

CERN/PN 85-30
N. d'ordre 1817

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Saoud HASSANI

**CONTRIBUTION A LA DETERMINATION DE LA FRICTION
NUCLEAIRE PAR L'ETUDE DE LA DESEXCITATION DE NOYAUX
EN REGIME TRANSITOIRE**

**Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules**

**Université
Louis Pasteur
de Strasbourg**

CBN/PN 85-90
N. d'ordre 1617

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Saoud HASSANI

**CONTRIBUTION A LA DETERMINATION DE LA FRICTION NUCLEAIRE PAR
L'ETUDE DE LA DESEXCITATION DE NOYAUX EN REGIME TRANSITOIRE**

Soutenue le 18 Décembre 1985 devant la commission d'examen

M. G. MONSONEGO

M. P. GRANGE

M. B. TAMAIN

M. R. VOLTZ

M. H.A. WEIDENMÜLLER

Président et Rapporteur interne

Rapporteur interne

Rapporteur externe

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES
DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S. ET I.N.S.E.R.M.

Président	Professeur	H. DURANTON
Vice-Présidents	Professeur	M. ROOS
	Professeur	C. CONRAUX
	M. de Rech.	A. CORET
Présidents Honoraires	Professeur	G. OURISSON
	Professeur	P. KARLI
	Professeur	F. MARCOUX
Secrétaire Général	Monsieur	G. KIEHL

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales : Directeur Jean-Marie MANTZ
U.E.R. des Sciences Biomédicales : Directeur Jean SCHWARTZ

Doyens honoraires : J. CALLOT - J. CLAVERT - F. ISCH - M. DONNER.

Professeurs honoraires : A. BAGSET - P. BEYER - F. BUCK - J. CALLOT - J. CLAVERT - E. FORSTER - G. GREINER - A. JUNG - T. KAMBRER - P. MANDEL - H. METZGER - A. ROHMER - F. ROMMER - E. SCHNEEGANS - J. SEFOR - J. SETHAN - J. VEDRINE - R. VOEGTLIN - J. WARTER - G. WINCKLER.

Professeurs :

MADLOFF Chirurgie générale
N. APPRODO Anatomie et Organogénèse
CARON Histologie
L. ISCH Neurologie
A. BATZSCHLAGER Anatomie pathologique
M. BENTZ Pathologie et prévention
F. BUCH Neurologie
R. BUCHNER Pharmacologie
R. BUCKNER Médecine, Gastro-entérologie
G. DOLLAEC Histologie
A. BRONNER Gynécologie
A. BRONNER Clinique ophtalmologique
F. BUCHHEIT Neurochirurgie
G. BURKHARD Clin. Propriété de la tubercul.
P. CHANSON Pédiatrie
J. CHAMBERN Physiologie biologique
M. CHAMPY Stomatologie
A. CHAMPONT Médi. Lég. et Méd. Sociale
M. COLLARD Clinique neurologique
C. COMRAUX Op. Rhino-Laryngologie
F. DELLERBACH Gynéc. et Obstétrique
M. DONNER Clin. Médicale B
R. ESTINGER Psychiatrie infantile
W. FASNE Histologie
L. FINCKER Clin. Médicale B Cardologie
R. GANDAR Clin. gynéc. et obstétrique
P. GAUTHIER-LAFAY Anesthésiologie
J. P. GERHARD Otorhinolaryngologie
J. GRENIER Chirurgie générale
E. GROSHANS Clin. dermatol. et Mydiatigraphique
P. HAREVEY Physiologie

J. HERAN
L. HOLLENDER
L. JACQ
M. IMMLER
P. ISCH
L. ISRAEL
G. JACQ
H. JAMM
M. JESSE
J. JESS
P. KARLI
B. KELLER
F. KEMPF
L. KEMP
T. JAGEN
G. KIEHL
A. KIRBY
J. KORNITKE
M. KREMER
D. KURTZ
R. KUEHL
V. LE DAL
J. M. LEVY
J. M. LEVY
F. MARCOUX
J. MARESCAUX
G. MARK
L. MAYER
J. MEHL
G. MEHLIN

Méd. et Chir. supplim. et comparée
Chirurgie digestive et générale
Pharmacologie
Médecine interne
Rééducation fonctionnelle
Psychiatrie d'Adultes
Chirurgie générale
Néonatalogie
Otolaryngologie
Neurophysiologie
Clin. gynéc. et obstétrique
Radiologie
Orthopédie et Traumatologie
Pédiatrie
Pathol. et Clin. Stomat. chir.
Vaccins
Anatomie normale
Pneumol. et pathologie respiratoire
Neurologie
Orthop. et traumatologie
Anatomie pathologique
Pédiatrie, Génétique médicale
Régionisme médicale
Médecine du travail
Histologie
Physiologie
Hématologie
Médecine du travail
Physique biologique

E. METZ
R. METZ
G. MORAND
F. OSERLING
J. C. OTTEN
E. PHILIPP
G. REHADE
P. REVILLE
P. REYE
J. RYTER
E. ROESEL
J. V. RUCH
Y. RUMPLER
A. SACRE
P. SAUVAGE
G. SAVA
G. SCHAFÉ
E. SCHWARTZ
J. SCHWARTZ
A. SCHWITZ
H. SECK
L. SEINEZ
D. D. TRUCK
L. D. TEMPE
G. VINCENDON
A. WACKENHEIM
J. P. WALTER
F. WALTER
J. P. WITTELL
D. WILLARD
J. P. WITZ

Psychologie appliquée
Bactériol. Virolog. Immunol. gén.
Chirurgie thoracique
Médecine du sang
Anesthésiologie
Anatomie pathologique
Ophtalmologie et otologie
Endocrinol. métabol. et Nutrit.
Chir. gén. Méd. A. Pédiat. - Colostat
Gynéc. et Obstétrique
Pneumologie pédiatrique
Biologie moléculaire
Embryol. et Mariphol. générale
Cardiologie
Chirurgie infantile
Chirurgie générale
Psychologie
Chir. chir. arthros. et traumat. d'adultes
Pharmacol. et Médecine expérimentale
Chirurgie chirurgicale A
Anatomie et organologie
Chirurgie psychiatrique d'Adultes
Clinique médicale A
Néonatalogie médicale
Biochimie
Radiologie
Radiologie
Psychologie
Gastro-entérolog. et hydrol. thérapeutique
Pédiatrie, Génétique médicale
Chirurgie thoracique

Professeurs conventionnés : G. FLICHER (Chim. org.) - A. PETROVIC (Psychologie)

Maîtres de Conférences Agrégés :

S. BABIN Orthopédie et Traumatologie
P. BAREISE Médecine Interne
P. BONHAT Cardiologie
G. BRECHSCHMACHER Cardiologie
J. BURGARD Médecine Interne
G. BURSTEIN Pédiopneumologie
A. CHAMBERN Anatomie
A. CHANTIEROCCO Physiologie Biologique
J. P. CHIFFRON Anesthésiologie
E. CHIFFRON Clinique cardio-vasculaire
J. P. LAURENT Otorhinolaryngologie
J. G. MONTAUDO Pédiatrie, Génétique médicale
P. G. MONTAUDO Pédiatrie
G. MONTAUDO Pédiatrie
E. MONTAUDO Pédiatrie

A. JAEGER
P. KEHR
R. KEILING
J. KEMPF
D. KLOTZ
F. KURTZ
L. LAMAR
D. MAROTRY
J. L. MARDELL
G. MARSCAUX
J. MARSCAUX
J. MARX
J. MESSER
G. BEYER
M. METZGER

Régionisme médicale
Orthopédie et traumatologie
Cardiologie
Biochimie
Op. Rhino-Laryngologie
Médecine interne
Médecine du sang
Neonatalogie
Biochimie
Histologie
Chirurgie générale
Chirurgie
Médecine, pathologie médicale
Chirurgie générale
Biochimie

J. M. MOEGARD
G. ROBERT
M. RATHIER
G. RAULI
M. RINGET
M. RUDOLPH
J. P. SCHWARTZ
G. SCHWARTZ
J. L. SCHLITZBERG
F. TITTEL
J. TONGHE
J. L. WARTER
A. WILK

Cardiologie et maladies vasculaires
Virologie
Psychiatrie d'adultes
Pneumologie pédiatrique
Endocrinologie et maladies métabol.
Histologie
Psychologie
Chirurgie et obstétrique
Médecine interne
Pédiatrie, Génétique médicale
Radiologie
Neurologie
Neurologie

Maître de Conférences Associé : J.H. JAEBER (Orthopédie).

Maître de Conférences Conventionele : AMALAN (Physiologie expérimentale) - J.L. VOGT (Thermophysiology)

Directeurs de Recherche : H. JACOB* (Biochimie) - A. PETROVIC* (Physiologie).

Maîtres de recherche :

A. MAUBERTIN* Neurochimie
 G. HATOP* Neurochimie
 J.F. CAZEMAVE* Neurochimie
 A. EREL* Biologie moléculaire
 J. MERLY ? Neurochimie
 L. FREYER ? Neurochimie
 M. GALTHERIE ? Neurochimie
 G. GONZOS ? Neurochimie
 * C.N.R.S.

K. HAPFENSTENGER* Endocrinologie
 G. SIEBERG* Chimie organique
 G. SIEBERG* Neurochimie
 R. BOEHEMANN* Méthodes de rayonnement
 C. SARLIEVE* Neurochimie
 M. SCHREIBER* Neurochimie
 J. STEVNIH* Biologie moléculaire cellulaire

G. STOCK-DANGE* Physiologie
 J. VIELLY ? Pharmacologie
 A. VERGÈS ? Neurophysiologie
 M. VERRAULT-COIN ? Neurochimie
 J.L. VOGT ? Thermophysiology
 A. WAKEMAN ? Neurochimie

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

Professeurs :

M. DODD Odontologie conservatrice, endodontie
 R. FRANK Séminaire biologie-génet (Biochimie), immunologie, Neurologie, Embryologie, Génétique, Anatomie Pathologique, Geriatriologie, Pharmacologie, Parasitologie
 F. KLERANKIV

J. LITZLER Prothèse (prothèse complète, adjointe partielle, prothèse amovible, prothèse maxillo-faciale)
 J. L. LAOSTE Orthopédie dento-faciale

Professeurs de premier grade :

C. ALLEGRIANI Odontologie conserv., endodontie
 M. ASTIAN Prothèse (prothèse complète, adj. partielle, prothèse amovible, prothèse maxillo-faciale)
 C. BOLENDER Odontologie conserv., endodontie
 A. COITE

R. MAAG Chirurgie buccale, parodont et périodont.
 M. LANGER Prothèse (prothèse complète, adj. partielle, prothèse amovible, prothèse maxillo-faciale)
 M. LEZIE

P. NICOLAS Chirurgie buccale, parodont et périodont.
 J. J. ROTH Anatomologie et denture
 A. SCHLEIBER Parasitologie
 Prothèse (prothèse complète, adjointe partielle, prothèse amovible, prothèse maxillo-faciale)
 P. SOMMERWATER Pédiatrie

Professeurs de deuxième grade :

P. CAHEN Pédiatrie, épithémiologie, étiologie de la carie,
 Odontologie légale
 J.P. CHARLIER Odontologie dento-faciale

R. JAESS Chirurgie buccale, parodont (dép.),
 H. TENENBAUM Anesthésiologie et sédation
 Parasitologie

Maître de recherche : M. S. E. R. M. : A. BILLOURT (Odontologie)

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur Alexis GAIRARD

Docteurs honoraires : P. DIQUENOIS - M. HASSELMANN - G. HOFMEIER - P. METAS.

Professeurs honoraires : P. CORDIER - J.P. EREL - G. GAZIT de CHATELIER - M. HASSELMANN - P. JAEGER - J. SCHREIBER

Professeurs :

R. ANTON Pharmacognosie
 J. BEFONY Biologie cellulaire
 R. BERNARD Biochimie
 G. BRENNER Toxicologie
 G. FERARD Stomatologie
 J.L. FRESLON Pharmacodynamie
 A. GARNARD Physiologie et biophysique
 M. GOELDNER Chimie organique
 C. HASSELMANN Chimie analytique

L. LUNG Pharmacologie chimique
 J. C. DOPPEL Biochimie
 H. LAGAN Biochimie
 V. LAUDRY Chimie générale et minérale
 G. LAPP Chimie analytique
 P. LAURENT Psychologie
 A. LUGNER Toxicologie
 J. MALGRAS Immunologie

C. MATIAS Pharmacie galénique
 P. METAS Biochimie
 S. PERON Pharmacologie
 P. PONDON Neurologie
 B. RICHARD Biochimie pharmacologique
 A. STANIS Pharmacologie galénique
 J. C. STOLET Pharmacodynamie
 D. VIDOU Bactériologie
 C. G. WERMUTH Chimie organique

Professeur émérite : J. SCHREIBER (Chimie organique).

Chargé de cours : M. KRISTENSEN (Hygiène, nutrition et diététique).

Professeur associé : R. MILLER (Pharmacodynamie).

Professeur conventionné : R. HEINTZ (Pharmacodynamie) - B. ROTH-SCHNEIDER (Pharmacodynamie).

Maître de recherche : M. S. E. R. M. : J. BERTH (Biochimie).

U.E.R. DES SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie

Directeur Henri VOGT

U.E.R. des Sciences du Comportement et de l'Environnement

Directeur Philippe ROPARTZ

Professeurs honoraires : E. JULIARD - R. RAYNAL.

Professeurs :

J. LAVERGNE Géographie
 L. LEBRAND Séminaire de l'éducation
 F. MICHON Géographie
 P. MICHEL Géographie

A. MOLES Psychologie sociale
 H. NGUYEN Géographie
 H. RICHARD Géographie

Psychologie sociale
 Géographie
 Géographie

A. TARDUET-KELLER Psychologie
 H. TARDUET Psychologie-géographie
 A. TRICART Géographie
 H. VOGT Géographie physique

Maître de Conférences Conventionele : J.P. BAUER (Psychopédagogie).

Directeur de recherche : C. L. A. S. : S. BERTH (Géographie).

Maître de recherche : C. N. R. S. : J.P. MARTIN (Géographie)

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Michel DEVOLUY (Chargé de l'intérim)

Doyens honoraires : P.CHAMLEY - J.P.FITOUSSI - R.DOS SANTOS FERREIRA - J.L.GAFFARD

Professeurs honoraires : A.CHABERT - P.CHAMLEY.

Professeurs :

P.ARIZNER	Mathématiques	R.DOS SANTOS FERREIRA	Sciences Economiques	J.J.OBRECHT	Sciences de gestion
P.BILGER	Sciences Economiques	J.L.GUANO	Sciences Economiques	P.PONCET	Sciences de gestion
P.COENDE F	Sciences Economiques	G.K.OENIG	Sciences Economiques	J.THEPOT	Sciences de gestion

Professeurs émérites : A.CHABERT (Sciences Economiques) P.CHAMLEY (Sciences Economiques).

Professeurs associés : W.HILDENBRAND - J.P.VIAL.

Professeur conventionné : R.UHRICH (Ec.ég. et europ.).

Chargés de conférences : J.ARROUS - R.RBES.

