableau I.1. Classification des transitions β.

Log (ft)	Limitations	ΔJ	Δπ	Transition
≤ 4	A impair	0	+	permise
≤ 5,9	Z < 80	0 ; ± 1	+	permise
≤ 11	-	0 ; ± 1	+	permise
		0 ; ± 1 ; ± 2	-	interdite du 1er ordre
≤ 15	-	0 ; ± 1	+	permise
		0 ; ± 1 ; ± 2	-	interdite du 1er ordre
		0 ; ± 1 ; ± 2 ; ± 3	+	interdite du 2ème ordre

On peut noter que lorsque les intensités absolues des transitions β peuvent être établies et si la valeur Q_β est connue, les valeurs de Log (ft) peuvent être calculées et utilisées pour établir des limites pour les valeurs des moments angulaires.

II. EMISSION DE NEUTRONS RETARDES

Le premier élément qui décroit par émission de neutron retardé a été découvert en 1948 par LAWRENCE et a été identifié comme étant $^{17}_{7}N$ par ALVAREZ [12]. La technique expérimentale est assez originale (irradiation d'une cible divisée et transfert par diffusion gazeuse) la même technique a été utilisée par POSKANZER [13] pour la mise en évidence de la décroissance de $^{8}_{2}He$ (émetteur de neutrons retardés).

1) Définition du phénomène

Une illustration simplifiée du processus de désintégration, dans le cas $Q_\beta > S_n$, est schématisée à la figure I-4.

Le noyau précurseur se désintègre par émission β laissant le noyau émetteur dans un état excité. Deux cas peuvent se produire :

- cet état excité est non lié (région I), ce noyau émettra spontanément un neutron
- cet état est lié (région II), le noyau fils atteindra son état fondamental par désintégration γ.

On peut noter que la durée de vie τ, correspondant à la décroissance par émission de particule est inférieure ou égale à 10^{-16} seconde (interaction forte) tandis que celle de l'émission β correspond à un ordre de grandeur beaucoup plus grand ($\tau \geq 10^{-3}$ seconde) caractéristique de l'interaction faible.

La mesure de l'énergie des neutrons émis permettra la détermination des états excités de l'émetteur. Dans les cas qui nous intéressent ces énergies de neutrons s'échelonnent entre quelques keV et environ 5 MeV.

2) Bilan énergétique

Suivant l'énergie du neutron émis, le noyau final va absorber une certaine partie de l'énergie cinétique totale. Ainsi l'énergie cinétique E_{ni} d'un neutron i venant d'un état $|i>$ d'énergie d'excitation E_i^* sera égale à l'énergie disponible $E_i^* - S_n$ diminuée de l'énergie de recul E_{ri} du noyau final :

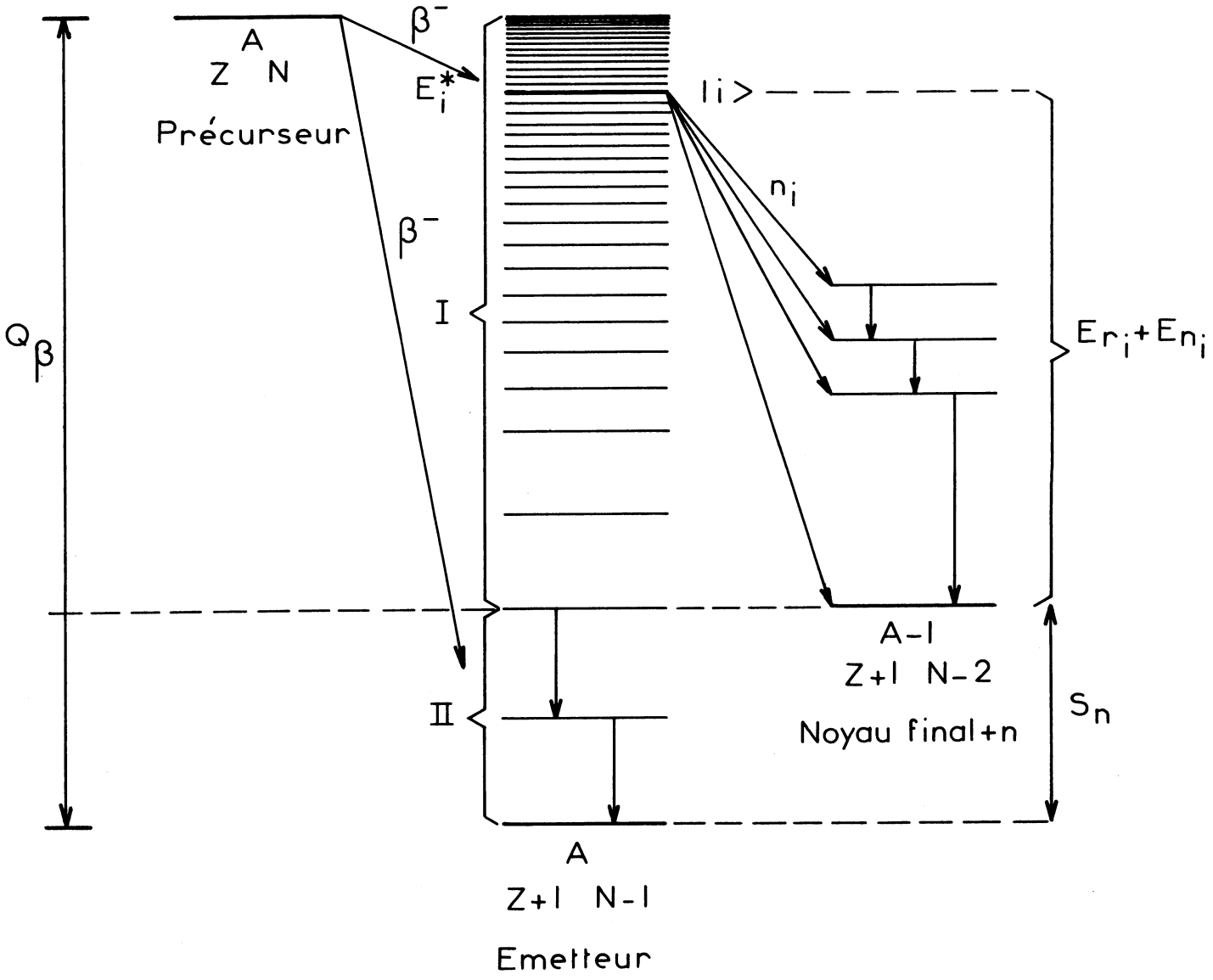

β⁻
A
Z N
Précurseur
E_i^*
|i>
n_i
β⁻
I
Q_β
$E_{r_i}+E_{n_i}$
A-1
Z+1 N-2
Noyau final+n
II
S_n
A
Z+1 N-1
Emetteur

Fig.I.4

$$E_{ni} = (E_i^* - S_n) - E_{ri} \qquad (1)$$

où S_n est l'énergie de liaison d'un neutron.

D'autre part l'énergie de recul E_{ri} peut être écrite sous la forme :

$$E_{ri} = \frac{M_o}{M + M_o} (E_i^* - S_n) \qquad (2)$$

d'après les lois de conservation de l'énergie totale.

M_o représente la masse du neutron, M celle du noyau final $(A - 1)$
$Z + 1 \quad N-1$

Des relations (1) et (2) nous pouvons déduire l'énergie d'excitation E_i^*.

Suivant l'état excité sous lequel le neutron laissera le noyau résiduel, il faudra ajouter à l'expression de S_n l'énergie d'excitation correspondante.

En résumé, on peut dire qu'un bilan énergétique des rayonnements enregistrés dans les spectres directs neutron et gamma, complétés par des mesures de coincidences beta-gamma, beta-neutron (dans le cas favorable où la statistique est suffisante) sera à même de nous fournir un premier schéma de désintégration de l'élément considéré.

3) Probabilité d'émission des neutrons (P_n)

La quantité P_n représente la probabilité d'émission d'un neutron pour 100 désintégrations β. P_n est défini uniquement pour les noyaux précurseurs de neutrons retardés par désintégration β.

Pour certains noyaux loin de la stabilité, on observe qu'une désintégration β peut être suivie par l'émission de un, deux ou trois neutrons retardés. Pour cette raison, on introduit des quantités P_{in} liées à P_n par la relation simple :

$$P_n = \sum_i^k i \, P_{in} \qquad \text{avec} \quad k = 1,2, \text{ ou } 3$$

Le tableau I.2 regroupe les différents noyaux légers pour lesquels l'émission de neutrons retardés a pu être mise en évidence ($2 \leq Z \leq 20$). Nous donnons les valeurs expérimentales de $T_{1/2}$, P_n et P_{in} pour chaque noyau

Tableau I.2.

	$T_{1/2}$	P_n %	P_{1n} %	P_{2n} %	P_{3n} %
^{52}Ca	4,6 ± 0,3 s [19]				
^{53}Ca	90 ± 20 ms [15]				
^{48}K	6,9 ±0,2 s [19]	1,14±0,15 [22]			
^{49}K	1,27±0,085s [19]	86 ± 9 [16]	86 ± 9 [16]		
^{50}K	472 ± 4 ms [15]	29 ± 3 [16]	29 ± 3 [16]		
^{51}K	320 ± 5 ms [15]	47 ± 5 [16]	47 ± 5 [16]		
^{52}K	105 ± 5 ms [15]	107 ± 20 [15]			
^{53}K	30 ± 5 ms [15]	100 ± 30 [15]			
^{54}K	10 ± 5 ms [15]				
^{30}Mg	325±300 [20]	$\leq 6,10^{-2}$ [15]			
^{31}Mg	230±20ms [15]	1,7 ± 0,3 [15]			
^{32}Mg	120±20ms [15]	2,4 ± 0,5 [15]			
^{33}Mg	90±20ms [15]	17 ± 5 [15]			
^{34}Mg	20±10ms [15]				
^{27}Na	304± 7ms [18]	0,11 ±0,04 [14]			
^{28}Na	30,5±0,4ms [18]	0,8 ± 0,2 [14]			
^{29}Na	44 ± 1ms [15]	21,5 ± 3 [15]	21 ± 4 [15]		
^{30}Na	48 ± 2ms [15]	33 ± 6 [15]	30 ± 4 [15]	1,4 ± 0,3 [21]	
^{31}Na	17 ±0,4ms [15]	38 ± 6 [15]	37,5±5,5 [15]	1 ±0,25 [21]	
^{32}Na	13,2±0,4ms [15]	39 ± 6 [15]	23,9±6,8 [19]	8,3 ±2,1 [15]	
^{33}Na	8,0 ±0,6ms [15]	77 ± 15 [15]	50 ± 20 [15]	12 ± 5 [15]	
^{34}Na	5,5 ± 1ms [15]	115 ± 20 [15]			
^{35}Na	1,5 ±0,5ms [15]				
^{17}N	4,17±0,04s [18]	95 ± 6 [18]			
^{16}C	750 ±10ms [18]	> 98 [18]			
^{9}Li	178,3 ± 0,4ms [18]	50 ± 4 [41]			
^{11}Li	8,8 ± 0,2ms [18]	95 ± 8 [41]	82 ± 7 [17]	3,9 ±0,5 [17]	1,8 ± 0,2 [17]
^{8}He	122 + 2ms [18]	12 + 1 [18]			

émetteur de neutrons retardés. On constate que l'émission simultanée de trois neutrons, énergétiquement possible dans plusieurs cas (ex. : ^{53}K, ^{54}K), n'a été observée à ce jour que pour ^{11}Li.

CHAPITRE II

CARACTERISTIQUES ET PERFORMANCES DU DETECTEUR COURBE

Avant de décrire notre compteur nous allons rappeler quelques généralités concernant les méthodes de détection des neutrons.

La propriété intrinsèque au neutron (charge nulle) ne permet pas de le détecter et de mesurer son énergie aussi facilement que les particules chargées. D'autre part, la diffusion des neutrons dans le local d'expérience produit un bruit de fond important. Un neutron peut être détecté soit en "observant" directement l'atome de recul chargé produit par la diffusion (l'atome d'hydrogène) soit par une réaction nucléaire où le neutron crée des particules chargées, des rayonnements γ ou des noyaux radioactifs. Quant à son énergie, elle peut être déterminée : dans le premier cas, par la mesure de l'énergie de recul de la particule chargée à un certain angle, et dans le deuxième cas, par l'énergie libérée dans la réaction nucléaire induite par le neutron.

Pour les neutrons rapides ($E_n \geq 100$ keV) l'utilisation et le progrès des scintillateurs organiques liquides et plastiques a révolutionné la physique des neutrons de hautes énergies [23]. On atteint une efficacité de 1 à 10 % entre 10 keV et 100 MeV avec une résolution en énergie de 3 à 30 % à partir de 100 keV. Pour les neutrons de faible énergie des techniques ont été développées en utilisant principalement les trois réactions nucléaires dans des scintillateurs inorganiques :

$^{6}Li(n,\alpha)T$ $\quad$ $^{6}Li + n \rightarrow {}^{4}He + {}^{3}H + 4{,}64$ MeV

$^{10}B\ (n,\alpha)^{7}Li^{*}$ $\quad$ $^{10}B + n \rightarrow {}^{4}He + {}^{7}Li^{*} + 2{,}3$ MeV

$^{7}Li^{*} \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$ (480 keV)

$^{3}He(n,p)T$ $\quad$ $^{3}He + n \rightarrow {}^{1}H + {}^{3}H + 770$ keV

Des efficacités de l'ordre de 10 % sont atteintes pour des neutrons de quelques keV d'énergie.

L'utilité des méthodes citées précédemment est limitée, par suite de l'absence de relation simple entre l'énergie que l'on désire mesurer et la fonction de réponse du détecteur.

Le procédé que nous avons choisi, fondé sur la détermination du temps de vol des neutrons sur une distance, appelée base de vol, permet d'éviter cet inconvénient. Le temps est relié à l'énergie par la relation :

$$E = \frac{5227\ L^2}{t^2}$$

déduite de l'énergie cinétique du neutron et de la distance L parcourue par celui-ci.

L : base de vol (m)

t : temps de vol (ns)

E : énergie du neutron (MeV)

Le coefficient numérique (5227) dépend du système d'unité choisi. La résolution en énergie est fonction de l'incertitude qui affecte la mesure de l'intervalle de temps et de l'épaisseur ΔL du détecteur, elle s'écrit :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E^{1/2}}{36{,}2\ L}\ \Delta t + 2\ \frac{\Delta L}{L}$$

Nous remarquons qu'elle se dégrade lorsque l'énergie à déterminer croît.

Nous présentons maintenant les caractéristiques essentielles d'un compteur qui a été réalisé pour déterminer l'énergie des neutrons, émis à partir des niveaux non liés alimentés par la radioactivité β. La spectrométrie de ces neutrons est effectuée à l'aide de la méthode de temps de vol.

I. DESCRIPTION DU COMPTEUR

1. Le scintillateur

Lors du choix d'un scintillateur il faut toujours trouver un compromis entre un grand volume qui permet d'obtenir une grande efficacité et un petit volume qui assure une bonne mesure du temps.

Afin d'obtenir une résolution en temps convenable dans le domaine des énergies comprises entre 0,3 et 5 MeV nous avons choisi une base de vol égale à un mètre. L'épaisseur choisie (ΔL = 1,25 cm) a été retenue pour limiter l'incertitude sur la longueur de vol des neutrons détectés près des faces d'entrée et de sortie du compteur. A épaisseur donnée, l'efficacité est proportionnelle à l'angle solide.

Nous avons réalisé un compteur qui sous-tend 0,28 stéradian en utilisant un scintillateur de 160 cm de long et 18 cm de large courbé suivant un rayon de un mètre.

Dans un scintillateur de grande taille vu à son extrémité par un ou plusieurs photomultiplicateurs, l'atténuation de la lumière devient un paramètre important. Ce critère nous a conduit à retenir le scintillateur plastique NE110 qui présente la meilleure transmission pour des dimensions importantes. Les principales caractéristiques de ce scintillateur sont résumées dans le tableau II.1.

Tableau II.1.

Volume (cm^3)	3600
Longueur (cm)	160
Largeur (cm)	18
Epaisseur (cm)	1,25
Densité	1,032
Indice de réfraction	1,58
Temps de décroissance (ns)	3,3
Longueur d'atténuation (cm)	400
Longueur d'onde maximum d'émission (nm)	434
Nombre d'atomes d'hydrogène par cm^3	$5,28\ 10^{22}$

2. Montage du compteur

Le compteur est constitué par notre feuille de scintillateur, associé à chaque extrémité à un photomultiplicateur (XP 2020) par l'intermédiaire d'un guide de lumière.

Une vue de ce montage est présentée figure II.1.

Nous avons constaté que le soin apporté au collage entre le scintillateur et le guide de lumière était essentiel pour collecter le maximum de lumière. Pour réaliser l'étanchéité à la lumière avec une absorption minimale pour les neutrons nous avons recouvert l'ensemble scintillateur-guide de lumière d'abord avec une feuille d'aluminium et ensuite avec un ruban adhésif noir. Quant aux photomultiplicateurs, ils ont été choisis surtout pour leur rapidité caractérisée par un temps de montée court (1,5 ns) et leur gain important.

II. ATTENUATION DE LA LUMIERE DANS LE SCINTILLATEUR

Lorsqu'on utilise de grands scintillateurs, on doit tenir compte du facteur d'atténuation de la lumière qui joue un rôle important dans l'évaluation de grandeurs physiques telles la résolution spatiale et l'efficacité de détection des neutrons [24].

La collection de lumière est spécifique de la nature, des dimensions et de la forme du détecteur mais elle peut aussi subir des pertes sensibles suivant le montage utilisé. Un état de surface soigné et un bon polissage doivent être assurés.

1. Propagation de la lumière dans le scintillateur

Lorsqu'une interaction a lieu dans le détecteur celle-ci produit des radiations qui se propagent d'une manière isotrope. Ces radiations atteignent la photocathode soit directement soit après des réflexions successives. Certains rayons lumineux se réfractent mais ceux qui tombent sur les parois avec un angle d'incidence supérieur à l'angle de réfraction limite sont réfléchis tout le long du scintillateur. L'angle limite de réflexion total i est défini par la loi de Descartes :

$$n \sin i = no$$

n étant l'indice de réfraction de NE 110 (n = 1,58) et no l'indice de réfraction de l'air. Ainsi tous les rayonnements émis avec un angle inférieur à 40° sont diffractés en dehors du scintillateur (figure II.2.)

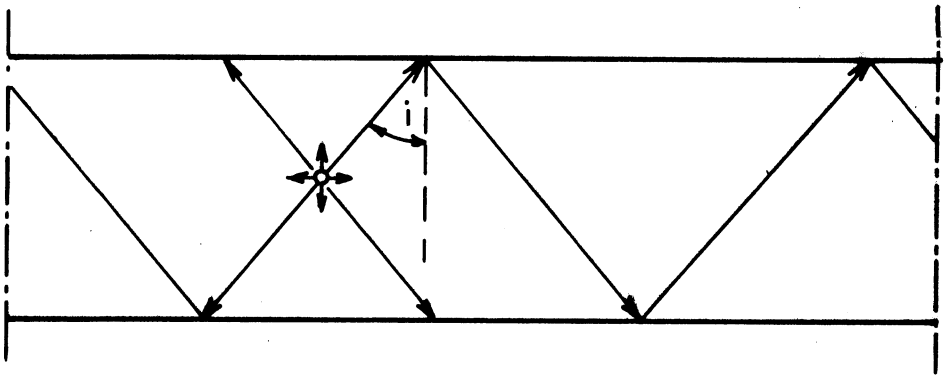


Fig.II.2

Plusieurs auteurs [25] ont essayé de minimiser cette perte de photons en appliquant différents réflecteurs ou diffuseurs sur la surface du scintillateur. Pour des raisons pratiques nous avons choisi la solution communément adoptée c'est à dire la feuille mince d'aluminium.

2. Mesure de l'atténuation de la lumière

Les mesures sont effectuées à l'aide d'une source de ^{60}Co déplacée par pas de 20 centimètres le long du scintillateur. La géométrie de notre dispositif source-scintillateur nous assure une assez bonne localisation. Pour chaque position de la source nous relevons le spectre en amplitude correspondant à chacun des photomultiplicateurs. Nous utilisons comme référence la limite supérieure du front Compton.

Les courbes d'atténuation relatives obtenues en fonction de la position sont représentées sur la figure II-3. Celles qui se croisent représentent la variation de l'intensité de la lumière émise qui atteint chacun des photomultiplicateurs.

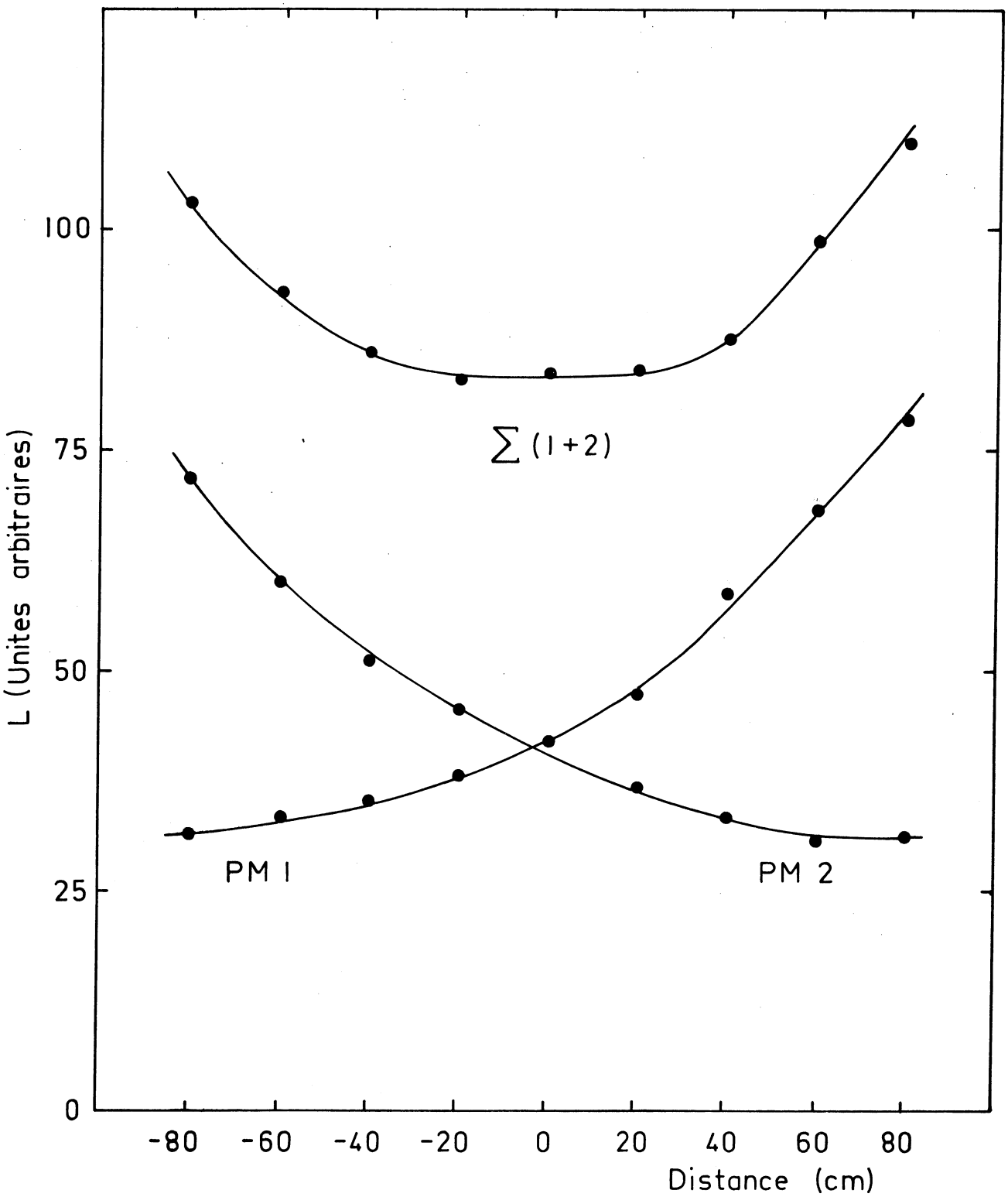

100
75
50
25
0
L (Unites arbitraires)
∑ (1+2)
PM 1
PM 2
-80
-60
-40
-20
0
20
40
60
80
Distance (cm)

Fig.II.3

On constate qu'après l'ajustage du gain des photomultiplicateurs, la symétrie du système est assurée. La courbe Σ représente la somme des réponses des deux voies. On constate que celle-ci est à peu près constante (à 25 % près) le long du scintillateur.

A partir de ces mesures nous avons déduit la longueur d'atténuation λ qui intervient dans la loi d'absorption :

$$I = I_0 \, e^{-d/\lambda}$$

où I est l'intensité de lumière recueillie à une distance d et I_0 celle correspondant à la source placée à l'une des extrémités. Nous trouvons dans le cas de notre réalisation une valeur de λ égale à 2,1 mètres. Ceci représente la distance au bout de laquelle l'intensité de la lumière est réduite d'un facteur e et se traduit par des hauteurs d'impulsion variant dans un rapport 2,3 pour des mêmes interactions qui ont lieu aux extrémités du scintillateur.

Etant donné la valeur élevée du facteur d'atténuation de la lumière, il est important de réaliser un seuil de détection bas afin d'assurer une efficacité à peu près constante tout le long du scintillateur.

III. CARACTERISTIQUES TEMPORELLES DU COMPTEUR

Afin d'obtenir dans la méthode du temps de vol la meilleure résolution possible en énergie, il faut réaliser la meilleure résolution en temps. Dans un compteur de grande dimension, la mesure directe du temps est imprécise à cause de la variation du temps de transit de la lumière en fonction de la position de l'interaction. En fait on peut remédier à cet inconvénient ou même en tirer profit pour déterminer la localisation de l'endroit d'émission de la scintillation.

1. Principe de la compensation en temps

Dans notre compteur le scintillateur est muni à chaque extrémité d'un photomultiplicateur XP2020. Le montage a l'avantage de donner deux impulsions en temps ce qui nous permet d'extraire une information en temps indépendante de la position comme nous le verrons ci-après.

Soit t_0 l'instant défini par la détection de la particule β (par exemple dans la désintégration $^{49}K \; \beta^- \rightarrow {}^{49}Ca^* \rightarrow {}^{48}Ca + n$) auquel le neutron est émis.

