

JAERI-M

8 7 6 9

1979年核データ研究会報告

1980年3月

シグマ研究委員会

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

1979年核データ研究会報告

日本原子力研究所  
シグマ研究委員会

(1980年2月5日受理)

シグマ研究委員会主催の核データ研究会が、1979年12月10・11日の両日、原研東海研究所において開催された。この研究会の主題は、(1) 核構造崩壊データの最近の話題と応用、(2) 委員会におけるワーキング・グループの評価活動の2つである。本報告書はその報文集である。

---

プログラム委員会：中嶋龍三・久武和夫・原田吉之助・田中茂也・田村 務・梅沢弘一・浅見哲夫・  
松本純一郎

実行委員会：田中茂也・田村 勿・浅見哲夫・松本純一郎  
編 集 者：田村 勿・松本純一郎・大島真澄

Proceedings of the 1979 Seminar on Nuclear Data

Japanese Nuclear Data Committee

Japan Atomic Energy Research Institute

(Received February 5, 1980)

A seminar on nuclear data was held on December 10 and 11, 1979 in Tokai Research Establishment, JAERI, by Japanese Nuclear Data Committee (JNDC) : (1) topics and applications of nuclear structure and decay data, and (2) activities of JNDC working groups. Papers and discussions at the seminar are given.

Keywords : Data Evaluation, Nuclear Structure Theory,  
Nuclear Structure Data, Nuclear Mass, Half-life, Gamma-ray  
Production, Level Density, Double Neutron Capture, Decay Heat

---

Program Committee : R. Nakasima, K. Hisatake, K. Harada, S. Tanaka,

T. Tamura, H. Umezawa, T. Asami, Z. Matumoto

Executive Committee : S. Tanaka, T. Tamura, T. Asami, Z. Matumoto

Editors: T. Tamura, Z. Matumoto, M. Ohshima

## 目 次

(座長: 中嶋龍三)		
1. 開会の辞	塚田甲子男	1
2. ENSDF の構造、内容および応用研究における有用性	M. J. Martin	2
3. 核構造データ (ENSDF) の評価システム		
	田村 務、松本純一郎、成田 孟	17
(座長: 原田吉之助)		
4. 低エネルギー準位のシステムティックス	坂井光夫	36
5. 振動核および回転核の構造	大塚孝治	48
(座長: 梶山一典)		
6. Reactor Dosimetry における断面積の不確定性 中沢正治、関口 晃		66
7. Nashville 会議 (安定領域から遠く離れた原子核の研究の将来像に関する国際シンポジウム) 報告	久武和夫	80
8. 一般報告	田中茂也	111
(座長: 久武和夫)		
9. 原子核の質量とベータ崩壊半減期の理論	山田勝美	115
10. 実験的ベータ、ガンマ半減期の評価	松本純一郎	134
(座長: 加藤敏郎)		
11. ガンマ線強度の精密測定 岩田洋也、吉沢康和、加藤敏郎、加来哲三 飯沼寧雄、阮 建治、小島敏行、河田 燕		155
12. $\gamma$ 線生成断面積 — $\gamma$ 線放出反応による核構造の研究— 梶山一典		174
(座長: 松延広幸)		
13. レベル密度と中性子断面積	吉田 正	195
14. $^{93}\text{Nb}$ の二重重中性子捕獲における核異性体生成比	関根俊明	210
15. 2回引続いた中性子捕獲断面積の現状 —核図表 (半減期の利用) —	西村和明	228
16. 崩壊熱の諸問題	田坂完二	240
(座長: 梅沢弘一)		
17. 医学生物学分野における核データの利用	喜多尾憲助	273
18. アクチニド消滅処理と核データ	黒井英雄*	
19. 総括、および閉会の辞	原田吉之助	281

\* 口頭発表のみ

## Contents

(Chairman: Ryuzo NAKASIMA)

1. Opening Address	Kineo TSUKADA .....	1
2. ENSDF-Its Structure, Contents, and Use in Applied Research	M.J. MARTIN .....	2
3. Evaluation System of Nuclear Structure Data (ENSDF)	Tsutomu TAMURA ....	17
(Chairman: Kichinosuke HARADA)		
4. Gross Properties of Low Frequency Nuclear Excitation Via Quasi Rotational and Gamma Band	Mitsuo SAKAI .....	36
5. Structure of Vibrational and Rotational Nuclei	Takaharu OHTSUKA ..	48
(Chairman: Kazusuke SUGIYAMA)		
6. On the Uncertainties of Neutron Cross-Sections for Reactor Dosimetry	Masaharu NAKAZAWA and Akira SEKIGUCHI .	66
7. Report on Nashville Conference (International Symposium on Future Directions in Studies of Nuclei Far from Stability)	Kazuo HISATAKE ....	80
8. Brief Review on Activities of Japanese Nuclear Data Committee	Shigeya TANAKA ....	111
(Chairman: Kazuo Hisatake)		
9. Theories of Nuclear Masses and Beta-Decay Half-Lives	Masami YAMADA .....	115
10. Estimations of Experimental Beta- and Gamma-Decay Half Lives	Zyun-itiro MATUMOTO .	134
(Chairman: Toshio KATOH)		
11. Precision Measurements of Gamma-Ray Intensities	Yosei IWATA, Yasukazu YOSHIZAWA Toshio KATOH, Tetuzo KAKU Yasuo IINUMA, Jian-zhi RUAN Toshiyuki KOJIMA and Yasushi KAWADA ...	155

12. Gamma-Ray Production from Neutron Interaction and Nuclear Structure Study	Kazusuke SUGIYAMA ... 174
(Chairman: Hiroyuki MATSUNOBU)	
13. Level Density and Neutron Cross Sections	Tadashi YOSHIDA .. 195
14. The Isomeric Cross-Section Ratio in Double Neutron Capture of $^{93}\text{Nb}$	Toshiaki SEKINE ... 210
15. Present Status of Two Successive Neutron Cross Sections-Use of a Chart of the Nuclides (Half-Life)	Kazuaki NISHIMURA . 228
16. Recent Topics on Decay Power	Kenji TASAKA ..... 240
(Chairman: Kokichi UMEZAWA)	
17. Biological Application of the Nuclear Data	Kensuke KITAO ..... 273
18. Actinide Incineration and Nuclear Data* Hideo KUROI	
19. Concluding Remarks	Kichinosuke HARADA . 281

---

\* Only orally presented

## 1. 開会の辭

塚田甲子男\*

Opening Address

Kineo TSUKADA\*

今回の研究会の主題は核構造崩壊データ専門部会の活動である。この専門部会の前身は燃料計量核データ専門部会で、53年度より改称したものである。昭和48年にこの専門部会を発足させるにあたっては、従来の中性子データ中心のシグマ委員会の活動範囲を拡大することになるので、委員会内部で随分と討論を重ね、本日ご出席されている久武先生にもご意見を伺った末、発足のはこびになった次第である。これが更に核構造崩壊データ専門部会に発展したわけである。

1973年、パリ会議 (Symposium on Application of Nuclear Data in Science and Technology) で世界的な協力体制の下に、核構造データの収集・評価をよびかけた事に端を発して、IAEAが中心となって、従来10年位の周期で行われていた Nuclear Data Sheets などの編集を4年サイクルにしようという努力をすることが決定された。我が国においてもこれに参加協力すべく討論が行われた。これには、特に核物理の基礎研究分野の研究者の協力を得る必要があり、坂井先生にも随分尽力を頂いた。このような経過の下に 1977年より ORNL の Nuclear Data Project が中心となり、各国が夫々質量範囲を分担することになり、我が国でも A = 118 ~ 129 が割り当てられ、既に成果が上っている。今回、ORNLとの交換を更に密にするため、Dr. Martin が来日され、この機会にこの研究会が開かれたわけである。同氏はこの研究会でも Evaluated Nuclear Structure Data File について講演することになっている。シグマ委員会の活動に多くの基礎分野の研究者が参加するようになったことはシグマ委員会の体質改善という意味でも大変有意義なことである。

核構造崩壊データ専門部会以外の活動についても up-to-date ないいくつかの発表が行われるが、前回の研究会でも強調された核データ活動範囲の拡大は世界的傾向である。狭い殻に閉じることなく、積極的に色々な問題を取り組んでゆく必要があろう。JENDL 改訂にあたってもこのような態度が特長あるものをつくってゆく上で必要であろう。また、国際協調も一層必要となって来よう。シグマ委員会の一層の発展を願ってやまない。

---

\* 日大原研、Atomic Energy Research Institute, Nihon University

## 2. ENSDFの構造、内容および応用研究における有用性

(Invited Paper — Japanese Nuclear Data Committee Nuclear Data Workshop,  
Tokai-mura Ibaraki-ken, Japan, December 10-11, 1979)

### ENSDF — ITS STRUCTURE, CONTENTS, AND USE IN APPLIED RESEARCH\*

Murray J. Martin

Nuclear Data Project

Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA

#### I. INTRODUCTION

The availability of evaluated radioactive decay data is of prime importance in a wide range of applied fields, such as medical practice or research, health physics, industry, nuclear power, and environmental impact studies. I wish to discuss a computer-based system for obtaining the energies and intensities of both the nuclear and the subsequent atomic radiations from radioactive nuclides in a format suitable for direct use by researchers in the above fields.