U.E.R. DES SCIENCES EXACTES

Mathématiques	: Directeur Daniel BERNARD
Sciences de la Matière	: Directeur Henri BENOIT
Sciences de la Vie et de la Terre	: Directeur Thierry JUTEAU
Sciences du Comportement et de l'Environnement	: Directeur Philippe ROPARTZ
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
I.U.T.	: Directeur Michel GENEVAUX

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

Professeurs honoraires : J.BRENET - Mme M.BRINI - J.BYE - H.CARTAN - C.CHABAULTY - A.CHRETIEN - A.DELUZARCHE - J.DENY - Mlle A.GAGNIEU - Mlle S.GILLET - G.GLAESER - S.GORODETZKY - L.HIRTH - R.HOCART - P.JOLY - P.LACROUTE - R.LOJAZET - S.LEBEZ - P.LHERITIER - A.LICHTENROWICZ - A.MILLARD - G.MILLOT - L.NEEL - G.REEB - A.ROCHÉ - R.ROHMER - J.P.ROTHE - I.SACKMANN - CH.SADRON - H.SAUCIER - F.SCHALLER - F.STUTINSKY - H.WILLAT - J.H.VIVIEN - ELWOLFF - WUCHER - BURWITZ.

Professeurs :

A.ACKER	Astronomie	P.FELTZ	Physiologie Animale	J.MARTINET	Mathématiques
J.P.ALOFF	Chimie nucléaire	M.FERNIQUE	Mathématiques	P.MALHE	Physiologie animale
R.ARMIBUSTER	Physique	J.G.FISCHER	Chimie	A.MICHAUD	Géologie
P.ARIZNER	Mathématiques	D.FOATA	Mathématiques	M.MIGNOTTE	Informatique
V.AVANISSIAN	Analyse supérieure	E.F.FOLLENIUS	Zoologie	P.MIRABEL	Chimie
G.BARBANCON	Mathématiques	A.J.FRIED	Mécanique des Fluides	G.MONSONGO	Physique théorique
F.BECKER	Physique mathématique	D.F.ROELICH	Chimie générale et chimie phys.	B.MORIN	Mathématiques I
N.BETORT	Biochimie	A.FUCHS	Mécanique rationnelle	P.NANOPoulos(Gr.)	Probabilités et Statistiques
G.BELLARD	Botanique	J.C.GALL	Géologie	B.ORBECI	Mécanique
C.BENEZRA	Dermato-chimie	A.GALLMANN	Physique	J.OSBORNE	Chimie
D.BENFLOUIN	Mathématiques	R.GAUTIER	Physique	E.OSTERAG	Electr. et Electrotechnique
H.BENOIT	Physicochimie macromol.	R.GERARD	Mathématiques	L.OTTEIN	Pathologie moléculaire végétale
P.BENVENISTE	Physiologie végétale	A.GIRAUDEAU	Mathématiques	G.OURICSON	Chimie
O.BERNARD	Math.mat.rie la physique	C.GODBILLON	Optique, phys.atom. et molécl.	J.M.PAULUS	Chimie générale
J.C.BERNIER	Chimie générale	A.GOLTZYNE	phys. du sol et cristallographie	J.P.RAMIS	Mathématiques générales
J.BONNIN	Géophysique interne	M.GOUNOT	Botanique	P.RICHARD	Physiologie animale
V.BOULANGER	Biochimie	M.GROSMANN	Physique	J.RIEHL	Chimie organique (IUT)
J.F.BOUTOT	Mathématiques	R.GERARD	Chimie physique	P.RIMMELIN	Chimie
G.BUSSIAS	Chimie org. et chimie analyt.	Y.GUEGUEN	Géophysique interne	P.ROPARTZ	Psycho-physiologie
R.BROUILLARO	Minéralogie	C.HIRTH	Chimie organique	G.ROUX	Botanique
C.BURGGRAF	Mécanique des Fluides	J.C.HUBERT	Microbiologie	J.GHIFFMANN	Mathématiques
H.BURNAGE	Géophysique interne	B.JARRY	Biochimie générale	A.SCHMIDT	Chimie appliquée
H.CARAYOL	Mathématiques	G.JASCHKEK	Astronomie	P.SCHMITT	Psycho-physiol. et physiol. du comp.
R.CERF	Physique générale	D.JONARD	Virologie	J.P.SCHWING	Chimie
P.CHARTIER	Chimie	J.P.JOUANLOU(Gr.)	Mathématiques	M.SCHWING	Chimie physique
F.CHEVALIER	Physique	F.JUNOT	Phys. nucl. et corpusc. et théor. phys.	L.C.SENS	Phys. nucl. et corpusc. et théor. phys.
A.CLAUSS	Chimie	T.JUTEAU	Minéralogie	M.SIESKIND	Physique
A.COCHÉ	Physique nucléaire	C.KEDINGER	Biochimie	G.SOLLARDE	Chimie organique
M.DAIRE	Chim. phys. indus. et Sc. des Mat	A.KIENNEWMANN	Chimie appl. et génie chimique	J.SCHMER	Chimie appliquée
H.DANAN	Phys.atom. et phys. du solide	R.FIRSCH	Zoologie	S.SORIN	Mathématiques
E.DANIEL	Physique expérimentale	F.LACROUTE	Biologie végétale	G.SUTTFI	Physique théorique
M.DANUN	Chimie	J.LAFON	Informatique appliquée	C.TANIELAN	Chimie appl. et chimie des matériaux
J.DEMAND	Chimie générale	A.M.LAMBERT	Biologie	Y.TAIDY	Géologie
J.DÉMUYNCK	Chimie organique	M.LAMBLA	Chimie générale	J.TERRISSE	Chimie
A.BEONZAC (dir.)	Inform. indus. et appl. (Univ. II)	J.LEBERQUIER	Microbiologie	J.THEBOLD	Biologie animale
J.F.DUFOURD	Inform. indus. et appl.	H.LEIBENGUTH	Chimie (Collège de France)	D.VIAUD	Mathématiques
G.DUOYER	Géologie	J.L.EIBENBERG	Chimie appl. et chimie des mat.	R.VOLT 1	Physique théorique
H.DURANTON	Géologie	J.L.EIBENBERG	Chimie	J.H.WEIL	Biochimie
J.P.EBEL	Statistique	J.L.EIBENBERG	Phys. nucl. et corpusculaire	G.WEIL	Mathématiques
J.P.EBERHART	Biochimie	P.LEMOINE	Chimie physique (IUT)	R.WESS	Chimie
B.EHRESMANN	Biochimie	M.LEROY	Chimie	P.L.WENDEL	Physico-physiologie
V.FRN	Physique	J.C.LIOWS	Zoologie et Ecologie	R.WILLI	Chimie
J.FARAUT	Mathématiques	F.LOOR	Immunologie	C.WINTER	Chimie
P.FEDELIN	Chimie	J.LUCAS	Géologie	K.WIPPLER	Physicochim. des Hauts Polymères
		G.MAGNAC	Physique		

Professeurs émérites : G.GLAESER (Math.) - L.HIRTH (Microbiologie) - R.LECLOZET (Phys. du Globe) - G.MILLOT (Géologie Paléontologie)

Professeur adjoint : J.SITTLER (Géologie).

.. وقل رب زدني علما.

قرآن

إلى روح أبي
إلى أبي
إلى أخوتي وأخواتي
إلى رضا وهناء
إلى كل أهلي

R E M E R C I E M E N T S

Je remercie Monsieur A. ZUKER, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire Théorique (Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg) de m'y avoir reçu et pour toutes les facilités que j'ai pu y trouver ;

Je remercie Monsieur le Professeur G. MORSONEGO (Université Louis Pasteur, Strasbourg) de m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse, et pour l'intérêt qu'il m'a porté ;

Mes remerciements à Messieurs les Professeurs B. TAMAIN (Université de Caen) et R. VOLTZ (Université Louis Pasteur, Strasbourg) pour avoir accepté de juger ce travail ;

Nous avons collaboré avec Monsieur le Professeur H.A. WEIDENMÜLLER (Institut Max Planck, Heidelberg), je le remercie d'avoir bien voulu accepter de participer au jury de cette thèse. Je ne saurais exprimer le plaisir que j'ai eu à travailler avec lui ;

Je remercie plus particulièrement Monsieur Pierre GRANGE, sous l'encadrement de qui j'ai entrepris ce travail et aux côtés de qui j'ai appris beaucoup de choses. Le travail avec lui fut plaisant et enrichissant ;

Madame J. LE GUEN s'est toujours acquittée des tâches de secrétariat avec rapidité et grande compétence, je la remercie infiniment ;

Je remercie tous ceux qui m'ont été d'une façon ou d'une autre d'une quelconque aide ;

Pendant mon séjour à Strasbourg, j'ai bénéficié d'une bourse du Gouvernement Algérien dans le cadre de la formation postgraduada à l'étranger, j'en remercie le Ministère de l'Enseignement Supérieur et la Commission Nationale de la Formation à l'Étranger.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Le mouvement collectif de grande amplitude associé au processus de fission est depuis longtemps considéré comme intéressant et complexe. Pour étudier et résoudre la dynamique d'un tel processus, la connaissance d'un grand nombre de paramètres est nécessaire (grand nombre dû à la dimensionalité du phénomène). La simplification du processus de fission à un, deux ou trois degrés de liberté collectifs réduit la connaissance à un, trois ou six paramètres associés auxdites coordonnées de fission. Ce nombre de paramètres est à multiplier par deux si on veut étudier en plus des effets inertiels, les effets de la dissipation. Dans le cas où une seule coordonnée de fission est suffisante, un coefficient d'inertie et un coefficient de dissipation sont requis.

L'étude de la fission nucléaire s'est faite indirectement, entre autres, par la mesure de certaines quantités qui viennent de processus qui semblent avoir lieu en même temps qu'elle.

C'est ainsi qu'on a observé que le processus de fission nucléaire s'accompagne de l'émission de particules et en particulier de neutrons. On a considéré alors que lors de la désexcitation d'un noyau composé la voie de fission est en compétition avec d'autres voies de sortie comme l'émission de particules légères. Le calcul des rapports d'embranchement s'est fait sur la base du modèle statistique qui ne tient compte d'aucune dynamique. L'étude de la fission nucléaire par la mesure en coïncidence de multiplicités de particules s'est ainsi vue comprise totalement par des considérations d'espace de phases. La fission doit donc trouver d'autres quantités, (par exemple les énergies cinétiques des fragments de fission...) pour nous informer sur sa dynamique.

Ces dernières années, l'avènement des réactions entre ions lourds a permis de produire des noyaux composés très excités et ayant un moment angulaire élevé. L'étude de ces noyaux excités permettrait de mieux comprendre le processus de désexcitation, toujours sur la base du modèle statistique.

Or, plusieurs expériences à haute énergie d'excitation ont montré une augmenta-

tion importante du nombre de neutrons émis en coïncidence avec la fission par rapport au nombre que donne le modèle statistique usuel. Parmi les hypothèses avancées pour expliquer ce désaccord, une s'appuie sur la dynamique du processus et met en cause " certains " fondements du modèle statistique.

Un noyau formé dans une réaction nucléaire est un système excité qui cherche à se stabiliser soit en émettant des particules qui le soulageraient de ce trop plein d'énergie, soit en cherchant lui-même à former de nouvelles surfaces de potentiel. Cette recherche de surfaces de potentiel peut l'amener à subir des déformations à un point où il continue à se déformer d'une façon irréversible jusqu'à la rupture. Le premier point de non retour est appelé point selle, le deuxième le point de scission.

Cette évolution du système du point d'impact jusqu'au point de rupture dure un " certain " temps, pendant lequel des émissions de particules peuvent avoir lieu, si le rapport des deux temps leur est favorable. Ces particules emportent avec elles certaines quantités d'énergie et de moment angulaire et sont des témoins de l'évolution dynamique du système.

Le modèle statistique ne considère que les particules émises pendant que le système est à la déformation du point selle. Il néglige les temps d'évolution du point d'équilibre au point selle et du point selle au point de scission.

Ceci est raisonnable à basse énergie où ces temps sont beaucoup plus faibles que la temps d'émission de neutron. A haute énergie, ce dernier diminue fortement. Pour résoudre le désaccord entre mesure et modèle statistique à haute énergie, il suffit de " modifier " le modèle statistique de telle façon qu'il tienne compte du temps d'évolution point d'impact-point de scission. Ceci ne peut se faire que par un traitement dépendant du temps de la désexcitation du noyau composé. Ceci est l'objet de ce travail. Ce traitement, en plus du désaccord qu'il résoudra, nous permettra d'avoir une meilleure connaissance de la friction nucléaire, quantité d'un grand intérêt dans la dynamique nucléaire et qui est moins connue que l'aspect potentiel ou inertiel de la fission.

Dans le chapitre prochain, nous présenterons la fission nucléaire et le modèle statistique, nous parlerons du succès du modèle statistique à expliquer les propriétés de fission à basse énergie. Nous insisterons sur son insuccès à haute énergie à reproduire les mesures expérimentales. Nous discuterons des quelques hypothèses émises pour expliquer ce désaccord. Dans le chapitre III, nous présenterons le régime transitoire de la fission nucléaire, hypothèse pour expliquer la grande multiplicité de neutrons mesurés par rapport à celle calculée suivant le modèle statistique. Dans le chapitre IV, utilisant cette hypothèse de régime transitoire, nous construisons un formalisme qui permet de calculer les multiplicités de neutrons. Son application à une expérience récente nous permet de discuter de l'accord obtenu et de déduire la valeur de la friction nucléaire. Le chapitre V contient une conclusion.

C H A P I T R E I I

FISSIOM NUCLEAIRE ET MODELS STATISTIQUE

La découverte de la rupture d'un noyau lourd en fragments de masse intermédiaire à la suite de la capture d'un neutron de faible énergie [HS38,HS39] fut le commencement de l'histoire de la fission nucléaire. La première explication théorique fut sur la base du modèle de la goutte liquide nucléaire [MF39]. La stabilité des noyaux à la fission fut traitée avec détail dans un papier devenu classique sur la théorie de la fission par Bohr et Wheeler [BW39]. A la même époque, une autre formulation fut avancée (chapitre III).

Depuis sa découverte, la fission nucléaire est considérée comme un processus complexe où un noyau excité se scinde en deux (principalement) après une série de mouvements de grande amplitude. La compréhension d'un grand nombre de propriétés de la fission fut possible en ne considérant que l'aspect statique du phénomène, surtout après les travaux de V.M. Strutinsky [St67,St68] qui a introduit des corrections de couche dans l'énergie potentielle donnée par le modèle de la goutte liquide. Ce qui a permis d'expliquer les isomères de fission (pluralité de la barrière de fission) et les déformations des fondamentaux des noyaux.

Bien moins compris que la fission statique, l'aspect dynamique fut étudié par résolution des équations classiques du mouvement [NS65,Ni69] et par résolution des équations de Fokker-Planck [Kr40,Ch43,Gr80,Gr83,SH83,WZ84,Ni84,Bh85].

La première approche tient compte de plusieurs degrés de liberté collectifs, mais néglige les fluctuations statistiques dans la coordonnée de la fission. La deuxième approche traite principalement de l'effet de ces fluctuations et se restreint à un degré de liberté essentiel pour la fission. Bien que le résultat de Kramers [Kr40] pour la largeur de fission fût généralisée à plusieurs degrés de liberté [WZ84a]. Cette approche par des équations de transport fut largement appliquée à des collisions très dissipatives entre ions lourds [We80].