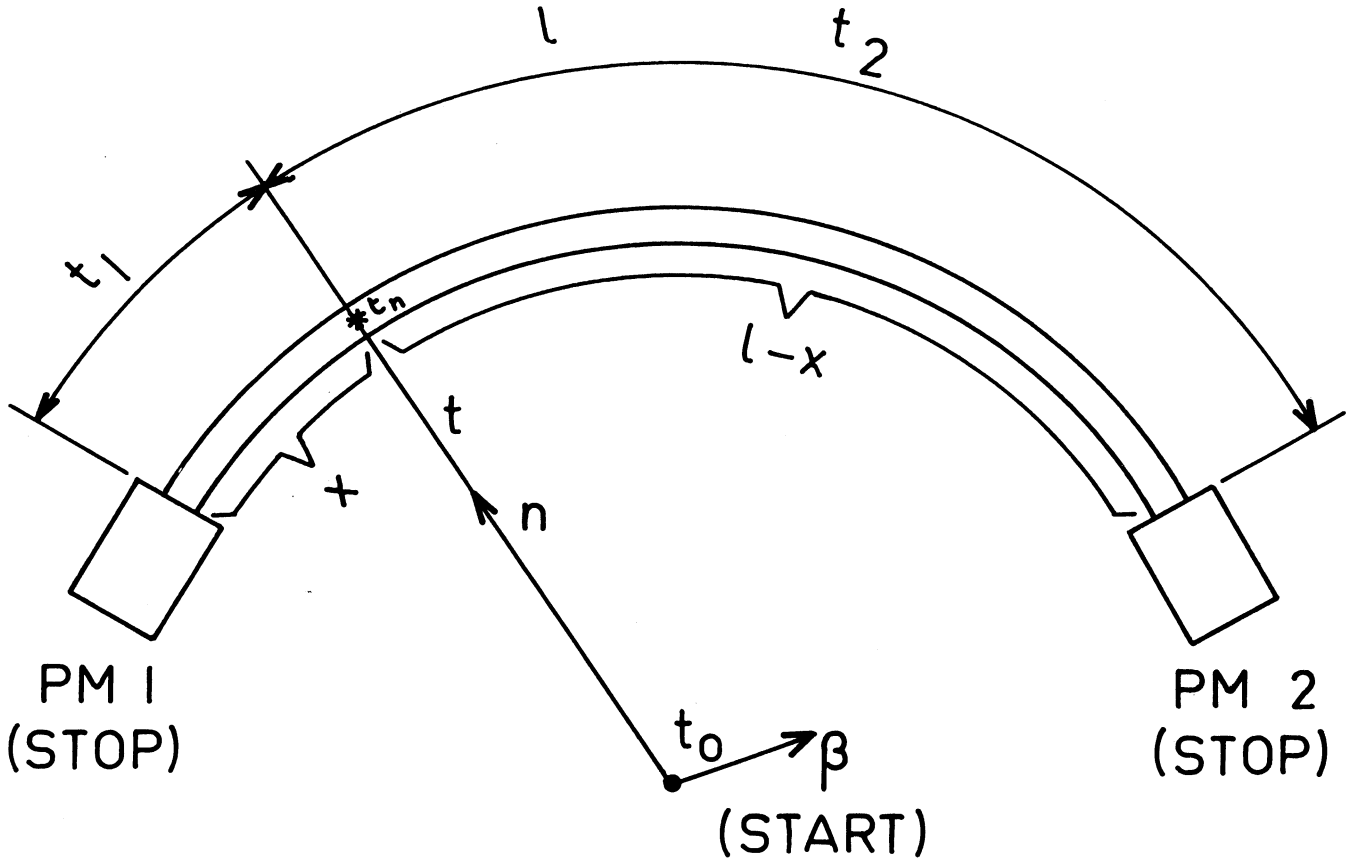


Fig.II.4

Ce neutron interagit avec le scintillateur à l'instant t_n. La scintillation créée met respectivement un temps t_1 et t_2 pour atteindre chacun des photomultiplicateurs (fig. II.4).

Nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$(t_n - t_o) + t_1 = t + fx\frac{n}{c} = L/v + fx\frac{n}{c}$$

$$(t_n - t_o) + t_2 = t + f(\ell - x)\frac{n}{c} = L/v + f(\ell - x)\frac{n}{c}$$

f : facteur géométrique (le facteur est introduit parce que la trajectoire effective de la lumière dans le compteur est plus longue que la trajectoire directe)

t : temps de vol du neutron

v : vitesse du neutron dans l'air

ℓ : longueur du scintillateur

n : indice de réfraction du scintillateur

c : vitesse de la lumière dans le vide

L : longueur de la base de vol.

Pour la somme des temps de détection nous avons :

$$(t_1 + t) + (t_2 + t) = \frac{2L}{v} + \ell f \frac{n}{c} \qquad (1)$$

Cette expression est indépendante de la position de l'interaction du neutron et nous donne directement le temps de vol t.

D'autre part la différence :

$$(t_1 + t) - (t_2 + t) = (2x - \ell)\, f\frac{n}{c} \qquad (2)$$

nous renseigne par sa dépendance en x sur la distribution spatiale des neutrons le long du détecteur.

Nous n'avons pas tenu compte explicitement du temps de transit dans les deux photomultiplicateurs mais ceci n'affecte en rien la validité des relations (1) et (2).

Dans un premier temps, nous déterminerons la valeur du facteur géométrique f pour notre compteur. Ensuite nous présenterons deux dispositifs électroniques différents de compensation en temps, dont le principe s'appuie

sur la relation (1). Enfin nous décrirons un autre circuit pour la localisation des neutrons cette fois-ci basé sur la relation (2).

2. Mesure du facteur géométrique f

Ce facteur nous renseigne essentiellement sur le temps de transit effectif de la lumière dans le scintillateur. Il dépend de la géométrie du compteur et du nombre de réflexions sur la surface du scintillateur. Il est défini comme étant égal à l'unité lorsque le trajet de la lumière est direct entre la scintillation et le photomultiplicateur. A partir de l'expression (2) reliant les temps de transit t_1 et t_2 dans le scintillateur, pour des événements détectés aux deux extrémités du compteur on déduit la quantité :

$$2\,\Delta t = 2\,f\,\ell\,\frac{n}{c} \qquad (3)$$

où Δt désigne le temps moyen que met la lumière pour aller d'un bout à l'autre du scintillateur. Nous avons déterminé cette quantité à l'aide du dispositif de mesure reproduit figure II-5A. L'information temps correspondant à chacun des photomultiplicateurs était dérivée à l'aide de discriminateurs à fraction constante. Nous avons retenu cette solution parce qu'elle présentait les meilleures caractéristiques dans les essais que nous avons effectués à l'aide de différents discriminateurs rapides (Enertec Modèle 7158, Ortec Modèle 934). A partir des deux raies nous mesurons la différence de temps pour chaque événement à l'aide d'un convertisseur temps amplitude. Le résultat de cette mesure est représenté figure II-5B. La valeur $2\Delta t$ correspond à la largeur du plateau due à la variation maximale des temps de transit de la lumière dans notre détecteur.

Nous avons trouvé Δt égal à 10,5 nanosecondes. A partir de cette valeur et de la relation (3) nous déduisons le facteur géométrique : f = 1,23.

Comme nous le verrons par la suite, la localisation d'un événement dans le compteur pourra être obtenue à partir de cette répartition en temps.

3. Circuit de compensation en temps

Si la mesure de temps était effectuée à l'aide d'un seul photomultiplicateur fixé à l'une des extrémités de notre scintillateur, la résolution serait au minimum de 10,5 nanosecondes correspondant essentiellement aux écarts de temps de transit de la lumière dans le compteur. Quand on utilise un phototube à chaque extrémité, on peut tirer profit du fait que la somme des temps de transit dans le scintillateur est constante quel que soit l'endroit où se produit l'interaction :

Fig.II.5 A

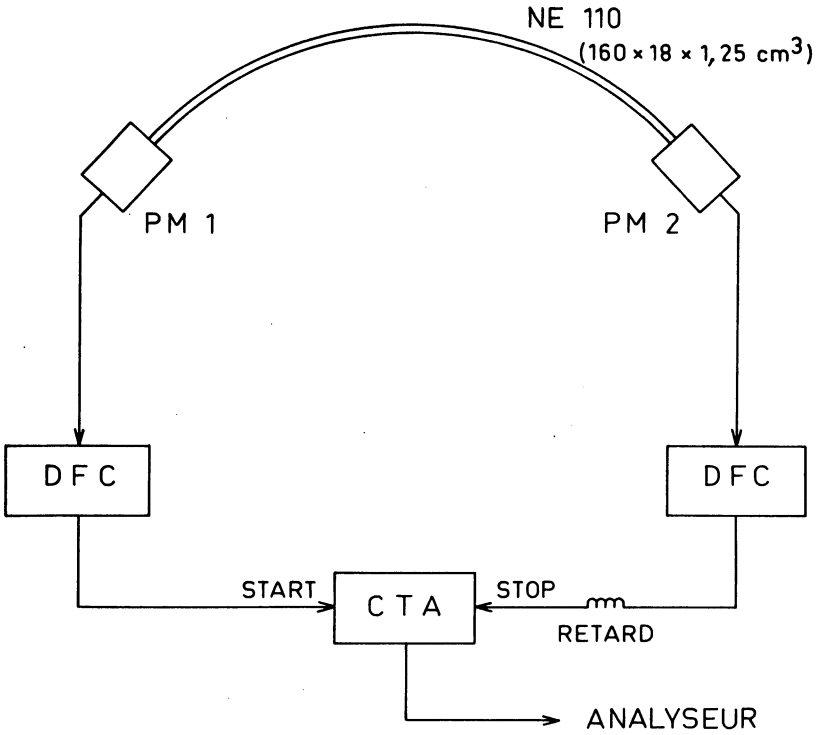


Fig.II.5 B

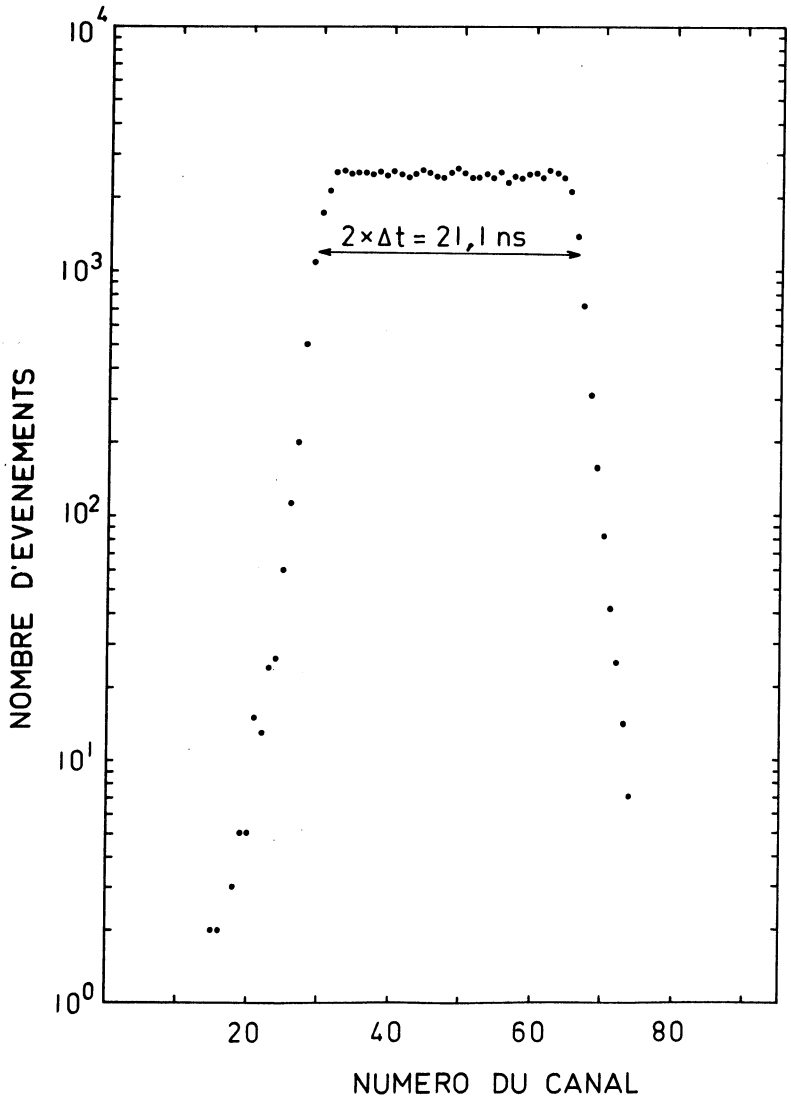


Fig.II.6 A

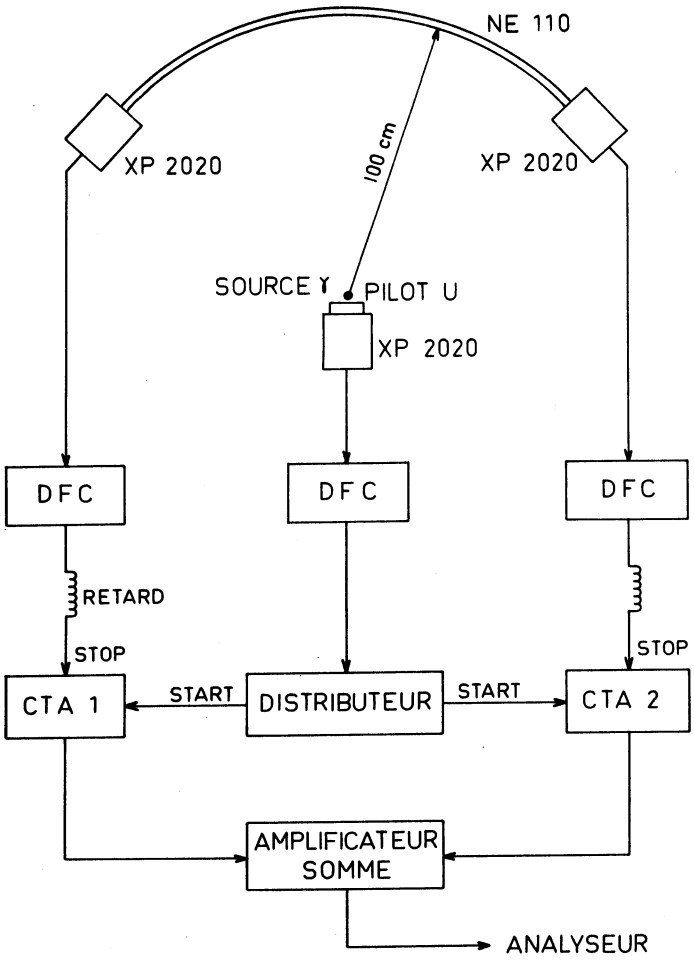
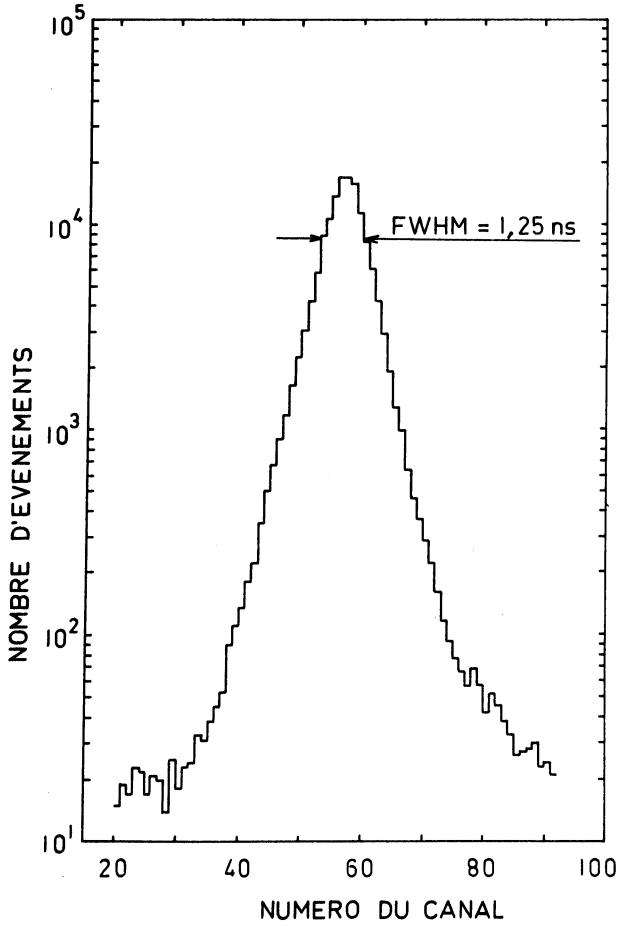


Fig.II.6 B



$$t_1 + t_2 = f \ell \frac{n}{c}$$

Nous avons utilisé deux circuits différents qui permettent d'exploiter cette propriété.

a) Circuit somme

Dans les mesures que nous avons effectuées nous prenons comme référence en temps l'instant (t_0) pour la détection en coincidence des rayonnements γ d'une source de ^{60}Co dans un petit scintillateur (Pilot U : 24 mm x 25 mm), monté sur un photomultiplicateur de type XP 2020 (fig.11.6A). Les différences de temps (t_1-t_0) et (t_2-t_0) entre les événements corrélés détectés sont mesurés à l'aide des deux convertisseurs temps-amplitude. Ces deux informations sont additionnées dans un circuit somme à la sortie duquel nous disposons aini d'une impulsion dont l'amplitude est proportionnelle à la quantité (t_1+t_2). Nous avons représenté sur la figure II.6.B. l'enregistremnt obtenu ainsi. La résolution en temps relevée dans ce cas est de 1,25 nanoseconde.

b) Circuit "Meantimer"

La compensation des temps de transit dans le scintillateur peut également être réalisée à l'aide d'un circuit "Meantimer" décrit pour la première fois par J.FAUST et LARSEN [26]

- Dans ce système schématisé figure II.7, les impulsions issues des deux discriminateurs entrent par ses deux extrémités dans une ligne à retard fractionnée. Une impulsion de sortie est obtenue à l'instant où les deux impulsions d'entrée s'additionnent algébriquement. Le circuit que nous avons employé correspondait à une gamme de 16 nanosecondes avec une résolution de 0,5 nanoseconde.

  Nous avons effectué les mesures de résolution à l'aide de ce dispositif électronique (fig.II-8 A) dans les mêmes conditions que précédemment.
- Après l'ajustage du retard pour centrer les événements dans la gamme de temps (16 ns) disponible, nous avons obtenu une résolution de 1,10 nanoseconde (fig. II-8B). La distribution en temps représentée correspond à celle du grand scintillateur car la résolution du compteur de référence (Pilot U) a été déterminée indépendamment et trouvée égale à 300 picosecondes dans nos conditions d'utilisation.

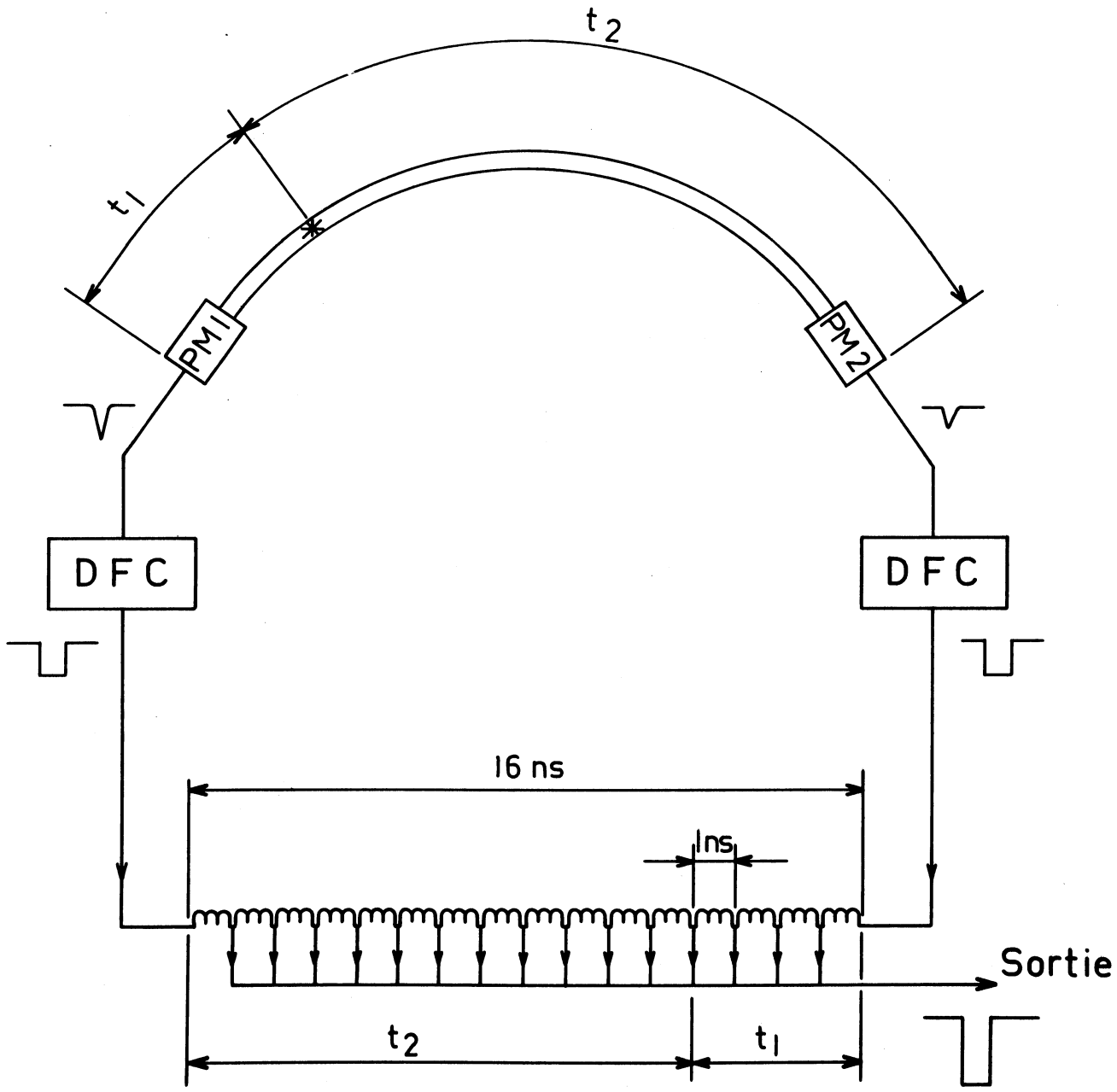


Fig.II.7

Fig.II.8 A

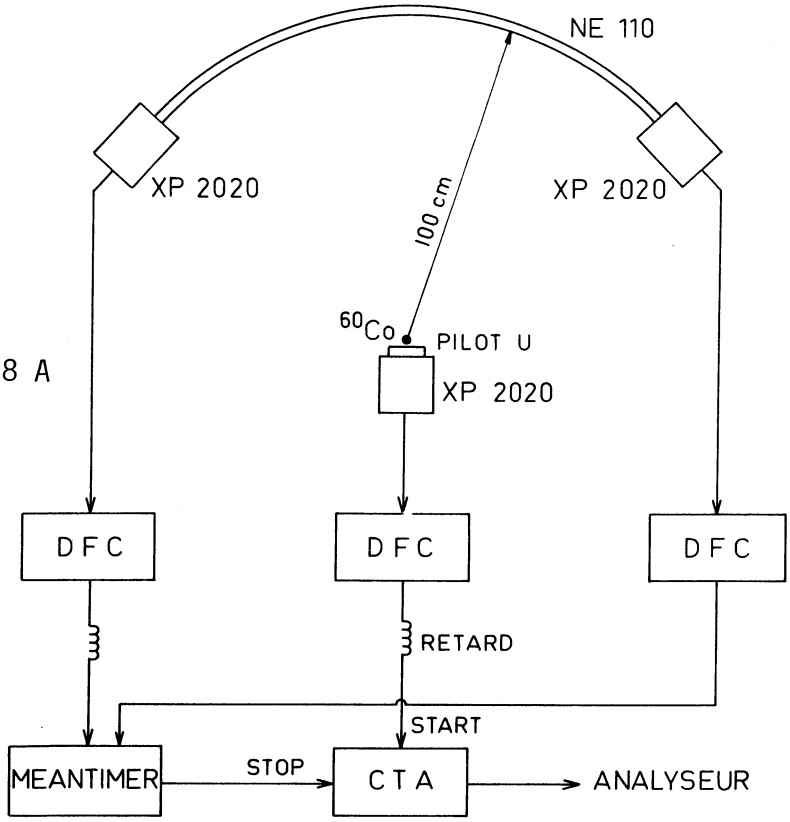
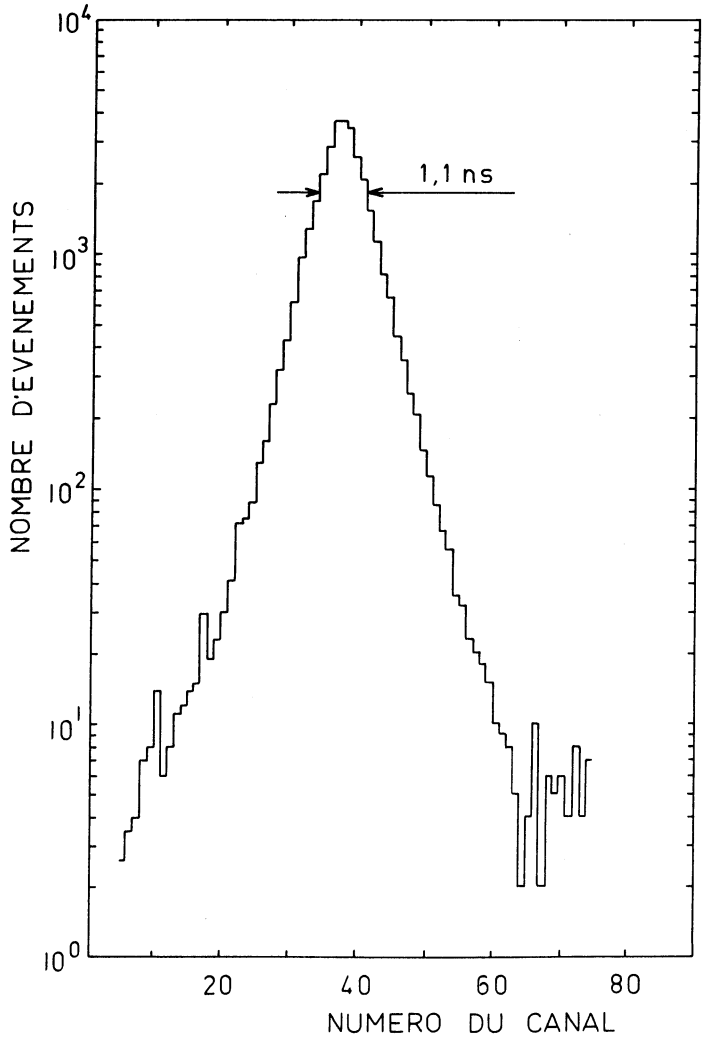


Fig.II.8 B



A partir de ces résultats nous arrivons à la conclusion que les deux types de circuits utilisés conduisent à des précisions de mesures en temps sensiblement équivalentes avec un avantage pour le "meantimer" essentiellement dû à la simplicité de sa mise en oeuvre.