Applied researchers are not usually in a position, whether by training or by consideration of time involved, to seek out the best nuclear decay data for the particular nuclides of interest to them. Furthermore, even if such could be done, the result would be duplication of effort on a large scale, and the resulting proliferation of data sets would result in confusion in a field where standardization is an essential ingredient. Such evaluated standardized data sets are available as outputs from the Evaluated Nuclear Structure Data File designed and presently maintained by the Nuclear Data Project of the Oak Ridge National Laboratory.<sup>1</sup>

#### II. NUCLEAR DATA PROJECT

The activities of the Nuclear Data Project (NDP) can be broken down into three categories. It functions as a documentation center, a data evaluation center, and as a data center.

---

\*Research sponsored by the Division of Basic Energy Sciences, U. S. Department of Energy, under contract W-7405-eng-26 with Union Carbide Corporation.

By acceptance of this article, the publisher or recipient acknowledges the U. S. Government's right to retain a nonexclusive royalty-free license in and to any copyright covering the article.

### A. Documentation Center

The first and most basic activity is that of scanning. Journals, reports, etc., are scanned for relevance to nuclear structure physics, and keywords are assigned. The assigning of keywords is an important step, since all subsequent searches and retrievals of the data files are based on these keywords.

After the scanning is completed, relevant keyworded articles are entered in a computer base to form the Nuclear Structure References File (NSR). From this reference file are produced many user-oriented outputs. Among these are the following: "Recent References," published quarterly with a yearly cumulative volume; searches and special bibliographies on request; reference lists for evaluators as they begin new A-chains with monthly updates as needed.

As a documentation center, the NDP functions as a "library of last resort" by providing evaluators copies of articles which are unavailable at the evaluation center outside of Oak Ridge.

### B. Data Evaluation Center

As a data evaluation center, the NDP, along with centers in the U. K., Japan, The Netherlands, U. S. S. R., West Germany, Sweden, and most recently France, is staffed by competent physicists with communication skills. Each center provides, to varying degrees, library and document support. The NDP has provided the basic evaluation tools and techniques, i.e., computer analysis programs and evaluation experience. As the new centers progress, they will probably develop additional analysis tools which can be fed back to the whole network. The NDP has provided the presently adopted set of standards and conventions for data evaluation. Again, in the future all centers will become involved in deciding on modifications to these standards and conventions.

Additional leadership roles assumed by the NDP involve new-evaluator training, design of A-chain review procedures, and publication of Nuclear Data Sheets.<sup>2</sup>

### C. Data Center

The core of the NDP's data center function is the Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF). I will discuss this file in more depth later, but basically it consists of a set of evaluated data sets for each mass chain, including adopted level and decay schemes for each nuclide in that mass chain.

ENSDF contains reliably evaluated data on all mass chains, with a present goal of revisions on a four-year cycle. The NDP data center has developed programs to provide for flexible retrieval capabilities from ENSDF with varied display formats. The Nuclear Data Sheets are produced directly from ENSDF. Later in the talk, I will give some examples of output formats geared to special requests.

At the present time, the NDP is responsible for maintaining ENSDF and for distributing copies on a regular basis to the other evaluation centers.

### III. ENSDF

As mentioned above, ENSDF is built up of evaluated data sets. Data sets are entered for each nuclear reaction (usually one set for each reaction type) and for each radioactive decay. From these are constructed adopted levels data sets.

Some of the problems to which the ENSDF file can be applied are the following:

**Adopted Levels** — These data sets are perhaps of most use in the field of basic research or for the investigator of level property systematics. However, reactor development research also has need of these data sets to study and evaluate neutron scattering. They are also of use to evaluators.

**Reaction Data** — These are of most interest to basic researchers but again are of use to evaluators and for the study of systematics.

**Decay Data** — Radioactivity data sets constitute the most widely used portion of the ENSDF file for applied users. These data sets are used for:

- |                               |                                     |
|-------------------------------|-------------------------------------|
| 1. internal dose calculations | 5. fission/fusion reactor shielding |
| 2. decay heat                 | 6. accelerator shielding            |
| 3. actinide burn up           | 7. basic research                   |
| 4. environmental monitoring   |                                     |

I will discuss in more detail item (1) above, but first let me describe the ENSDF file as it pertains to nuclear radioactivity.

The ENSDF data sets are organized in the following fashion:

1. Identification record, i.e., 201AU B- DECAY, along with pertinent references and the data on which these data were entered into the computer file
2. General information, such as Q-values, decay scheme information, and general comments
3. Listing of unplaced radiations
4. Decay-scheme-formatted data consisting of:
  - a) levels
  - b)  $\alpha$ -radiation to the level
  - c)  $\beta^\pm$ -radiation,  $\epsilon$ -decay to the level
  - d)  $\gamma$ -radiation (including ce) from the level
  - e) specific comments on any of the above items

Figure 1 shows a typical decay data set in the form in which it is entered into the ENSDF file.

For radioactivity data sets, the level record contains the following information, when known.

- |                 |                   |
|-----------------|-------------------|
| 1. energy       | 5. certainty      |
| 2. spin, parity | 6. static moments |
| 3. half-life    | 7. decay modes    |
| 4. isomerism    | 8. configuration  |

The gamma record contains:

- |                                 |  |
|---------------------------------|--|
| 1. energy                       | 6. total intensity (optional)                            |
| 2. photon intensity             | 7. certainty   |
| 3. multipolarity                | 8. conversion coefficients (experimental or theoretical) |
| 4. mixing ratio                 | 9. conversion ratios                                     |
| 5. total conversion coefficient |  |

### B. Status

As of September 1979, ENSDF contained 1950 adopted levels data sets, 1850 decay schemes, and 3020 nuclear reactions for a total of  $\approx 290,000$  card images or  $\approx 10^6$  data items. Stated in a slightly different way, ENSDF contains a total of 41,000 nuclear levels (38,000 confirmed), 21,000 levels with  $J$ ,  $\pi$  assignments (9000 with certain  $J$  or  $\pi$ ) and 7200 levels with lifetimes. New or revised data sets are added at the rate of  $\approx 1000$  per year.

These data sets are retrievable in several ways:

1. by nucleus ( $A$ ,  $Z$ ,  $N$ )
2. by class (odd- $A$ , even- $N = 200\text{--}214$ , etc.)
3. by reaction or decay
4. by reference

and in several formats:

1. level or decay scheme drawings
2. tables of nuclear properties
3. tables of atomic and nuclear radiations
4. computer files of nuclear properties

### C. Benefits

To summarize, some of the benefits from ENSDF are:

1. verification of new data
2. tool for evaluation
3. nuclear systematics
4. standard evaluated data source
5. specialized data collection
6. publications copy (e.g., Nuclear Data Sheets)

#### IV. MEDLIST

One of the most useful output formats for ENSDF data sets is generated by the program MEDLIST. Based on radioactive decay data sets as they appear in ENSDF and computerized tabulations of relevant Z-dependent atomic constants (e.g., fluorescent yields, x-ray energies, etc.), this program calculates the energies and intensities of the atomic radiations (x-ray and Auger-electron transitions). These transitions are then combined with the nuclear radiations, sorted according to radiation type ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , ce, etc.) and, within each type, arranged and numerically labeled in order of increasing energy. Uncertainties in all experimental quantities, including the atomic constants, are consistently carried through the calculations. Figure 2 shows the  $^{88}\text{Y}$  EC decay data set as it appears as an output from the MEDLIST program.

MEDLIST also calculates the distribution of decay energy among radiation types and compares the total value so calculated with the available decay energy. This output provides one check on the corrections or completeness of a decay scheme.

The MEDLIST program has been applied to over 1500 decay data sets in the ENSDF file.<sup>3</sup> Earlier collections of output from MEDLIST were prepared for use in both basic and applied research.<sup>4,5</sup>

#### V. SEARCH AND RETRIEVAL CAPABILITIES OF ENSDF

The versatility of ENSDF can be illustrated by the following examples of output generated in response to specific user requests.<sup>6</sup>

##### A. Tabular Listings

1. Strong  $\gamma$ -rays ( $I_\gamma > 1\%$ ) from nuclei with  $A > 208$
2. Spontaneous fission activities (see Fig. 3)
3. Gammas from n-induced reactions on nuclei with  $A = 45-60$
4. Strong  $\alpha$ -rays ( $I_\alpha \geq 1\%$ ) from nuclei with  $A > 208$
5. Nuclear levels with  $T_{1/2} > 1$  s for  $A \geq 207$

### B. Graphical Displays (Three-Dimensional Displays)

1. First excited  $2^+$  state,  $E(2^+)$  vs. Z, N
2. Second excited  $2^+$  state,  $(E2^{+1})$  vs. Z, N
3.  $E(2^{+1})/E(2^+)$  for even-even nuclei vs. Z, N
4. Yrast states: (even J,  $\pi = +$ ) for Ce to Dy vs. J

Figures 4-7 illustrate these examples of three-dimensional displays. The examples of tables and figures shown demonstrate how the ENSDF file can be used to provide visual representations of a wide variety of extensive nuclear systematics.

### VI. SUMMARY

1. The Nuclear Data Project at ORNL has designed an Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF) to contain data related to nuclear structure physics.
2. ENSDF contains adopted level data on over 1950 nuclei. Decay data are available for approximately 1850 nuclides and can be retrieved in a format designed with the applied user in mind.
3. A variety of retrieval and display programs are available to extract and display the contents of ENSDF in formats convenient in the investigation of systematic trends in nuclear data.