Pour expliquer un certain nombre de propriétés de fission, notamment la compétition entre la fission et les autres voies de désexcitation d'un noyau, la fission nucléaire utilise abondamment la formule de Bohr et Wheeler. Cette dernière se base sur la modèle statistique pour estimer la probabilité de fission comme une voie de sortie exactement similaire à l'émission de neutron.

Dans la suite, nous présenterons les ingrédients du modèle statistique appliqué à la fission nucléaire (largeur de fission Γ_f et largeur de neutron Γ_n). Nous discuterons de ses succès à basse énergie et de ses insuccès à haute énergie ainsi que des différentes hypothèses avancées pour les expliquer.

La probabilité d'émission d'un neutron d'énergie ϵ à partir d'un noyau composé d'énergie d'excitation E^* , de moment angulaire J et laissant un noyau résiduel (E_{NR}^*, J_{NR}) est donnée, dans le cadre du modèle statistique [Th68, Le74] par l'expression suivante :

$$R_n(E^*, J, E_{NR}^*, J_{NR}) = \frac{1}{h} \frac{\rho_n(E_{NR}^*, J_{NR})}{\rho(E^*, J)} \sum_{S=J_{NR}-s}^{J_{RN}+s} \sum_{\ell=J-s}^{J+S} T_{\ell}^n(\epsilon) \quad (1)$$

A partir de cette expression les quantités d'intérêt sont obtenues.

Le spectre des neutrons s'obtient par une somme sur le moment angulaire du noyau résiduel J_{NR} et par une moyenne sur J (distribution en spin du noyau composé). La largeur d'émission de neutron s'obtient par :

$$\Gamma_n(E^*, J) = h \int R_n(\epsilon) d\epsilon \quad (2)$$

s est le spin du neutron, S est le spin de la voie de sortie considérée.

En supposant l'expression indépendante du spin de la particule, la première somme s'effectue et :

$$\Gamma_n(E^*, J) = \frac{(2s+1)}{2\pi\rho(E^*, J)} \sum_{I=0}^{+\infty} \sum_{\ell=|J-I|}^{J+I} \int_0^{E^* - B_n - E_{Yr}(I)} \rho_n(E^* - B_n - E_{Yr}(I) - \epsilon, I) T_\ell(\epsilon) d\epsilon \quad (3)$$

Pour une utilité dans la section IV.1, nous réécrivons cette expression de la façon suivante :

$$\Gamma_n(E^*, J) = \sum_{I=0}^{+\infty} \Gamma_n(E^*, J, I) \quad (4)$$

La largeur d'émission d'un neutron à partir d'un noyau est la somme de toutes les largeurs partielles d'atteindre un noyau résiduel de moment angulaire I donné par la règle de composition des moments angulaires en mécanique quantique $I = J + \ell$. Dans la section IV.1, nous ferons une restriction sur la somme de I pour tenir compte qu'en émettant un neutron, un noyau peut se trouver ayant un moment angulaire tellement faible qu'aucune fission n'est alors possible (barrière de fission haute par rapport à l'énergie de séparation de neutron).

Dans l'expression de la largeur de neutron, B_n est l'énergie de séparation de neutron du noyau considéré, $E_{Yr}(I)$ est l'énergie du niveau Yrast (en-dessous duquel il n'y a aucun niveau) de moment angulaire I, $T_\ell(\epsilon)$ sont les coefficients de transmissions de neutrons calculés avec un potentiel optique.

$\rho(E, J)$ est la densité de niveaux :

$$\rho(E, J) = \frac{2J+1}{\sigma^3} (U)^{-5/4} \exp\left[2(aU)^{1/2}\right] \quad (5)$$

$$U = E - E_{Yr}(J)$$

a est le paramètre de densité de niveaux. $a = a_p, a_n$ suivant qu'on calcule la

densité de niveaux au point selle ou au point d'équilibre du noyau résiduel. σ est le paramètre de spin, il est proportionnel au moment d'inertie et à la température T . Cette dernière vérifie $D = \sigma T^2$.

Depuis Bohr et Wheeler la fission nucléaire est considérée comme un mode de désexcitation d'un noyau analogue aux autres modes tels que l'émission de particules et de photons. La largeur de fission est donc calculée de la même façon :

$$\Gamma_f(E^*, J) = \frac{1}{2\pi\rho(E^*, J)} \int_0^{E^* - B_f(J) - E_{yr}(J)} \rho_f(E^* - B_f(J) - E_{yr}(J) - E_k, J) dE_k \quad (6)$$

où l'effet tunnel est négligé.

$B_f(J)$ est la barrière de fission à un moment angulaire J , E_k est l'énergie cinétique dans le degré de liberté de la fission.

De ces formules de largeurs de fission et de neutron, on voit que le modèle se base uniquement sur l'espace de phases. Une désexcitation se fait plus ou moins " fortement " suivant le nombre de niveaux disponibles dans l'espace de phases à une énergie d'excitation donnée.

Le modèle statistique a été appliqué à la fission nucléaire à basse énergie d'excitation avec bonheur. Par un choix judicieux de ces paramètres et par des suppositions sur les différentes déformations du noyau, le modèle arrive à reproduire les mesures expérimentales. Un exemple typique de cet accord est montré figure 1.

A haute énergie d'excitation, par contre, le modèle statistique semble connaître des difficultés. Plusieurs expériences récentes donnent des multiplicités de neutrons beaucoup plus grandes que ne prévoit le modèle statistique. Quelques unes de ces expériences sont montrées Table I. Le désaccord entre nombres de neutrons mesurés et calculés varie de 40 % à 360 %.

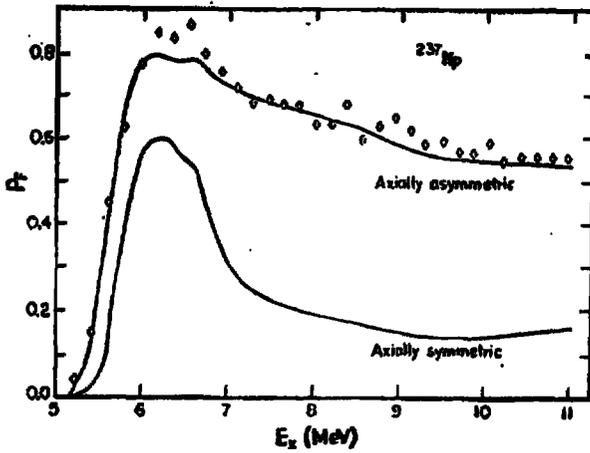


Fig. 1

Probabilité de fission de ^{237}Np . Les courbes résultent d'un modèle statistique avec les symétries indiquées pour le premier point selle. [Ga76, Br79].

$a + A$	$E_{\text{Lab}} \text{ (a)}$ (MeV)	Noyau composé	E^{\ddagger} (MeV)	Neutrons de préfission		ρ_c (h)	fenêtre fission (h)	Ref.
				exp	calc			
$^{20}_{\text{Ne}} + ^{150}_{\text{Nd}}$	176	$^{170}_{\text{Yb}}$	135	5±1	2.4	79		Ge81
$^{12}_{\text{C}} + ^{158}_{\text{Gd}}$	192	"	169	6±1	3.5	72		"
$^{20}_{\text{Ne}} + ^{150}_{\text{Nd}}$	241	"	193	5.5±0.5		99		"
$^{20}_{\text{Ne}} + ^{165}_{\text{Ho}}$	220	$^{183}_{\text{Ir}}$	165	5.6±0.5	1.2		57-94	Ho83
"	292	"	229	5.8±0.5	1.6			"
"	402	"	325	5.3±1.	2.0			"
$^{12}_{\text{C}} + ^{175}_{\text{Lu}}$	192	$^{187}_{\text{Ir}}$	164	6.3±0.8	4.5	74	49-62	Za85
$^{40}_{\text{Ar}} + ^{141}_{\text{Pr}}$	316	$^{181}_{\text{Ir}}$	164	3.6±0.6	1.1	109	50-109	"
$^{16}_{\text{O}} + ^{142}_{\text{Nd}}$	207	$^{158}_{\text{Er}}$	161	2.7±0.4	1.6	72	65-72	Ge85

Table I. Quelques réactions montrant le désaccord entre le modèle statistique standard et l'expérience.

Pour expliquer ce désaccord, trois hypothèses furent avancées.

- La première ne remet pas en cause le modèle statistique, mais considère la possibilité d'évaporation de neutrons durant la période d'accélération des fragments de fission [Ri84]. Tant que les vitesses des fragments en début d'accélération sont faibles, les neutrons émis par ces derniers seront considérés expérimentalement comme neutrons de préfission. Le désaccord serait donc d'origine expérimentale. Cependant, des calculs de corrélations angulaires des neutrons évaporés à partir des fragments de fission peuvent montrer pour quelles énergies cinétiques durant l'accélération, la corrélation angulaire des neutrons devient discernable de la corrélation angulaire du système composite [Za85]. Ces calculs considèrent des sphères de charge $Z/2$ qui sont accélérées dans leur champ Coulombien mutuel à partir du repos. L'analyse de ces énergies cinétiques de fragments dans le cas de la référence [Za85] indiquant des temps d'accélération de l'ordre de $(1-3) \cdot 10^{-21}$ s, temps trop courts pour expliquer la différence entre les neutrons de préfission calculés et mesurés. Une correction de 1 neutron fut néanmoins apportée [Za85]. Bien que cette hypothèse ne semble pas tout expliquer, elle a le mérite d'apporter des corrections à l'analyse expérimentale ; corrections qui ne sont peut-être pas toujours négligeables.

Les nombres de la référence [Ca85] que nous confrontons à nos calculs sont corrigés de cet effet. Le désaccord y est encore de 40-90 %.

- Le modèle statistique se basant sur l'espace de phases ne tient compte d'aucune façon de la possibilité d'émission de particules durant l'évolution du système à partir du point d'impact jusqu'au point de scission.

La deuxième hypothèse [Ca81, Ro83, Za85] considère la possibilité pour le noyau d'émettre des neutrons pendant son évolution du point selle au point de scission. Cette durée est calculée dans un modèle dissipatif [Da76] et dépend de la friction. Dans la référence [Za85], ce temps est inclus dans le modèle statistique et l'accord est obtenu au prix d'un temps selle-scission qui vaut $(20-100) \cdot 10^{-21}$ s. Ce temps ne peut s'expliquer [Da76] que par une valeur de la friction de $62 \cdot 10^{-24}$ MeV.s.fm⁻³. Cette valeur est 7 fois plus grande que celle donnée dans la référence [Da76] où elle fut obtenue par l'analyse des

énergies cinétiques des fragments de fission à travers la Table Périodique. La grande différence entre ces deux valeurs déduites de la même région selle-scission pousse à penser que les neutrons manquants doivent avoir une autre origine en plus du voyage selle-scission.

- La troisième hypothèse [Gr83, HG84, GC85] considère le temps nécessaire au système pour établir un flux stationnaire au point selle. Pendant ce temps où la fission est défavorisée par rapport à sa situation dans le modèle statistique, des neutrons peuvent être émis. Cette hypothèse ne nie pas la deuxième, mais étend le traitement dynamique à la région point d'impact-point selle. Ainsi, il n'y aurait plus besoin de la grande valeur de la friction de [Za85] pour concilier expérience et calcul.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons ce régime transitoire de la fission nucléaire au point selle et le traitement fait pour inclure le temps de voyage selle-scission. Auparavant, nous discuterons la dissipation nucléaire.

CHAPITRE III

REGIME TRANSITOIRE DANS LA FISSION NUCLEAIRE

III.1. DISSIPATION NUCLEAIRE

A cause du couplage entre les coordonnées qui décrivent la forme géométrique du noyau et les coordonnées internes, l'énergie du mouvement collectif peut être dissipée en énergie d'excitation interne. Cette dissipation apparaît dans les équations du mouvement classique à travers la fonction de Rayleigh F_R , dont le double donne le taux de dissipation de l'énergie due au couplage. Les équations du mouvement sont alors les équations généralisées de Lagrange. Pour les résoudre, il faut se donner le Lagrangien et la fonction F_R . Cette dernière est mise sous forme quadratique en vitesse, le terme de proportionnalité est appelé viscosité (matrice ou coefficient suivant le nombre de coordonnées utilisés), il dépend de la forme du noyau et est défini par rapport aux coordonnées décrivant cette forme.

Ce coefficient est peu connu en dynamique nucléaire, à part une estimation théorique approximative [W164], et une autre moins théorique mais moins approximative [W173].

Ces dernières années la détermination de ce coefficient fut fait par comparaison entre des calculs et des résultats expérimentaux qui se définissent du point selle au point de scission : énergies cinétiques des fragments de fission [Da76] et à partir de l'analyse de la fission durant la descente selle-scission [Ni84], ou lors de collisions noyau-noyau où le recouvrement nucléaire est faible et la vitesse du mouvement relatif élevé [BB82] (dans ce dernier cas la dissipation est appelée à un corps).

Il est intéressant aussi de connaître la valeur de ce coefficient à l'intérieur profond du noyau. Cette connaissance peut se faire par l'étude du régime transitoire de la fission nucléaire (chapitre III) et cela par l'analyse des multiplicités de neutrons (chapitre IV).

Afin de pouvoir comparer la valeur du coefficient de friction que nous déduisons au chapitre IV avec les valeurs déjà avancées par d'autres auteurs [W173, Da76], il est nécessaire que les coefficients aient les mêmes unités.

Le coefficient de friction (noté β) qui entre dans nos calculs mesure une dissipation à deux corps. Il provient de la mécanique des fluides [LL71]. Lorsque deux fluides ou deux parties d'un même fluide sont en mouvement avec des vitesses différentes, des forces de friction apparaissent dues à la cohésion moléculaire entre les deux parties. Dans le cas d'un fluide incompressible, ces forces se présentent phénoménologiquement par la présence d'un seul coefficient que nous noterons η . Le taux de dissipation de l'énergie cinétique est donné par la fonction de Rayleigh :

$$F_R = -\eta \iiint (\text{grad } \vec{v})^2 dx dy dz$$

η a une dimension de masse x longueur⁻¹ x temps⁻¹. En physique nucléaire, on l'exprimera en MeV. s. fm⁻³.

Le coefficient η est lié au coefficient β (section suivante) de la façon suivante :

$$\beta = \frac{R_0}{\mu} \eta \quad (7)$$

μ est une masse, dans notre cas ce sera la masse réduite du système qui fissionne. R_0 est une longueur qui caractérise le système en question. β est exprimé en temps⁻¹.

III.2. DIFFUSION PAR-DESSUS UNE BARRIERE

DE POTENTIEL.

Juste après la publication par Bohr et Wheeler de leur papier sur la fission nucléaire [BW39], Kramers insista sur l'importance de la friction qui serait présente dans le noyau au cours de la fission et qui manque dans leur traitement. A partir d'une équation de diffusion appliquée à un potentiel qui représente le cas d'un noyau composé, il dérivait un taux de fuite par-dessus la barrière, qui dépend de la friction et montra que le résultat de Bohr et Wheeler se retrouve comme limite à l'absence de friction [Kr40] (formule de l'état de transition). Pour traiter la fission comme un processus de diffusion, Kramers considéra le problème de la particule Brownienne sujette à des bombardements incessants de la part des autres particules qui constituent le solvant. La variable collective de la fission est alors couplée à un bain de chaleur formé par les autres degrés de liberté rapides du noyau. Cette séparation suppose une échelle de temps différente pour une catégorie de variables appelées collectives et pour une autre catégorie de variables rapides (intrinsèques) dont l'influence ne sera sentie que comme un bain de chaleur. Cette séparation des $3A$ (A est le nombre de nucléons) degrés de liberté du noyau est faite d'une façon phénoménologique.