4. Circuit de localisation

Nous avons relevé (relation (2)) que la différence t_1-t_2 des temps de transit était dépendante de la position x de l'interaction. Cette propriété avait été utilisée pour la première fois par CHARPAK et coll. [27] pour déduire la localisation des événements. Nous avons déterminé la sensibilité de notre compteur pour la mesure de la position de l'interaction. Le circuit utilisé est représenté sur la figure II-9A). Dans ce cas, les coïncidences étaient réalisées à l'aide des deux rayonnements γ d'annihilation issus d'une source de positrons : ^{22}Na.

La source est placée à une dizaine de centimètres du grand compteur. Avec la géométrie utilisée, la coïncidence γ-γ entraîne un angle solide de détection réduit, c'est à dire une localisation bien définie ($\sim$ 1 cm^2) des interactions dans le grand compteur. La résolution angulaire ainsi déterminée est illustrée par la figure II.9.B.

Ces résultats nous permettent d'envisager l'utilisation de ce compteur pour des mesures de distributions angulaires ou de corrélations n-γ dans des réactions nucléaires.

IV. EFFICACITE DE DETECTION

L'utilisation de notre compteur dans la spectrométrie des émetteurs de neutrons retardés nécessite la connaissance de la variation de son efficacité en fonction de l'énergie. Cette quantité peut être évaluée à partir de la section efficace d'intéraction avec les noyaux qui constituent le scintillateur $(C_8H_8)_n$.

On définit l'efficacité par le rapport du nombre de diffusions au nombre de neutrons incidents.

La probabilité P pour qu'un neutron d'énergie E_n traverse un tel scintillateur d'épaisseur L sans subir de diffusion sur l'hydrogène ou sur le carbone, est donnée par la relation :

$$P = e^{-(n_H\sigma_H + n_C\sigma_C)L}$$

Fig.II.9 A

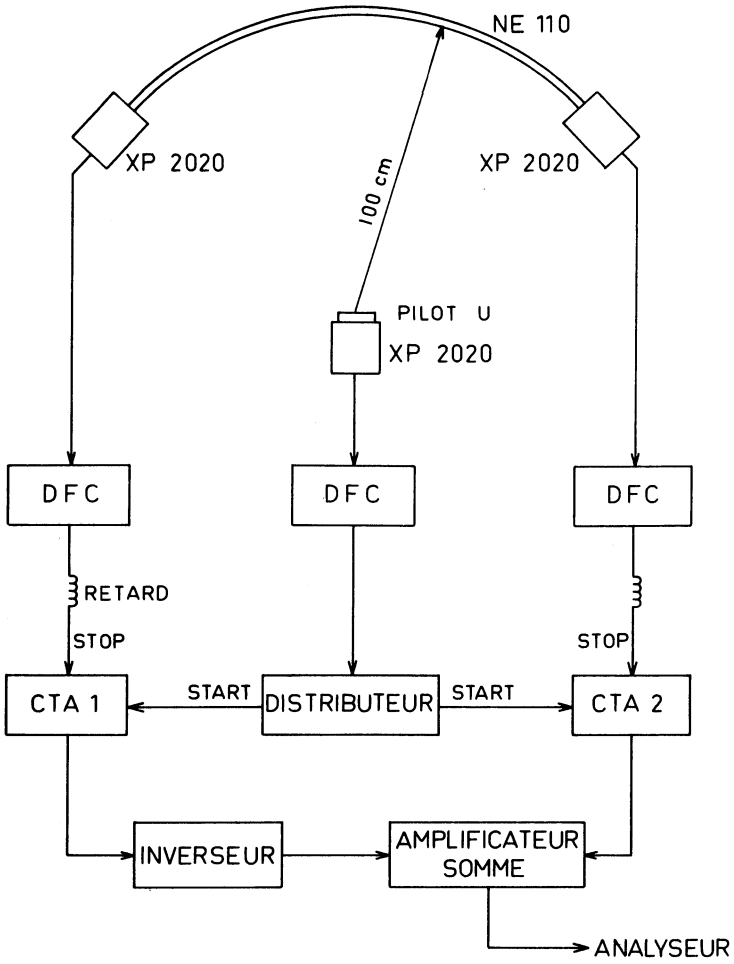
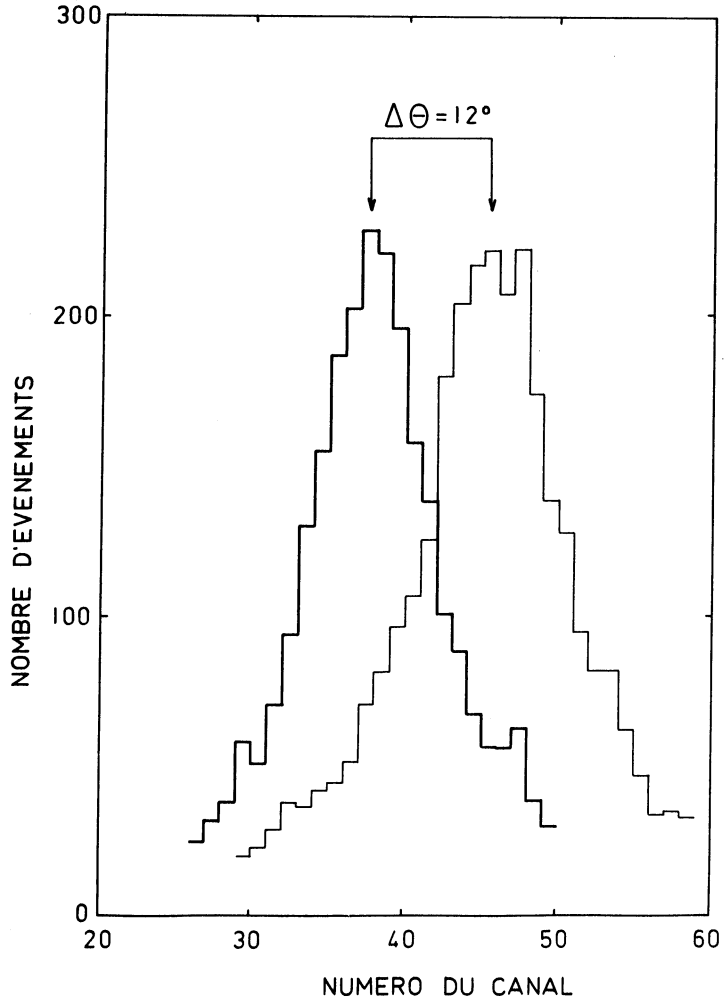


Fig.II.9 B



n_H et n_c : nombre d'atomes d'hydrogène et de carbone par cm^3
σ_H et σ_c : sections efficaces de diffusion des neutrons d'énergie E_n sur l'hydrogène et sur le carbone.

Si l'on désigne par N_o le nombre de neutrons monocinétiques incidents et par N celui des neutrons diffusés, on a :

$$N = N_o(1 - P) = N_o \left[1 - e^{-(n_H\sigma_H + n_c\sigma_c)L} \right]$$

Le nombre N_p de protons de recul correspondant est égal à :

$$N_p = N \frac{n_H\sigma_H}{n_H\sigma_H + n_c\sigma_c}$$

L'efficacité ε de détection des neutrons par les seuls protons de recul s'exprime alors par :

$$\varepsilon = \frac{N_p}{N_o} = \frac{n_H\sigma_H}{n_H\sigma_H + n_c\sigma_c} \left[1 - e^{-(n_c\sigma_H + n_c\sigma_c)L} \right]$$

En réalité, on a toujours un seuil de détection qui est introduit par le dispositif électronique et qu'il faut déterminer expérimentalement. Si l'on considère en première approximation que la réponse du compteur est linéaire en fonction de l'énergie des protons de recul, on peut évaluer la variation relative de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie seuil E_s et de l'énergie E_n à partir de la relation :

$$\varepsilon' = \frac{E_n - E_s}{E_n} \varepsilon = \frac{(E_n - E_s)}{E_n} \frac{n_H\sigma_H}{n_H\sigma_H + n_c\sigma_c} \left[1 - e^{-(n_H\sigma_H + n_c\sigma_c)L} \right]$$

Nous avons représenté sur la figure II.10 le résultat de ce calcul pour des seuils s'étendant de 300 keV à 1 MeV. Dans ce calcul, nous n'avons pas tenu compte des noyaux de carbone de recul formés dans la diffusion élastique car ils ne donnent pas de scintillations observables dans notre gamme d'énergies incidentes.

La relation précédente représente une bonne approximation dans le cas d'un scintillateur de dimensions telles que l'atténuation de la lumière reste négligeable. Dans le cas de notre compteur, nous avons vu que ce paramètre présente des variations importantes. Il est donc nécessaire de connaître la fonction de réponse lumineuse du scintillateur pour déterminer l'efficacité de détection. Les

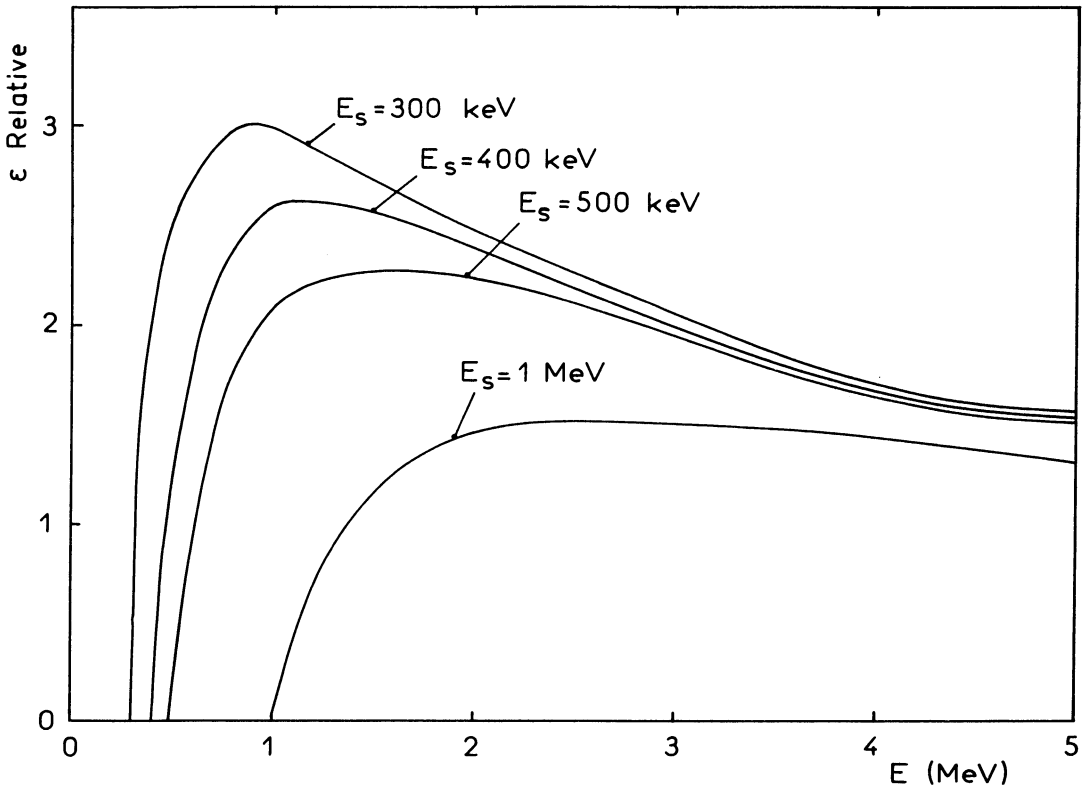


Fig.II.10

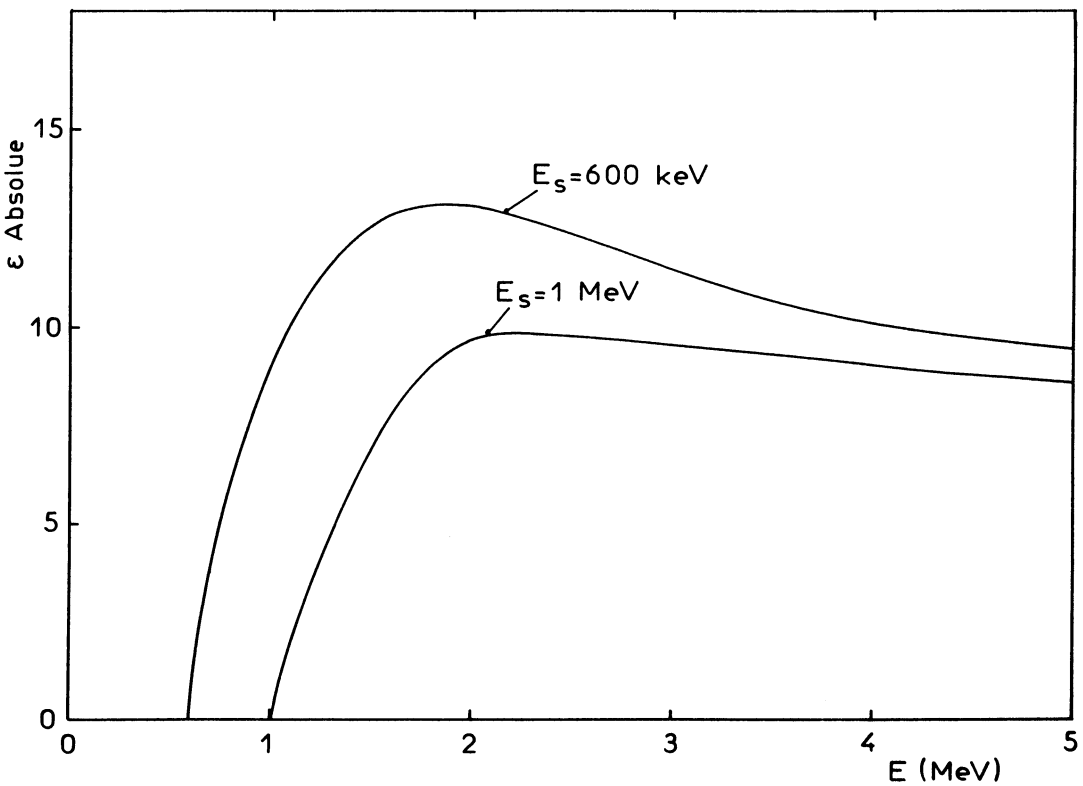


Fig.II.11

calculs développés récemment par NETTER et collaborateurs [28] pour leur grand compteur ont été appliqués dans notre cas. La méthode de Monte Carlo y est utilisée pour déterminer la trajectoire des photons émis en un point donné avec une direction choisie au hasard. Le calcul établit l'histoire de chaque photon jusqu'au moment où il atteint la photocathode; celui-ci est absorbé par le scintillateur ou réfracté par la surface. Dans le programme utilisé [29] c'est la longueur d'atténuation que nous avons déterminée expérimentalement pour notre géométrie qui a été prise en compte. La variation ainsi déterminée de l'efficacité en fonction de l'énergie des neutrons incidents est représentée pour deux seuils différents sur la figure II.11. On constate que la forme de ces courbes est très comparable à celle des courbes théoriques de la figure II.10.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre, nous rapportons les résultats qui nous permettent de construire les schémas de désintégration de ^{49}K, ^{50}K et ^{51}K. Nous chercherons à préciser (^{49}K), à compléter les résultats fragmentaires (^{50}K) et à établir pour la première fois (^{51}K) les énergies d'excitation des niveaux émetteurs de neutrons retardés par désintégration β.

I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1. Production des isotopes de potassium riches en neutrons à ISOLDE.

Le faisceau de protons (2,3 μ A) du synchrocyclotron (SC) de 600 MeV du CERN frappe une cible épaisse (environ 10 g/ cm^2) de carbure d'uranium. Les produits de réaction diffusent hors de cette matière et transitent par un tube de transfert vers une source d'ions. Les produits alcalins dont le potentiel d'ionisation est faible (W_K = 4,3 eV pour K) sont facilement ionisés par effet thermoïonique au contact d'une surface de rhénium ou de tungstène chauffée vers 1500° C . Ils sont ensuite accélérés sous une tension de 60 kilovolts. Un analyseur magnétique ($M/\Delta M$ = 1800) disperse les masses dans le plan focal. Un dispositif original constitué par des déflecteurs électrostatiques permet de conduire les faisceaux correspondants aux différentes masses vers quatre lignes de faisceaux. Ce transfert de faisceaux vers les stations de mesures est obtenu à l'aide de déflecteurs et de quadrupoles électrostatiques.

La partie de l'installation technique la plus complexe se situe en amont de l'aimant d'analyse, et confère à l'ensemble ses propriétés caractéristiques de rendement, de rapidité et de sélectivité. Ces facteurs sont liés à l'interaction physico-chimique dans la cible, à la diffusion hors de la cible vers la source d'ions et à l'efficacité d'ionisation.

Les atomes radioactifs (faisceau ISOLDE) sont collectés sur un ruban de mylar aluminisé, qui peut être déplacé à une vitesse proche de 1m/s grâce à un dérouleur de bande. Les sources déposées sont transportées à l'une des stations de mesure spécialisées. Une définition du temps de collection, d'attente et de mesure faite à l'aide d'un programmateur permet de favoriser l'intensité du parent ou celle des descendants dans les désintégrations en chaîne. En particulier les mesures concernant les isotopes à vie courte sont effectuées au point de collection, les descendants étant évacués périodiquement (ou en continu) par le ruban de mylar.

2. Système de détection

Une vue schématique du système de détection utilisé dans notre expérience est présentée figure III.1. Nous disposons d'un détecteur β dont l'angle solide est voisin de 4π (10,5 stéradians) au point de collection. C'est un scintillateur creux de forme cylindrique traversé par la bande de mylar. L'épaisseur du scintillateur (2mm) a été choisie de façon à assurer une faible efficacité aux rayonnements γ. Par contre, celle-ci est de 100% pour les particules β qui le traversent. Ce scintillateur est vu par un photomultiplicateur rapide (XP 2020) permettant d'obtenir une bonne information en temps.

Nous avons installé un détecteur Ge-Li (efficacité 24%, volume 100cm^3) près du point de collection pour assurer une efficacité maximum pour la détection des rayonnements γ. Il est utilisé en coïncidence avec le compteur β pour éliminer le bruit de fond du local d'expérience. Le grand compteur de neutrons est centré sur la source pour définir une base de vol de un mètre. La mesure du temps de vol est déclenchée à partir du signal donné par le compteur β qui détecte l'émission β précédant l'émission du neutron.

Nous avons utilisé un second détecteur de neutrons, comprenant un scintillateur cylindrique de plus faible dimension (diamètre 10 cm, épaisseur 1,2 cm)

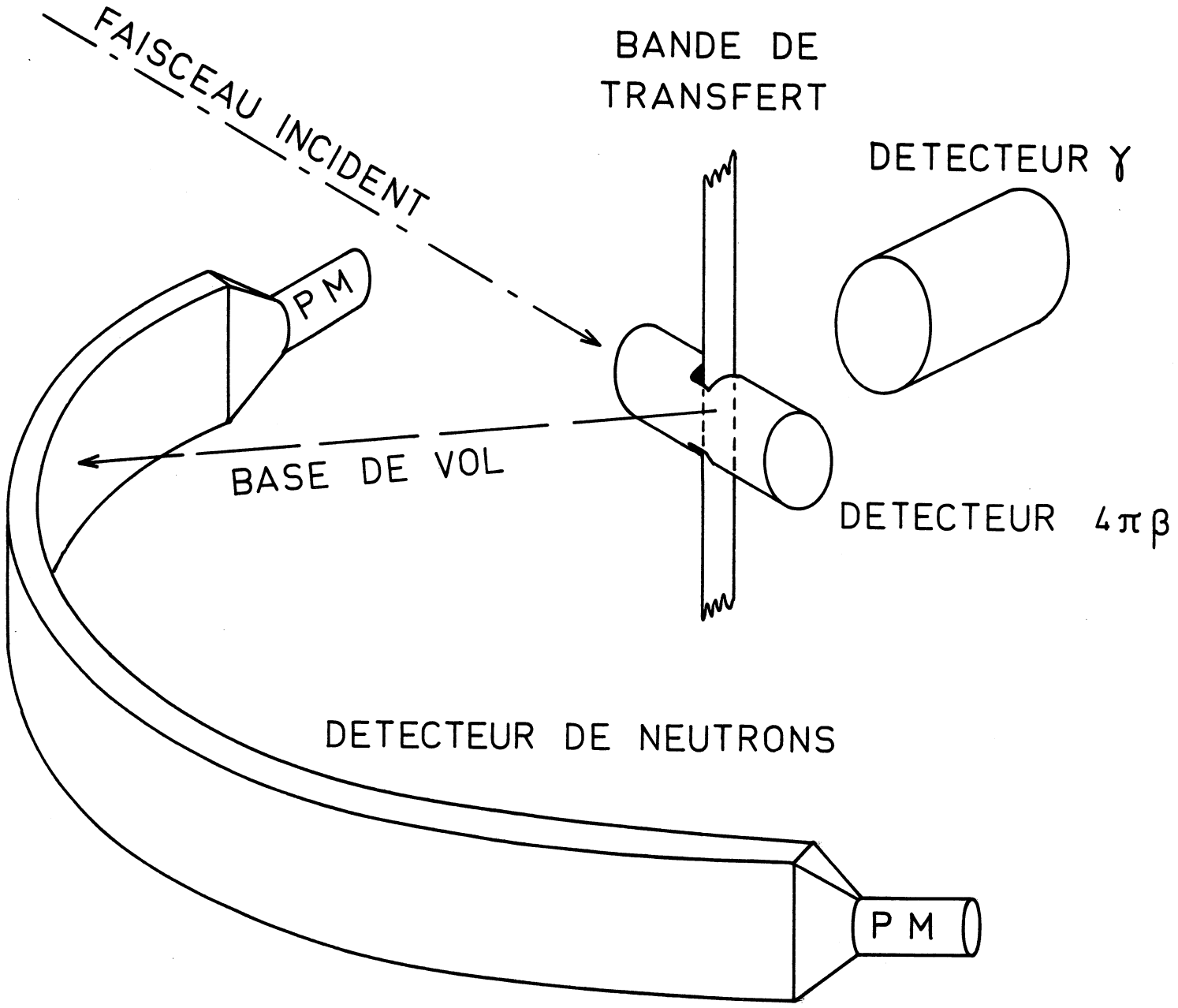

FAISCEAU INCIDENT
BANDE DE TRANSFERT
DETECTEUR γ
PM
BASE DE VOL
DETECTEUR 4πβ
DETECTEUR DE NEUTRONS
PM

Fig.III.1

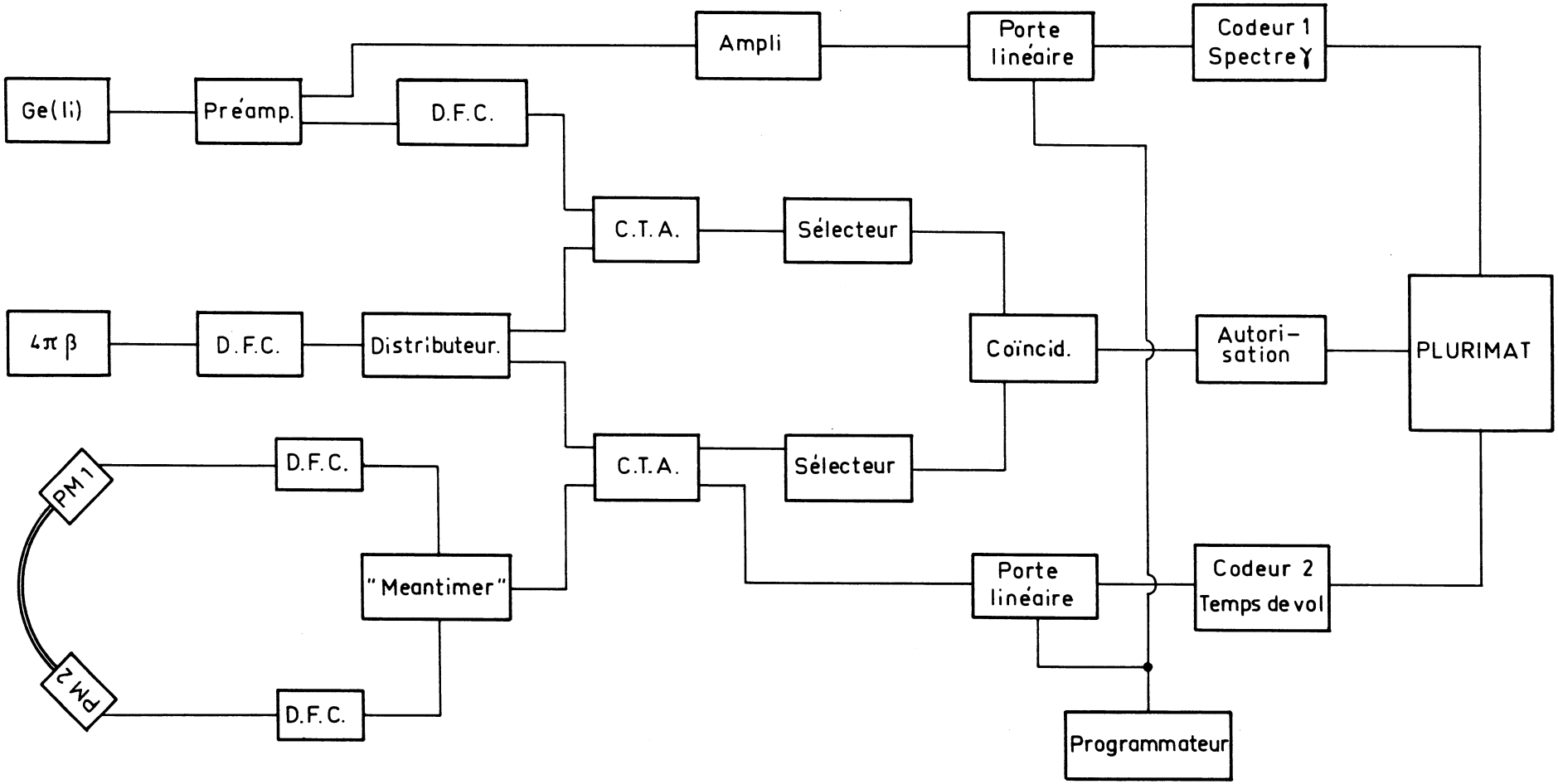

Ge(Li)
Préamp.
D.F.C.
Ampli
Porte linéaire
Codeur 1 Spectre γ
C.T.A.
Sélecteur
4π β
D.F.C.
Distributeur.
Coïncid.
Autori-sation
PLURIMAT
PM 1
D.F.C.
C.T.A.
Sélecteur
"Meantimer"
Porte linéaire
Codeur 2 Temps de vol
PM 2
D.F.C.
Programmateur

Fig.III.2

pour enregistrer le spectre des neutrons de basse énergie avec une base de vol de 50 cm.