**References**

1. Ewbank, W. B. and Schmorak, M. R., Evaluated Nuclear Structure Data File - A Manual for Preparation of Data Sets, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-5054/R1 (February 1978).
2. Nuclear Data Sheets, published by Academic Press. Subscription information available on request to Academic Press, Inc., 111 Fifth Avenue, New York, NY 10003.
3. Ewbank, W. B., editor, Atomic and Nuclear Radiations from ENSDF/MEDLIST, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-5535, to be published.
4. Martin, M. J., Nucl. Data Tables A8, 1 (1970); Radioactive Atoms - Supplement 1, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-4923 (November 1973); Nuclear Decay Data for Selected Radionuclides, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-5114 (March 1976); Martin, M. J., editor, Nuclear Decay Data for Selected Radionuclides, Appendix A in National Council on Radiation Protection and Measurements Report NCRP No. 58 (November 1978).
5. Kocher, D. C., Nuclear Decay Data for Radionuclides Occurring in Routine Releases from Nuclear Fuel Cycle Facilities, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL/NUREG/TM-102 (August 1977).
6. Ewbank, W. B., Status of Transactinium Nuclear Data in the Evaluated Nuclear Structure Data File, Proceedings, IAEA Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data (Cadarache, France, May 1979), to be published.

DATA SET 00027215

201HG 201AU B- DECAY 72PA24

201AU P 0 (3/2+) 26.4 M 16 1270 99

201HG N 0.0191 30 0.0191 30 1.0

201HG CG E(\*) MULTIPLE PLACEMENT

201HG C XRA AP 90, XLA AP 85, XLB AP 55 IF I(542.6G)=100.

201HG1C G SPECTRA GE(LI); B- SCIN; GG COIN GE(LI) SCIN; B-G COIN GE(LI) SCIN,

201HG2C X-RAYS SI(LI) (72PA24).

201HG G 352.3 2 19 4

201HG L 0 3/2-

201HG L 1.58 (1/2-)

201HG G 1.58

201HG B 127E+1 10 82 5.7213

201HG2 B EAV= 430 40\$

201HG CB LOGFT IF 82% IB TO GS OR TO 1.58 LEVEL.

201HG CB IB FROM 92% IB TO FOUR LOWEST STATES AND INTENSITY BALANCE.

201HG CB E OTHERS: AP 1500 (52BU80)

201HG L 27 1 5/2-

201HG1CL THIS LEVEL IS EXPECTED TO BE FED; HOWEVER, IT IS NOT

201HG2CL INCLUDED IN THE DECAY SCHEME PROPOSED BY 72PA24.

201HG G 27 1

201HG L 32.19 3/2-

201HG G 30.60 3 6.4 M1 48.3 315 AP S

201HG2 G LC= 36.9 \$MC= 8.60 \$

201HG CG TI TI(30G+32G) AP 620 FROM XL (72PA24), TI(30G)/TI(32G)=1.04 10

201HG2CG FROM 201TL EC DECAY (60HE05). HOWEVER, XL MAY BE PARTLY DUE TO INTERNAL

201HG3CG CONVERSION OF THE UNOBSERVED 27-KEV GAMMA (DEEXCITING 5/2- LEVEL).

201HG CG RI CALC FROM TI AND CC

201HG G 32.19 3 7.2 M1 41.6 305 AP S

201HG2 G LC= 31.8 \$MC= 7.40 \$

201HG CG RI CALC FROM TI AND CC

201HG B 6 AP 6.8114

201HG2 B EAV= 420 40\$

201HG L 167.49 (1/2)-

201HG G 135.3 2 18 5 M1 3.46

201HG2 G KC= 2.83 \$LC= 0.479 \$MC= 0.1116 \$N+= 0.0361 \$

201HG G 165.88 7 0.95 15 M1 1.944

201HG2 G KC= 1.593 \$LC= 0.269 \$MC= 0.0625 \$N+= 0.02009 \$

201HG G 167.44 10 53 5 M1 1.894

201HG2 G KC= 1.552 \$LC= 0.262 \$MC= 0.0608 \$N+= 0.01956 \$

201HG B 3.5 6.8615

201HG2 B EAV= 370 40\$

201HG L 543

201HG B 1.2 1 6.6923

201HG2 B EAV= 230 40\$

201HG CB E FROM (B-) (542G) COIN R=655 100

201HG G 542.6 2 100 LE

201HG G 542.6 AP 100 LE

201HG L 549.2

201HG B 1.3 2 6.6523

201HG2 B EAV= 230 40\$

201HG G 517.0 3 69 7

201HG L 552.8

201HG B 2.1 3 6.4323

201HG2 B EAV= 220 40\$

201HG G 385.1 2 34 4 IF M1 0.1909

201HG2 G KC= 0.1569 \$LC= 0.0260 \$MC= 0.00604 \$N+= 0.00193 \$

201HG G 521.0 4 29 5

Fig. 1. Sample data set as entered into ENSDF.

88<sup>Y</sup> EC DECAY (107 D 1) I (min)=0.10%

Radiation Type	Energy (kev)	Intensity (%)	$\Delta(g-\text{rad}/\mu\text{Ci-h})$
Auger-L	1.79	105 6	0.0040
Auger-K	12	27.1 23	0.0070
$\beta^+$ 1 max	761 4		
$\beta^+$ avg	358.0 20	0.200 10	0.0015
X-ray L	1.8	1.7 6	=0
X-ray K $\alpha_2$	14.09790 2	17.6 8	0.0053
X-ray K $\alpha_1$	14.16500 2	33.9 14	0.0102
X-ray K $\beta$	15.8	9.1 4	0.0031
$\gamma$ 2	898.020 20	93.4 7	1.79
$\gamma$ 4	1836.040 20	99.35 3	3.89
$\gamma$ 5	2734.03 7	0.64 3	0.0370

3 weak  $\gamma$ 's omitted ( $\sum I\gamma = 0.10\%$ )  
 Maximum  $\gamma\pm$ -intensity = 0.40%

Fig. 2. MEDLIST output for the data set 88<sup>Y</sup> EC decay.

## NUCLEAR DATA SHEETS

JAERI - M 8769

Nucleus	SP activities from ENSDF E(GeV)	2/25/79	continued	Comments
	J <sub>P</sub>	T <sub>1/2</sub>		
248Cf	0	0 <sup>+</sup>	3.39 <sup>+</sup> 10 <sup>5</sup> y 3	%SP=8 3. %α=92 3
248Cf	0	0 <sup>+</sup>	333.5 d 28	%α=91.74 3. %SP=8.26 3
248Pb	0	0 <sup>+</sup>	36 5 3	%SP=0.0029 3
249Bk	0.0	7/2 <sup>+</sup>	320 d 5	%ε<1, %α>99, %SP=0.05
249Cf	0	9/2 <sup>-</sup>	351 ▽ 2	%α=0, J0 145 8. %α=100, %SP=4.7 <sup>+</sup> 10 <sup>-9</sup> 2
250Cf	0	0 <sup>+</sup>	5900 Y 9	%SP=5.2 <sup>+</sup> 10 <sup>-7</sup> 2. %α=100
250Cf	0	0 <sup>+</sup>	13.08 Y 9	%SP=51. %α=25, %β=14
250Pb	0	0 <sup>+</sup>	30 ■ 3	%SP=3.077 3. %α=99.923 3
252Cf	0	0 <sup>+</sup>	2.639 Y 10	%ε<10, %α>90, %SP=0.0006
252Fm	0	0 <sup>+</sup>	22.7 h 7	%α=95.908 8. %SP=3.092 3
252No	0	0 <sup>+</sup>	2.3 s 3	%α=93.998 %SP=0.0025 12
253Es	0	7/2 <sup>+</sup>	20.47 s 3	%α=70, %SP=30
253No	0	0 <sup>+</sup>	1.7 ■ 3	%α=100, %SP=8.7 <sup>+</sup> 10 <sup>-6</sup> 3
254Cf	0	0 <sup>+</sup>	60.5 1 2	%α=88, %SP=1 <sup>+</sup> 10 <sup>-3</sup>
254Es	0	(7 <sup>+</sup> )	275.7 1 5	%α=0.31 2. %SP=99.69 2
254Fm	76 2	2(+)	39.3 h 2	%β<3 <sup>+</sup> 10 <sup>-6</sup> , %ε<1 <sup>+</sup> 10 <sup>-4</sup> %β=93 2. %α=0.33 1. %IT<3, %SP<0.045,
254Fm	0	0 <sup>+</sup>	3.249 h 2	%ε=0.078 6
254No	0	0 <sup>+</sup>	55 s 5	%SP=0.0592 2
254104	0	(7/2 <sup>+</sup> )	0.5 ms 2	%α>93 ; %ε<1 : %SP<0.006
255Es	0	7/2 <sup>+</sup>	39.8 1 12	%SP=100
255Fm	0		20.07 h 7	%β=92.0 4, %α=3.0 4, %SP=0.0041 2
255Lr	0		22 s 5	%α=100, %SP=2.4 <sup>+</sup> 10 <sup>-5</sup> 10
255104	0?	0 <sup>+</sup>	* 4 s	%ε<30, %SP<1, %α>70
256Pb	0		157.6 ■ 13	%α=50, %SP=50
256Md	0	0 <sup>+</sup>	76 ■ 4	%α=9.1 3, %SP=91.9 3
256No	0	0 <sup>+</sup>	3.3 s 2	%α=99.3 5, %ε=90.7 5 (%SP=0 from syst)
256Lr	0		31 s 3	%α>80 ; %ε<20 ; %SP<0.03
256104	0		* 5 ms	%SP=100
257Pb	0	(9/2 <sup>+</sup> )	100.5 d 2	%α=99.3, %SP=0.210 4
257Md	0	(7/2 <sup>-</sup> )	5.2 h 5	%ε=9.4, %α=10 4, %SP<4
258Pb	0	(0 <sup>+</sup> )	380 μs 50	%SP=100
258No	0	0 <sup>+</sup>	1.2 ms	%SP=1 <sup>+</sup> 10 <sup>-3</sup> from a syst
258104	0		1 ms 2	%SP=100
259No	0		59 ■ 5	%SP<20, %ε not known
259104	0		3.2 s 8	%SP<20
259106	0?		7 ms 3	%SP=100
260104	0		0.10 s 5	%SP<100 ; %SP<20
260105	0		1.6 s 3	%α>90, %SP<10
261104	0		65 s 10	%α>50, %SP<50
261105	0		1.8 s 4	%α>40, %SP<60
262105	0		40 s 13	