Dans la suite, nous supposons avec Kramers qu'une seule variable collective suffit pour traiter le problème de la fission (les cas où plus d'une seule variable collective est requise ne nous concernent pas ici).

Soit X cette variable et P sa variable conjuguée.

Le modèle de la particule Brownienne suppose l'équation de mouvement suivante :

$$\begin{aligned} \dot{X} &= P/\mu \\ \dot{P} &= - \frac{\partial V(X)}{\partial X} - \beta P + R(t) \end{aligned} \tag{8}$$

Le point dénote une différentiation par rapport au temps, μ est l'inertie de la variable considérée, $V(x)$ est un potentiel conservatif. β est le coefficient de friction en unité de l'inverse de temps ; ce coefficient mesure l'intensité du couplage entre la variable collective X et le bain de chaleur. $R(t)$ est une force aléatoire où est mise toute notre ignorance du mécanisme couplant les deux sous-systèmes ; elle a pour origine la rapide évolution des variables intrinsèques et elle est spécifiée par ses propriétés stochastiques : valeur moyenne $\langle R(t) \rangle$, dispersion $\langle R(t)R(t') \rangle$, etc... Ce genre d'équation d'évolution avec des propriétés stochastiques est appelé équation de Langevin. En supposant une distribution gaussienne des valeurs de $R(t)$, seuls sont requis alors le premier et le second moment qu'on prend sous la forme suivante :

$$\langle R(t) \rangle = 0 \quad , \quad \langle R(t)R(t') \rangle = 2D\delta(t-t') \quad (9)$$

Les symboles $\langle \rangle$ dénotent une moyenne sur la distribution d'un ensemble de réalisations de cette force fluctuante.

Vu le caractère aléatoire de la force $R(t)$, il n'est ni utile ni possible de chercher à connaître l'évolution de $(X(t), P(t))$, mais plutôt la probabilité qu'a le système d'être à un instant donné en un point donné de l'espace de phases $f(x, p, t)$.

Il est possible de montrer à partir des équations (8) et (9) et d'hypothèses probabilistes [Ch43] que $f(x, p, t)$ est régie par l'équation différentielle suivante :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{P}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial V(x)}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial p} \right) f(x, p, t) \quad (10)$$

$$= \frac{\partial}{\partial p} \left(\beta p f(x, p, t) + \frac{1}{2} D \frac{\partial}{\partial p} f(x, p, t) \right)$$

Le terme de gauche de l'équation mis égal à zéro n'est autre que l'équation de Liouville. Le terme de droite tient compte de la variation de population des trajectoires dans l'espace de phases due aux coefficients β et D . D est appelé coefficient de diffusion. Si on suppose qu'une distribution de Boltzmann doit être une solution stationnaire de l'équation différentielle (10), ceci donne une relation entre les coefficients β et D .

$$D = 2\gamma T\beta \quad (11)$$

T est la température du bain où le système est plongé. (11) est la relation d'Einstein, cas particulier du théorème de fluctuation-dissipation. Elle nous permet de passer de deux coefficients à un seul, T étant donné par ailleurs. Si on remonte à l'équation de Langevin (8), on voit que cela revient à lier β à la force aléatoire ; ce qui est satisfaisant pour l'esprit.

L'équation (10) est appelée équation de Kramers-Chandrasekhar ou équation de Fokker-Planck (dénomination utilisée pour la suite). Elle fut résolue par Kramers pour un potentiel bistable (figure 2) dans une approximation quasistationnaire et appliquée à la fission nucléaire.

La dérivation de Kramers [Kr40,Ch43] repose sur l'ansatz suivant :

$$f(x,p) = F(x,p) \exp \left[- \left(\frac{p^2}{2\mu} + V(x) \right) / T \right] \quad (12a)$$

$$F(x,p) \approx 1 \text{ dans la première poche du potentiel} \quad (12b)$$

$$F(x,p) \approx 0 \text{ au-delà du point selle}$$

La dépendance de F en x et p est prise sous la forme suivante :

$$F(x,p) \equiv F(p-ax) = F(\xi) \quad (12c)$$

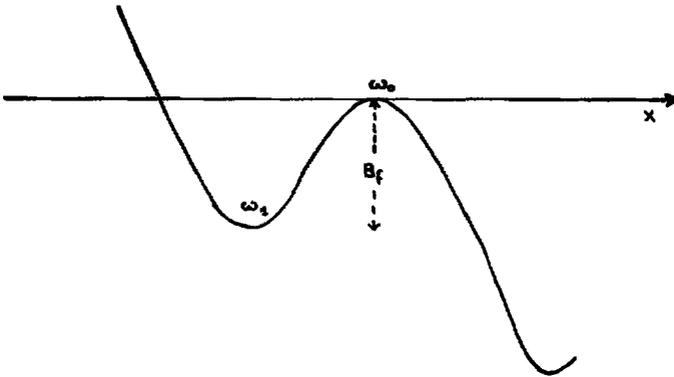


Figure 2.

Potentiel bistable supposé reproduire le cas d'un noyau composé fissionnant [Kr40, Cr83]. ω_0 , ω_1 sont les fréquences de deux potentiels harmoniques oscillateurs au point selle et dans la première poche. B_f est la hauteur de la barrière de fission.

On remarque que la variable temps n'est plus présente.

L'ansatz (12) mis dans l'équation (10) permet en exigeant la dépendance de l'équation non pas en x et p séparément, mais de leur combinaison linéaire $p-ax$ à déterminer a et à résoudre pour la fonction $F(\xi)$.

Ceci donne

$$a = \beta/2 + (\beta^2/4 + \omega_0^2)^{1/2} \quad (13)$$

La solution quasistationnaire de (10) est alors :

$$F(x,p) = c \cdot \exp \left[- \left(\frac{p^2}{2\mu} + B_f - \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 x^2 \right) / T \right] \cdot \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left[\left(\frac{a-\beta}{\sqrt{T\beta}} \right)^{1/2} (p-ax) \right] \right] \quad (14)$$

Avec cette solution valable près du point selle et d'une distribution d'équilibre dans la première poche, on calcule le taux de fuite par-dessous la barrière au point selle $x = 0$:

$$\lambda^K = \frac{j}{n_1} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x=0,p) p dp / \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dp f_{\text{poche}}(x,p)$$

$$\lambda^K = \frac{\omega_1}{2\pi\omega_0} \left[(\beta^2/4 + \omega_0^2)^{1/2} - \beta/2 \right] \exp \left(- \frac{B_f}{T} \right) \quad (15)$$

Dans le cas des valeurs faibles de β , l'équation (15) donne :

$$\lambda^{ET} = \frac{\omega_1}{2\pi} \exp \left(- \frac{B_f}{T} \right) \quad (16)$$

formule que donne la méthode de l'état de transition, sur laquelle repose la dérivation de Bohr et Wheeler.

Dans la suite, par facteur de Kramers, nous désignerons la dépendance en β de l'équation (15).

Dans la dérivation de Kramers, il fut supposé que le temps pour établir un flux stationnaire près du point selle est nul. La différence avec la méthode de l'état de transition vient de l'ansatz (12a,b) qui tient compte, pas seulement de l'équilibre établi au point selle, mais aussi des trajectoires encore dans la poche. A partir d'une certaine valeur de l'énergie d'excitation, des processus physiques qui accompagnent la fission voient leurs temps caractéristiques décroître et deviennent donc sensibles au temps requis par le système pour établir son flux stationnaire au point selle (temps négligé par Kramers).

Afin de tenir compte de cette dépendance en temps, Grangé et al. [Gr80,Gr83] reprennent l'ansatz de Kramers pour traiter l'équation de Fokker-Planck (FP). La solution est supposée de la forme suivante :

$$f(x,p,t) = F(x,p,t)P_0(x,p,t) \quad (17a)$$

où $P_0(x,p,t)$ est une solution analytique de l'équation de Fokker-Planck pour un potentiel harmonique [Ch43].

Le traitement consiste à supposer $P_0(x,p,t)$ solution de l'équation FP pour le potentiel de la figure 2, et cela jusqu'au point selle, à mettre la forme (17a) dans l'équation (10) et à résoudre pour $F(x,p,t)$.

Les conditions aux limites (12b) se généralisent au cas dépendant du temps. La transformation (12c) devient :

$$F(x,p,t) \equiv F(p-a(t)x) = F(\xi)$$

On obtient alors deux équations différentielles pour $F(\xi)$ et $a(t)$ qu'il suffit de résoudre [Gr83].

Le taux de fuite (largeur de fission) est alors obtenu :

$$\lambda_f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} p dp f(x=0, p, t) / \int_{-\infty}^{+\infty} dp \int_{-\infty}^0 dx f(x, p, t)$$

Ceci donne (Appendice B) :

$$\lambda_f(t) = \left[2\pi(1-\rho^2)^{1/2} \sigma_x \sigma_p \right]^{-1} \sigma_p^2 (1-\rho^2) \cdot \left[\frac{(a+\beta)\sigma_p^2(1-\rho^2) - 2\beta T/\mu}{(a+\beta)\sigma_p^2(1-\rho^2) - \beta T/\mu} \right]^{1/2} \cdot \exp \left[- \frac{B_f}{(1-\rho^2)\sigma_x^2 \omega_1^2} \right] \quad (18)$$

et une forme simplifiée pour $a(t)$:

$$a(t) = - \left[\frac{\beta}{2} + \frac{\beta T/\mu}{(1-\rho^2)\sigma_p^2} \right] + \left[\left[\frac{\beta}{2} + \frac{\beta T/\mu}{(1-\rho^2)\sigma_p^2} \right]^2 + \omega_0^2 + \frac{2\beta T \omega_0^2/\mu}{\sigma_x \sigma_p (1-\rho^2)\omega_1^2} \right]$$

$\sigma_{xp}^2 / (\sigma_x \sigma_p)$, $\sigma_x \sigma_p$ et σ_{xp} sont les variances en x, p et xp pour un potentiel harmonique. Appendice A.

Cette largeur de fission présente un régime transitoire avant de tendre vers la valeur de Kramers (15). La figure 3 montre la quantité $\lambda_f(t)/\lambda^{ST}$, λ^{ST} est donnée à l'équation (16).

Cette quantité tend vers 1 pour $t \rightarrow +\infty$ et $\beta \rightarrow 0$.

C'est pendant ce régime transitoire que des particules peuvent être émises, si leur temps d'émission est "petit". Afin de préciser quantitativement ce dernier mot, il est commode de définir le temps du régime transitoire τ comme celui au

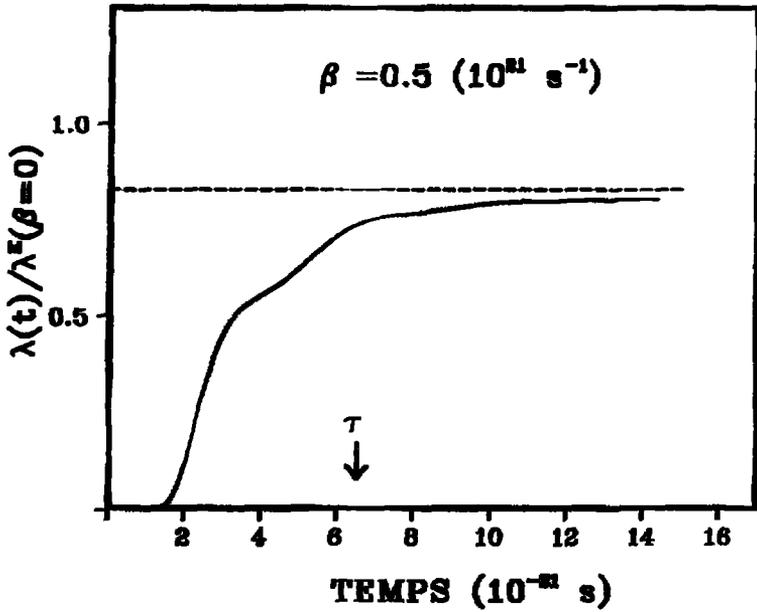


Figure 3.

La largeur de fission $\lambda_f(t)/\lambda^{ET}$ pour le noyau ^{156}Kr ($E^x = 161$ MeV, $J = 65 \hbar$) subissant une fission symétrique. τ est le temps au bout duquel la courbe atteint 90 % de sa valeur asymptotique.

bout duquel la largeur $\lambda_f(t)$ atteint 90 % de sa valeur asymptotique. Ce temps peut être tiré de l'argument de l'exponentielle dans (18) et vaut en première approximation :

$$\tau = \frac{1}{\beta} \ln(10B_f/T) \quad (18a)$$

τ est représenté par une flèche sur la figure 3.

Les facteurs devant l'exponentielle ne régissent pas ce régime et se présentent seulement comme des oscillations dans le cas de la figure 3. (Cas sous-amorti $\beta < 2\omega_1$).

Pour voir si ce régime transitoire favorise l'émission de neutrons au détriment de la fission, il suffit de comparer la valeur de τ à \hbar/Γ_n où Γ_n est la largeur de neutron (équation (3)). Nous discuterons de cette comparaison dans la section IV.2.

Dans nos calculs, l'équation (18) n'est valable et n'a été utilisée que pour les valeurs de $\beta < 2\omega_1$ (régime sous-amorti). La non validité de cette équation au-delà de $2\omega_1$ tient au fait que l'ansatz (17a) cesse d'être raisonnable à cause du mouvement de la distribution dans la poche et cela dès que $\beta > 3\omega_1$. Les variances du potentiel harmonique ne reproduisent plus les variances du vrai potentiel.

Dans le cas des grandes valeurs de β (régime suramorti), l'équilibration dans l'espace des impulsions est rapide et l'équation de Fokker-Planck devient l'équation de Smoluchowski [Ch43] valable pour $t \gg \beta^{-1}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} f(x,t) = \beta^{-1} \frac{\partial}{\partial x} \left[\left\{ \frac{1}{\mu} \frac{\partial V(x)}{\partial x} \right\} f(x,t) \right] + \beta^{-1} \frac{\pi}{\mu} \frac{\partial^2}{\partial x^2} f(x,t)$$

où

$$f(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp f(x,p,t)$$

A cause du β^{-1} dans le membre de droite de l'équation qui peut se factoriser et ranormaliser la variable t , cette équation donne un taux de fuite qui présente une propriété intéressante d'échelle [WZB4] :

$$\lambda(t, \beta) = \frac{\beta_1}{\beta} \lambda(\beta t / \beta_1, \beta_1)$$

Ceci permet de dériver une expression analytique approximative pour $\lambda_f(t)$ valable dans le cas suramorti [Bb85] :

$$\lambda_f(t) = \frac{b(t)}{\beta} \left(\frac{\beta T}{2\pi\mu} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{B_f}{\mu \omega_1^2 \sigma_x^2} \right] / (2\pi \omega_x^2)^{1/2} \quad (19)$$

où

$$\frac{db}{dt} + \left[b^2 - \omega_0^2 \left(\frac{-2T}{\mu \omega_1^2 \sigma_x^2} - 1 \right) \right] \frac{b}{\beta} = 0$$

Cette largeur présente un régime transitoire analogue à la largeur de l'équation (18) mais sans oscillations. Elle atteint la valeur de Kramers au bout d'un temps τ linéaire en β (cf. section IV.2.). La largeur $\lambda_f(t)/\lambda^{KT}$ où $\lambda_f(t)$ est donnée par l'équation (19) sera utilisée dans le chapitre IV pour les valeurs de $\beta \gg 2\omega_1$.