3. Système d'acquisition

On effectue des enregistrements multiparamétriques de coïncidence β-n, β-γ et β-γ-n à l'aide du système d'acquisition PLURIMAT(INTERTECHNIQUE) sous forme d'événements bruts sur bande magnétique. Deux codeurs de 4096 points sont utilisés en coïncidence. Les spectres directs des neutrons et des rayonnements γ ainsi que leur projection totale peuvent être visualisés à tout moment pour contrôler les mesures et surveiller la bonne marche du dispositif expérimental. Les cycles de temps de collection et de comptage sont commandés par le programmateur séquentiel.

D'autres analyseurs multicanaux sont utilisés pour l'enregistrement et l'interprétation de différents spectres en cours d'expérience. Le principe du dispositif électronique est schématisé figure III.2.

II. DESINTEGRATION β de ^{49}K

Dans notre expérience, la production de l'isotope ^{49}K était de l'ordre de 25000 at/s. La période de cet élément ($T_{1/2}$= 1,27 ± 0,075s) a été mesurée par un comptage β en mode multiéchelle (la seule valeur connue dans la littérature était de 1,1 ± 0,3s [29]).

1. Mesure de spectre de temps de vol des neutrons retardés

Nous avons effectué la mesure au point de collection, en plaçant une feuille de plomb de 2mm d'épaisseur pour empêcher les électrons (émission β) d'atteindre le grand compteur de neutrons. La durée de chaque cycle de mesure a été choisie égale à 6s, les descendants étant évacués rapidement. La durée totale de la mesure a été de 12 heures.

Sur la figure III.3., nous présentons le spectre de temps de vol des neutrons obtenu avec le grand scintillateur. A titre de comparaison, nous avons représenté sur la figure III.5. le spectre de temps de vol que nous avions enregistré précédemment à l'aide d'un scintillateur cylindrique ayant une base de vol de 52 cm. On remarque pour le grand compteur une meilleure définition des pics grâce

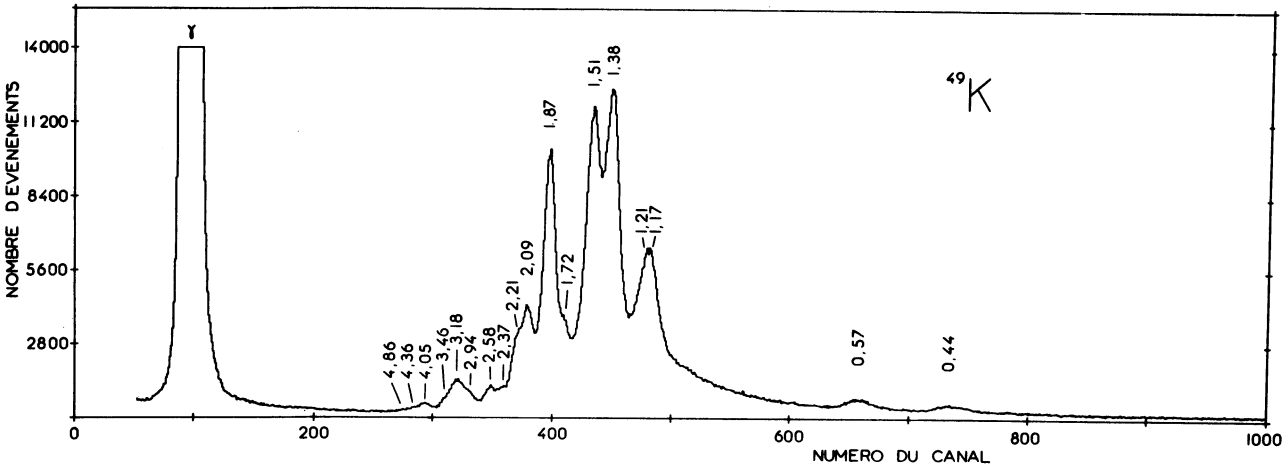


Fig.III.3

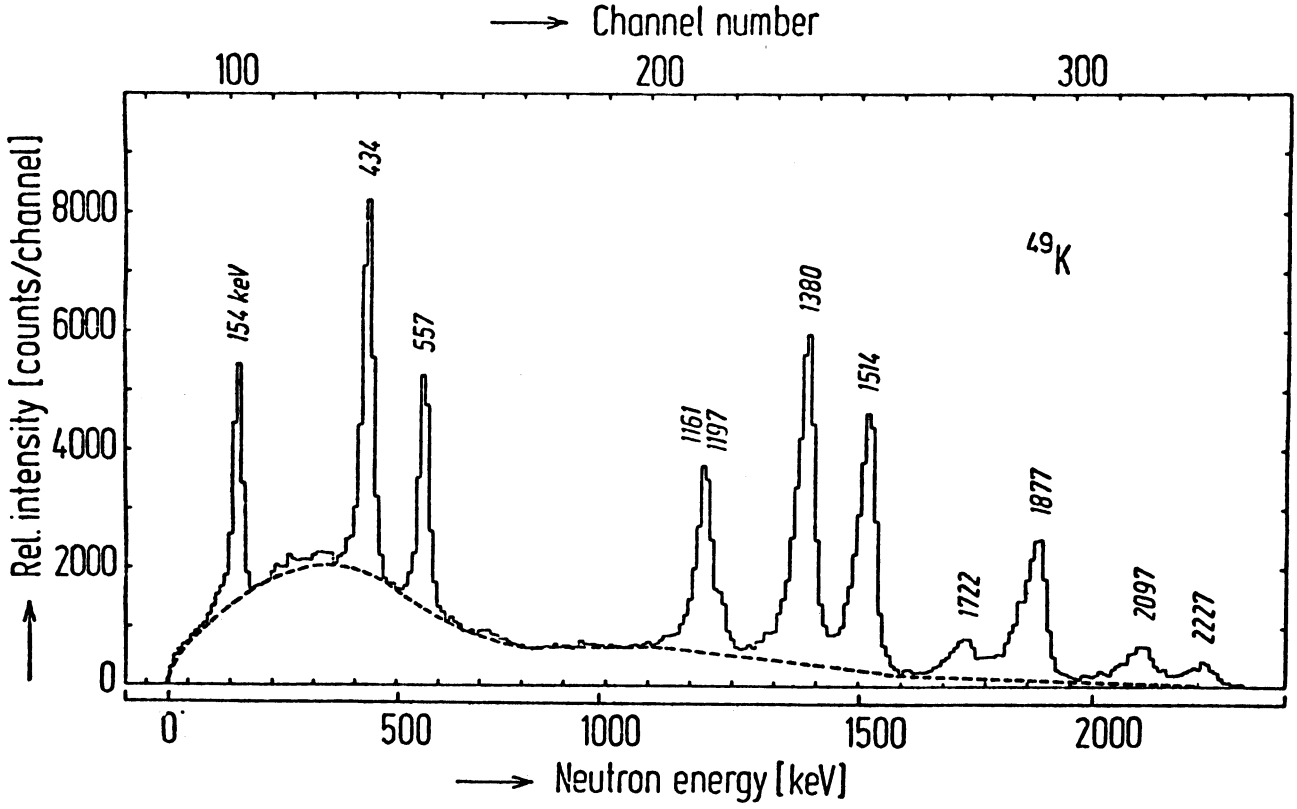


Fig.III.4

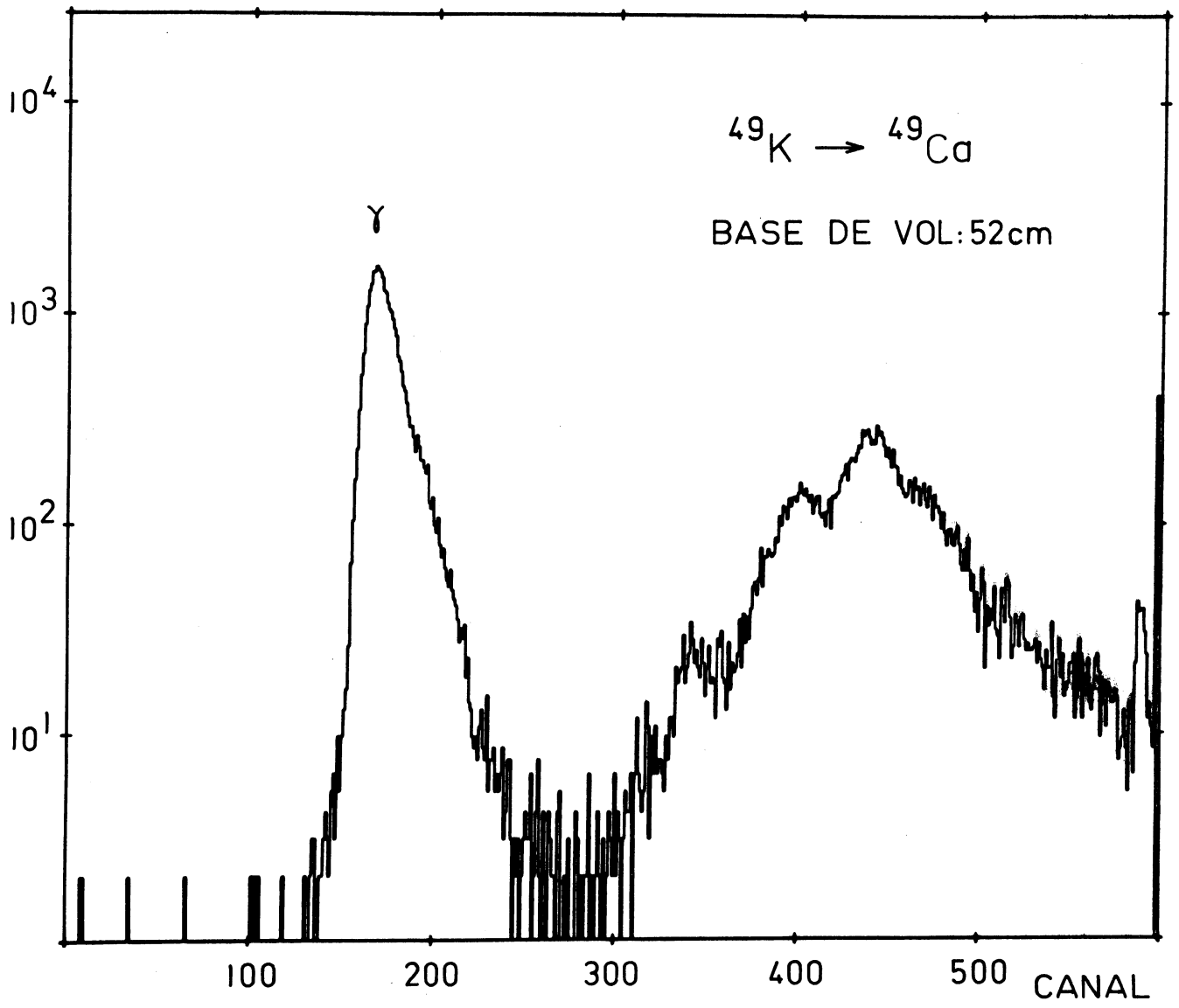

$^{49}K \rightarrow {}^{49}Ca$
BASE DE VOL: 52cm
γ
10^4
10^3
10^2
10^1
100
200
300
400
500
CANAL

Fig.III.5

à l'augmentation de la base de vol et de l'efficacité. Plusieurs structures de neutrons, en particulier à haute énergie, sont mises en évidence. Il est clair qu'avec ce dispositif, une analyse des intensités des groupes de neutrons peut être effectuée.

La détermination de l'énergie et de l'intensité des neutrons ne peut être concluante et définitive qu'après l'extraction de la forme correcte des pics et du fond. Nous avons obtenu les meilleurs résultats en supposant que chaque pic neutron pouvait être représenté par une courbe de Gauss avec un flanc exponentiel dans le domaine de basse énergie, dû essentiellement à la diffusion des neutrons. La forme analytique d'un tel pic peut être décrite par la fonction suivante :

$$P(x) = \begin{cases} P_1(x) = I_1 \, e^{-\left[\frac{(x-x_1)}{\sigma}\right]^2} & (x < x_2) \\ P_2(x) = I_2 \, e^{-\alpha\,(x-x_2)} & (x > x_2) \end{cases}$$

$$\text{Avec } P_1(x) = P_2(x) \text{ pour } x = x_2$$

I_1 = Amplitude de la fonction de Gauss
x_1 = Abscisse relative à l'amplitude I_1
I_2 = Amplitude de la fonction P (x) au point $x = x_2$
x_2 = Point de raccordement de la courbe de Gauss à la fonction exponentielle

Sur la figure III.6., nous représentons un exemple d'ajustement effectué à l'aide d'un programme de décomposition de pics en mode interactif [30]. Dans ce travail, la quantité $\frac{x_2 - x_1}{\sigma}$ était comprise entre les valeurs 0,1 (à haute énergie) et 0,5 (à basse énergie). Du fait de l'intensité des sources recueillies dans le cas de ^{49}K, nous avons pu obtenir dans de bonnes conditions une description de la réponse de notre détecteur. Ces résultats ont pu être utilisés pour le dépouillement des spectres de ^{50}K et de ^{51}K.

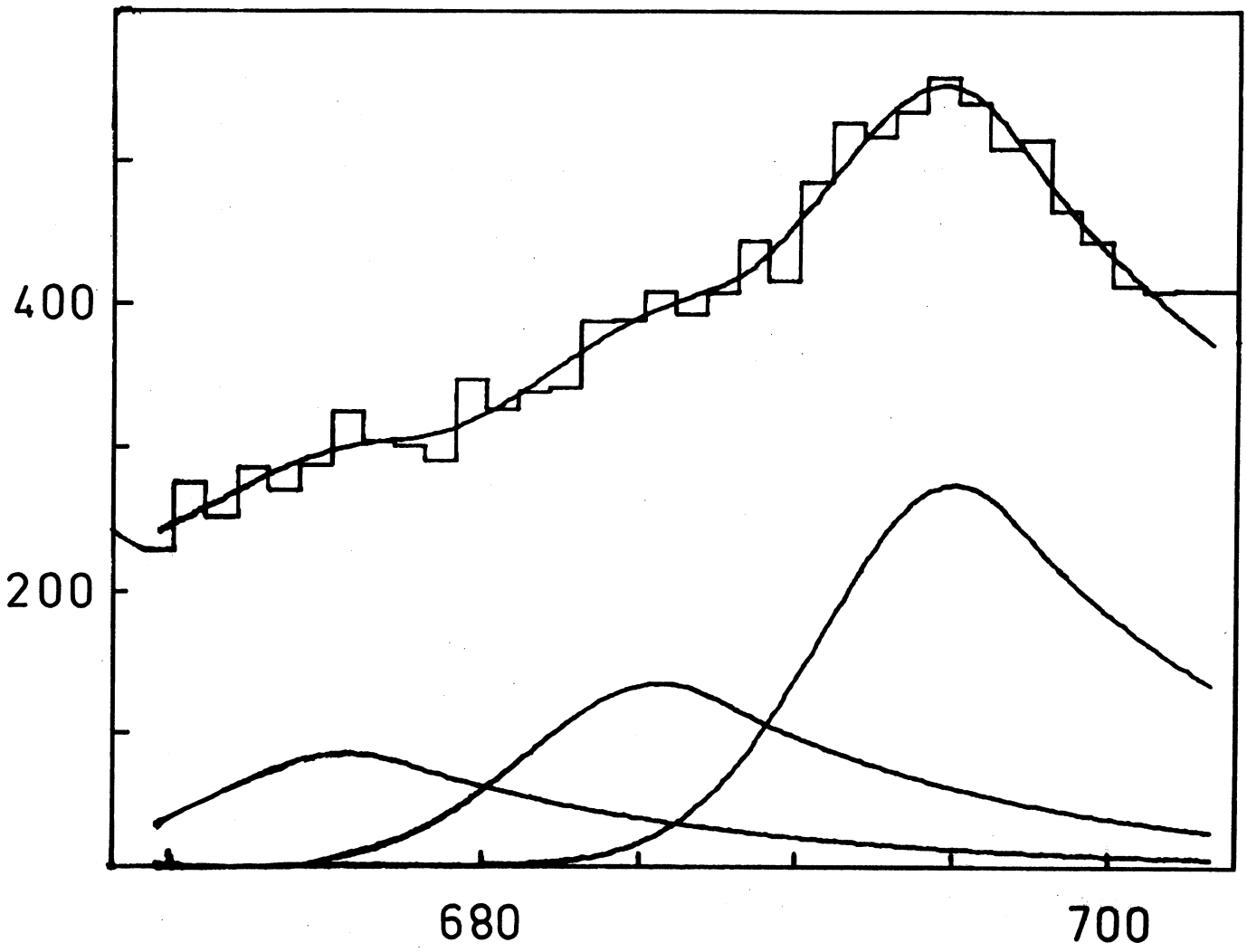


Fig.III.6

La partie intense du spectre (fig. III.3.) est constituée par des neutrons situés entre 1 et 2 MeV. Nous avons reproduit sur la figure III.4. le résultat obtenu par Kratz et coll.[31] à l'aide d'un spectromètre à ^{3}He pour cet isotope. A haute énergie nous avons mis en évidence 8 raies neutrons entre 2,37 et 5 MeV que ces auteurs n'ont pas pu observer. A basse énergie, deux branches neutrons, l'une à 0,57 MeV et l'autre à 0,44 MeV apparaîssent moins bien dans notre cas. La faible intensité et la largeur de ces pics résultent d'une part, de la valeur élevée du seuil, d'autre part de l'incertitude en temps due à l'épaisseur du scintillateur pour les neutrons les plus lents.

Le pic à basse énergie obervé par Kratz à 154 keV a pu être mis en évidence par notre détecteur de faible dimension (diamètre = 10 cm).

Dans le tableau III.1., nous avons reporté les valeurs des énergies et des intensités neutrons (exprimées, par rapport au pic à E_n = 1,38 MeV) déduites de nos mesures. L'intensité des branches neutrons de faible énergie (E_n = 434 keV et 154 keV) normalisée de la même manière,a été prise dans le travail de Kratz compte tenu des bonnes performances (résolution et efficacité) du compteur à ^{3}He dans ce domaine d'énergie. Les valeurs obtenues par cet auteur sont représentées dans le tableau III.2. En résumé, on peut dire que deux méthodes expérimentales différentes pour la détection des neutrons (scintillateur et détecteur à ^{3}He) peuvent apporter des résultats complémentaires intéressants suivant le domaine d'énergie considéré.

2. Intensité des branches β, schéma de désintégration.

Les premières expériences faites concernant l'étude de l'émission β de ^{49}K ont été réalisées par Détraz et collaborateurs[32]. Deux niveaux excités de ^{49}Ca avaient été identifiés, l'un à 4272 keV, l'autre à 2022 keV. La décroissance β avait été attribuée au niveau situé à 4272 keV (I_β = 58 ± 15%) et au niveau fondamental de ^{49}Ca (I_β = 37 ± 12%). L'énergie et l'intensité des transitions β observés dans notre expérience sont indiquées dans le tableau III.3. pour les niveaux liés de ^{49}Ca. Dans nos résultats, concernant les niveaux non liés, l'attribution a été facilitée par la structure même du noyau de ^{48}Ca. En effet, le caractère doublement magique de ce noyau se traduit par deux premiers états excités (E_1 = 3,83 MeV), $J^\pi = 2^+$ et E_2 = 4,28 MeV, $J^\pi = 0^+$) à des

Tableau III. 1. Energie et intensité des neutrons retardés (ce travail).

E_n (MeV)	I_n (%) relative	E_i^* (^{49}Ca) (a) $\longrightarrow$	E_f (^{48}Ca) (MeV)
4,86 ± 0,13	0,3 ± 0,1	10,10	3,83
4,36 ± 0,11	0,8 ± 0,2	9,59	3,83
4,05 ± 0,10	2,1 ± 0,4	9,27	3,83
3,46 ± 0,09	2,2 ± 0,7	8,67	0
3,18 ± 0,08	6,0 ± 1,4	8,39	0
2,94 ± 0,07	3,3 ± 0,7	8,14	0
2,58 ± 0,07	4,1 ± 0,8	7,78	0
2,37 ± 0,06	3,2 ± 0,7	7,57	0
2,21 ± 0,05	10 ± 3	7,40	0
2,09 ± 0,05	19 ± 4	7,27	0
1,87 ± 0,04	62 ± 12	7,05	0
1,72 ± 0,03	11 ± 3	6,89	0
1,51 ± 0,03	80 ± 16	6,68	0
1,38 ± 0,03	100 ± 10	6,55	0
1,21 ± 0,03	51 ± 10	6,37	0
1,17 ± 0,02		6,33	0
0,57 ± 0,02	53 ± 12	5,72	0
0,44 ± 0,02	70 ± 15	5,59	0

(a) Attributions proposées.

Tableau III. 2. Energie et intensité des neutrons retardés (Kratz et coll.)

E_n (MeV)	I_n (%) relative	E^* (^{49}Ca) (MeV) (a)
2,227	8	7,419
2,097	14	7,286
1,877	52	7,062
1,722	8	6,904
1,514	80	6,691
1,380	100	6,554
1,197	12	6,368
1,161	46	6,331
0,557	48	5,715
0,434	78	5,589
0,154	38	5,303

(a) Energie d'excitation : cet auteur suppose que tous les niveaux se désexcitent vers le niveau fondamental de ^{48}Ca.

Tableau III. 3 . Caractéristiques des transitions β de ^{49}Ca.

E^* (^{49}Ca) (keV)	J^π	I_β (%) (b)	log ft
4272 ± 1	$3/2^-$	3,3	5,9
4072 ± 1	?	0,2	7,2
3358 ± 0,8	(5/2)	0,2	7,4
2023 ± 0,5	1/2	0,4	7,4
0	3/2	10,0	6,4

(b) Intensités absolues rapportées à $1 - P_n = 14\%$.

Tableau III. 4. Energies d'excitation , intensités I_β absolues et log ft

E^* (MeV)	I_β (%) (a)	E_β (MeV)	Log ft
10,10 ± 0,13	0,05 ± 0,01	0,40	3,9
9,59 ± 0,11	0,1 ± 0,02	0,91	3,9
9,27 ± 0,10	0,3 ± 0,05	1,23	3,9
8,67 ± 0,09	0,3 ± 0,06	1,83	4,6
8,39 ± 0,08	1,0 ± 0,2	2,11	4,3
8,14 ± 0,07	0,5 ± 0,1	2,36	4,8
7,78 ± 0,07	0,7 ± 0,4	2,72	5,0
7,57 ± 0,06	0,5 ± 0,1	2,93	5,2
7,40 ± 0,05	2,0 ± 0,6	3,10	4,8
7,27 ± 0,05	3,8 ± 0,8	3,23	4,6
7,05 ± 0,04	10,5 ± 2,1	3,45	4,2
6,89 ± 0,03	2,1 ± 0,6	3,61	5,1
6,68 ± 0,03	13,8 ± 2,7	3,82	4,3
6,55 ± 0,03	16,4 ± 1,9	3,95	4,7
6,37 ± 0,03	8,9 ± 1,7	4,13	4,7
6,33 ± 0,02		4,17	
5,72 ± 0,02	7,4 ± 1,6	4,78	5,0
5,59 ± 0,02	11,8 ± 2,5	4,91	4,9
5,30 ± 0,01	5,7 ± 0,6	5,20	5,3

(a) pour P_n = 86%.

énergies élevées. Les transitions γ $2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ et $0^+_2 \rightarrow 2^+_1$ observables dans notre expérience sont les seules à nous donner des indications par coïncidence n-γ. En fait, la transition $0^+_2 \rightarrow 2^+_1$ ($E\gamma$ = 452 keV) observée dans le spectre direct n'a pas pu être utilisée dans les coïncidences à cause de son intensité trop faible ($I_{452} / I_{3832} = 0,08 \pm 0,01$). La transition $2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ a pu être étudiée en coïncidence avec des neutrons malgré son énergie élevée : $E_\gamma = 3,83$ MeV (A cette énergie, l'efficacité de notre détecteur germanium devient médiocre). Les résultats des mesures faites dans nos expériences montrent bien que les niveaux situés respectivement à 9,59 ± 0,11 MeV et 9,27 ± 0,10 MeV alimentent le niveau 2^+_1 dans une faible proportion. Il serait intéressant d'étudier plus en détail l'alimentation en neutrons des deux niveaux de ^{48}Ca discutés précédemment et d'analyser d'une manière plus sélective leur embranchement neutron à l'aide de spectres de statistique plus importante.

Dans le tableau III.4., nous indiquons l'énergie d'excitation des niveaux observés, l'intensité β (normalisée à l'aide de la valeur de $P_n = 86 \pm 9\%$ [22]) ainsi que la valeur de logft. Par rapport à la première analyse des résultats publiés précédemment [22], un nouveau niveau a été obtenu à 10,1 ± 0,13 MeV ainsi que trois autres situés respectivement à 8,67, 8,39 et 8,14 MeV. Par contre, le niveau reporté à 9,10 MeV n'a pas été retenu.

Dans notre travail, on a émis l'hypothèse que tous les neutrons qui n'ont pas été observés en coïncidence avec les rayonnements γ de ^{48}Ca correspondaient à des transitions vers l'état fondamental de ^{48}Ca. Cette hypothèse est justifiée car la valeur Q_β, mesurée récemment au laboratoire ($Q_\beta = 10,5 \pm 0,4$ MeV) limite à 1,08 MeV l'énergie disponible pour alimenter l'état 0^+_2 de ^{48}Ca.

Sur la figure III.7., nous présentons le schéma de désintégration de ^{49}K résultant de cette analyse. Si on considère les niveaux de ^{49}Ca reliés à l'état fondamental de ^{49}K par de fortes transitions Gamow-Teller (transitions permises), on constate que ces états peuvent être regroupés en trois régions :

- Entre 10,1 et 9,27 MeV où les rapports d'embranchement sont très faibles avec des valeurs de logft réduites.
- Entre 8,67 et 6,33 MeV, on trouve les plus fortes transitions β.
- Enfin, entre 5,72 et 5,30 MeV où 25% des embranchements β vers des niveaux non liés sont regroupés.