Fig. 3. Partial listing of spontaneous fission activities from ENSDF.

ENSDF: 10/10/77  
Even-Even Nuclei  
First excited 2+ state

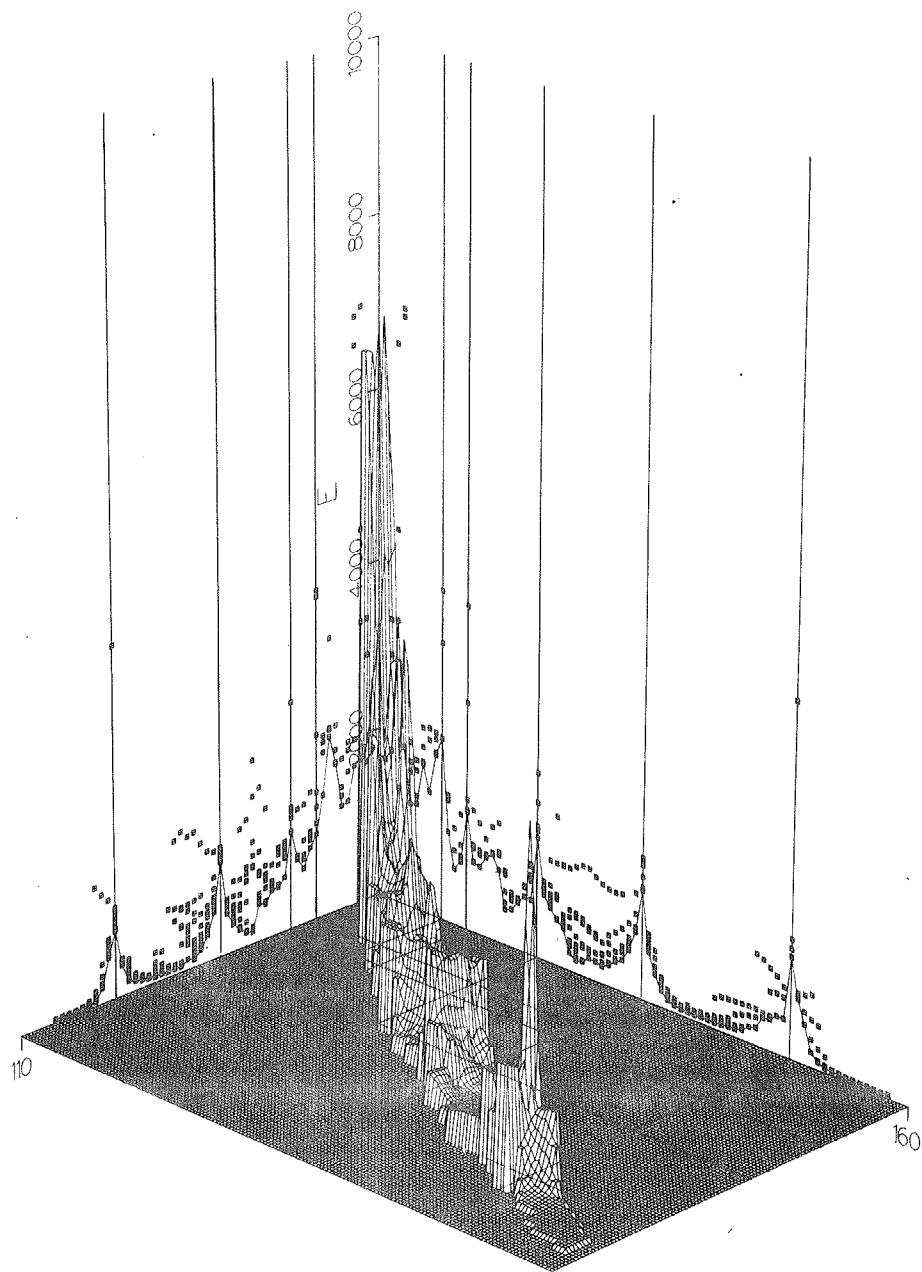


Fig. 4. Energy of the first  $2^+$  state of even-even nuclei as a function of  $Z$ ,  $N$ .

ORNL-DWG 77-18633

ENSDF 10/10/77  
Even-Even Nuclei  
Second excited  $2^+$  state

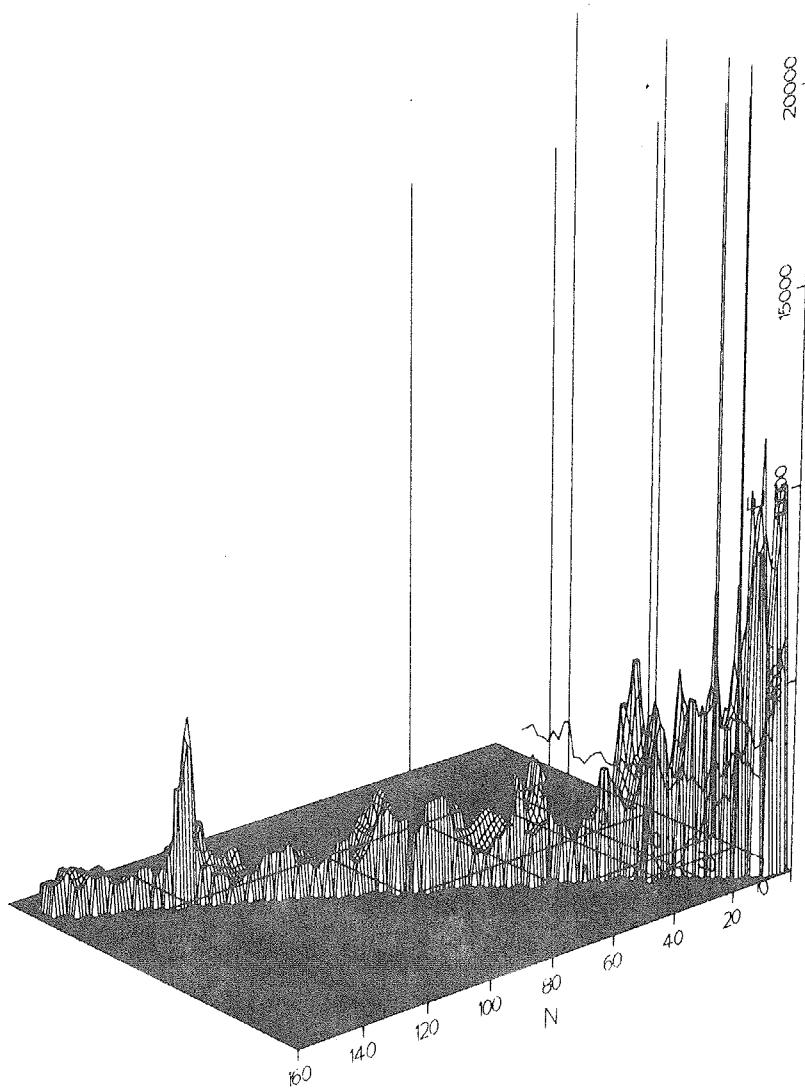


Fig. 5. Energy of the second  $2^+$  state of even-even nuclei as a function of  $Z$ ,  $N$ .