Ces largeurs de fission éq. (18), éq. (19) donnent le taux de fission évalué au point selle. Physiquement ce n'est qu'au point de scission qu'on peut dire que la fission a eu lieu. C'est ce point qu'on va considérer maintenant.

III.3. RÉGIME TRANSITOIRE AU POINT DE SCISSION.

Le modèle statistique considère le point selle comme crucial pour la fission nucléaire. Une fois que ce point est négocié par le système, la " descente " vers le point de scission est fatale. Mais pour traiter la compétition de cette même fission avec d'autres processus qui l'accompagnent, il faut tenir compte du temps nécessaire pour amener le noyau de la déformation du point d'équilibre à la déformation du point de scission, et cela chaque fois que ce temps est du même ordre de grandeur que le temps desdits processus.

Dans la section précédente, nous avons considéré le temps nécessaire pour établir un flux quasistationnaire au point selle. Physiquement, c'est au point de scission que la fission doit être considérée.

Les équations du mouvement classiques donnent le temps de voyage du système du point selle au point de scission ; mais si on tient compte des fluctuations statistiques, la distribution de probabilité dans l'espace de phases (qui classiquement est une fonction de Dirac) se déforme et acquiert une largeur. On ne peut plus parler du temps de voyage selle-scission, mais de la durée de vie du système dans cette région. Dans la suite, nous utiliserons l'expression temps de voyage pour désigner la durée de vie du système dans la région selle-scission. Nous calculons ce temps \bar{t} en utilisant le résultat de la référence [UN83] :

$$\bar{t} = \int_0^{X_{sc}} n(x) dx/j \quad , \quad X_{sc} = \text{scission}$$

où

$$n(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,p) dp, \quad j(x) = j = \int_{-\infty}^{+\infty} p f(x,p) dp$$

$f(x,p)$ est la solution quasistationnaire de Kramers 6q. (14)

$$\bar{t} = \frac{2}{\omega_0} \left\{ \left[1 + (\beta/2\omega_0)^2 \right]^{1/2} + \beta/2\omega_0 \right\} R \left[\left(\frac{1}{2} \frac{\omega_0^2 X_{sc}^2}{T} \right)^{1/2} \right] \quad (20)$$

où

$$R(z) = \int_0^z \exp(y^2) dy \int_y^{+\infty} \exp(-x^2) dx$$

et où tous les paramètres ont été déjà définis.

Ce temps est utilisé pour mimer le régime transitoire de la fission au point de scission de la façon suivante :

$$\lambda_f^{scission}(t) = \begin{cases} 0 & , \quad 0 < t < \bar{t} \\ \lambda_f(t-\bar{t}) & , \quad t \geq \bar{t} \end{cases} \quad (21)$$

où $\lambda_f(t)$ est donnée par l'équation (18) ou l'équation (19) suivant que la valeur du coefficient β donne un régime sous-amorti ou suramorti.

Cette façon approximative de traiter le régime transitoire a été vérifiée comme satisfaisante dans la référence [Bh85] où l'équation (20) est présentée comme terme principal d'un temps calculé avec une distribution dépendante du temps.

L'équation (21) sera donc celle que nous utiliserons pour calculer les multiplécités de neutrons. Toute l'évolution dynamique du noyau du point d'impact au point de scission est ainsi prise en compte. Cette dynamique se présente par l'équation (18) ou (19) à travers le temps τ et par l'équation (20) pour le temps \bar{t} ; temps pendant lesquels des émissions de neutrons peuvent avoir lieu, résolvant le désaccord entre le modèle statistique et l'expérience.

Différents paramètres apparaissent dans les équations (18), (19) et (20) ; la prochaine section leur est consacrée.

III.4. PARAMETRISATION.

Les différents paramètres qui entrent dans nos calculs (équation (18) ou (19) et l'équation (20)) sont présentés dans la table II pour trois valeurs du moment angulaire du noyau composé dans l'intervalle $65\hbar < J < 72\hbar$ d'où provient la principale contribution de la fission.

Les fréquences ω_0 de la barrière, qui sont utilisées dans la paramétrisation de la largeur de fission du régime transitoire sont obtenues en supposant une symétrie axiale pour la forme du point selle et en utilisant l'approximation Werner-Wheeler (flot irrotationnel) pour calculer les inerties [Ni69]. Ces fréquences sont données à la deuxième colonne de la table II.

Les fréquences ω_0 de la barrière qui sont utilisées dans le calcul du temps moyen \bar{t} de voyage du système du point selle au point de scission sont obtenues de telle façon que pour une barrière parabolique, cela reproduit le temps selle-scission calculé numériquement pour une descente non dissipative par résolution des équations classiques du mouvement dans le cadre d'un modèle macroscopique [NS77, NS80]. Ceci afin de tenir compte de toute la dynamique classique du point selle au point de scission. L'effet de la dissipation nucléaire sera inclus à travers la dépendance en friction du temps \bar{t} calculé par le modèle de diffusion de Kramers. Ces fréquences sont données à la troisième colonne de la table II.

Les fréquences du point de l'état fondamental ω_1 , utilisées dans la paramétrisation de la largeur de fission du régime transitoire sont obtenues en approximant la barrière par des paraboles droite et inversée [Ni84].

A la dernière colonne sont données les distances selle-scission.

Les barrières de fission utilisées dans les équations (18), (19) et également pour calculer la largeur de fission du modèle statistique Eq. (6) sont obtenues à partir d'un modèle macroscopique qui inclut l'énergie de Coulomb et l'énergie centrifuge et un potentiel attractif Yukawa-plus-exponentiel [MNS1]. Ceci donne

Moment angulaire J (\hbar)	Fréquence du potentiel au point selle ω_0 (10^{21} s^{-1})		Fréquence du potentiel au point d'équilibre ω_1 (10^{21} s^{-1})	X_{sc} : selle-scission (fm)
	Calcul transitoire	Calcul selle-scission		
65	1.15	1.82	0.88	5.12
69	1.03	1.67	0.75	5.78
72	0.91	1.54	0.61	6.48

Table II. Paramètres caractéristiques du noyau ^{158}Er utilisés
pour paramétriser le régime transitoire et pour
calculer le temps selle-scission.

des barrières de fission plus faibles d'approximativement 20 % par rapport à celles calculées selon [Co74]. La température T est prise égale à $(E^{\text{ex}}/a)^{1/2}$ où E^{ex} est l'énergie d'excitation et a le paramètre de densité de niveaux. Dans le modèle de diffusion des sections précédentes, il est supposé que le système subit une fission symétrique, la masse réduite est alors $\nu = \frac{A}{4}$ où m est la masse d'un nucléon et A le nombre de masse du noyau qui fissionne.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons un formalisme qui nous permet de calculer les multiplicités de neutrons dans une situation de régime transitoire dans la fission. Afin de comparer avec le résultat du modèle statistique standard les largeurs de fission dépendantes du temps qui seront utilisées, sont prises de la façon suivante :

$$\lambda(t) = \lambda_f(t) \cdot \Gamma_f / \lambda^{\text{ET}} \quad (22)$$

Γ_f est la largeur de fission du modèle statistique éq. (6), λ^{ET} est l'équation (16), $\lambda_f(t)$ est l'équation (18), (19) ou (21) suivant la cas.

Dans le chapitre suivant, à chaque fois qu'on se réfère aux équations (18), (19) et (21), c'est en fait l'équation (22) que nous indiquons.

C H A P I T R E I V

DETERMINATION DE LA FRICTION NUCLEAIRE PAR

LE CALCUL DES MULTIPLICITES DE NEUTRONS

IV.1. FORMALISME

Nous avons mentionné que la mesure des multiplicités de neutrons émis en coïncidence avec les événements de fission permet de comprendre la dynamique du noyau composé du point d'impact jusqu'au point de scission, et cela en confrontant les valeurs expérimentales avec les multiplicités de neutrons calculées en supposant un régime transitoire dans la fission nucléaire.

Pour obtenir les multiplicités de neutrons émis avant la fission à partir d'un noyau composé formé dans une réaction nucléaire, on suit dans le temps la compétition entre l'émission de neutrons et la fission (on néglige l'émission de particules chargées et de photons) pendant le refroidissement du noyau excité :

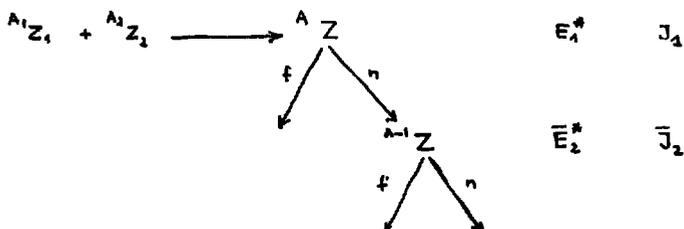


Figure 4

Un noyau avec une masse donnée A , formé à une énergie d'excitation E^* et un moment angulaire J peut émettre des neutrons en compétition avec la fission tant que c'est énergétiquement possible et tant que la chaîne ne se termine pas par la fission.

A une étape donnée s de la chaîne ($s=1,2,\dots$), le nombre de masse A_s , le moment angulaire J_s et l'énergie d'excitation E_s^* sont donnés par :

$$A_s = A_{s-1} - 1 \quad (23a)$$

$$J_s = J_{s-1} - \Delta J_{s,s-1} \quad (23b)$$

$$E_s^* = E_{s-1}^* - B_{n,s-1} - 2T_{s-1} - \Delta E_{yr}(s,s-1) \quad (23c)$$

s désote l'indice du noyau de la chaîne à l'étape considérée, $s-1$ indique l'étape antérieure, $\Delta J_{s,s-1}$ est le moment angulaire moyen emporté par le neutron, nous prenons comme valeur $2\hbar$ et \hbar suivant que le noyau émetteur est pair ou impair. La réduction de J_s est due à des considérations d'espace de phases : un noyau se trouvant au-dessus de la ligne Yrast dans le plan (E^*, J) a tendance à décroître vers les petites valeurs de J parce que la densité de niveaux y est plus grande. $B_{n,s-1}$ est l'énergie de séparation de neutron du noyau A_{s-1} , T_{s-1} est la température de ce noyau évaluée par la formule de gaz de Fermi. $\Delta E_{yr}(s,s-1)$ est dû au changement de l'énergie de la ligne Yrast lors du passage de l'étape $s-1$ à l'étape s et est lié à la diminution du moment angulaire :

$$\Delta E_{yr}(s,s-1) = E_{yr}(A_{s-1}, J_{s-1}) - E_{yr}(A_s, J_s) \quad (23d)$$

Les équations (23b) et (23c) sont les quantités moyennes qui apparaissent sur la figure 4. La barre sera néanmoins omise dans la suite.

Soit un noyau composé qui existe dans l'état (A_s, J_s, E_s^*) avec une probabilité $P_s(t)$ à un moment t donné. La probabilité de le trouver dans le même état à un instant ultérieur $t+\Delta t$ est supposée être régie par le système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{d}{dt} P_s(t) = \Gamma_{n,s-1}^P \cdot P_{s-1}(t) - (\Gamma_{n,s} + \lambda_s(t)) \cdot P_s(t) \quad (24)$$

Ce système a la forme générale d'équations maîtresses, avec un terme de gain dû au peuplement de la probabilité du noyau de l'étape s par l'émission d'un neutron du précédent noyau de la chaîne qui était atteint avec une probabilité $P_{s-1}(t)$, et un terme de perte due au dépeuplement de la probabilité $P_s(t)$ par émission de neutron et par fission du noyau de l'étape courante. L'indice s qui apparaît dans le système d'équation (24) est une notation pour indiquer toutes les quantités définies dans les équations (23).

Le nombre maximum de neutrons qu'un noyau initial peut émettre est donné par la balance d'énergie (23c). La chaîne de désintégration par neutron s'arrête au noyau de l'étape s quand celui-ci est à une énergie d'excitation au-dessus de la ligne γ ast, inférieure à l'énergie de séparation de neutron. C'est le nombre maximum de neutrons énergétiquement possible à émettre qui définit le nombre d'équations du système (24). Soit s_{\max} ce dernier, alors $\Gamma_{n,s_{\max}} = 0$. Le noyau initial n'ayant aucun noyau en amont, on doit prendre aussi $\Gamma_{n,0}^P = 0$.

Les équations du système (24) sont résolues avec les conditions initiales $P_s(t=0) = \delta_{s,1}$. Nous supposons donc que le noyau composé s'est formé.

La largeur de fission dépendante du temps $\lambda(t)$ est donnée par les équations (6), (18 et 19) ou (21) suivant qu'on calcule la valeur que donne le modèle statistique, l'effet du régime transitoire au point selle ou l'effet du régime transitoire au point de scission. Γ_n est la largeur de neutron du modèle statistique (Eq. 3). La largeur de neutron partielle Γ_n^P qui apparaît dans le terme de gain de l'équation (24) est différente de la largeur de neutron qui est dans le terme de perte, ceci afin de tenir compte seulement des émissions de neutrons qui laissent des noyaux où la fission est encore en compétition avec les neutrons. Les émissions de neutrons qui laissent des noyaux où la fission n'est plus possible ne sont pas comptabilisées expérimentalement comme neutrons de préfission. Ces noyaux s'appellent résidus d'évaporation.

La largeur de neutron partielle Γ_n^P est calculée par l'équation (4) en restreignant la somme sur le moment angulaire du noyau résiduel comme suit :

$$\Gamma_n^P(K^*, J) = \sum_{I > I_{\min}} \Gamma_n(K^*, J, I) \quad (25)$$

I_{\min} est le moment angulaire tel que la barrière de fission soit égale à l'énergie de séparation de neutron $B_f(A, I_{\min}) = B_n$, ceci à chaque étape.

Toutes les quantités apparaissant dans l'équation (24) étant définies, les solutions $P_s(t)$ sont obtenues numériquement de l'instant $t=0$ à l'instant $t=t_{\max}$, où t_{\max} est un temps au bout duquel toutes les largeurs $\lambda_s(t)$ ont atteint leurs valeurs asymptotiques. A partir de $t=t_{\max}$, le système (24) est résolu analytiquement avec les conditions initiales $P_s(t_{\max})$ connues numériquement.

Dans le cas du modèle statistique ($\lambda(t)=\Gamma_f$), les solutions $P_s(t)$ de système (24) sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1(t) = \exp[-(\Gamma_{n,1} + \Gamma_{f,1})t] \\ P_s(t) = \left(\prod_{i=1}^{s-1} \Gamma_{n,i}^P \right) \cdot \sum_{i=1}^s \frac{\exp[-(\Gamma_{n,i} + \Gamma_{f,i})t]}{\prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^s (\Gamma_{n,j} + \Gamma_{f,j} - \Gamma_{n,i} - \Gamma_{f,i})} \\ s = 2, s_{\max}, \quad \Gamma_{n, s_{\max}} = 0 \end{array} \right.$$

Les solutions $P_s(t)$ servent à obtenir la probabilité pour le noyau initial d'émettre (s-1) neutrons avant de fissionner, elle est donnée par :

$$P_s(J) = \int_0^{+\infty} dt \lambda_s(t) P_s(t) \quad (26)$$

où J indique le moment angulaire du noyau composé dont nous sommes en train de suivre la chaîne de désexcitation.