Le moment angulaire de l'état fondamental de ^{49}K n'a pas été mesuré.

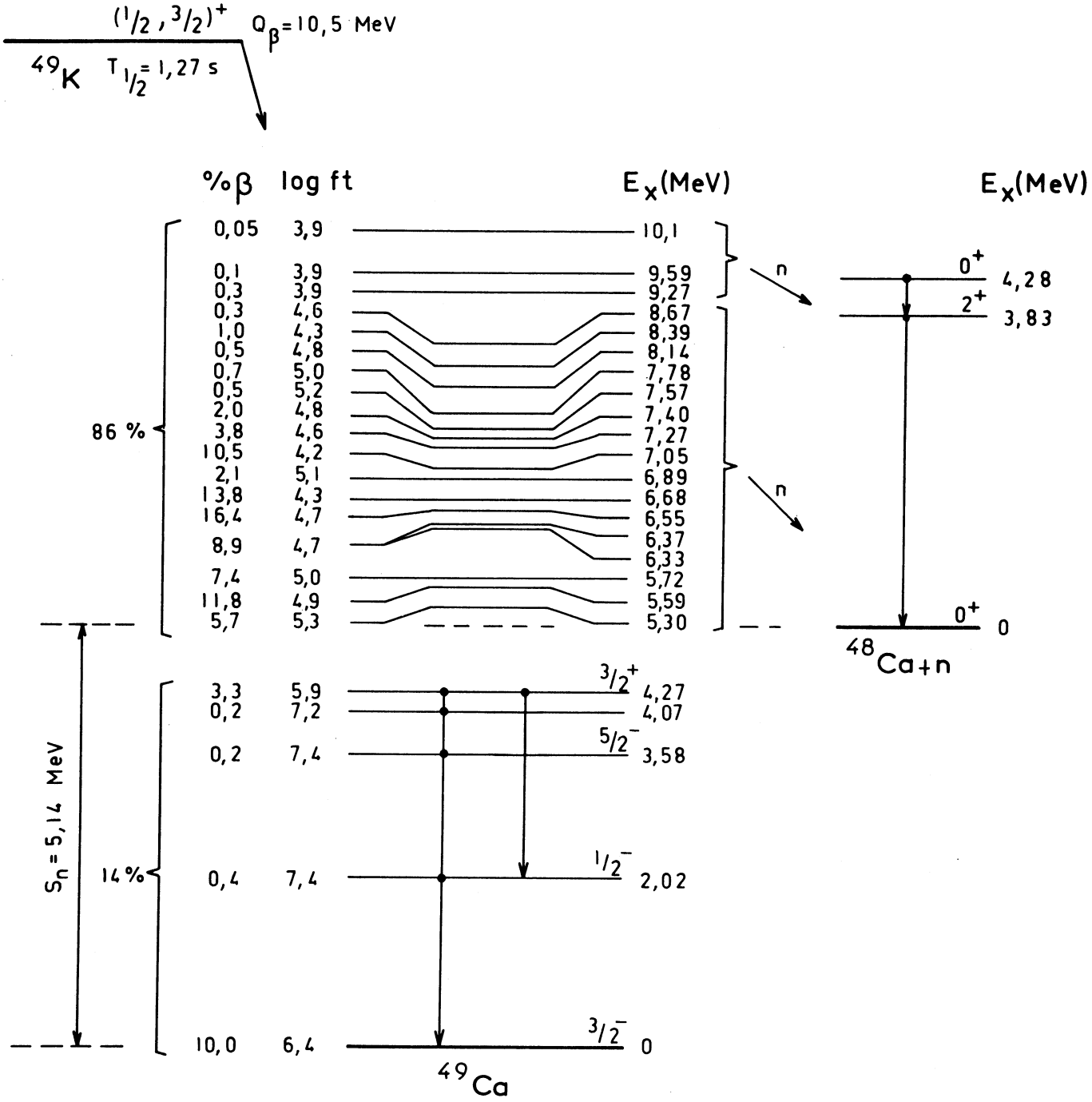

(1/2 , 3/2)+
Qβ=10,5 MeV
49K
T1/2=1,27 s
%β
log ft
Ex(MeV)
Ex(MeV)
0,05 3,9 10,1
0,1 3,9 9,59
0,3 3,9 9,27
0,3 4,6 8,67
1,0 4,3 8,39
0,5 4,8 8,14
0,7 5,0 7,78
0,5 5,2 7,57
2,0 4,8 7,40
3,8 4,6 7,27
10,5 4,2 7,05
2,1 5,1 6,89
13,8 4,3 6,68
16,4 4,7 6,55
8,9 4,7 6,37
6,33
7,4 5,0 5,72
11,8 4,9 5,59
5,7 5,3 5,30
86 %
n
n
0+ 4,28
2+ 3,83
0+ 0
48Ca+n
3,3 5,9 3/2+ 4,27
0,2 7,2 4,07
0,2 7,4 5/2− 3,58
0,4 7,4 1/2− 2,02
10,0 6,4 3/2− 0
14 %
Sn=5,14 MeV
49Ca

Fig.III.7

D'après le modèle en couches , on lui attribue un spin $1/2^+$ ou $3/2^+$ (trou de particule dans la couche (sd)). De ce fait, les niveaux non liés décrits précédemment de ^{49}Ca ont des spins limités aux valeurs $1/2^+$, $3/2^+$ ou $5/2^+$. Quant aux niveaux liés de ^{49}Ca de parité négative, leurs spins sont pour la plupart connus. Le caractère interdit de la transition qui les alimente est souligné par les grandes valeurs de logft.

III. DESINTEGRATION β DE ^{50}K

Pour cet isotope, la période avait été mesurée précédemment ($T_{1/2}$ = 470 ± 20 ms) tandis que la valeur expérimentale de l'énergie de décroissance Q_β est inconnue. Pour la construction du schéma de désintégration, nous avons retenu la valeur Qβ = 13,88 MeV. Ce choix résulte de la comparaison faite sur la fig.III.8. où nous avons reporté les différences entre les estimations théoriques de l'excès de masse et les valeurs expérimentales acquises à ce jour pour les noyaux de potassium compris entre A = 40 et A = 49. On constate que la formule de Comay-Kelson semble la plus adaptée dans notre cas. La valeur de S_n, quant à elle, est connue expérimentalement : S_n = 6357 ± 7 keV.

Les niveaux non liés, émetteurs de neutrons retardés n'ayant pas encore été observés, nous avons cherché à reconstituer le schéma de désintégration de ^{50}K en utilisant le maximum d'informations disponibles.

1. Spectre de temps de vol.

Dans nos mesures, la production de ^{50}K était de 2100 at/s, c'est à dire environ 10 fois plus réduite que celle de ^{49}K. La collection et la mesure ont été effectuées simultanément pendant une durée de 6 secondes de façon à rester à saturation en ^{50}K pendant un maximum de temps, avant l'évacuation des descendants et du calcium 50 qui correspond à la contamination du faisceau du séparateur.

Sur la fig. III.9., nous présentons le spectre de temps de vol des neutrons obtenu avec le grand scintillateur. Par rapport au spectre relatif à ^{49}K, le fond est moins important. On constate un regroupement de neutrons très

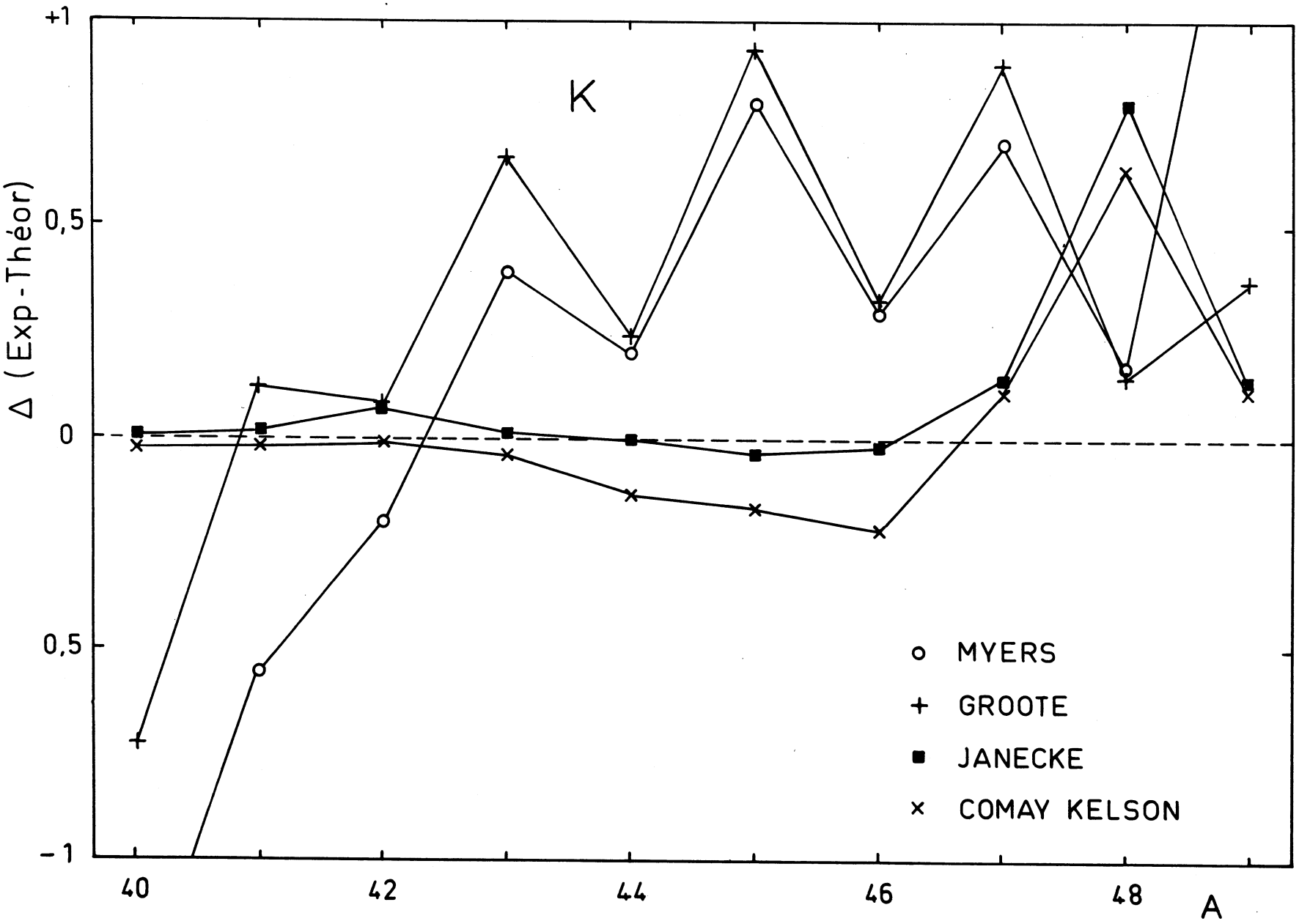

K
Δ (Exp - Théor)
+1
0,5
0
0,5
-1
40
42
44
46
48
A
MYERS
GROOTE
JANECKE
COMAY KELSON

Fig.III.8

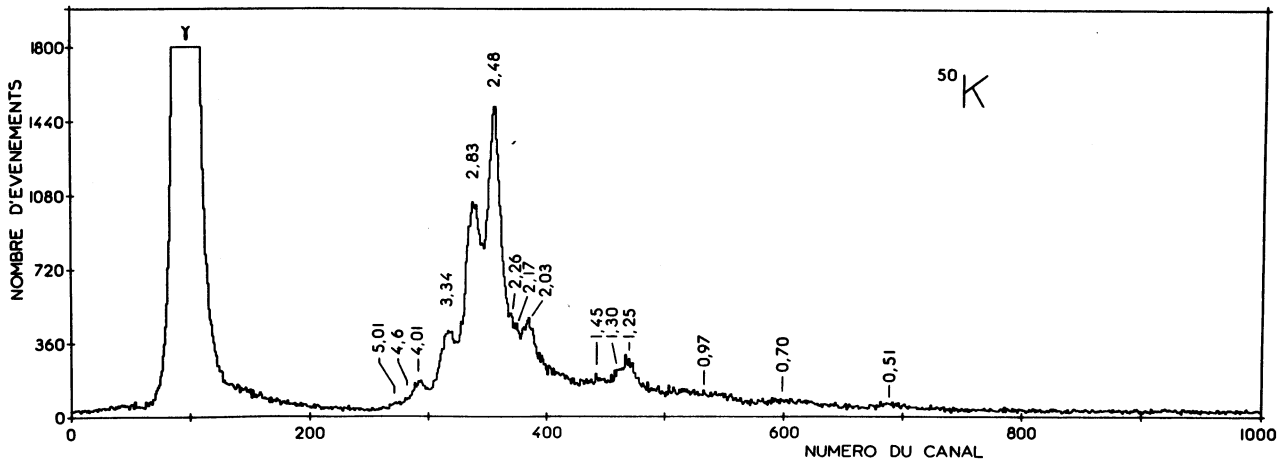


Fig.III.9

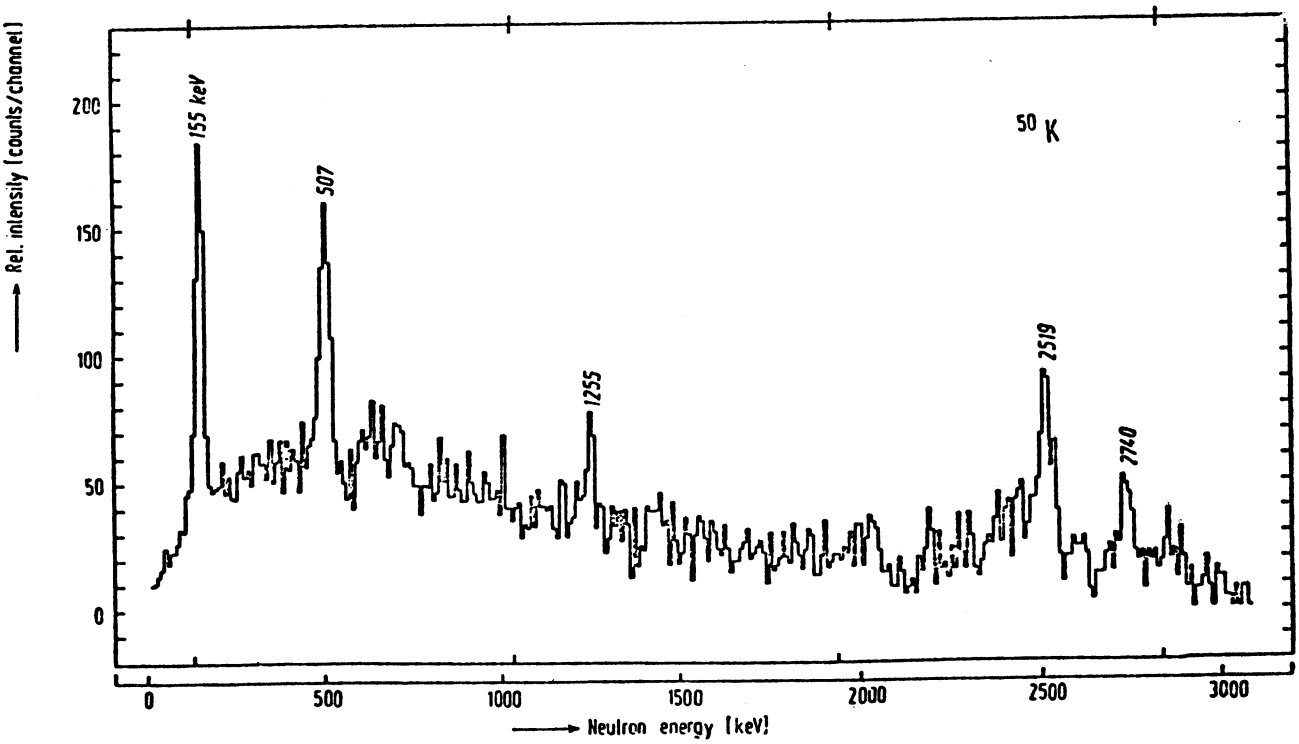


Fig.III.10

marqué entre 2 et 4 MeV. Dans le tableau III.5., nous indiquons les différentes énergies de neutrons obtenues ainsi que les rapports d'embranchement. En comparant au spectre obtenu par Kratz et coll. que nous avons reproduit fig. III.10., on peut faire les remarques suivantes :

- Les neutrons d'énergie supérieure à 2 MeV apparaissent plus nettement avec notre dispositif. En plus des cinq énergies neutrons relevées précédemment, (tableau III.6.) nous avons mis en évidence onze nouveaux embranchements de neutrons.
- Aux basses énergies, cet auteur identifie deux pics bien résolus, l'un à 155 keV et l'autre à 507 keV qui seul apparait dans notre spectre.
- Pour augmenter notre sensibilité à basse énergie, nous avons installé un deuxième détecteur de neutrons (scintillateur plastique : diamètre 10 cm, épaisseur 1,25 cm) distant de 50 cm du point de collection. Dans ces conditions, nous avons également observé le pic neutron situé à une énergie de 150 $\pm$ 6 keV (fig. III.11.).

2. Intensité des branches β, schéma de désintégration.

L'établissement du schéma de niveaux non liés a été particulièrement difficile du fait de la faible statistique des événements γ - n enregistrés en coïncidence. En particulier, les fenêtres correspondant aux transitions γ issues des deuxième et troisième états excités (E_2 = 3354 keV et E_3 = 4073 keV) nous renseignent d'une manière incomplète sur l'énergie des neutrons émis. Pour l'attribution des énergies neutrons nous avons procédé comme suit :

Dans un premier temps nous comparons le spectre neutron correspondant à la projection totale des événements en coïncidence n-γ (projection totale) avec le spectre direct de temps de vol. Ceci nous permet de placer les états excités de ^{50}Ca qui décroissent par émission de neutrons retardés vers l'état fondamental de ^{49}Ca.

Dans une deuxième étape, nous sélectionnons trois fenêtres d'énergie γ dans nos mesures de coïncidence. La première correspond à la raie de 2023 keV, la seconde est relative aux énergies Compton de cette même raie, enfin la troisième représente une plage de hautes énergies γ, comprenant les raies à 3354 keV et 4073 keV.

Tableau III. 5. Energie et intensité des neutrons (ce travail).

E_n (MeV)	I_n (%) relative	E_i^* (^{50}Ca) (a) $\longrightarrow$	E_f (^{49}Ca) (MeV)
5,01 ± 0,17	2 ± 0,5	11,47	0
4,60 ± 0,17	(2) ± 0,5	11,05	0
4,01 ± 0,16	8 ± 2	10,54	0
3,98 ± 0,15	(2) ± 0,6	10,43	0
3,34 ± 0,13	28 ± 6	9,77	0
2,83 ± 0,09	70 ± 11	9,24	0
2,48 ± 0,06	100 ± 12	8,88	0
2,26 ± 0,07	10 ± 5	8,66	0
2,17 ± 0,06	10 ± 5	10,54	2,023
2,03 ± 0,06	21 ± 5	8,43	0
1,45 ± 0,04	3 ± 1	9,77	2,023
1,30 ± 0,04	3 ± 1	11,05	3,354
1,25 ± 0,04	12 ± 5	7,63	0
0,97 ± 0,05	8 ± 5	11,47	4,073
0,70 ± 0,03	5 ± 3	10,43	3,354
0,51 ± 0,01	50 ± 15	8,88	2,023
0,150 ± 0,006	61 ± 7	6,51	0

(a) Attributions proposées.

Tableau III. 6. (Kratz et coll.)

E_n(MeV)	I_n (%) relative	E^* (MeV)
2,740	61 ± 7	9,152
2,519	60 ± 8	8,927
1,255	18 ± 7	7,638
0,507	100 ± 6	6,874
0,155	45 ± 6	6,515

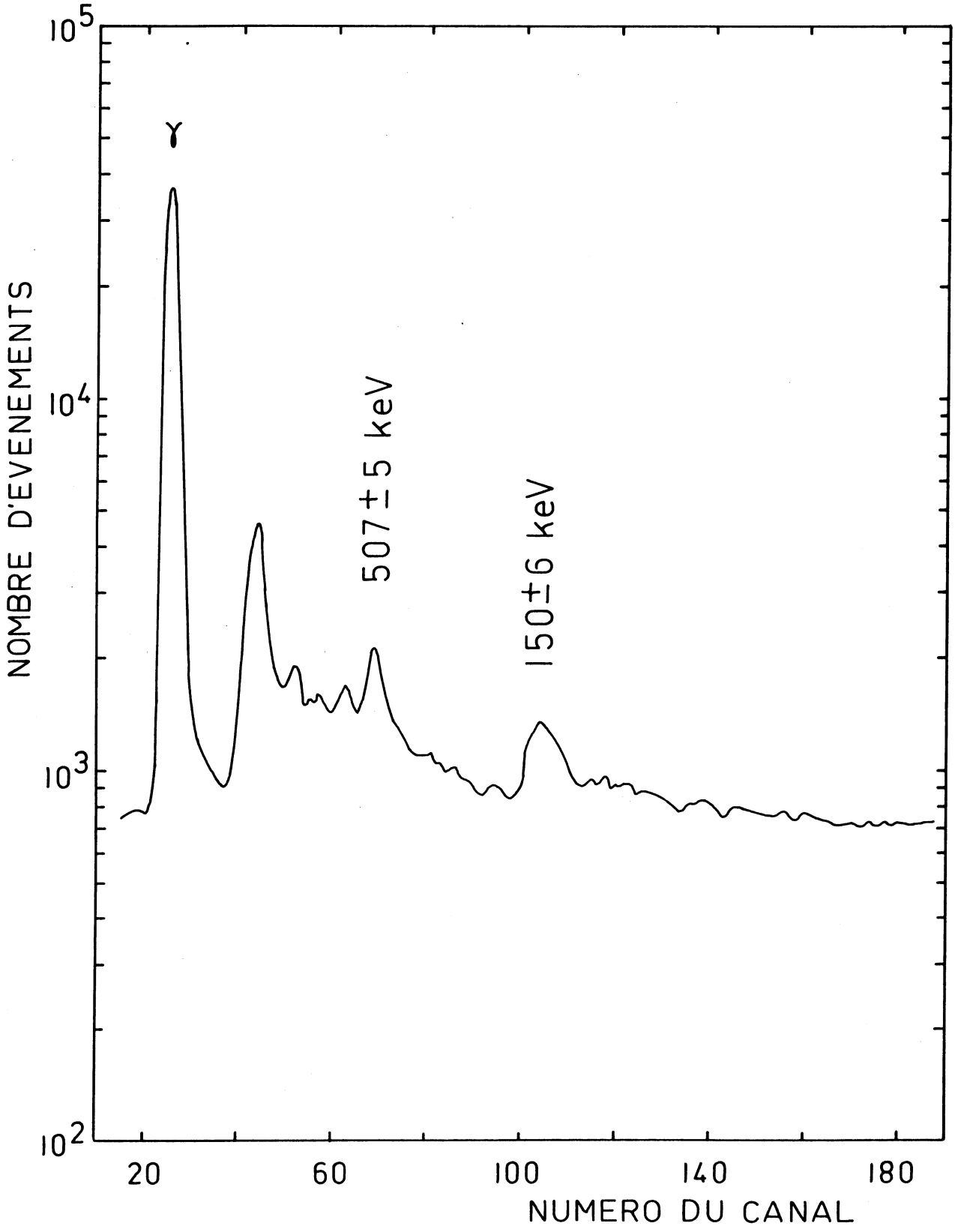

10^5
10^4
10^3
10^2
NOMBRE D'EVENEMENTS
γ
507 ± 5 keV
150 ± 6 keV
20
60
100
140
180
NUMERO DU CANAL

Fig.III.11

Dans cette analyse, nous avons adopté le critère suivant : dans la limite de notre sensibilité de détection, nous avons admis que toutes les transitions qui n'ont pas été observées en coïncidence avec les trois fenêtres citées auparavant correspondaient à l'alimentation de l'état fondamental. Dans le tableau III.7., nous résumons les observations qui nous ont permis l'attribution des différents niveaux. Les spectres de coïncidence correspondant sont représentés à la fig.III.12 et fig.III.13.

Au cours de l'exploitation de ces résultats, seuls deux énergies de neutrons (correspondant à des embranchements β faibles) restaient non attribuées. L'une à 1,30 ± 0,04 MeV, l'autre à 0,70 ± 0,03 MeV. Deux possibilités nous étaient offertes : faire correspondre à ces neutrons des énergies d'excitation de ^{50}Ca alimentant les niveaux à 3534 keV ou à 4073 keV de ^{49}Ca. Etant donné que que la décroissance γ du deuxième état excité apparait bien dans la projection totale correspondant à la coïncidence avec le pic γ du spectre de temps de vol projection totale γ), nous proposons ce niveau (E_γ = 3354 keV) comme état final des deux décroissances neutrons précédentes. Par conséquent, nous en déduisons (respectivement pour E_n = 1,3 MeV et E_n = 0,7 MeV) les deux énergies d'excitation : E_1^* = 11,05 ± 0,19 MeV), E_2^* = 10,43 ± 0,17 MeV).D'autre part, il faut signaler encore une fois que la faible statistique dans nos mesures de coïncidence ne nous permet pas de trancher définitivement dans l'attribution de l'ensemble de ces événements correlés.

Dans le tableau III.8., nous présentons les intensités β asolues des niveaux non liés de ^{50}Ca ainsi que les valeurs de logft correspondantes. Nous avons utilisé la valeur de P_n = 29 ± 3% [22] .

Pour le calcul de l'alimentation β absolue des niveaux liés de ^{50}Ca, nous avons procédé ainsi : connaissant les embranchements neutrons alimentant le niveau à 2023 keV dans ^{49}Ca, nous avons déduit les intensités absolues β à partir de celles des rayonnements γ observés. Les principales caractéristiques des embranchements β de ^{50}Ca sont représentées dans le tableau III.9. L'ensemble de nos résultats nous conduit au schéma de désintégration de ^{50}K représenté fig.III.14.

Quelques remarques peuvent être faites concernant ce schéma :

1) A partir de la valeur de P_n (29%), nos mesures ne rendent pas compte d'une grande proportion des désintégrations β (I_β = 58%). Attribuer ce taux uniquement au niveau fondamental de ^{50}Ca ($J^\pi = 0^+$) entrainerait pour la transition $I_{\beta o}$ correspondante une valeur de logft de 5,8 (transition Gamow-Teller permise) incompatible avec la nature interdite attendue pour cette transition : $J^\pi = (0,1,2,3)^-$ pour ^{50}K.