ORNL-DWG 78-11852

ENSDF: 3/20/78  
Even-Even Nuclei  
Ratio  $E(2^+)/E(2^+)$

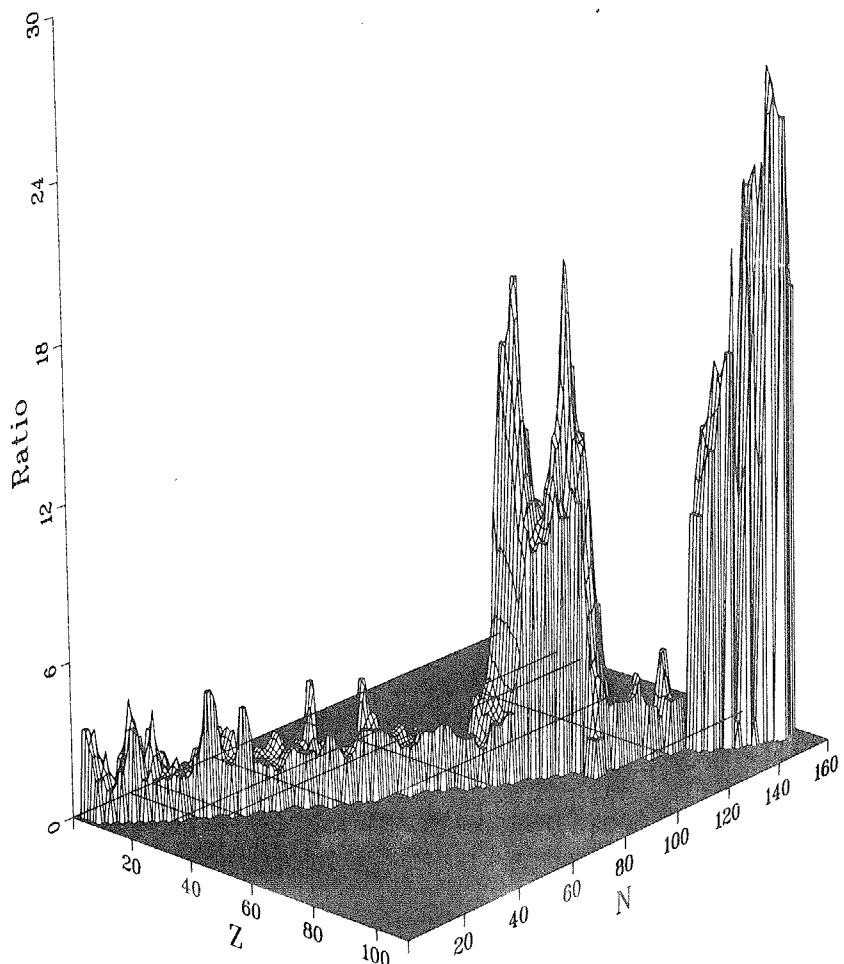


Fig. 6. Ratio of energies of second  $2^+$  state to first  $2^+$  state for even-even nuclei as a function of  $Z$ ,  $N$ .

Yrast States: Even- $J$ ,  $\pi=+$

ENSDF: 79-10-09

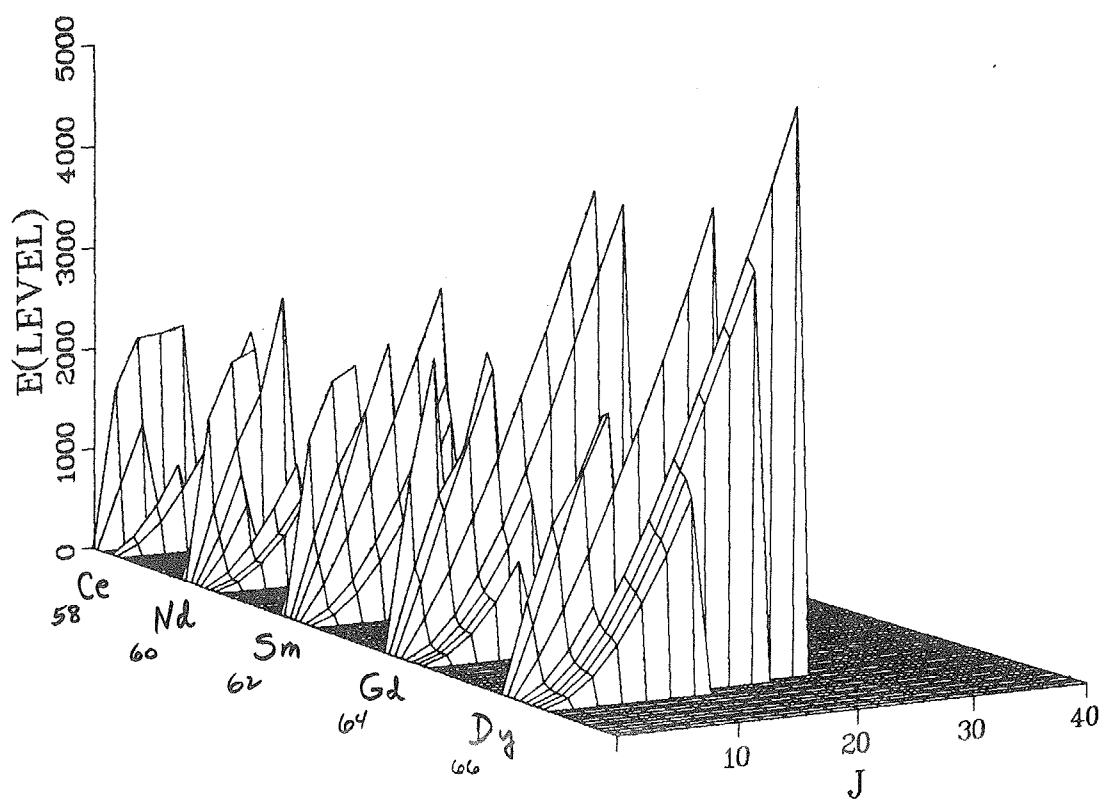


Fig. 7. Energy of the even  $J$ ,  $\pi = +$  yrast states for Ce to Dy as a function of  $J$ .

### 3. 核構造データ(ENSDF)の評価システム

田村 務<sup>+</sup>, 松本純一郎<sup>+</sup>, 成田 孟<sup>+</sup>

この2年間核構造WGにおける核構造データの質量連鎖評価の過程で確立されてきた評価規準やプログラムについて記述した。

#### Evaluation System of Nuclear Structure Data (ENSDF)

Tsutomu TAMURA<sup>+</sup>, Zyunitiro MATUMOTO<sup>+</sup> and Tsutomu NARITA<sup>+</sup>

This report reviews the evaluation procedures and the bases for data selections for the Evaluated Nuclear Structure Data File which have been established in the evaluation activities in the Nuclear Structure Working Group. Application of evaluation and data-checking programs are also included.

#### 1. まえがき

評価ずみ核構造データ・ファイル (Evaluated Nuclear Structure Data File 以下 ENSDF と略す) は基礎科学から応用まで様々な分野で予測される多様な核構造・崩壊データに対する需要に応えるために国際的な評価ネットワークで整備を進めている基本ファイルである。このファイルの成立経過、内容、フォマット、若干の応用については1978年の研究会<sup>1)</sup>で述べた。また、今回の研究会をも M. J. Martin 氏からこのファイルを直接用いて、核のシステムティクスを3次的に表示したり、種々の計算を行ったりする方法が紹介され、応用の多様性と柔軟性が明らかにされた。こうした基本ファイルの整備には多数の専門家の協力が必要で、ORNLを中心として米国、オランダ、ソ連、西独、英國、日本、スウェーデン、クウェートなどが評価のネットワークに参加し、4年間で改訂を一巡させるべく評価作業が進められています。このように地域的に離れた研究所で評価を分担しながら評価の質が高く、しかも均質的にするため、評価、編集の基準が作られている<sup>2)</sup>。さらに徹底をはかるため、評価者のためのオリエンテーション・セミナーが開かれました。今回1979年12月3日より7日までの間、日本の評価者9名を対象としたオリエンテーション・セミナーがM. J. Martin 氏を講師として行われた。

本文は、これまでの評価作業を通して得られた評価方法と評価検討のためのプログラムに関するもので、つぎの順序で話を進めます。

---

<sup>+</sup> 日本原子力研究所 Japan Atomic Energy Research Institute

- 1 E N S D F 標準
- 2 E N S D F データの評価方法
- 3 E N S D F データの検定
- 4 今後の問題

## 2. E N S D F 標準

E N S D F にはレベルと  $\gamma$  線,  $\beta$  線,  $\alpha$  線などの放射線の情報が一定の規則にしたがって配列収納されている。一種類の実験毎に一つのデータ・セットが作られ, 同一核種についていくつかのデータ・セットを総合して Adopted levels , gammas データ・セットが作られる。崩壊, 反応, Adopted levels , gammas の 3 種類のデータ・セットにどのような物理量が収容されているかを第 1 表に, E N S D F データ・フォマットを第 1 図に示す。

## 3. E N S D F データの評価

新らしい質量の E N S D F の編集・評価は, その質量のファイルの現状の把握, 新らしい関連文献の検索にはじまり, 崩壊データの編集, 反応データの編集次いで Adopted levels , gammas ファイルの作成へと進められる。

### 3.1 崩壊データの編集

個々のデータ・セットの中でもっと多くの作業がある。崩壊に関する実験から, もっとも確らしい崩壊スキームを与えているものを中心にしてレベルと放射線のデータを集め, 多重度や混合比を推定し, 内部変換係数データを追加し, レベルエネルギーや  $\beta$   $\gamma$  分岐比を算定し, logft を計算する。各データの選択ではつぎの点を考慮する。

$Q_\beta$  : Wapstra-Bos のシステムティックスの表<sup>3)</sup>, これにないときは Janecke-Garvey-Kelson の計算値<sup>4)</sup> を参照する。新らしいデータがあるときはその値を採用する。この場合には他の  $Q$  値への波及が考えられるので, 必要なコメントを附す。