Dans le cas du modèle statistique on obtient :

$$\left[\begin{aligned} P_1(J) &= \frac{\Gamma_{f,1}}{\Gamma_{f,1} + \Gamma_{n,1}} \\ P_s(J) &= \frac{\Gamma_{f,s}}{\Gamma_{n,s} + \Gamma_{f,s}} \prod_{i=1}^{s-1} \frac{\Gamma_{n,i}^P}{\Gamma_{n,i} + \Gamma_{f,i}} \\ & \quad s=2, s_{\max}, \quad \Gamma_{n,s_{\max}} = 0 \end{aligned} \right.$$

Dans le cas d'une dépendance temporelle de la largeur de fission, on a :

$$P_s(t) = \sum_{i=1}^s \left[\sum_{k=1}^i \left(\prod_{\ell=k}^{s-1} \Gamma_{n,\ell}^P \right) \cdot \left[\prod_{m=1}^{k-1} \left(\Gamma_{f,m}^{\prime} + \Gamma_{n,m} - \Gamma_{f,i}^{\prime} - \Gamma_{n,i} \right) \right] \cdot P_k(t_{\max}) \right] \cdot \frac{\exp\left(-\left(\Gamma_{f,i}^{\prime} + \Gamma_{n,i}\right)(t - t_{\max})\right)}{\prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^s \left(\Gamma_{f,j}^{\prime} + \Gamma_{n,j} - \Gamma_{f,i}^{\prime} - \Gamma_{n,i} \right)}$$

et

$$\begin{aligned} P_s(J) &= \int_0^{t_{\max}} dt \lambda_s(t) P_s(t) \\ &+ \Gamma_{f,s}^{\prime} \sum_{i=1}^s \left[\sum_{k=1}^i \left(\prod_{\ell=k}^{s-1} \Gamma_{n,\ell}^P \right) \cdot \left[\prod_{m=1}^{k-1} \left(\Gamma_{f,m}^{\prime} + \Gamma_{n,m} - \Gamma_{f,i}^{\prime} - \Gamma_{n,i} \right) \right] \cdot P_k(t_{\max}) \right] \cdot \left\{ \left(\Gamma_{f,i}^{\prime} + \Gamma_{n,i} \right) \prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^s \left(\Gamma_{f,j}^{\prime} + \Gamma_{n,j} - \Gamma_{f,i}^{\prime} - \Gamma_{n,i} \right) \right\}^{-1} \end{aligned}$$

Γ_f^{\prime} est la valeur asymptotique de $\lambda(t)$ (équation (22)).

La multiplicité moyenne de neutrons pour un moment angulaire donné J du noyau composé est alors :

$$v(J) = \sum_{s=1}^{s_{\max}} (s-1) P_s(J) / \sum_{s=1}^{s_{\max}} P_s(J) \quad (27)$$

Cette équation fut évaluée pour les moments angulaires indiqués table II.

La quantité $P_f(J) = \sum_{s=1}^{s_{\max}} P_s(J)$ est la probabilité de fission totale pour un moment angulaire J du noyau composé.

La valeur à comparer avec le résultat expérimental est :

$$\langle v \rangle = \sum_J v(J) \sigma_{\text{abs}}(J) / \sum \sigma_{\text{abs}}(J) \quad (28)$$

où σ_{abs} est la section efficace d'absorption.

Rappelons que la quantité $\langle v \rangle$ dépend du coefficient de friction β à travers la largeur de fission dépendante du temps $\lambda(t)$.

C'est la principale quantité de notre formalisme à comparer avec l'expérience. Suivant les valeurs du coefficient β , nous analyserons l'accord (ou le désaccord) avec la mesure. C'est de cette comparaison que nous espérons déduire la valeur de β . Ceci sera l'objet de la section suivante où nous appliquerons ce formalisme à une expérience. Nous présenterons nos résultats et les discuterons.

IV.2. RESULTATS ET DISCUSSION

Pour tester le formalisme développé précédemment, nous avons considéré de la référence [Ga85], la réaction d'énergie d'excitation la plus élevée, où le désaccord entre le nombre de neutrons de préfission mesuré et celui calculé suivant le modèle statistique est le plus important. C'est la réaction $^{16}_0\text{O} + ^{142}_{54}\text{Nd}$ à 207 MeV d'énergie incidente de la table I.

Mais, avant d'appliquer le formalisme précédent pour calculer et comparer les multiplicités de neutrons avec les valeurs expérimentales, il est bon de discuter des effets attendus de la dissipation nucléaire sur le nombre de neutrons de préfission.

Le coefficient de friction β entre dans nos calculs, de trois façons différentes produisant le même résultat : une inhibition de la fission.

* Le premier effet de β est à travers le facteur de Kramers. Ce facteur s'introduit en considérant la diffusion d'un courant de probabilité par-dessus une barrière de potentiel, Kramers l'obtint en résolvant une équation de Fokker-Planck dans l'approximation quasistationnaire.

La largeur de fission (taux de fuite) selon Kramers dépend du coefficient de friction β et est plus faible que celle obtenue dans la méthode de l'état de transition (Bohr et Wheeler) pour les valeurs non nulles du coefficient β . Son incorporation dans le modèle statistique standard ne permet cependant pas de reproduire les multiplicités de neutrons mesurés pour des valeurs raisonnables du coefficient β . Il n'est pas possible non plus de déterminer les effets séparés de β , du paramètre de densité de niveaux a et de la barrière de fission. On peut même tenir compte de l'effet de β dans le facteur de Kramers par un réajustement du rapport a_f/a_n des paramètres de densité de niveaux au point selle du noyau fissionnant et au point d'équilibre du noyau résiduel. Les paramètres a_f et a_n entrent dans le calcul des équations (6) et (3) à travers la densité de niveaux éq. (5).

La table III montre la correspondance entre a_f/a_n et β pour la réaction d'énergie d'excitation la plus faible de la référence [Ga85].

a_f/a_n	1.0000	1.0048	1.0110	1.0193	1.0318	1.0728
$\beta(10^{21} s^{-1})$	0	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0

Table III. Correspondance entre le rapport a_f/a_n des paramètres de densité de niveaux au point selle et au point d'équilibre et le coefficient de friction β .

Cette correspondance signifie que pour la réaction indiquée, on obtient la même multiplicité de neutrons en prenant un couple $(\beta, a_f/a_n)$ quelconque.

* Le deuxième effet de β s'introduit à travers le régime transitoire de la fission. La résolution de l'équation de Fokker-Planck sans l'approximation quasistationnaire donne un taux de fuite dépendant du temps qui tend vers la valeur quasistationnaire de Kramers pour les grandes valeurs du temps. Le temps au bout duquel la largeur de fission dépendante du temps atteint 90 % de sa valeur asymptotique est noté τ et est montré figure 5 pour ^{158}Er qui subit une fission symétrique à une énergie d'excitation $E^* = 161$ MeV et à un moment angulaire $J=65\hbar$. La courbe labellée \hbar/Γ_n donne le temps d'émission d'un neutron qui est indépendant de β , la courbe \bar{t} donne le temps de voyage du système du point selle au point de scission dont l'effet sera discuté comme troisième effet de β .

De cette figure on peut voir que pour une valeur de $\beta=1 \times 10^{+21} s^{-1}$ où τ est du même ordre de grandeur que \hbar/Γ_n , on doit s'attendre à obtenir un neutron de plus que ne donne le modèle statistique standard (bien que la figure soit pour un moment angulaire donné et pour une énergie d'excitation donnée, le surplus de neutrons obtenus est en fait une moyenne sur toute la chaîne de désexcitation).

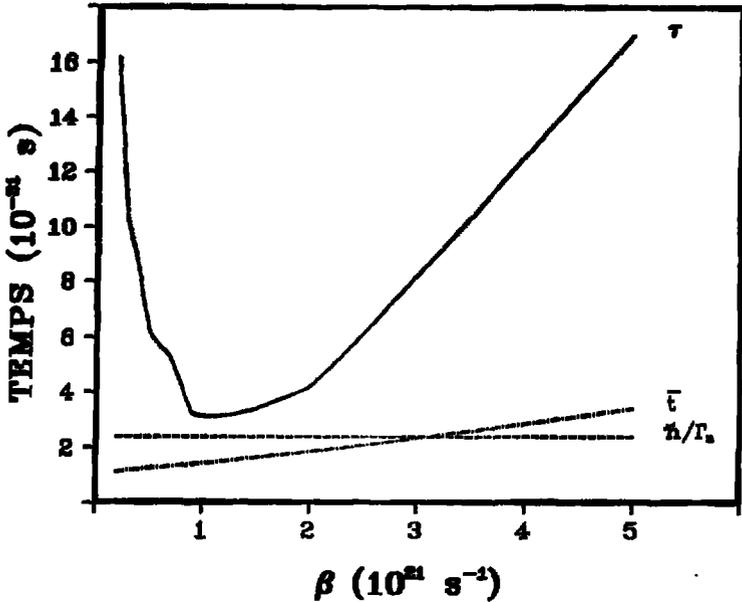


Figure 5

Le temps qui caractérise le régime transitoire τ en fonction du coefficient β . \bar{t} est le temps de vie du système dans la région selle-scission en fonction de la friction. \bar{h}/Γ_n est le temps d'émission de neutron qui est indépendant de β . Ces temps concernent le noyau ^{158}Br à une énergie d'excitation $E^* = 161$ MeV et à un moment angulaire $J = 65\hbar$.

L'effet de β se faisant à travers le temps du régime transitoire τ , le comportement des multiplicités de neutrons en fonction de β sera à l'image de celui de τ versus β .

Une autre façon de voir l'effet de β est, au lieu de fixer l'énergie et de présenter une dépendance en β (fig. 5), on peut fixer β et varier l'énergie. Alors que le régime transitoire τ est presque insensible à l'énergie d'excitation (voir par exemple l'équation (18a)), le temps d'émission de neutron \bar{h}/Γ_n varie fortement avec cette dernière. A basse énergie d'excitation où le modèle statistique standard donne un bon accord avec l'expérience, ce régime transitoire ne donnerait pratiquement aucun neutron en plus, non pas à cause de sa disparition (il ne disparaît pas) mais parce que \bar{h}/Γ_n devient très grand. Cet aspect est schématisé figure 6. A basse énergie lorsque le temps moyen d'émission du neutron s'est écoulé la largeur de fission est constante ; à haute énergie, le faible temps d'émission de neutron lui permet de sentir la dépendance temporelle de la largeur de fission.

L'effet de β à travers le régime transitoire est fondamentalement différent de celui à travers le facteur de Kramers.

* Le troisième effet de β se fait par le temps de voyage du système du point selle au point de scission. Nous l'avons introduit dans le formalisme d'une façon qui mime le régime transitoire de la fission au point de scission. Ce temps \bar{t} (fig. 5) s'ajoute naturellement au temps τ et on pourra réécrire le paragraphe précédent. L'effet de \bar{t} sur les multiplicités de neutrons est donc de même nature que celui de τ .

A partir de la comparaison que nous venons de faire entre les effets de β à travers la formule de Kramers et à travers le régime transitoire $\tau + \bar{t}$, nous pouvons dire que l'inhibition de la fission à travers le facteur de Kramers est un effet " statique " dans le sens où elle ne dépend pas de l'énergie, et elle ne dépend pas de la valeur de Γ_n ; l'effet de cette inhibition est le même que celui que nous pouvons obtenir en changeant la valeur d'un paramètre quelconque dans le calcul de Γ_f . L'inhibition de la fission (et donc l'augmentation des

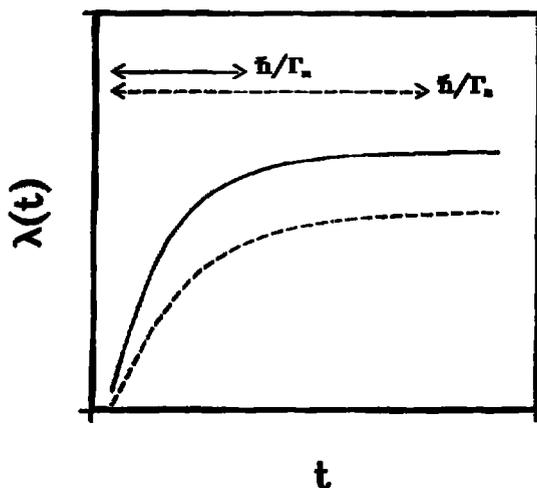


Figure 6

La largeur de fission dépendante du temps et le temps d'émission de neutron ; le coefficient de friction étant fixé.

- situation à basse énergie
- situation à haute énergie.

multiplicités de neutrons) par l'effet conjugué de τ et $\bar{\tau}$ est d'origine "dynamique"; elle dépend de l'énergie d'excitation, de la valeur de Γ_f et Γ_n séparément.

Nous montrons maintenant, comment les résultats sont obtenus.

Le résultat du modèle statistique est obtenu par le formalisme de la section précédente où on a pris pour $\lambda(t)$ la largeur de fission Γ_f du modèle statistique équation (6). Ce calcul dépend du paramètre a_f/a_n . Pour des noyaux à haut spin, le modèle de la goutte liquide tournante [Co74] prédit des déformations similaires pour la forme du point selle et la forme du point d'équilibre. Nous prenons donc $a_f/a_n = 1$. Lorsque nous parlons du résultat du modèle statistique, nous nous référons à cette valeur de a_f/a_n . Les résultats obtenus avec inclusion du régime transitoire de la fission au point selle et au point de scission dépendent aussi du paramètre a_f/a_n à travers l'équation (3) et l'équation (22). Ces résultats dépendent du coefficient de friction β . Le calcul est fait de la façon suivante : quand on calcule la valeur de la multiplicité à un coefficient β donné, le paramètre a_f/a_n utilisé est celui qui correspond à ce coefficient β tel qu'il est donné dans la table III. De cette façon, nous pensons montrer principalement l'effet du régime transitoire.

Les résultats du calcul sont montrés figure 7. La courbe labellée MS est le résultat du modèle statistique. La courbe labellée T inclut l'effet du régime transitoire au point de selle et est approximativement l'image de la courbe T en fonction de β de la figure 5. On peut voir une décroissance hyperbolique due au régime sous-amorti et une remontée linéaire due au régime suramorti. Le minimum de la courbe correspond à la transition entre les deux régimes qui est déplacé par rapport à la valeur de β de la figure 5 et qui est dû au fait que sur la figure 7, la courbe est une moyenne sur la distribution en spin du noyau composé et dépend de toute la chaîne de désexcitation. La courbe TSS inclut l'effet combiné du régime transitoire au point selle et au point de scission. Cette dernière courbe est notre résultat final.