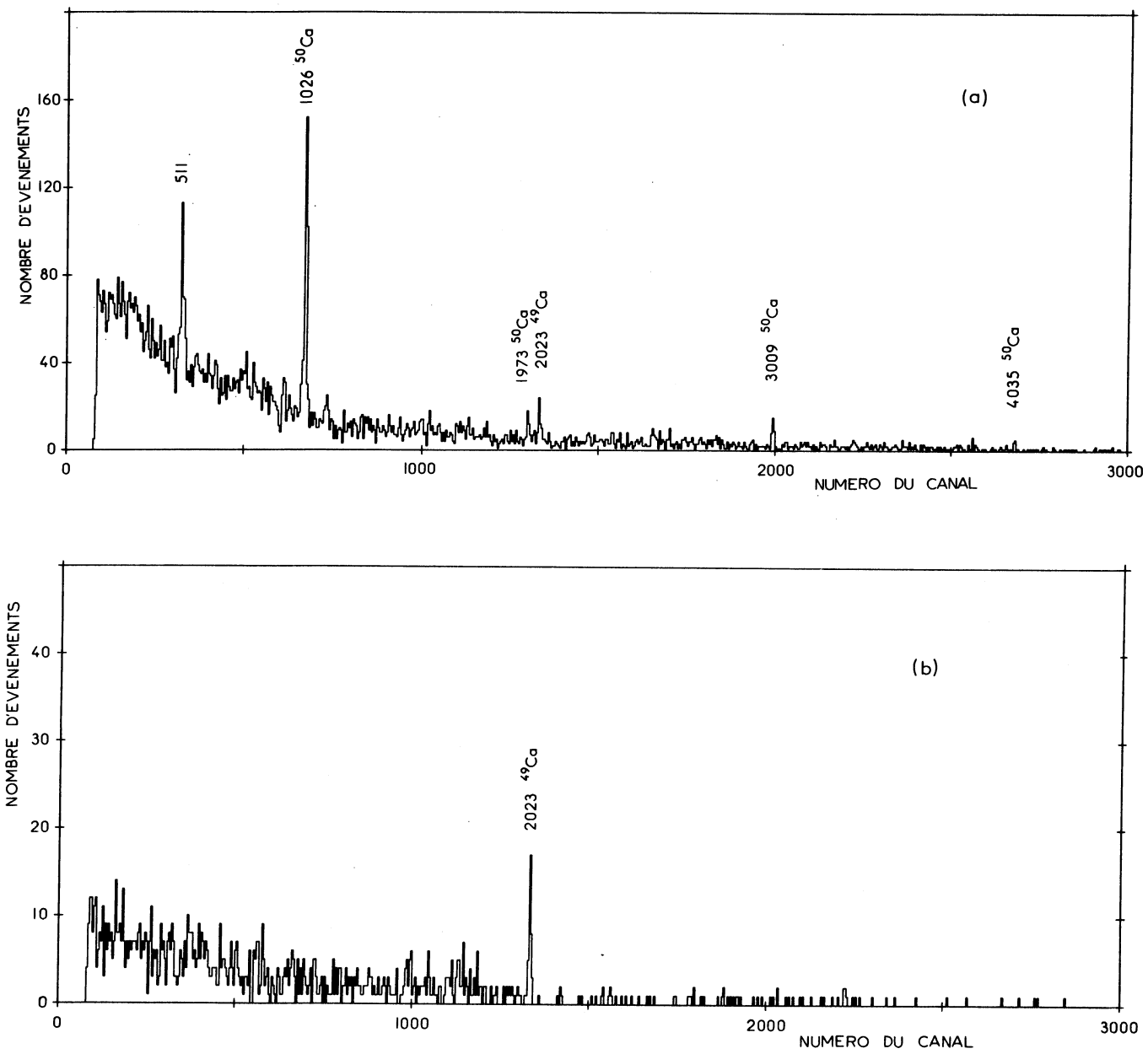


Fig.III.12

a) Spectre γ enregistré en coïncidence avec l'ensemble des événements détectés dans le grand compteur de neutrons.

b) Spectre γ en coïncidence avec les seuls neutrons.

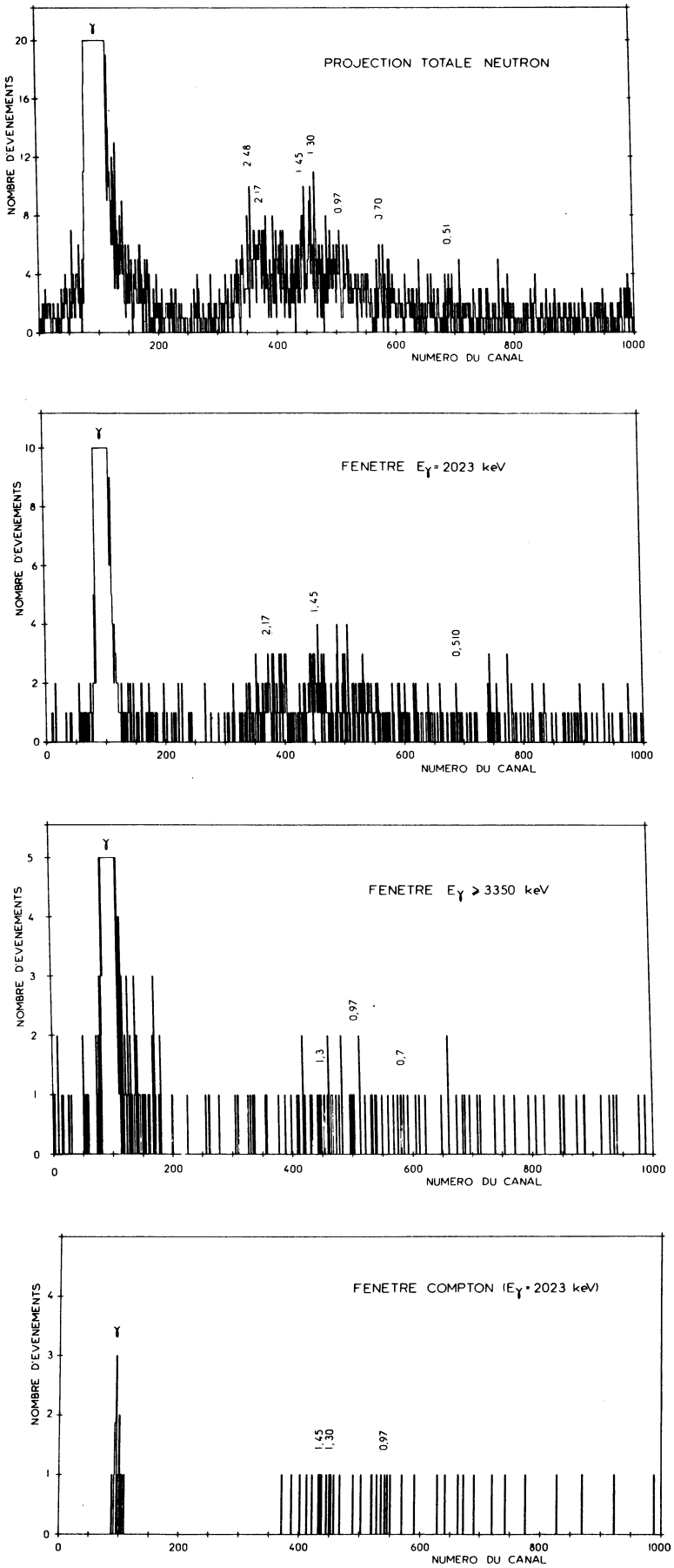

PROJECTION TOTALE NEUTRON
NOMBRE D'EVENEMENTS
NUMERO DU CANAL
γ
2.48
2.17
1.45
1.30
0.97
0.70
0.51
FENETRE Eγ = 2023 keV
2,17
1,45
0,510
FENETRE Eγ ≥ 3350 keV
0,97
1,3
0,7
FENETRE COMPTON (Eγ = 2023 keV)
1,45
1,30
0,97

Fig.III.13

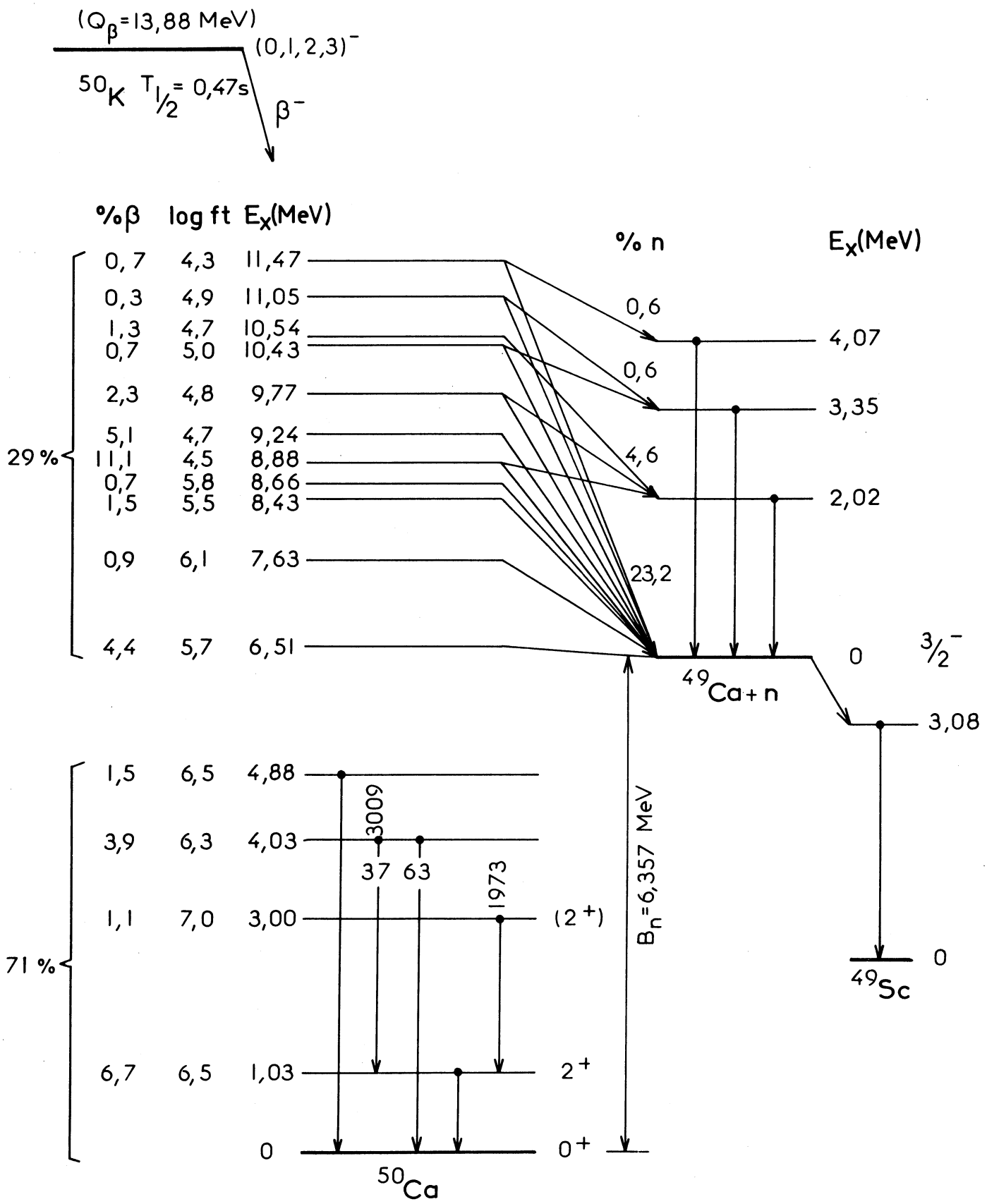

(Qβ=13,88 MeV)
(0,1,2,3)⁻
50K T1/2= 0,47s
β⁻
%β log ft Ex(MeV)
0,7 4,3 11,47
0,3 4,9 11,05
1,3 4,7 10,54
0,7 5,0 10,43
2,3 4,8 9,77
5,1 4,7 9,24
11,1 4,5 8,88
0,7 5,8 8,66
1,5 5,5 8,43
0,9 6,1 7,63
4,4 5,7 6,51
29 %
1,5 6,5 4,88
3,9 6,3 4,03
1,1 7,0 3,00
6,7 6,5 1,03
71 %
0
3009
37
63
1973
(2+)
2+
0+
50Ca
Bn=6,357 MeV
% n
Ex(MeV)
0,6
0,6
4,6
23,2
4,07
3,35
2,02
0
3/2⁻
49Ca+n
3,08
0
49Sc

Fig.III.14

Tableau III.7. Attributions des énergies d'excitation de ^{50}Ca

E_i^* (^{50}Ca) (MeV)	E_f (^{49}Ca) (keV)	E_n (MeV)	Fenêtre E_γ = 2023 keV	Fenêtre Compton (2023 keV)	Fenêtre $E_\gamma \geq$ 3300 keV	Projection totale neutron	Spectre direct
11,47	0	5,01	-	-	-	-	*
	4073	0,97	-	*	*	*	*
11,05	0	4,6	-	-	-	-	(*)
	3354	1,3	-	*	*	*	*
10,54	0	4,01	-	-	-	-	(*)
	2023	2,17	*	(*)	-	*	*
10,43	0	3,98	-	-	-	-	*
	3354	0,7	-	-	*	*	*
9,77	0	3,34	-	-	-	-	*
	2023	1,45	*	*	-	*	*
9,24	0	2,83	-	-	-	-	*
8,88	0	2,48	-	-	-	*	*
	2023	0,51	(*)	(*)	-	*	*
8,66	0	2,26	-	-	-	-	*
8,43	0	2,03	-	-	-	-	*
7,63	0	1,25	-	-	-	-	*
6,51	0	0,15	-	-	-	-	*

Les symboles * et - sont placés respectivement dans le cas de présence ou d'absence nette de coïncidence. Le symbole (*) correspond à une observation incertaine.

Tableau III. 8. Energies d'excitation , intensités β absolues et log ft.

E^* (MeV)	I_β (%) (a)	E_β (MeV)	Log ft
11,47 ± 0,19	0,7 ± 0,3	2,41	4,3
11,05 ± 0,19	0,36 ± 0,2	2,83	4,9
10,54 ± 0,18	1,32 ± 0,4	3,34	4,7
10,43 ± 0,17	0,66 ± 0,3	3,45	5,0
9,77 ± 0,15	2,27 ± 0,4	4,11	4,8
9,24 ± 0,10	5,1 ± 0,7	4,64	4,7
8,88 ± 0,07	11,1 ± 1,4	5,00	4,5
8,66 ± 0,08	0,7 ± 0,3	5,22	5,8
8,43 ± 0,07	1,5 ± 0,3	5,45	5,5
7,63 ± 0,05	0,88 ± 0,3	6,25	6,1
6,51 ± 0,01	4,4 ± 0,5	7,37	5,7

(a) pour P_n = 29%

Tableau III. 9. Intensités absolues et log ft des niveaux liés de ^{50}Ca.

E^* (keV)	I_β(%) (b)	Log ft
4880 ± 1	1,5	6,5
4035 ± 1	3,9	6,3
2999 ± 2	1,1	7
1026 ± 1	6,7	6,7
0	57,8	5,8

(b) pour $1-P_n$ = 71%

Les résultats de nos mesures ne nous permettent pas d'expliquer cette situation.

2) Le niveau situé à 6,5 ± 0,01 MeV discuté par Kratz et coll.[31] présente un intérêt particulier en astrophysique pour l'interprétation des rapports isotopiques du titane. Récemment, différents auteurs[33] ont proposé d'expliquer l'abondance naturelle du nuclide ^{50}Ti par la capture de neutron par ^{49}Ca suivie des désintégrations β successives : $^{50}Ca \rightarrow {}^{50}Sc \rightarrow {}^{50}Ti$.

3) Les états excités de ^{50}Ca voisins de 9 MeV (E^* = 8,43 MeV; 8,88 et 9,24 MeV) présentent une forte alimentation β et correspondent probablement à des configurations comportant un trou de particule dans la couche (sd).

IV. DESINTEGRATION β DE ^{51}K

Ce travail constitue la première étude par spectroscopie γ-n de ^{51}K. Aucune indication concernant son schéma de désintégration n'était connue. Le manque d'information concernant l'isotope de ^{51}K est dû essentiellement à sa faible production (330 at/s ont été dénombrés contre 25000 at/s de ^{49}K) D'autre part, on peut souligner l'absence de données expérimentales concernant la masse de ^{51}Ca et par conséquent la valeur de S_n. Pour ces raisons, nous avons utilisé les formules de masses de Comay-Kelson pour déduire les valeurs de Q_β (12,6 MeV) et de S_n (3,5 MeV). Nous avons mesuré récemment la période de cet isotope : $T_{1/2}$= 380 ± 30 ms

1. Spectre de temps de vol.

Les temps de mesure et de collection ont été pris égaux à 6 secondes. Ce choix là aussi, a été fait pour optimaliser la mesure. Le spectre de temps de vol obtenu est représenté fig. III.15 :

- Deux pics neutrons très intenses apparaissent respectivement à 2,45 ± 0,08 MeV et 2,21 ± 0,05 MeV.
- A plus basse énergie, trois structures de neutrons relativement comparables sont obtenues.
- Enfin, à haute énergie, nous avons identifié deux groupes de neutrons situés à 4,26 ± 0,24 MeV et 3,21 ± 0,15 MeV.

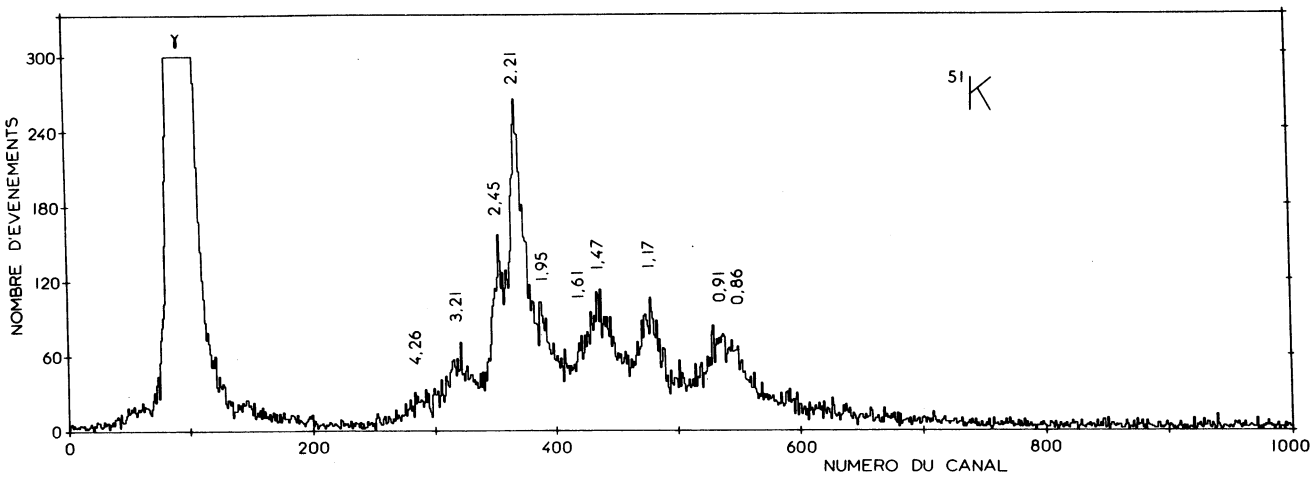


Fig.III.15

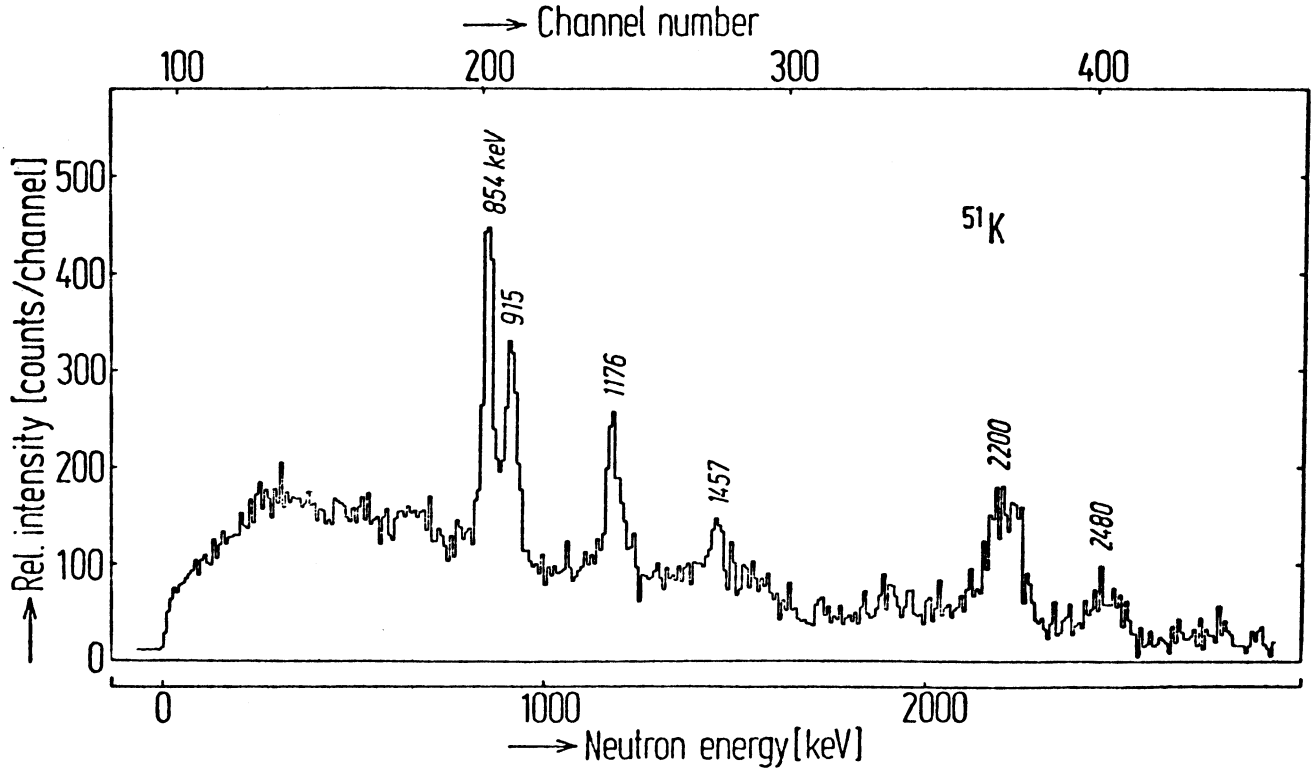
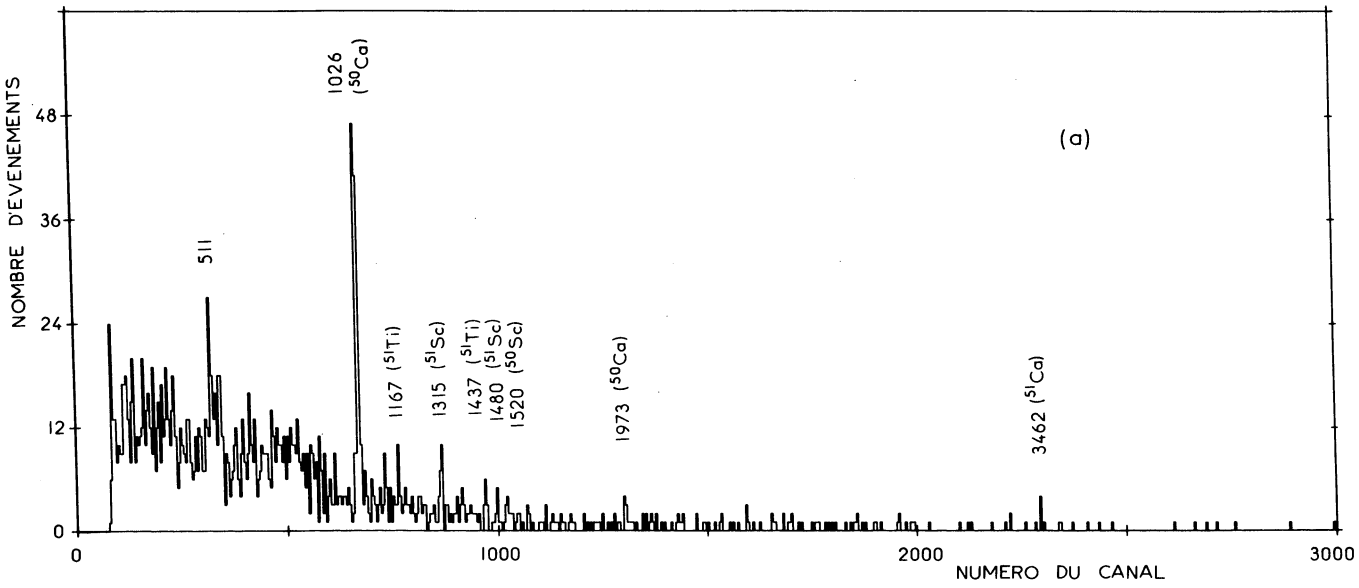