$\gamma$  線エネルギー: 多くのデータがある場合には, 最良値を選ぶ。判定が困難なときは算術平均あるいは荷重平均から評価値を求める。通常 Ge 検出器で測定されているデータのエネルギーの不確定は, エネルギー領域, 校正あるいは測定の方法によるが 0.1 ~ 0.5 keV である。とくによい測定では 1 ~ 10 eV まで精度を高めることができる。校正線源のエネルギー不確定性を含めていない実験データには, 推定される不確定性を加えた評価値を表示している。これらの不確定性がよいかどうかは GTOL プログラム (附録 1) の結果から判定できる。

$\gamma$  線強度: 現在 Ge 検出器で細心の注意を払って行われた場合には  $\gamma$  線強度比は 0.1 ~ 0.5 MeV の領域では, 1 % 程度の精度が得られる。一般には測定と校正の条件が理想的にはならないので, 得られているデータの精粗は大きく異なる。あまりよすぎる文献値には 3 % 程度の校正誤差を附加している。

多重度と混合比:  $\gamma$  転移の多重度とそれらの混合比に関するデータは核構造的な見地から重要

であるが、実際への応用でも内部変換電子線の計算やレベルスキームの定量的な取扱いに重要な量である。したがって、関連するすべての実験データを評価して Adopted value を得、これをすべてのデータセットで共通に使用する。混合比に対する符号は Krane - Steffen<sup>5)</sup> のものを用い、わかる限りつけなければならない。多重度の判定と混合比の決定にはつぎの点を考慮する。

a.  $\alpha_K, \alpha_L, \alpha_M; K/L, L_1/L_2/L_3; \dots$

内部変換係数や  $K/L, L_1/L_2/L_3$  などの実験値を Hager - Seltzer<sup>6)</sup>, Dragoun - Pauli - Schmutzler<sup>7)</sup> の計算値と比較する。これらの計算値は HSICC プログラム（附録 2）によって ENSDF データ・セットから直接得られる。特別な場合以外はこれで間に合う。最近 Rosel - Fries - Alder - Pauli の計算値<sup>8)</sup> が公表されたが、電子のしきいエネルギーの近傍を除いては大きな差異はないといわれている。また E5, M5 転移に対しては従来 Sliv - Band の K, L殻に対する値<sup>9)</sup> を用いていたが、K, L, M殻を含む Band - Trzhaskovskaya - Listengarten の計算値<sup>10)</sup> が公表されたので、事情はよくなっている。

b.  $\gamma\gamma(\theta), \beta\gamma(\theta), \gamma(\theta)$

$\gamma\gamma$  角度相関が行われている場合には ANGCOR プログラム（附録 3）によって多重度や混合比を推定することができる。 $\gamma\gamma$  角度相関などの実験数値データは現在の ENSDF 標準では編集対象には含まれていないが、コメント形式で多くの編集者がデータを入れている。

c. クーロン励起

低エネルギーのクーロン励起では E2 転移のみが起る。

d. ( $n, \gamma$ ) 反応

( $n, \gamma$ ) 反応では捕獲レベルからの直接の  $\gamma$  線は E1, M1, M1+E2 あるいは E2 転移である。

e. In-beam  $\gamma$  線スペクトロスコピー

バンド構造と関連して、 $\gamma$  線の角分布が測定されている場合が多く、E2 あるいは M1+E2 転移に指定することができる。

f.  $\gamma$  転移の半減期

$\gamma$  転移の半減期が実験から求まっているときには、Weisskopf の単一粒子模型による計算値と比較して多重度の推定と他の多重度の混合の可能性を調べることができる。

最近 Krane は偶々核と奇核の場合について、M1, E2 の混合している場合の実験データを広く集めて、評価値を求めた<sup>11)</sup>。

内部変換係数： 精度のよい実験データ ( $\leq 5\%$ ) がある場合を除いて、HSICC からの計算値を入れる。それぞれの電子殻に対する内部変換係数は、第 2 カードに入っている。実験値はコメント欄に記入されていることが多いが、編集者によっては必ずしも数値データを入れていない。

全  $\gamma$  転移強度： 全  $\gamma$  転移強度は  $\gamma$  線強度と内部変換係数から求められる。場合によっては  $\gamma$  線強度が測定できない場合があり、この場合には予測される全  $\gamma$  転移強度と内部変換係数を用いて  $\gamma$  線強度を逆算する。

測定されていないが予測される $\gamma$ 線：他の実験からあるいはレベルスキームの上から予測される $\gamma$ 線は80カラムにSを入れて区別する。

$\beta$ 線エネルギー： $\beta$ 線エネルギーが測定されていないときには、エネルギー値を計算して記述する必要はない。 $\log ft$ の計算では $Q_\beta$ とレベルエネルギーの差が用いられる。

$\beta$ 線強度：各レベルへの $\beta$ 分岐比は各レベルにおける $\gamma$ 線のバランスと基底状態への $\beta$ 線強度から計算される。 $\gamma$ 線強度、全 $\gamma$ 線強度の規格定数を適当に選んでGTOLプログラムを動かすことにより、 $\beta$ 線分岐比が求められる。レベルスキーム上の位置や強度に疑問のある $\gamma$ 線、あるいはレベルスキームに含められていない $\gamma$ 線の影響は状況に応じて補正する。

EC崩壊と $\beta^+$ 崩壊：EC崩壊と $\beta^+$ 崩壊はENSDFのすべてのプログラムで同じように取扱われる。この2つの過程の合計に対する分岐比が求められているときには、全崩壊強度にその数値を入れてLOGFTプログラム(附録3)を動かすことにより、EC崩壊と $\beta^+$ 崩壊に分配されて、各電子軌道に対する部分捕獲係数が第2カードに与えられる。

レベルエネルギー：GTOLプログラムの結果を入れる。レベルスキームの完成にとって重要なレベルのエネルギーは他の参照値をあてることもある。

レベルの半減期：原則としては崩壊データからの測定値を評価して入れる。測定方法や評価方法についてのコメントが必要である。

レベルのスピン・パリティ：通常スピン・パリティは種々の実験データを総合して決定するので、Adopted levels, gammasのファイルの作成で採用したものをそのまま記入する。

### 3.2 反応データの編集

反応の粒子スペクトロスコピーでは、レベルエネルギー、移行角運動量、スペクトロスコピック・ファクターなどの励起モードに固有の核構造的な情報が得られる。核反応に伴う $\gamma$ 線スペクトロスコピーでは、核整列状態からの $\gamma$ 線は角分布が顕著で、 $\gamma$ 線の多密度や混合比に対する見通しのよいデータを与える。励起される準位の性質も励起モードを反映して、スピン・パリティの指定に対して有用である。

インビーム $\gamma$ 線スペクトロスコピー：実験から得られる $\gamma$ 線のエネルギー、強度、角分布の $A_2$ ,  $A_4$ 係数励起関数のスピン依存性からバンド構造がきまる。

クーロン励起：クーロン励起では $\gamma$ 線データからレベルエネルギー、B(E 2), 半減期、スピン・パリティなどの性質がきめられる。

### 3.3 Adopted levels, gammas

Adopted levels, gammasでは個々の実験毎のデータセットから得られる情報を総合して、その核種についてもっとも信頼性の高い一組のデータセットを構成する。これに含めるべきデータの種類は第1表にまとめてある。Adopted levelsはその核種に関して得られているすべてのレベルを網らしていることが望ましいとされているので、レベル位置の不定なものも含める。

Adopted levelsで行う評価の中でもっとも重要なものは、スピン・パリティの指定である。つぎにENSDFにおけるスピン・パリティの基準について述べる。

スピン・パリティの基準

- a) 偶々核の基底状態:  $0^+$ .
- b) 直接測定: 原子・分子ビーム, 光・マイクロ波分光学, メスバウア分光学.
- c)  $\gamma$  転移の選択規則,  $\gamma$  転移確率:  $\gamma$  線の多重度や混合比.
- d)  $\beta$  転移の選択規則:  $\log ft$  により  $\beta$  崩壊の分類が可能である(第2図).
- e)  $\gamma\gamma(\theta)$ ,  $\beta\gamma(\theta)$ ,  $\beta\vec{\gamma}(\theta)$ : 角度相関や角分布からきまる。一義的でない場合も多い。
- f) クーロン励起: 低エネルギーのクーロン励起では  $E2$  転移である。角分布からもスピニがきめられる。
- g) インビーム: ストレッチ  $E2$ ,  $M1+E2$  からバンド構造を指定することができる。
- h)  $(n, \gamma)$  反応:  $(n, \gamma)$  反応で捕獲される状態はターゲットのスピント  $1/2$  であり, このレベルからの  $\gamma$  線は  $E1$ ,  $M1+E2$ ,  $E2$  転移である。
- i)  $(d, p)$ ,  $(p, d)$  その他の粒子反応: 一般に転移される粒子の軌道角運動量だけからは, 最終状態のスピントは  $J_f + l + 1/2$  で,  $J_f$  は一義的にきまらない。しかしながら  $(p, d)$  反応,  $(p, \alpha)$  反応などでは角分布のスピント依存性があることが知られており, 精度のよい実験に対してはスピントが一義的にきまる場合もある。
- j) Vector analyzing power :  $Z = 50, 82$  のところでの  $J + 1/2$ ,  $J - 1/2$  の違いが比較的よくわかっている。
- k) 磁気モーメント: Schmidt ダイヤグラムからのスピント・パリティの推定が可能である。
- l) IAS : アイソバリック・アナログ状態のスピント・パリティがよくわかり, 親の状態とのエネルギーの対応がよくつく場合には, 親の状態のスピント・パリティを指定することができ, とくに  $Z = 50, 82$  附近で有効である。
- m) システムマティックスと核モデル: 裂模型, Nilsson モデル, その他のモデルから期待されるレベルやエネルギー・システムマティックス。
- n) スピント・パリティを仮定したときに予期される  $\gamma$  線や  $\beta$  線が発見されない場合。  
これらの基準のうち m), n) は weak, e) は場合によって weak あるいは strong とし, スピント・パリティの指定に際して weak の理由のみによるときは ( ) を附す。スピント・パリティの指定の理由を必ずコメントする。