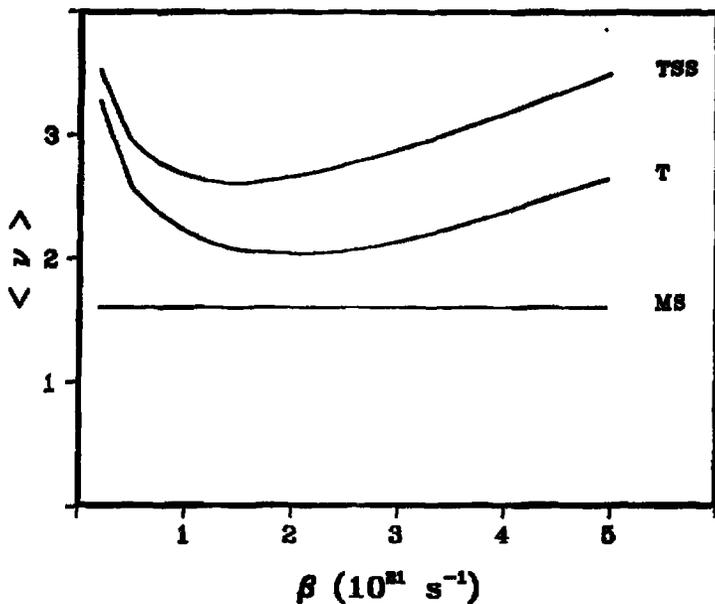


Figure 7

Multiplicité de neutrons de préfission en fonction du coefficient de friction β pour les valeurs $0.2 \leq \beta \leq 5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. La courbe labellée MS est le résultat du modèle statistique obtenu avec une valeur de $a_f/a_n=1$. La courbe labellée T est obtenue en incluant le régime transitoire au point de selle. La courbe labellée TSS est obtenue en incluant le régime transitoire au point selle et au point de scission.

L'accord entre notre calcul et la mesure expérimentale est présenté figure 7 bis. Le calcul donne une valeur de la multiplicité de neutrons qui tombe dans la barre d'erreur expérimentale pour les valeurs suivantes de β :

$$0.4 \leq \beta \leq 3.8 \quad (10^{21} \text{ s}^{-1}) \quad (29)$$

Le minimum de multiplicité théorique est de $\langle \nu \rangle_{\min} = 2.6$, ceci correspond à une valeur du coefficient β de $1.5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Le temps $\tau + \bar{\tau}$, qui correspond à cette valeur du coefficient β , moyenné sur la distribution en spin du noyau composé mais seulement pour la première étape de la chaîne est de $3.91 \times 10^{-21} \text{ s} + 1.86 \times 10^{-21} \text{ s} = 5.77 \times 10^{-21}$; ce temps est 2 à 3 fois plus important que le temps d'émission de neutron. L'intervalle des valeurs de β qui donnent un accord avec la mesure expérimentale s'étend de part et d'autre de la valeur de $\beta = 2\bar{\omega} = 1.4 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ qui délimite les régimes classiques sous-amortis ($\beta \leq 2\bar{\omega}_1$) et suramorti ($\beta > 2\bar{\omega}_1$). Ceci ne nous permet donc pas de dire si la dissipation nucléaire au sein d'un noyau en fission se fait d'une façon oscillante ou d'une façon monotone. Ou en termes plus imagés, ce traitement dynamique ne nous permet pas encore de dire si le noyau se comporte comme une goutte d'eau ou s'il se comporte comme une goutte de miel.

Nous allons comparer maintenant les valeurs du coefficient β obtenues par l'étude des multiplicités de neutrons dans un traitement de régime transitoire dans la fission avec d'autres résultats obtenus différemment.

Dans un traitement dynamique, Davies et al. [Da76] calculent les énergies cinétiques des fragments de fission pour les noyaux de la Table Périodique et les comparent aux résultats expérimentaux. Ceci leur permet d'avancer une valeur de la friction nucléaire de :

$$\eta = 9 \pm 3 \times 10^{-24} \text{ MeV.s.fm}^{-3} \quad (30)$$

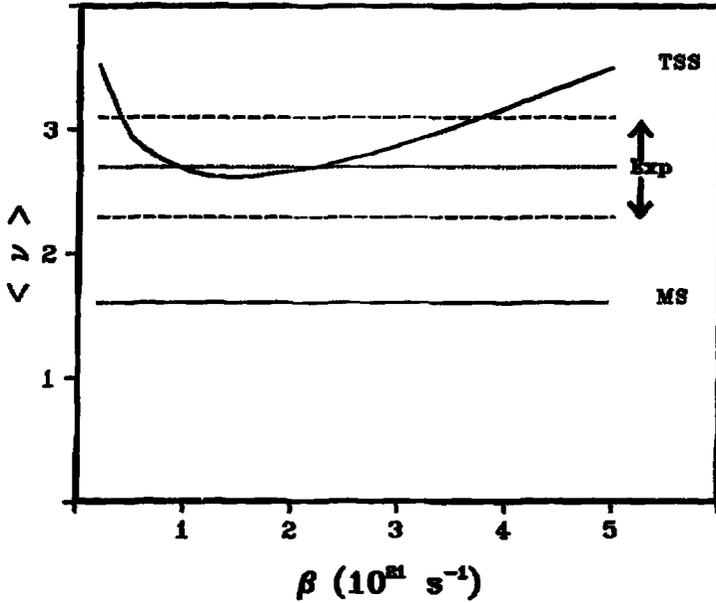


Figure 7 bis

Multiplicité de neutrons de préfission ; MS : modèle statistique, TSS : effet combiné du régime transitoire au point selle et au point de scission. Exp. : résultat expérimental pour la réaction $^{16}\text{O} (E_{\text{lab}}=207 \text{ MeV}) + ^{142}\text{Nd}$.

Ce coefficient de friction est lié à notre coefficient β par l'équation (7).
(Section III.1.)

$$\beta = \frac{R_0}{\mu} \eta$$

R_0 est une dimension caractéristique du système et provient de l'intégrale de volume dans la fonction de dissipation de Rayleigh de la section III.1.

Nous prenons R_0 de la forme suivante $R_0 = \alpha \times r_0 \times A^{1/3}$ où $r_0 = 1.22$ fm.

Ceci donne :

α	$\beta (10^{21} \text{ s}^{-1})$	$\eta (\text{MeV.s.fm}^{-3})$ [Da76]
1	$.1 \leq \beta < .2$	$6 \leq \eta \leq 12 \times 10^{-24}$
2	$.2 \leq \beta < .4$	
2π	$.6 \leq \beta < 1.2$	

Si on compare le dernier intervalle de β de la table ci-dessus avec l'intervalle donné à l'équation (29), on constate un bon accord avec les valeurs de la référence [Da76]. Cet intervalle de valeurs correspond à un régime classique sous-amorti.

CH A P I T R E V

C O N C L U S I O N

Avant de conclure, nous allons passer en revue quelques points qui pourraient passer pour insuffisants dans notre traitement.

* Dans un traitement totalement dynamique, la résolution du système d'équations (24) devrait être menée en parallèle avec la résolution de l'équation Fokker-Planck Eq. (10). Nous pensons néanmoins qu'utiliser une expression analytique pour la largeur de fission $\lambda(t)$ offre d'énormes avantages sur le plan du calcul. Nous pensons avoir pris en compte toute la dynamique en faisant varier tous les paramètres du noyau composé le long de la chaîne de désexcitation. (Cela n'a pas été fait pour les fréquences du potentiel où on a gardé les valeurs pour les trois moments angulaires initiaux pour toute la chaîne correspondante). Un point de cette dynamique n'a pas été pris en compte. Lors de la désexcitation par émission de particules d'un noyau composé, le paysage du potentiel nucléaire change et une autre variable collective peut se dessiner pour laquelle l'équation de Fokker-Planck doit être résolue. Ceci rend le traitement difficile, mais ne supprime pas le caractère transitoire de la fission qui nous importe ici.

* Un autre point concerne la possibilité d'une dépendance en température de la barrière de fission [CS83,BQ84]. Son influence sur la diminution des multiplicités de neutrons est cependant moins cruciale qu'il ne semble et cela pour deux raisons. La première : quand la barrière de fission diminue, la fenêtre des moments angulaires conduisant à des neutrons de préfission augmente (ceci entre dans le calcul de I_n^P). La seconde raison réside dans la diminution de l'énergie libre du noyau avec la température. Or l'énergie de séparation de neutron est une différence entre les énergies libres de deux isotopes voisins.

* Le troisième point concerne la dépendance en X (déformation) de l'inertie. Nous l'avons prise constante et égale à la masse réduite de deux fragments de masses égales. Ceci est une bonne approximation à partir du point selle. Nous ne pouvons cependant pas évaluer exactement l'influence de cet effet. D'autant plus que la friction devrait elle aussi dépendre de la déformation.

* Certains systèmes fissionnent sans passer par un point selle. Notre formalisme ne peut s'y appliquer. Un traitement dans le même esprit est cependant possible [Gr84].

CONCLUSION :

Nous avons montré que pour résoudre le désaccord qui existe à haute énergie entre la multiplicité de neutrons mesurée et celle que donne le modèle statistique, il est nécessaire de tenir compte de l'évolution dynamique du noyau du point d'impact jusqu'au point de scission. L'espace de phases tout seul ne suffit pas.

Cette évolution dynamique est traitée à l'aide d'une équation de transport de type Fokker-Planck pour la variable collective de la fission et sa variable conjuguée. Ceci permet d'obtenir un taux de fuite (largeur de fission) par-dessus la barrière de potentiel qui est nul à l'instant initial, croît et atteint sa valeur asymptotique constante au bout d'un temps τ . Temps pendant lequel des neutrons peuvent être émis si leur temps d'émission est favorable. Dans un formalisme dépendant du temps, nous avons traité le refroidissement par fission et par émissions de neutrons d'un noyau composé excité. Nous avons obtenu une augmentation substantielle de neutrons de préfission par rapport à la situation du modèle statistique standard donnant un bon accord avec la mesure expérimentale. Le formalisme étant dépendant du coefficient de friction, ceci nous a permis de déduire la valeur de l'intensité de la dissipation nucléaire à deux corps.

APPENDICE A

Dans cet appendice, nous donnons les expressions des variances $\sigma_x^2(t)$ et $\sigma_p^2(t)$ de la variable collective x et de sa conjuguée pour un oscillateur harmonique de fréquence ω_1 .

$$\begin{aligned} \sigma_x^2(t) = & \frac{\varepsilon}{\gamma} \frac{1}{\omega_1^2} \left\{ 1 - \exp(-\gamma t) \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma^2}{\beta^2} \cdot \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{8} \frac{\gamma}{\beta} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) \right] \right\} + \\ & + \frac{\exp(-\gamma t)}{\beta^2} \left[\sigma_{p_0}^2 \frac{1}{(2i)^2} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \sigma_{x_0}^2 \cdot \right. \\ & \cdot \left. \left(\frac{1}{8} \gamma^2 \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \gamma \beta \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) \right) \cdot \right. \\ & \left. \left. \cdot (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) + \beta^2 \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t))^2 \right] \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_p^2(t) = & \frac{\varepsilon}{\gamma} \left\{ 1 - \exp(-\gamma t) \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma^2}{\beta^2} \cdot \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{1}{4} \cdot \frac{\gamma}{\beta} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) \right] \right\} + \\ & + \frac{\exp(-\gamma t)}{\beta^2} \left[\sigma_{x_0}^2 \frac{\omega_1^4}{(2i)^2} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \sigma_{p_0}^2 \cdot \right. \\ & \cdot \left. \left(\frac{1}{4} \gamma^2 \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 - \gamma \beta \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) \right) \cdot \right. \\ & \left. \left. \cdot (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) + \beta^2 \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t))^2 \right] \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xp}^2(t) = & \frac{\epsilon}{\beta^2} \exp(-\gamma t) \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \\ & - \frac{\exp(-\gamma t)}{\beta^2} \left\{ \sigma_{x0}^2 \omega_1^2 \left[\frac{1}{2} \gamma \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \right. \right. \\ & \left. \left. \beta \cdot \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) \right] + \sigma_{p0}^2 \cdot \right. \\ & \left. \cdot \left[\frac{1}{2} \gamma \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 - \beta \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) \right] \right\} \\ \rho^2(t) = & \sigma_{xp}^2(t) / (\sigma_x^2(t) \sigma_p^2(t)) \end{aligned}$$

Avec

$$\beta = (\gamma^2/4 - \omega_1^2)^{1/2} \quad \gamma : \text{coefficient de friction}$$

γ est ce que nous avons noté β dans les chapitres précédents.

$$\epsilon = \frac{\gamma T}{\mu}$$

μ est la masse réduite du système, T la température.

$\sigma_{x0}^2, \sigma_{p0}^2$ sont les variances initiales calculées dans le premier puits.

$$\sigma_{x0}^2 = \frac{T_0}{\mu \omega_1^2} \quad \sigma_{p0}^2 = \frac{T_0}{\mu}$$

où $T_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega_1$, cette distribution initiale $f(x, p, 0)$ est supposée mixer la distribution en position et en impulsion dans l'état fondamental nucléaire.

APPENDICE B

Dans cet appendice nous calculons le taux de fission $\lambda_f(t)$ sur la base de la section III.2. (voir Gr83)

$$\lambda_f(t) = \frac{J(t)}{N(t)} \quad (1)$$

$J(t)$ est le courant au point selle $x=0$;

$N(t)$ est la normalisation qui donne le nombre de particules initialement trapées dans la poche centrée à x_1 .

$$J(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} p dp f(x=0, p; t) \quad (2)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} p dp C F(0, p; t) P_0(0, p; t)$$

$$= C F_0 \left(\frac{a+y}{\epsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2(1-\rho^2)} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} p dp \int_{-\infty}^p d\xi.$$

$$\cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \xi^2 \left(\frac{a+y}{\epsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2(1-\rho^2)} \right) \right\} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\frac{p^2}{\sigma_p^2} + \frac{2U_0}{\sigma_x^2 \omega_1^2} \right] \right]$$

$P_0(x, p, t)$ est solution de l'équation Fokker-Planck pour un oscillateur harmonique [Ch43] :

$$P_0(x, p, t) = c \exp \left\{ \frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\frac{p^2}{\sigma_p^2} + \frac{2V(x)}{\sigma_x^2 \omega_1^2} - \frac{2\rho p}{\sigma_p \sigma_x \omega_1^2} \frac{\partial V}{\partial x} \right] \right\}$$

et

$$F(x, p, t) = \left[\frac{a+y}{\epsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2(1-\rho^2)} \right]^{1/2} \int_{-\infty}^{p-ax} d\xi \exp \left\{ -\frac{1}{2} \xi^2 \left(\frac{a+y}{\epsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2(1-\rho^2)} \right) \right\}$$

On approche le potentiel autour de $x \sim 0$ par :

$$V(x) = U_0 - \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 x^2$$

Après une intégration par parties :

$$J(t) = C F_0 \left(\frac{a+\gamma}{\varepsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2(1-\rho^2)} \right)^{1/2} (1-\rho^2) \sigma_p^2 \exp \left[- \frac{2U_0}{2(1-\rho^2) \sigma_x^2 \mu \omega_1^2} \right]$$

$$\cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dp \exp \left\{ - \frac{1}{2} p^2 \left(\frac{a+\gamma}{\varepsilon} - \frac{2}{(1-\rho^2) \sigma_p^2} \right) \right\} \exp \left\{ - \frac{1}{2 \sigma_p^2 (1-\rho^2)} p^2 \right\}$$

$$J(t) = C \sigma_p^2 (1-\rho^2) \left[\frac{(a+\gamma) \sigma_p^2 (1-\rho^2) - 2\varepsilon}{(a+\gamma) \sigma_p^2 (1-\rho^2) - \varepsilon} \right]^{1/2} \exp \left[- \frac{2U_0}{2(1-\rho^2) \sigma_x^2 \mu \omega_1^2} \right] \quad (3)$$

$$N(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp \int_{-\infty}^0 dx f(x, p; t) \quad (4)$$