Fig.III.16



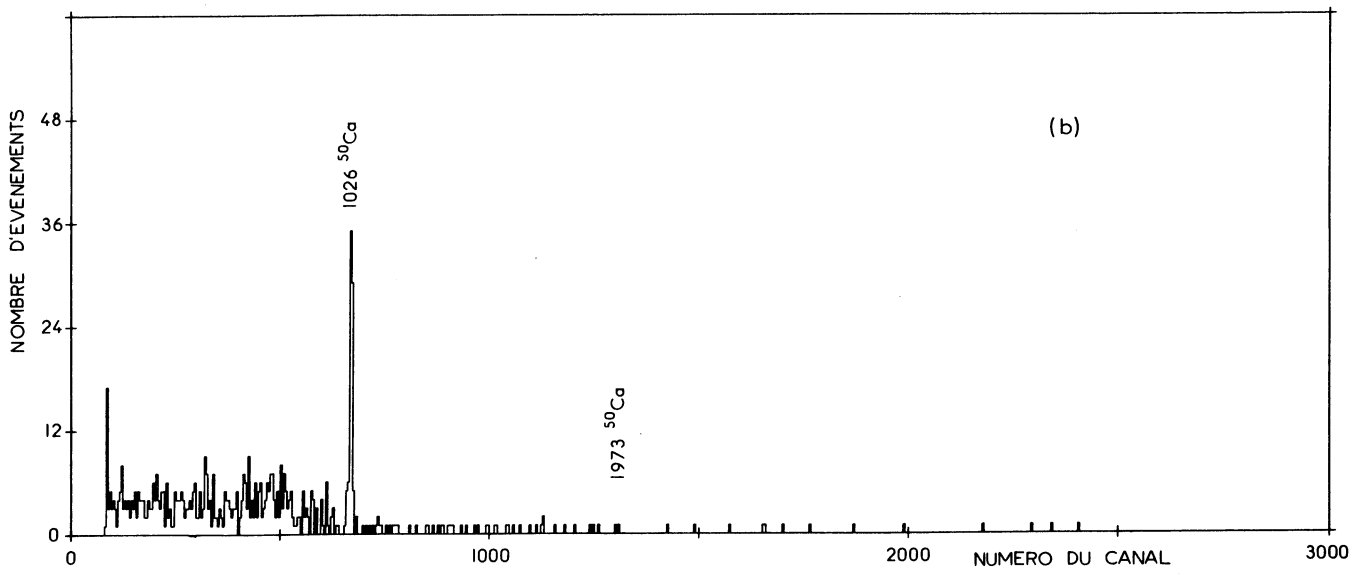
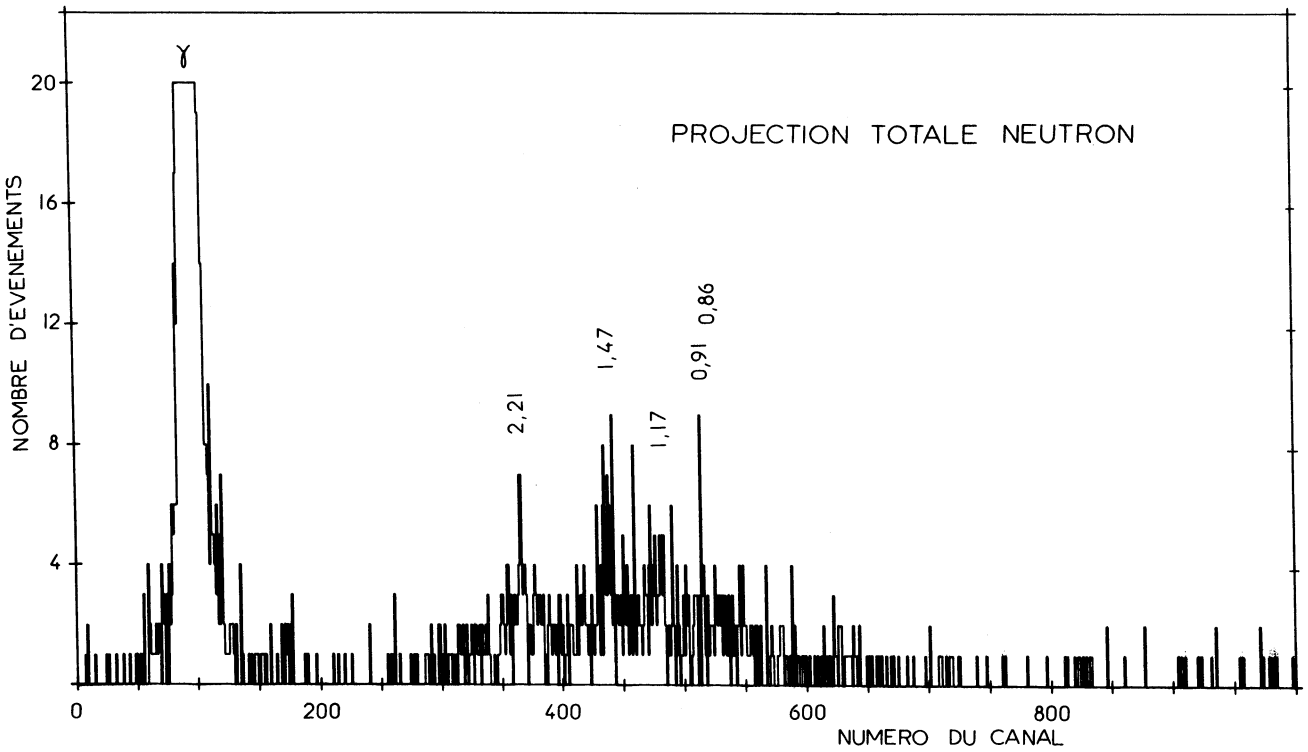


Fig.III.17

a) Spectre γ enregistré en coïncidence avec l'ensemble des événements détectés dans le grand compteur de neutrons.

b) Spectre γ en coincidence avec les seuls neutrons.


PROJECTION TOTALE NEUTRON
NOMBRE D'EVENEMENTS
NUMERO DU CANAL
γ
2,21
1,47
1,17
0,91
0,86
0
200
400
600
800
4
8
12
16
20

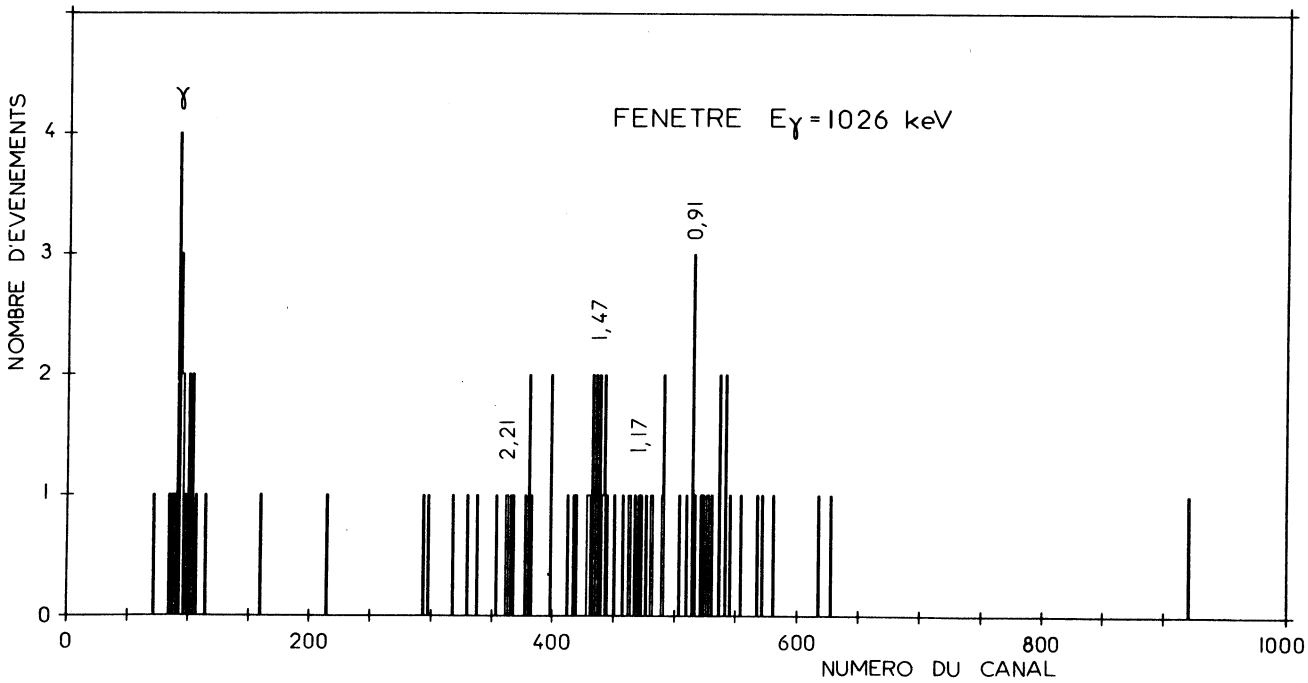

FENETRE Eγ = 1026 keV
NOMBRE D'EVENEMENTS
NUMERO DU CANAL
γ
2,21
1,47
1,17
0,91
0
1
2
3
4
0
200
400
600
800
1000

Fig.III.18

Dans le tableau III.10., nous avons reporté les énergies de neutrons observées. Les résultats concernant les travaux de Kratz et coll; (fig.III.16. et tableau III.11) sont en excellent accord avec les nôtres. La sensibilité de notre détecteur à scintillation à haute énergie nous a permis de localiser des neutrons d'énergie 4,26 et 3,21 MeV inobservées dans le spectre obtenu par cet auteur.

2. Intensité des branches β, schéma de désintégration.

Sur la figure III.17., nous présentons la projection totale et les coïncidences n-γ. Nous observons que seules les transitions de 1026 et 1973 keV dans ^{50}Ca sont présentées en coïncidence avec les neutrons retardés. Dans ce spectre les transitions γ à 4035 keV et 3009 keV de ^{50}Ca sont inobservées, probablement parce que la statistique est très faible à haute énergie. Dans la projection totale (fig.III.17a) , quelques transitions γ des descendants apparaissent : raies γ à 3462 keV de ^{50}Ca, transitions γ caractéristiques de ^{50}Sc, ^{51}Sc et ^{51}Ti d'intensités très faibles par rapport à celle de 1026 keV. On s'attend à partir des considérations précédentes à une forte alimentation neutron du premier état excité de ^{50}Ca.

L'attribution des énergies neutrons aux niveaux émetteurs correspondants a été effectuée de la même façon que pour ^{50}K. Une limitation nous était imposée par le fait que, pour des raisons de statistique, seule la fenêtre γ à 1026 keV pouvait être exploitée. Les niveaux non liés qui se désexcitent vers l'état à 2999 keV de ^{50}Ca ont été proposés à partir des énergies de neutrons correspondantes. La compilation des résultats obtenus est indiquée dans le tableau III.12. Sur la fig.III.18., nous présentons la projection totale neutron ainsi que celle correspondant à la fenêtre γ de 1026 keV.

Pour la probabilité d'émission d'un neutron (P_n), deux valeurs en désaccord sont connues. La première mesure effectuée par Carraz et coll. 22 correspond à 47 ± 5%. La seconde a été réalisée récemment par Détraz et coll. 34 (P_n = 68 ± 10%). Aucun critère valable ne nous permet d'effectuer un choix entre ces deux valeurs. Ce problème n'ayant pas pu être résolu, nous avons établi le schéma de désintégration (fig.III.19.), en adoptant le résultat donné par Carraz. Dans le tableau III.13., nous reportons les énergies d'excitation des niveaux non liés de ^{51}K ainsi que les intensités β absolues et logft pour chacune des deux valeurs de P_n.

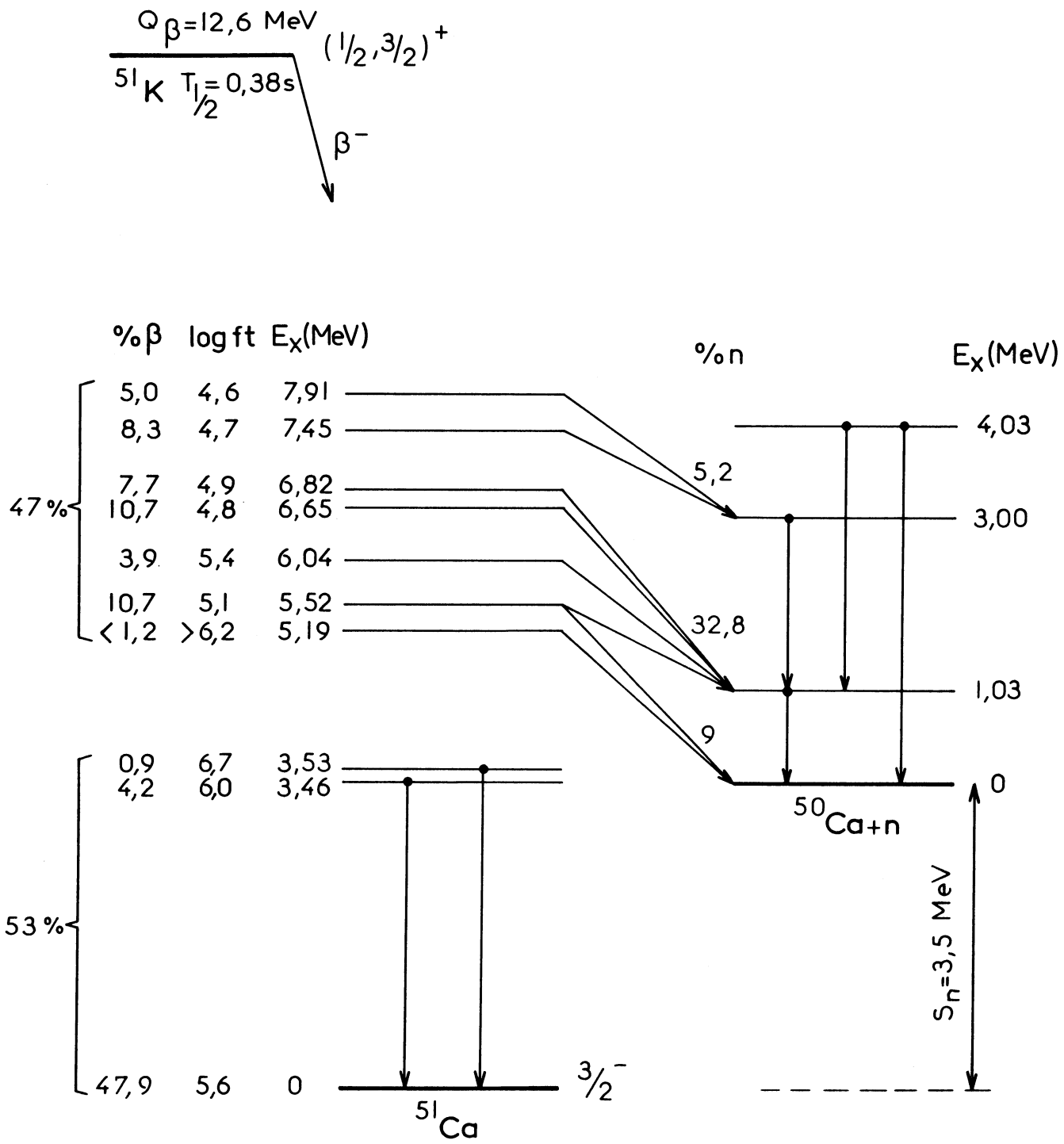

Qβ=12,6 MeV
(1/2,3/2)+
51K T1/2=0,38s
β−
%β log ft Ex(MeV)
5,0 4,6 7,91
8,3 4,7 7,45
7,7 4,9 6,82
10,7 4,8 6,65
3,9 5,4 6,04
10,7 5,1 5,52
<1,2 >6,2 5,19
47%
0,9 6,7 3,53
4,2 6,0 3,46
53%
47,9 5,6 0
3/2−
51Ca
%n
Ex(MeV)
5,2
32,8
9
4,03
3,00
1,03
0
50Ca+n
Sn=3,5 MeV

Fig.III.19

Tableau III. 10. Energie et intensité des neutrons (ce travail).

E_n (MeV)	I_n relatives	E_i^* (^{51}Ca) (a) $\longrightarrow$	E_f (^{50}Ca) (MeV)
4,26 ± 0,24	9 ± 3	7,91	0
3,21 ± 0,15	32 ± 10	6,82	0
2,45 ± 0,08	40 ± 10	6,82	1,026
2,21 ± 0,05	100 ± 15	6,65	1,026
1,95 ± 0,04	20 ± 7	5,52	0
1,61 ± 0,04	7 ± 3	5,19	0
1,47 ± 0,05	23 ± 8	7,91	2,999
1,40 ± 0,04	15 ± 7	7,91	2,999
1,17 ± 0,05	36 ± 11	6,04	1,026
0,91 ± 0,03	45 ± 13	5,52	1,026
0,86 ± 0,02	52 ± 15	7,45	2,999

(a) Attributions proposées.

Tableau III. 11. (Kratz et coll.)

E_n (MeV)	I_n (%) relative	E_i^* (^{51}Ca) (MeV) (b)
2,480	33 ± 4	5,380
2,200	100 ± 4	5,094
1,457	20 ± 5	4,336
1,176	57 ± 5	4,049
0,915	78 ± 5	3,783
0,854	87 ± 5	3,721

(b) Cet auteur suppose que tous les niveaux se désexcitent vers le niveau fondamental de ^{48}Ca.

Tableau III.12. Attributions des énergies d'excitation de ^{51}Ca.

$E_i^*(^{51}Ca)$ (MeV)	$E_f(^{50}Ca)$ (keV)	E_n (MeV)	Fenêtre E_γ = 1026 keV	Projection totale neutron	Spectre direct
791	2999	1,47	*	*	*
	0	4,26	-	-	*
7,45	2999	0,86	-	*	*
6,82	1026	2,45	(*)	(*)	*
	0	3,21	-	-	*
6,65	1026	2,21	*	*	*
6,04	1026	1,17	*	*	*
5,52	1026	0,91	*	*	*
	0	1,95	-	-	*
5,19	0	1,61	-	-	*

Les symboles * et - sont placés respectivement dans le cas de présence ou d'absence nette de coïncidence. Le symbole (*) correspond à une observation incertaine.

Tableau III. 13. Energies d'excitation , intensités β absolues et log ft

E^* (MeV)	I_β (%) (a)	log ft (a)	I_β (%) (b)	log ft (b)
7,91	5,0 ± 1,2	4,6	7 ± 2	4,5
7,45	8,3 ± 2,6	4,7	12 ± 4	4,5
6,82	7,7 ± 1,5	4,9	11 ± 2	4,7
6,65	10,7 ± 1,4	4,8	15 ± 3	4,6
6,04	3,9 ± 1,2	5,4	5 ± 2	5,2
5,52	10,7 ± 1,4	5,1	16 ± 4	4,9
5,19	< 1,2	> 6,2	< 2	> 6

Tableau III. 14. Intensité des neutrons alimentant les états de ^{50}Ca.

E^* (keV)	I_n (%) (a)	I_n (%) (b)
4035 ± 1	-	-
2999 ±	7,5	8,7
1026 ± 1	47,3	55
0	13,2	15,3

Tableau III. 15. Intensité β des niveaux liés de ^{51}Ca (émetteurs γ)

E^* (keV)	I_β (%) (a)	log ft (a)	I_β (%) (b)	log ft (b)
3530 ± 2	0,9	6,7	2,3	6,3
3462 ± 1	4,2	6,0	10,7	5,7
0	47,9	5,6	19	6

(a) pour P_n = 47%

(b) pour P_n = 68%

Le tableau III.14. comporte les embranchements neutrons correspondants.

Suivant le choix adopté pour P_n, c'est surtout la grandeur de l'intensité β_o alimentant le niveau fondamental de ^{51}Ca qui présente une variation importante:

I_{β_o} = 47,9% pour P_n = 47% et I_{β_o} = 19% pour P_n = 68%.

La nature et la transition β_o est très sensible aux valeurs des vies moyennes comparatives.

Les résultats concernant les intensités β des niveaux liés sont représentés dans le tableau III.15. On remarque que les variations en fonction des deux valeurs de P_n ne sont pas aussi critiques que celles concernant la transition vers le niveau fondamental.

CHAPITRE IV

DESCRIPTION THEORIQUE

Dans le cadre du modèle en couches, le noyau de ^{41}Ca peut être considéré comme un cœur (^{40}Ca) et un neutron occupant la couche $f_{7/2}$. Dans ce modèle, les noyaux doublement magiques ainsi que leurs proches voisins sont en général simplement décrits et on s'attend, au moins pour leurs premiers états excités (quatre états sont prévus dans le modèle en couche simplifié, pour ^{41}Ca) à un spectre en bon accord avec l'expérience. En fait, ceci n'est pas verifié. Expérimentalement, on observe plus d'une centaine de niveaux d'excitation s'étalant jusqu'à 6,3 MeV [35] . Pour tenter de rendre compte de la densité de niveaux mis en évidence, on considère que le cœur de ^{40}Ca est constitué de différentes configurations particule-trou (p-t). Par exemple, on introduit des structures de 2p - 2t et 4p - 4t pour expliquer les états excités de faible énergie de parité positive. On utilise un couplage faible pour expliquer l'interaction entre une particule et un trou (c'est à dire, on considère le produit entre la fonction d'onde de la particule et celle du trou). Ce modèle à couplage faible a été introduit pour la première fois par Bansal et French [36] . Appliqué dans le cas des isotopes de potassium avec N pair ($20 \leq N < 27$) l'accord avec les résultats expérimentaux suivant les configurations choisies est trés bon pour les premiers états excités. A partir de ^{47}K (une particule peut graviter dans la couche $2p_{3/2}$) il est nécessaire d'étendre la formulation de Bansal-French à plus de deux couches comme l'a fait Poves [37]

I) DESCRIPTION SIMPLE DES ETATS p-t DONNEE POUR DEUX COUCHES.

1) Formulation de Bansal-French.

Dans le modèle simple décrit par ces auteurs, le terme monopolaire du potentiel d'interaction entre une particule et un trou s'écrit :

(1) $H_{int} = -a + b\ \vec{T}_p \cdot \vec{T}_h + \varepsilon_c$

ou $\vec{T}_p$ et $\vec{T}_h$ désignent respectivement l'isospin de la particule et du trou.

- a représente le barycentre de tous les états p-t affectés d'un poids (2J + 1) (2T + 1).
- b caractérise l'espacement des centres de gravité des niveaux de spin isobarique T = 0 et T = 1 avec un poids (2J + 1) où :

$$a = 1/4\ \bar{V}0 + 3/4\ \bar{V}1 \qquad b = 1/2\ (\bar{V}1 - \bar{V}0)$$

- $\bar{V}0$ et $\bar{V}1$ représentent le potentiel moyen entre une particule et le trou respectivement pour T = 0 et T = 1.
- ε_c représente la contribution de l'énergie coulombienne qui existe entre protons et trous de protons. Ce terme est attractif (ε_c négatif).

L'énergie d'interaction d'un état à p particules et h trous s'écrit dans ces conditions :

(2) $E_{int} = aph + \frac{b}{2}\left[T\ (T + 1) - T_p\ (T_p + 1) - T_h\ (T_h + 1)\right] + \varepsilon_c$

- T représente le spin isobarique total du noyau ($\vec{T} = \vec{T}_p + \vec{T}_h$)

L'énergie d'excitation est alors obtenue grâce à la relation :

(3) $E_x = E_o + E_{int}$

où E_o est calculée à partir de l'énergie de liaison des isotopes dont la configuration correspond à $T = T_p$ et $T = T_h$.
On peut écrire la relation (2) en utilisant la masse du noyau considéré $M^* (A,T_3)$ et en se servant de l'expression complète de ε_c donnée par Sherr et coll. [38]

$$M^* (A,T_3,T) = M_h (h,T_h,T_{h3}) + M_p (p,T_p,T_{p3}) - M_o (0,0,0)$$
$$- hpa + \frac{1}{2} b \left[T (T + 1) - T_p (T_p + 1) - T_h (T_h + 1)\right] + (p - 2T_{p3}) (h + T_{h3}) c/4 \quad (4)$$

M_h et M_p sont les masses des isotopes avec h trous et p particules, M_o celle du cœur considéré.

2) Application aux noyaux de potassium.

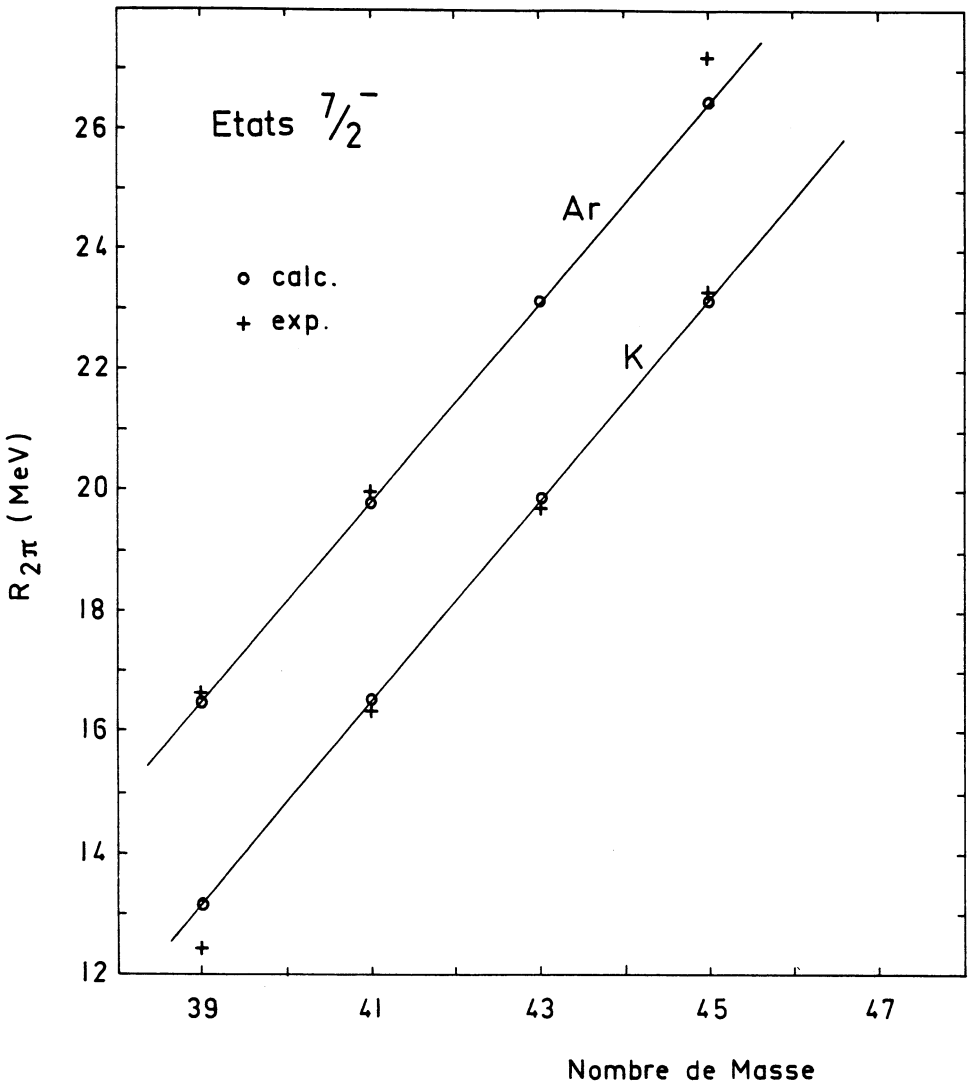
Pour décrire les états p-t de ces noyaux situés au voisinage de la couche fermée N = Z = 20, on peut exprimer l'énergie d'excitation à partir de l'énergie R_π necessaire pour enlever un proton. Par exemple, dans le cas de ^{43}K, l'énergie necessaire pour enlever un proton à ^{44}Ca et former ^{43}K dans l'état excité dont on veut calculer l'énergie d'excitation est par définition :

$$R_\pi (^{43}K^*) = M (^{43}K^*) + {}^1H - M (^{44}Ca)$$
de même
$$R_\pi(^{39}K^*) = M (^{39}K^*) + {}^1H - M (^{40}Ca)$$

En faisant la différence $R_\pi(^{43}K^*) - R_\pi (^{39}K^*)$ et en utilisant la relation (4) on obtient dans le cas général des isotopes de K ($T_z > 0$) :

$$R_\pi (A,Z) = R_\pi(^{39}K) - (A - 39) (a - b/4) - (Z - 19) (b/2 - c) \quad (5)$$

Dans le cas des isotopes de potassium et de scandium impairs-pairs de parité positive, la valeur expérimentale reproduit bien celle calculée théoriquement à l'aide de l'équation (5); ceci pour les états $3/2^+$ et $1/2^+$. Seul un léger écart est observé dans le cas de ^{39}K. (fig. IV. 1.)