#### 4. ENSDF データの検定

以上のような方法で ENSDF データセットが作成されたときに, データセットに内在するむじゅんや問題点を見つけ出し, できるだけ完全なファイルを作るため様々な努力が払われる。現在行っている対策には, つぎのものがある。

- a. できるだけ間違ったデータを無くすため, カードパンチの前に検査する。
- b. 計算機にファイルが作られたとき GTOL プログラム, DATACHK プログラム(附録5)あるいは FETCH プログラム(附録6)によって FORMAT エラー やデータの欠落を調べる。
- c. ENSDF の出力プログラムである PLOT(附録7) や NDLIST によって図形や表を作成して, 予期した出力が得られることを確認する。

- d. ファイルの作成から一定期間以上放置しておき誤りを探す。
- e. 評価者同志でレフェリーを行いあう。

## 5. 今後の進め方

これまで述べたように、評価・編集の基準について評価者の間でコンセンサスが得られ、ORNL や BNL からのプログラムも原研 FACOM 230/75 システム、IBM 370 システムで支障なく運用できるようになった。昭和 54 年度末から原研計算機システムが FACOM M-200 に変更される。この機種は IBM 370 に近いので、ENSDF プログラムとの整合性はよくなり、NDLIST のような PL/I による特殊文字の使用してあるプログラムも運用できるようになると考えられる。

新らしいプログラムの課題として

### 1) 文献検索

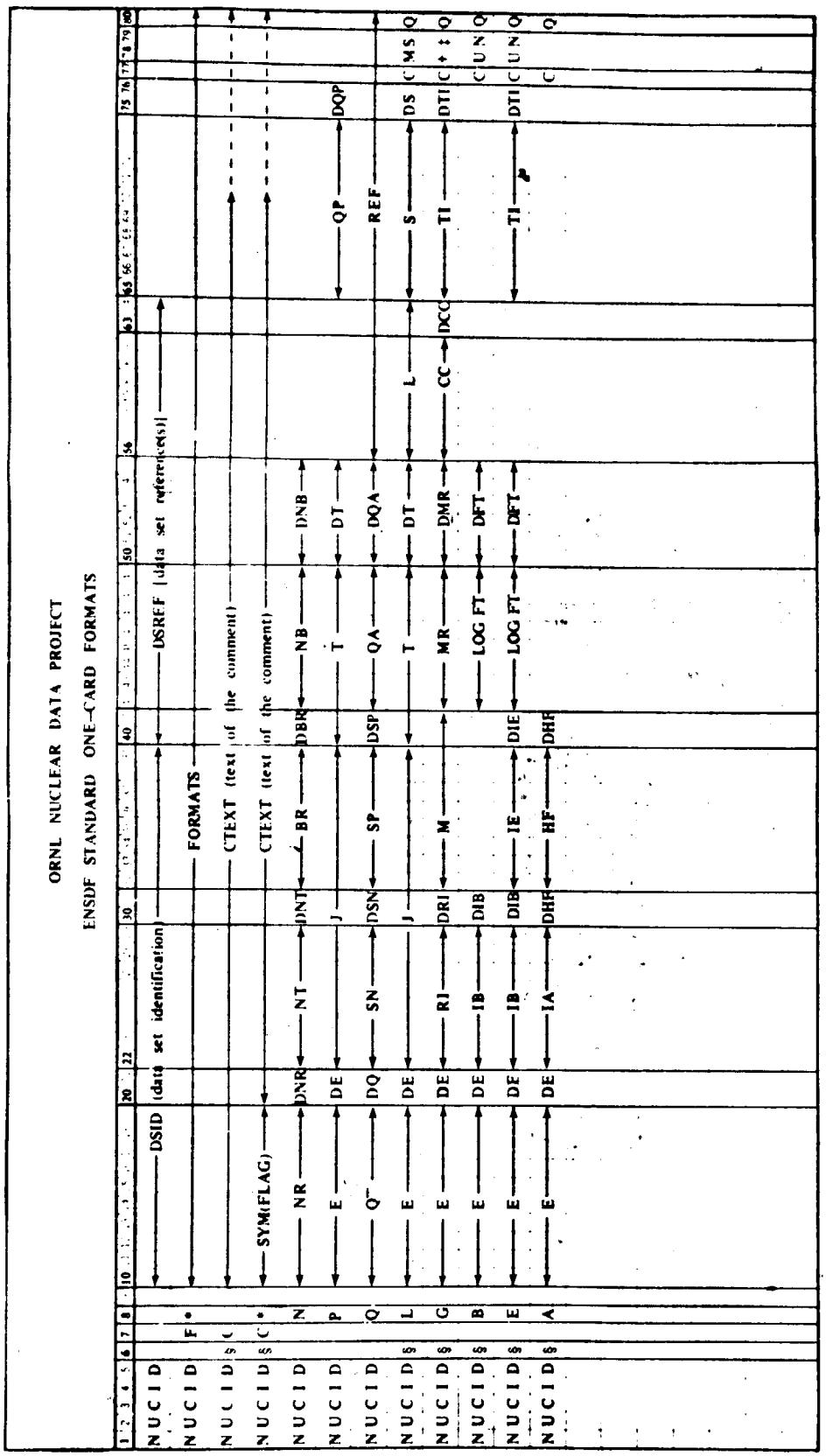
すでに核構造文献ファイル（Nuclear Structure Reference File）を入手している。これは Recent References のもととなっているファイルであり、データ項目には Keywords が使われている。この Keywords を使って、種々のカテゴリの文献表の作成が可能となる。

### 2) 用途別 ENSDF サブファイル

崩壊熱評価、核図表作成、核燃料サイクル用基礎データ・ファイル作成など ENSDF を応用する場合に目的とするデータ項目だけを含むサブファイルの作成が望まれている。

Table 1 Physical quantities evaluated for the ENSDF

	Main properties (common)	Other properties (special)
C1	E1(parent), J $\pi$ , T1/2 Q-(G.S.)	S1 Delayed-n, -p, spont. fission 2 $\gamma$ decay
D C2	NR, NT, BR, NB	S2 Ce exp (if accurate)
E C3	E1, J $\pi$ (from Adopted levels)	S3 $\beta$ Shape factor
C	T1/2(S,h,eV), Quality(?,S)	S4 $\epsilon/\beta^+$
A C4	E $\beta$ (blank if not measured)	S5 A2, A4
Y	I $\beta^\pm$ , I $_{\epsilon c}$ , I $_{\beta+\epsilon c}$ , K $_{\epsilon c}$ ,.... Logft(Gove-Martin), Uniqueness, Coin., Quality	S6 Auger electron, X rays S7 Unobserved radiation
C5	E $\gamma$ , I $\gamma$ , Mult. $\delta$ (Steffen) CC(Hager-Seltzer) Ce K/L/M+, B(E $\lambda$ ), B(M $\lambda$ )	
C6	E $\alpha$ , I $\alpha$ , Hind.	
R E A C T I O N	C1 E1 C2 L C3 C <sup>2</sup> S, $\beta$ , B(E $\lambda$ ) C4 J $\pi$ C5 E $\gamma$ , I $\gamma$ , Mult., $\delta$ ....	S1 $\sigma$ S2 Q-values S3 Parameters relative to reaction calculation
A D O P T E D L G E A V M E M L A S S	C1 E1 C2 J $\pi$ + (Reasons) C3 T1/2 (S, H, ev) C4 %IT, %B $^-$ , %SF C5 $\mu$ , Q C6 Q $^-$ , Sn, Sp, Q $\alpha$ C7 E $\gamma$ , I $\gamma$ (100 for the strongest) Mult., $\delta$ , CC(H-S), Ce K/L/M+ B(E $\lambda$ ), B(M $\lambda$ )	S1 Configuration K $\pi$ (N, n <sub>Z</sub> , $\Lambda$ ), ... S2 Band structure S3 Isomer shift (G.S.) S4 Charge distribution (G.S.) S5 Deformation $\delta_2$ , $\delta_4$ (G.S.) S6 B(E $\lambda$ ) $\uparrow$ , T1/2 S7 Reduced transition probability



\* = RTYPE  
 S = Column 6 is blank or 1 for the first card record  
 † = ORG  
 ‡ = END