Pour évaluer $N(t)$ le potentiel est approché dans la poche par un oscillateur harmonique :

$$V(x) \approx U_1 + \frac{1}{2} \mu \omega_1^2 (x-x_1)^2 \quad x \sim x_1$$

La fonction $F(x, p; t)$ vérifie la condition aux limites :

$$F(x, p; t) = 1 \quad x \sim x_1 \quad (\text{i.e. } x \sim -\infty)$$

d'où

$$N(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp \int_{-\infty}^0 dx F_0(x, p; t)$$

$$\begin{aligned}
 N(t) &= \int_{-\infty}^0 dx C \exp \left\{ - \frac{2U_1 + \mu\omega_1^2 (x-x_1)^2}{2(1-\rho^2)\sigma_x^2 \mu\omega_1^2} \right\} \cdot \\
 &\cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dp \exp \left\{ - \frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\frac{p^2}{\sigma_p^2} - \frac{2\mu\rho p\omega_1^2 (x-x_1)}{\sigma_p \sigma_x \mu\omega_1^2} \right] \right\} \\
 &= C(2\pi(1-\rho^2)\sigma_p^2)^{1/2} \exp \left\{ - \frac{2U_1}{2(1-\rho^2)\sigma_x^2 \mu\omega_1^2} \right\} \cdot \\
 &\cdot \int_{-\infty}^0 dx \exp \left\{ -(x-x_1)^2 \frac{1}{2\sigma_x^2} \right\} \\
 N(t) &= C(2\pi(1-\rho^2)\sigma_p^2)^{1/2} (2\sigma_x^2)^{1/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{x_1}{2\sigma_x} \right) \exp \left\{ - \frac{2U_1}{2(1-\rho^2)\sigma_x^2 \mu\omega_1^2} \right\}
 \end{aligned}$$

$$\operatorname{erfc} = 1 - \operatorname{erf}$$

Dans le cas étudié $x_1/2\sigma_x$ est grand négatif, $\operatorname{erfc}(-\infty) = 2$

$$N(t) = C((1-\rho^2)\sigma_x^2\sigma_p^2)^{1/2} (2\pi) \exp \left\{ - \left[\frac{U_1}{(1-\rho^2)\sigma_x^2 \mu\omega_1^2} \right] \right\} \quad (5)$$

De (1), (3) et (5), on a :

$$\begin{aligned}
 \lambda_f(t) &= \left[2\pi(1-\rho^2) \sigma_x \sigma_p \right]^{-1} \sigma_p^2 (1-\rho^2) \cdot \\
 &\cdot \left[\frac{(a+\gamma)\sigma_p^2(1-\rho^2)-2\varepsilon}{(a+\gamma)\sigma_p^2(1-\rho^2)-\varepsilon} \right]^{1/2} \exp \left\{ - \frac{B_f}{(1-\rho^2)\sigma_x^2 \mu\omega_1^2} \right\} \quad (6)
 \end{aligned}$$

où $B_f = U_o - U_i$

γ est le coefficient de friction, σ_x, σ_p, ρ et ϵ sont donnés dans l'appendice A, a est la fonction $a(t)$ de la page 23,

solution simplifiée de :

$$\frac{da}{dt} + a \left(a + \gamma - \frac{2\epsilon}{\sigma_p^2 (1-\rho^2)} \right) - \omega_o^2 - \frac{2\epsilon\rho}{\sigma_p \sigma_x (1-\rho^2)} \frac{\omega_o^2}{\omega_1^2} = 0$$

APPENDICE C

La compétition entre l'émission de neutrons et la fission se fait entre les temps respectifs des deux processus \hbar/Γ_n et t_f .

Dans la section IV.2, cette compétition fut schématiquement montrée dans la figure 5, où \hbar/Γ_n est comparée à $\tau + \bar{t}$. Ceci pour insister sur le côté dynamique de la fission et pour discuter des modifications par rapport au modèle statistique.

En valeur absolue l'émission de neutrons est en compétition avec la durée totale de la fission. C'est ce que nous présentons dans cet Appendice.

La largeur de fission est définie comme suit :

$$\lambda(t) = \frac{d}{dt} \ln(\pi(t)) \quad (1)$$

où $\pi(t)$ est la probabilité d'existence du système dans la poche du potentiel à l'instant t :

$$\pi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp \int_{-\infty}^0 dx f(x,p,t) \quad (2)$$

$f(x,p,t)$ étant solution de l'équation de Fokker-Planck.

L'équation (1) s'écrit :

$$\pi(t) = \pi(0) \exp\left[-\int_0^t \lambda(\tau) d\tau\right] \quad (3)$$

Soit τ_f le temps nécessaire pour que le système voit sa probabilité d'existence dans la poche diminuer de $1/e$:

$$\pi(\tau_f) = \pi(0) \cdot e^{-1}$$

d'où

$$\int_0^{\tau_f} \lambda(\tau) d\tau = 1 \quad (4)$$

Vu l'expression de $\lambda(t)$ (éq. 18), il n'est pas possible d'avoir une forme analytique de τ_f . Nous approximations donc la fonction $\lambda(t)$ par :

$$\lambda(t) = \begin{cases} g(t, \tau) & t < \tau \\ \lambda^K \cdot \Gamma_f / \lambda^{ET} & t \geq \tau \end{cases} \quad (5)$$

$g(t, \tau)$ est une fonction quelconque monotone nulle à $t = 0$, et vaut $\lambda^K \cdot \Gamma_f / \lambda^{ET}$ à $t = \tau$. τ est la quantité qui apparaît figure 5.

Ceci donne :

$$\tau_f = \frac{\lambda^{ET}}{\Gamma_f \cdot \lambda^K} + h\tau \quad (6)$$

où h est un nombre compris entre 0 et 1 suivant la forme prise pour $g(t, \tau)$; (par exemple $h = 1$ pour une fonction échelon, $h = \frac{1}{2}$ pour une fonction affine).

Si on tient compte du temps selle-scission, la durée de fission est alors :

$$t_f = \frac{\lambda^{ET}}{\Gamma_f \cdot \lambda^K} + h\tau + \bar{t} \quad (7)$$

Sans friction, on retrouve bien sûr :

$$t_f = \frac{1}{\Gamma_f} \quad (7a)$$

REFERENCES

- Bh85 K.H. Bhatt, P. Grangé et B. Hiller, Phys. Rev. C (1985).
- BQ84 J. Bartel et P. Quentin, Preprint PTB-138 (1984).
- Br79 H.C. Britt, in Physics and Chemistry of fission (Proc. 4th Symp. Jülich, 1979) Vol. 1. IAEA-SM-241/A1, Vienna, 1980.
- BS82 S. Björnholm et W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A391, 471 (1982).
- BW39 N. Bohr et J.A. Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426.
- Ch43 S. Chandrasekhar, Rev. Mod. Phys. 15 (1943) 1.
- Co74 S. Cohen, F. Plasil et W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.), 82 (1974) 557.
- CS83 X. Campi et S. Stringari, Z. Phys. A309 (1983) 239
- Da76 K.T.R. Davies, A.J. Sierk et J.R. Nix, Phys. Rev. C13 (1976) 2385.
- Ga76 A. Gavron, H.C. Britt, E. Konecny, J. Weber et J.B. Wilhelmy, Phys. Rev. C13 (1976) 2374.
- Ga81 A. Gavron, J.R. Beene, B. Cheynis, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil, G.R. Young, G.A. Petitt, M. Jääskeläinen, D.G. Sarantites et C.F. Maguire, Phys. Rev. Lett. 47, 1255 (1981) ; 48, 835(E) (1982).
- Ga85 A. Gavron, A. Gayer, J. Boissevain, H.C. Britt, J.R. Beene, B. Cheynis, D. Drain, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil, G.R. Young, G.A. Petitt et C. Butler, Phys. Rev. C (1985).
- GG85 P. Grangé, S. Hassani, H.A. Weidenmüller, J.R. Nix et A.J. Sierk, Phys. Rev. C (1985) ;
A. Gavron, A. Gayer, J. Boissevain, H.C. Britt, J.R. Nix, A.J. Sierk, P. Grangé, S. Hassani, H.A. Weidenmüller, J.R. Beene, B. Cheynis, D. Drain, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil, G.R. Young, G.A. Petitt et C. Butler, Phys. Rev. Lett. (1985).
- Gr80 P. Grangé, H.C. Pauli et H.A. Weidenmüller, Z. Phys. A296 (1980) 107.
- Gr80a P. Grangé et H.A. Weidenmüller, Phys. Lett. 96B (1980) 26.
- Gr83 P. Grangé, J.Q. Li et H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. C27 (1983) 2063.
- Gr84 P. Grangé, Nucl. Phys. A428 (1984) 37C.
- HG84 S. Hassani et P. Grangé, Phys. Lett. 137B (1984) 281.
- H184 D.J. Hinde, R.J. Charity, G.S. Foote, J.R. Leigh, J.O. Newton, S. Ogaza et A. Chatterjee, Phys. Rev. Lett. 52, 986 (1984) ; 53, 2275(E) (1984).
- NN83 H. Hofmann et J.R. Nix, Phys. Lett. 122B (1983) 117.

- Ho83 E. Kolub, D. Hilscher, G. Ingold, U. Jahnke, H. Orf et H. Rossner, *Phys. Rev.* C28, 252 (1983).
- HS38 O. Bahn et F. Strassmann, *Naturwissenschaften*, 26 (1938) 755.
- HS39 O. Bahn et F. Strassmann, *Naturwissenschaften*, 27 (1939) 11 ; 27(1939) 89.
- Kr40 H.A. Kramers, *Physica* 7 (1940) 284.
- La74 M. Lefort, in : Proceedings of the International School of Physics " Enrico Fermi ". - Nuclear Spectroscopy and Nuclear Reactions with Heavy Ions, Varenna 1974, North-Holland 1976, p. 139.
- LL71 L. Landau et E. Lifchitz, *Mécanique des fluides*, Editions Mir, Moscou (1971).
- MF39 L. Meitner et O.R. Frisch, *Nature* (London) 143 (1939) 239.
- MN81 P. Möller et J.R. Nix, *Nucl. Phys.* A361, 117 (1981).
- NI69 J.R. Nix, *Nucl. Phys.* A130 (1969) 241.
- NI84 J.R. Nix, A.J. Sierk, H. Hofmann, F. Scheuter et D. Vautherin, *Nucl. Phys.* A424 (1984) 239.
- NS65 J.R. Nix et W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* 71 (1965) 1.
- NS77 J.R. Nix et A.J. Sierk, *Phys. Rev.* C15, 2072 (1977).
- SH83 F. Scheuter et H. Hofmann, *Nucl. Phys.* A394 (1983) 477.
- SN80 A.J. Sierk et J.R. Nix, *Phys. Rev.* C21, 982 (1980)
- So83 S. Song, M.F. Rivat, R. Bimbot, B. Borderie, I. Forest, J. Galin, D. Gardes, B. Gatty, M. Lefort, H. Oeschler; B. Tamain et X. Tarrago, *Phys. Lett.* 130B (1983) 14.
- St67 V.L. Strutinsky, *Nucl. Phys.* A95 (1967) 420.
- St68 V.M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* A122 (1968) 1.
- Th68 T.D. Thomas, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 18 (1968) 343.
- Tr80 S. Trentalange, S.E. Koonin et A.J. Sierk, *Phys. Rev.* C22, 1159 (1980).
- Wa83 D. Ward, R.J. Charity, D.J. Hinde, J.R. Leigh et J.O. Newton, *Nucl. Phys.* A403, 189 (1983).
- We80 H.A. Weidenmüller, in *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Pergamon, Oxford, 1980, Vol. 3, p. 49.
- Wi64 L. Wilens, *Theories of Nuclear Fission*, Clarendon Press, Oxford (1964).

- W173 R. Wicczorek, R.W. Hasse et G. Süssmann, in *Physics and Chemistry of Fission* (Proc. 3rd Symp. Rochester, 1973), Vol. 1, 523, IAEA-SM-174/02, Vienna, 1974.
- WE84 H.A. Weidenmüller et J.S. Zhang, *Phys. Rev.* C29, 879 (1984).
- WE84a H.A. Weidenmüller et J.S. Zhang, *J. Stat. Phys.* 34 (1984) 191.
- Za85 W.P. Zank, D. Hilscher, G. Ingold, U. Jahnke, M. Lehmann et H. Rossner, Preprint HMI-P85/7R.

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1986**

Résumé :

Une vieille idée par Kramers consiste à considérer la fission nucléaire comme un processus de diffusion dans l'espace des phases correspondant à la variable collective de fission. La largeur de fission est ainsi prise comme un taux de fuite du système par-dessus la barrière du potentiel collectif. L'évolution de la distribution de cette variable collective et de sa conjuguée est régie par une équation de Fokker-Planck. Dans un traitement quasistationnaire, Kramers obtint un taux de fission qui diffère du résultat de la méthode de l'état de transition par un facteur dépendant de la friction. La solution non quasistationnaire de l'équation de Fokker-Planck permet d'obtenir un taux de fuite qui présente un régime transitoire : d'une valeur nulle, il croît et atteint asymptotiquement la valeur de Kramers. Cette largeur de fission dépendante du temps est incluse dans un formalisme de désexcitation du noyau composé pour calculer les multiplicités de neutrons en compétition avec la fission. Une dépendance sensible des multiplicités en fonction de la friction est obtenue. L'application du formalisme à une expérience récente donne un bon accord avec les résultats, résolvant le désaccord entre l'expérience et le modèle statistique usuel qui existait à haute énergie. Un intervalle de valeurs de la friction nucléaire est déduit.

Mots clés : Fission nucléaire ; régime transitoire ; dynamique et friction nucléaires ; compétition fission-évaporation ; modèle statistique.

Processus de diffusion ; équation de Fokker-Planck ; équation maîtresse.

Abstract :

An old idea of Kramers is to consider nuclear fission as a diffusion process in phase space corresponding to the collective variable of fission. The fission width is taken as an escape rate of the system over the barrier potential. The evolution of the distribution of this collective variable and its conjugate is governed by a Fokker-Planck equation. In a quasistationary treatment Kramers obtained a fission rate which differs from the result given by the transition state method by a friction dependent factor. The non quasistationary solution of the Fokker-Planck equation allows to obtain an escape rate that presents a transient regime : from zero it grows and reaches asymptotically the Kramers' value. This time-dependent fission width is included in a formalism that describes the deexcitation of the compound nucleus in order to calculate the neutron multiplicities in competition with fission. A sensitive friction-dependence of the multiplicities is obtained. Using this formalism and comparing the results with data of a recent experiment gives a good agreement ; resolving the disagreement between data and the usual statistical model at high energy. A range of values of the friction coefficient is deduced.

Key words : Nuclear fission ; transient regime ; nuclear dynamics and friction ; fission-evaporation competition ; statistical model.

Diffusion process ; Fokker-Planck equation ; master equation.