Etats 7/2⁻
Ar
K
o calc.
+ exp.
R2π (MeV)
Nombre de Masse
12
14
16
18
20
22
24
26
39
41
43
45
47

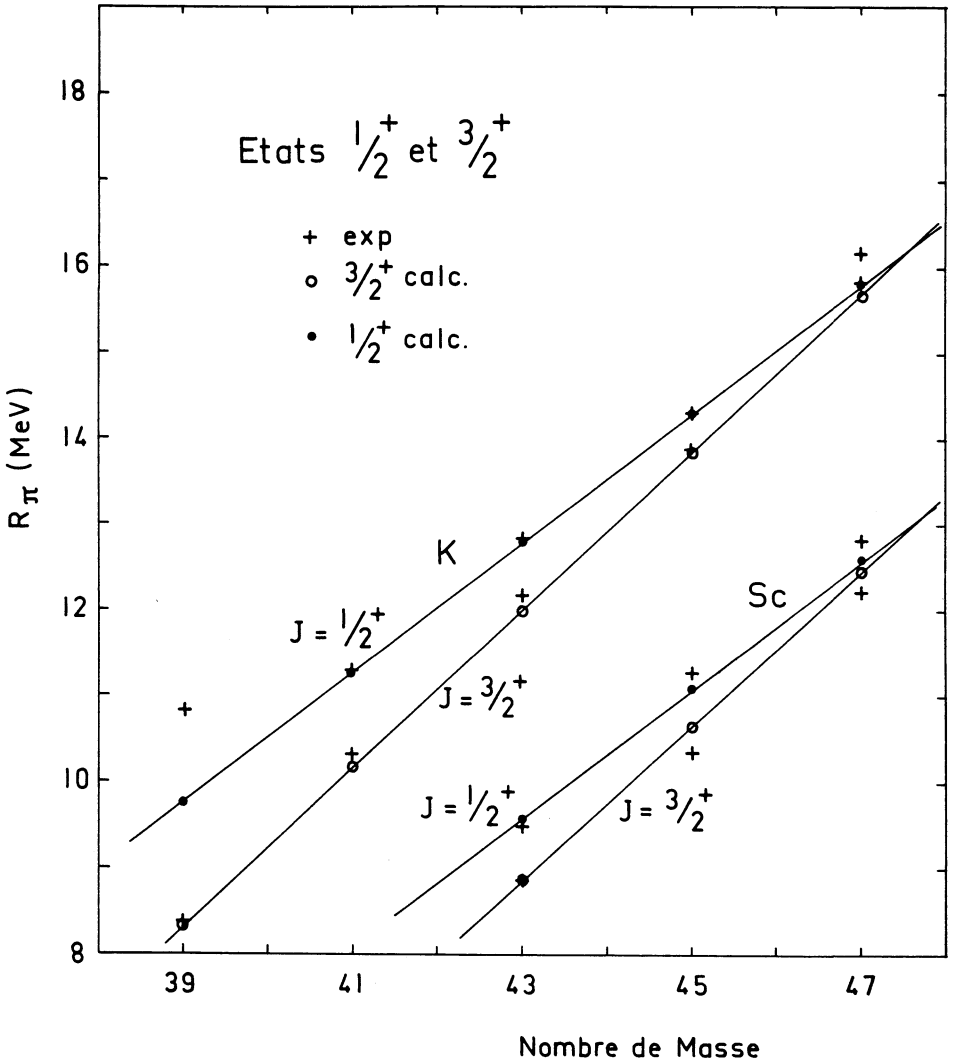

Etats 1/2+ et 3/2+
+ exp
o 3/2+ calc.
• 1/2+ calc.
K
Sc
J = 1/2+
J = 3/2+
J = 1/2+
J = 3/2+
Rπ (MeV)
Nombre de Masse
8
10
12
14
16
18
39
41
43
45
47

Fig.IV.1

La quantité $a - \frac{b}{4}$ déduite des valeurs expérimentales de R_π est égale à - 0,92 MeV dans le cas d'un trou dans la couche $d_{3/2}$ et à - 0,76 MeV dans le cas d'un trou dans l'orbite $s_{1/2}$. La valeur $\frac{b}{2} - c$ égale à 1,6 MeV est obtenue en ajustant les valeurs expérimentales et théoriques relatives à ^{43}Sc.

	J^Π	Ce calcul	PAUL [39]	BANSAL[36]
$a - \frac{b}{4}$	$3/2^+$	- 0,92	- 0,93	- 0,87
	$1/2^+$	- 0,76	- 0, 78	- 0,87
$\frac{b}{2} - c$		1,60	1,66	1,65

Ce tableau nous permet de constater que l'interaction p-t dépend essentiellement des couches considérées.

On peut aussi envisager l'existence d'états à deux trous dans la couche (sd). La relation (5) peut être étendue à ce cas et s'écrit :

$$R_{2\Pi}(A,Z) = R_{2\Pi}(^{38}A) - (A - 38)\left(2a - \frac{b}{2}\right) - (Z - 18)(b - 2c)$$

Sur la fig. IV.1, on peut voir effectivement que l'état $7/2^-$ peut être représenté par deux trous dans l'orbite (sd) pour les isotopes impairs de potassium.

II. DESCRIPTION DES ETATS p-t DONNEE POUR TROIS COUCHES (CAS DES ISOTOPES DE K AVEC A ≧ 47).

Poves [40] a étendu la formulation de Bansal-French au delà de deux couches. Les couches considérées sont notées r,s et u; elles correspondent respectivement aux orbites ($2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$), ($1f_{7/2}$) et ($2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$).

Le terme monopolaire de l'interaction est donnée par :

$$(6)\quad E_m = n_r\,\varepsilon_r + n_s\,\varepsilon_s + n_u\,\varepsilon_u + \binom{n_r}{2} a_{rr} + \binom{n_s}{2} a_{ss} + \binom{n_u}{2} a_{uu} + n_r\,n_s\,a_{rs}$$

$$+\; n_r\,n_u\,a_{ru} + n_s\,n_u\,a_{su}$$

$$+\frac{1}{2} b_{rr}\left[T_r\,(T_r+1) - 3/4\,n_r\right] + \frac{1}{2} b_{ss}\left[T_s\,(T_s+1) - 3/4\,n_s\right]$$

$$+\frac{1}{2} b_{uu}\left[T_u\,(T_u+1) - 3/4\,n_u\right] + \frac{1}{2} b_{rs}\left[T_i\,(T_i+1) - T_r\,(T_r+1) - T_s\,(T_s+1)\right]$$

$$+\frac{1}{2} b_{ru} \sum_{Tj} (2\,T_i+1)\,(2\,T_j+1) \begin{Bmatrix} T_r & T_s & T_i \\ T & T_u & T_j \end{Bmatrix}^2 \left[T_j\,(T_j+1) - T_r(T_r+1) - T_u\,(T_u+1)\right]$$

$$+\frac{1}{2} b_{su} \sum_{Tk} (2\,T_i+1)\,(2\,T_k+1) \begin{Bmatrix} T_r & T_s & T_i \\ T_u & T & T_k \end{Bmatrix}^2 \left[T_k\,(T_k+1) - T_s\,(T_s+1) - T_u\,(T_u+1)\right]$$

Avec : $\binom{n_i}{2}$: combinaison deux à deux des particules n_i

n_i : nombre de particules ou de trous dans la couche i.

ε_i : énergie "single particle" correspondante à la couche i

Les coéfficients a_{ij} et b_{ij} ont la même signification que les termes correspondants dans la formulation de Bansal-French [36] .

T_j : isospin relatif à la couche j

T_i : isospin résultant du couplage entre T_r et T_s, T : isospin résultant de T_i et T_u.

Pour l'application de l'expression (6) aux états p-t des noyaux de K et Ca, on considère que nous avons un trou de proton ou de neutron dans la couche (sd) et n particules réparties suivant le noyau et les configurations considérées dans les orbites $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{1/2}$

Les décroissances β (K $\rightarrow$ Ca) dans notre cas font essentiellement intervenir le processus général suivant :

$$\left[(sd)^{-1}\ (fu)^{n}\right]_{J,T} \rightarrow \left[(sd)^{-1}\ (fu)^{n}\right]_{J',T-1}$$

Dans toute la suite, nous considérons uniquement des transitions β du type Gamow-Teller permises qui sont les plus probables où J, J' et T représentent respectivement le moment angulaire total et l'isospin de l'état considéré.

1) Exemple d'application au ^{47}K.

La fonction d'onde relative à l'état fondamental de ^{47}K peut être représentée par :

$$\psi\ (^{47}K) : \quad \left[(sd)^{-1}\ f^{8}\ (T = 4)\right]_{T = 9/2}$$

L'énergie relative de cet état peut être développée en utilisant l'énergie d'interaction E_m :

$$E_m\ (^{47}K) = \varepsilon_s + 8\,\varepsilon_f + 2\ b_{sf} + \binom{8}{2} a_{ff} + 7 b_{ff}$$

De même pour la configuration de $^{47}Ca^*$: $(sd)^{-1}\ f^{3}\ (T)_{T = 7/2}$ l'énergie correspondante peut être obtenue en considérant les deux possibilités de couplage d'isospin : T_1 (1/2,3) et T_2 (-1/2,4) pour former un état à T = 7/2 :

$$E_m\ (^{47}Ca,\ T = 3) = \varepsilon_s + 8\,\varepsilon_f + 8\ a_{sf} + 3/2\ b_{sf} + \binom{8}{2} a_{ff} + 3\ b_{ff}$$

$$E_m\ (^{47}Ca,\ T = 4) = \varepsilon_s + 8\,\varepsilon_f + 8\ a_{sf} - 5/2\ b_{sf} + \binom{8}{2} a_{ff} + 7\ b_{ff}$$

En calculant les différences Δ_1 et Δ_2 :

$$\Delta_1 = \left|\ E_m\ (^{47}K) - E_m\ (^{47}Ca,\ T = 3)\ \right| = 1/2\ b_{sf} + 4\ b_{ff}$$

$$\Delta_2 = \left|\ E_m\ (^{47}K) - E_m\ (^{47}Ca,\ T = 4)\ \right| = 9/2\ b_{sf}$$

Les énergies d'excitation (calculées par rapport au fondamental de ^{47}Ca) sont obtenues simplement par la relation :

$$E_1\ (T = 3) = Q_\beta + M_e + \Delta E_c - \Delta_1$$

$$E_2\ (T = 4) = Q_\beta + M_e + \Delta E_c - \Delta_2$$

Q_β : représente l'énergie disponible de l'émission β (Q_β = 6,64 Mev pour K).
M_e : masse de l'électron
ΔE_c : énergie coulombienne ($\simeq$ 7 MeV pour ^{47}Ca)

Les valeurs des paramètres b_{sf} sont obtenues en considérant l'énergie du premier état excité de ^{47}Ca (E = 2,6 MeV) et en utilisant les relations précédentes. On obtient alors :

$$E_1\ (T = 3) \cong 7 \text{ MeV et } E_2\ (T = 4) \cong 3 \text{ MeV avec}$$

$$1/2\ b_{sf} = 1{,}10 \pm 0{,}15 \text{ MeV}\ ,\ 1/2\ b_{ff} = 0{,}65 \pm 0{,}15 \text{ MeV}$$

L'erreur sur les paramètres résulte des imprécisions sur les valeurs de Q_β et surtout de ΔE_c. D'autre part, l'évaluation des autres paramètres a_{ij} et b_{ij} peut être faite suivant des considérations spectroscopiques [40] .

Les configurations proposées pour les états p-t de ^{47}Ca de structure similaire à l'état fondamental de ^{57}K ainsi que leur énergie correspondante sont représentées ci-dessous :

	Configurations	E^* (MeV)	E^* (MeV) (a)
a	$\left[(sd)^{-1}\ f^8\ (T=4)\right]_{7/2}$	3	2,7
b	$\left[(sd)^{-1}\ f^8\ (T=3)\right]_{7/2}$	7	
c	$\left\{\left[(sd)^{-1}\ f^8\ (T=7/2)\right]_4 \text{ u } (T=1/2)\right\}_{7/2}$	11	
d	$\left\{\left[(sd)^{-1}\ f^7\ (T=7/2)\right]_3 \text{ u } (T=1/2)\right\}_{7/2}$	6,3	6
e	$\left\{\left[(sd)^{-1}\ f^7\ (T=5/2)\right]_3 \text{ u } (T=1/2)\right\}_{7/2}$	9	

Les états observés par désintégration β (Q_β = 6,64 MeV) ne peuvent qu'appartenir à la configuration a. Celle ci correspond à une énergie d'excitation qui reproduit bien les deux niveaux de ^{47}Ca de 2,6 MeV ($J^\pi = 1/2^+$) et de 2,58 MeV ($J^\pi = 3/2^+$) 19 .
Suivant les configurations considérées, on doit tenir compte de la correction coulombienne entre proton et trou de proton relative à chaque couche qui est de l'ordre de 0,3 MeV (a).

2) Application à ^{49}K

Dans ce cas, nous donnons les résultats de Povès en indiquant les différentes configurations et les énergies des états correspondants.
La fonction d'onde relative à l'état fondamental est représentée par :

$$\psi\,(^{49}K) : \left\{ \left[(sd)^{-1}\, f^8\, (T = 4) \right]_{9/2}\, u^2\, (T = 1) \right\}_{11/2}$$

Les principales configurations considérées pour $^{49}Ca^*$ sont les suivantes :

Configurations	E^* (MeV)
a $\left\{ \left[(sd)^{-1}\, f^8\, (T=4) \right]_{9/2}\, u^2\, (T=1) \right\}_{9/2}$	9,4
b $\left\{ \left[(sd)^{-1}\, f^8\, (T=4) \right]_{9/2}\, u^2\, (T=0) \right\}_{9/2}$	9,7
c $\left\{ \left[(sd)^{-1}\, f^8\, (T=4) \right]_{7/2}\, u^2\, (T=1) \right\}_{9/2}$	6,2
d $\left\{ \left[(sd)^{-1}\, f^8\, (T=3) \right]_{7/2}\, u^2\, (T=1) \right\}_{9/2}$	12,0
e $\left\{ \left[(sd)^{-1}\, f^9\, (T=7/2) \right]_{4}\, u\, (T=1/2) \right\}_{9/2}$	5,0

Dans le tableau précédent, u correspond à l'orbite $2p_{3/2}$.

La validité de ces résultats (configurations a, b et e) peut être appréciée en les comparant aux énergies d'excitation de ^{49}Ca du tableau III. 4. En général un bon accord est obtenu. Dans notre étude, les configurations c et d ne sont pas considérées : - c correspond à un état lié de ^{49}Ca, - d ne peut être alimenté par désintégration β (Q_β = 10,5 MeV). Si on considère que les neutrons peuvent occuper les couches supérieures ($u = 2p_{1/2}$ et $u = 1f_{5/2}$) l'énergie d'excitation augmente sensiblement. L'effet de couche reste important : ($u = 2p_{1/2}$, E_e^* = 8,2 MeV; $u = 1f_{5/2}$, E_e^* = 9,7 MeV).

Les états observés expérimentalement ne peuvent pas être expliqués uniquement par les configurations citées précédemment. La dépendance du moment angulaire de chaque état n'est pas prise en compte (seul le barycentre de tous les états p-t affecté d'un poids (2J + 1)(2T + 1) est considéré). De plus les mélanges de configurations ne sont pas abordés.

3) Application à ^{50}K

La fonction d'onde relative à ^{50}K (état fondamental) est représentée par :

$$\psi\,(^{50}K) : \left\{\left[(sd)^{-1}\, f^8\ (T = 4)\right]_{9/2}\, u^3\ (T = 3/2)\right\}_6$$

Les états p-t de ^{50}Ca recouplés à T = 5 peuvent être décrits à partir des configurations suivantes :

Configurations	E^* (MeV)
a $\left\{\left[(sd)^{-1}\, f^8\ (T=4)\right]_{9/2}\, u^3\ (T=3/2)\right\}_5$	11,7
b $\left\{\left[(sd)^{-1}\, f^8\ (T=4)\right]_{9/2}\, u^3\ (T=1/2)\right\}_5$	11,9
c $\left\{\left[(sd)^{-1}\, f^8\ (T=4)\right]_{7/2}\, u^3\ (T=3/2)\right\}_5$	7,3
d $\left\{\left[(sd)^{-1}\, f^8\ (T=3)\right]_{7/2}\, u^3\ (T=3/2)\right\}_5$	12,4
e $\left\{\left[(sd)^{-1}\, f^9\ (T=7/2)\right]_4\, u^2\ (T=1)\right\}_5$	6,7

($u = 2p_{3/2}$)

Ces configurations peuvent être reliées aux énergies d'excitation susceptibles d'apparaître dans le spectre de ^{50}Ca. Toutes les énergies d'excitation correspondantes peuvent être obtenues par désintégration β : la fenêtre Q_β étant évaluée à 13,88 MeV. Là aussi, l'énergie d'excitation croît lorsque les neutrons gravitent dans les couches supérieures ($u = 1p_{1/2}$, $E_e^* = 9{,}3$ MeV ; $u = 1f_{5/2}$, $E_e^* = 10{,}8$ MeV)

Si on se reporte aux résultat expérimentaux (Tableau III. 8.) on constate que les états correspondant aux transitions permises se regroupent entre 6,5 et 11,5 MeV en bon accord avec les prévisions du calcul.

4) Application a ^{51}K

Le même raisonnement nous a permis de calculer l'énergie d'excitation correspondant aux différentes configurations p-t reportées ci-dessous.

Configurations	E^* (MeV)
a $\left\{ \left[(sd)^{-1}\ f^8(T=4)\right]_{9/2}\ u^4\ (T=2) \right\}_{11/2}$	9,6
b $\left\{ \left[(sd)^{-1}\ f^8(T=4)\right]_{9/2}\ u^4\ (T=1) \right\}_{11/2}$	7,4
c $\left\{ \left[(sd)^{-1}\ f^9(T=7/2)\right]_{9/2}\ u^3\ (T=3/2) \right\}_{11/2}$	4,9

$u = 2p_{3/2}$

Dans ce noyau, nos mesures de coïncidence n-γ nous ont permis d'établir que la force de transition β alimentait fortement le domaine d'énergie d'excitation compris entre 5 et 8 MeV (Tableau III. 13.).

En résumé, on constate que les trois décroissances β pour lesquelles nous avons établi le schéma, l'évaluation des énergies des états p-t à partir du terme monopolaire de l'interaction donne un accord satisfaisant.

D'autre part, il est intéressant de remarquer que l'interaction entre les différentes couches reste sensiblement la même à mesure que le nombre de neutrons augmente. Ceci n'est vérifié jusqu'à présent que pour la chaîne des isotopes de calcium.

CONCLUSION

Au cours de notre travail, nous avons pu mesurer par temps de vol l'énergie des neutrons retardés(compris entre 300 keV et 5 MeV) émis au cours de la désintégration β^- des isotopes de potassium jusqu'à la masse A = 51.

La difficulté de cette étude était liée au faible taux de production de ces isotopes éloignés de la stabilité. Pour réaliser nos mesures, nous avons mis au point un système de détection performant constitué par un compteur à scintillation de grande surface. Ce dispositif nous a permis, à partir de mesures de coïncidence n-γ de déterminer la position des niveaux non liés de ^{49}Ca, ^{50}Ca et ^{51}Ca et d'établir la nature des transitions β : (K $\rightarrow$ Ca).

Une interprétation des résultats obtenus a été faite à partir d'un modèle des états p-t basés sur les travaux de Bansal-French. Ce modèle à permis de relier les états non liés des isotopes de calcium mis en évidence par l'expérience, à des configurations simples du type : $(sd)^{-1}$ $(fp)^n$.

On peut enfin signaler que le dispositif que nous avons développé a permis récemment d'aborder l'étude de ^{52}K. Avec cet isotope, et également ^{53}K (mis en évidence en 1982 au CERN) il doit être possible d'étudier le processus d'émission de deux neutrons retardés. Une telle étude requiert un développement des techniques de détection que nous avons mises en œuvre.

REFERENCES

1. Proceedings of the Lysekil Symposium (1966)
Ark. Fys. 36 (1967) 1.686

2. "Proceedings" de la Conférence de Leysin (1970)
Rapport CERN 70-30 (Vol. 1. 2. (1170 pages))

3. "Proceedings" de la 3ème Conférence Internationale sur les noyaux loin de la stabilité. Cargése. (1976)
Rapport CERN 76-13 (608 pages)

4. "Proceedings"de la 4ème Conférence Internationale sur les noyaux loin de la stabilité. Helsingor. (1981)
Rapport CERN 81-09 (809 pages)

5. T.J.M. Symons, Y.P. Viyogi, G.D. Westfall, P. Doll, D.E. Greiner, H. Faraggi, P.J. Lindstrom, D.K. Scott, H.J. Crawford and C. McParland. Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 40

6. C. Detraz et coll. (à paraître)

7. 1975 Mass Predictions, S.Maripuu ed., Atom. Data and Nucl. Data Tables 17, 411 (1976).

8. F. Touchard, J.M. Serre, S. Büttgenbach, P. Guimbal, R. Klapish, M. de Saint Simon and C. Thibault, Phys. Rev. C25 (1982) 2756

9. P. Jacquinot et R. Klapisch, Pour la Science, 28 (1980) 30.

10. F. Touchard. Thèse de Doctorat d'Etat
Paris Sud (1981)

11. N.B. Gove and S. Raman, Phys. Rev. C7 (1973) 1995

12. A. Poskanzer, Scientific American, juin(1978) 48

13. A. Poskanzer, Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 1030

14. E. Roeckl, P.F. Dittner, C. Detraz, R. Klapish, C. Thibault and C. Rigaud, Phys. Rev. C10 (1974) 1181

15. Expérience CERN, PS (1982), C. Detraz et coll. (à paraître).

16. P.G. Hansen, A. Huck, B. Jonson, G. Klotz, A. Knipper, K.L. Kratz, C. Miehé, S. Mattson, G. Nyman, H. Ohm, A. Poves, H.L. Ravn, C. Richard-Serre, A. Schröder, G. Walter and W. Ziegert. 4th International Conference on Nuclei far from Stability, Helsingor (1981) page 387

17. B. Jonson, H.A. Gustafsson, P.G. Hansen, P. Hoff, P.O. Larsson, S. Mattsson, G. Nyman, H.L. Ravn and D. Schardt 4th International Conference on Nuclei far from Stability, Helsingor (1981) page 265

18. C. Michael Lederer et Virginia S. Shirley, Tables of Isotopes. A. Wiley, Interscience Publication New-York (1978) 7ème édition.

19. A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, C. Miehé, C. Richard-Serre and G. Walter. 4th International Conference on Nuclei far from Stability, Helsingor, (1981) page 380

20. C. Détraz, D. Guillemand, G. Huber, R. Klapish, M. Langevin, F. Naulin, C. Thibault, L.C. Carraz and F. Touchard, Phys. Rev. C19(1979) 164

21. Expérience CERN, ISOLDE (1982) (à paraître)

22. L.C. Carraz, P.G. Hansen, A. Huck, B. Jonson, G. Klotz, A. Knipper, K.L. Kratz, C. Miehé, S. Mattsson, G. Nyman, H. Ohm, A. Poves, H.L. Ravn, C. Richard-Serre, A. Schröder, G. Walter and W. Ziegert, Phys. Lett. 109B (1982) 419

23. R. De Leo, G. D'Erasmo, A. Pantaléo et G. Russo, Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 559

24. J.A. Harvey and N. Hill, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 507

25. D.R. Nicoll and M.J.C. Ewer, Organic Scintillator and Liquid Scintillator Counting 279.328 Eds. D.L. Horrocks and C.T. Peng, (Academic Press)

26. J. Faust and R.S. Larsen, Nucl. Instr. and Meth. 116 (1974) 365

27. G. Charpak, L. Dick and L. Feuvrais, Nucl. Instr. and Meth. 15 (1962) 323

28. P. Netter, L. Lassen, R. Schreck and H. Gemmeke, Nucl. Instr. and Meth. 185 (1981) 165

29. H. Gemmeke, Heidelberg (1981) (Communication privée)

30. P. Wittmer, XMONO et Logitiel Graphique (avril 1980) Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg

31. K.L. Kratz (Communication privée) and W. Ziegert, "Spektroskopie β^- Verzoegerter Neutronen der Praekursoren ^{11}Li, $^{27-31}$Na und $^{48-52}$K, Diplomarbeit (1980) Johannes-Gutenberg-Universität Mainz

32. C. Detraz, D. Guillemaud, G. Huber, R. Klapish, M. Langevin, F. Naulin, C. Thibault, L.C. Carraz and F. Touchard, Nucl. Phys. A302 (1978) 41

33. W. Hillenbrandt, F.K. Thidemann, K.L. Kratz, H. Gabelmann, H. Ohm , A. Schröder et W. Ziegert, CERN Proposal/PSCC/82-21

34. C. Détraz (à paraître)

35. Aron M. Berstein, Annals of Phys. 69 (1972) 19

36. R.K. Bansal et J.B. French, Phys. Lett. 11 (1964) 145

37. A. Poves et A. Zuker, Phys. Rep. 70 (1981) 235

38. R. Sherr, R. Kouzes et R. Del Vecchio, Phys. Lett. 52B (1974) 401

39. M. Paul, Nucl. Phys. A289 (1977) 94

40. D. Antonio Dobado Gonzales, Thèse de Doctorat (novembre 1982) Département de Physique Théorique Madrid

41. T. Björnstad, H.A. Gustafsson, P.G. Hansen, B. Jonson, V. Lindfors, S. Mattsson, A.M. Poskanzer and H.L. Ravn, Nucl. Phys. A 359 (1981) 1