Fig. 1 ENSDF FORMAT

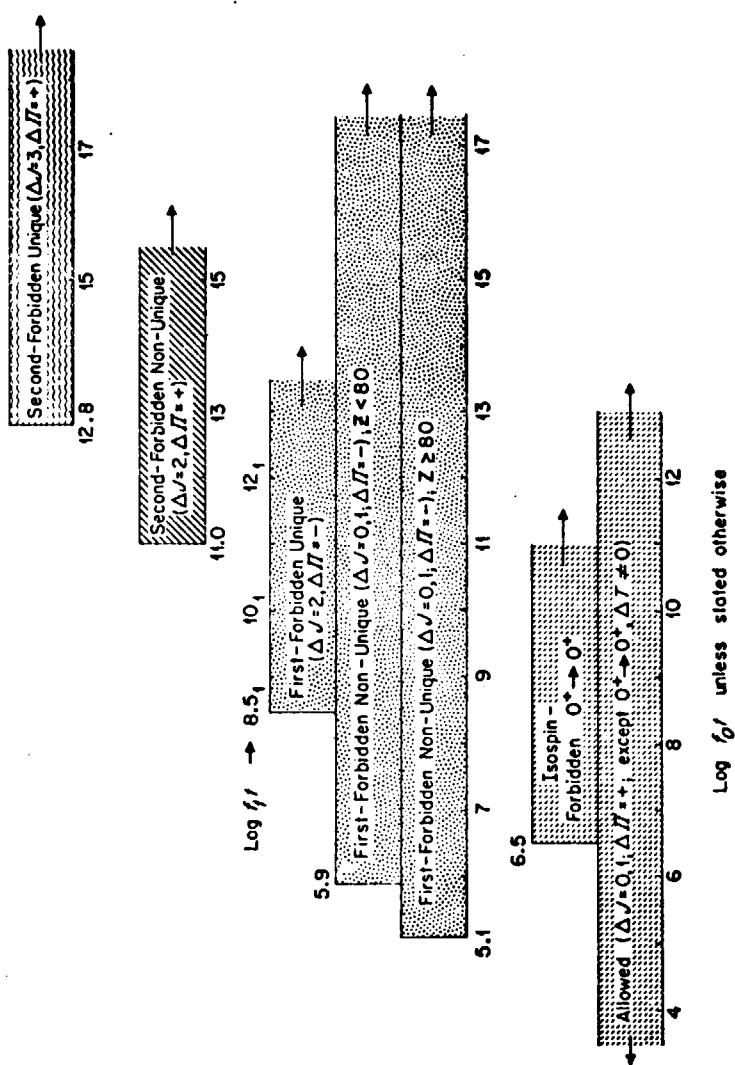


Fig. 2 Permissible ranges of  $\log f_{\ell'}$  values based on the empirical evidence

\* KHANE-STEFFEN SIGN CONVENTION FOR DELTAS  
 ANGULAR CORRELATION STUDY FOR A=125  
 $A_2 = -0.1700 \pm 0.0100$        $A_4 = -0.0100 \pm 0.0200$   
 RESTRICTIONS ON J SPINS UP TO 8 ARE CONSIDERED  
 JTOP..MUST BE 11/2,  
 JMID..MUST BE 9/2,  
 JBOT..MUST BE 11/2,

### RESTRICTIONS ON DELTA NO RESTRICTIONS

#### CASCADES THAT ARE CONSISTENT

CASCADE	CLOSEST VALUES				DELTA 1	DELTA 2	RANGE	CHI2
	JTOP	JMID	JBOT	A2				
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0000	0.004	-0.857	0.25	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0000	0.007	-1.108	0.25	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0000	0.004	-0.858	0.25	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0000	0.020	-0.634	0.25	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0002	0.094	-0.409	0.26	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0002	-0.815	0.041	0.25	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0002	-0.638	0.066	0.26	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0003	-0.513	0.104	0.26	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0005	-0.418	0.164	0.27	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0008	-0.347	0.259	0.29	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0014	-0.298	0.410	0.33	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0025	-0.269	0.648	0.39	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0040	-0.239	1.025	0.49	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0059	-0.265	1.621	0.63	
1/2	9/2	11/2	-0.1701	0.0016	0.584	-0.229	0.33	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0002	-1.773	0.041	0.26	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0004	-2.383	0.066	0.27	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0012	-3.192	0.104	0.31	
1/2	9/2	11/2	-0.1700	0.0031	-4.362	0.164	0.43	

#### CASES THAT FALL WITHIN TWICE THE ERRORS

CASCADE	CLOSEST VALUES				DELTA 1	DELTA 2	CHI2
	JTOP	JMID	JBOT	A2			
1/2	9/2	11/2	-0.1628	0.0356	-0.637	-9.955	5.36

Fig. 3(a) An example of ANGCOR output

MAP OF POSSIBLE MIXING RATIOS  
 SPINS  $\frac{1}{2}^+$   $\frac{1}{2}^-$   $\frac{1}{2}^+$   $\frac{1}{2}^-$

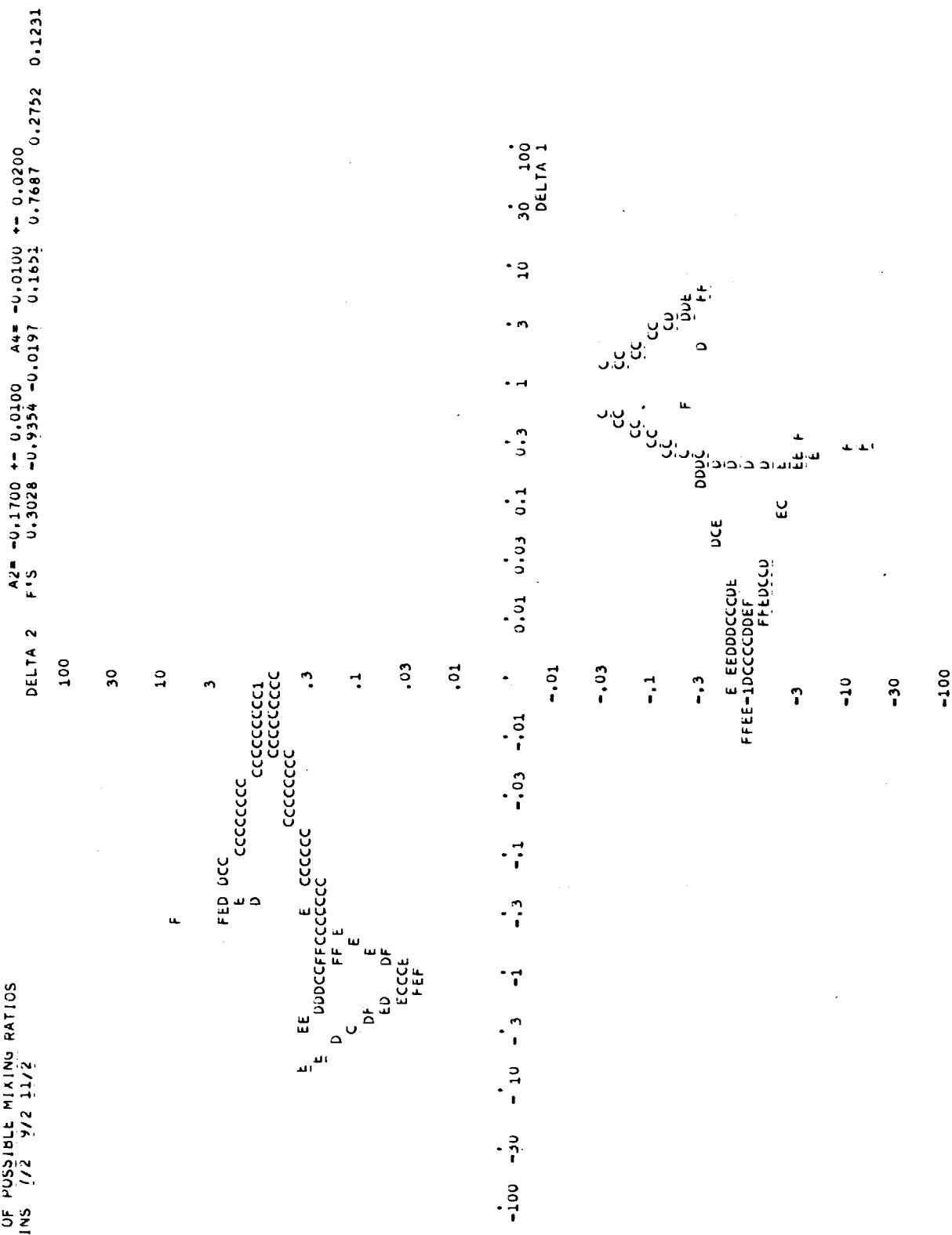


Fig. 3 (b) An example of ANGCOR output (continued)

BLANK CARD

125TE ADOPTED LEVELS,GAMMAS

790803

0-VALUE CARD

125TE 0 -177.2 206571.7 248694.2 30-2242 4 77WA08

LEVEL CARD

125TE	L	0.0	1/2+	STABLE	1
125TE	L	35.4919	5 3/2+	1.48 NS	2
125TE	L	144.772	1411/2-	58 D	3
125TE	L	321.103	17(9/2)-	0.704 NS	4
125TE	L	443.504	213/2+	19 PS	5
125TE	L	463.387	115/2+	13.2 PS	6
125TE	L	522.208	17(7/2)-	16C PS	7
125TE	L	636.026	157/2+	40 PS	8
125TE	L	642.155	167/2+	600 PS	9
125TE	L	671.417	135/2+	1.28 PS	10
125TE	L	729.30	2 (3/2,5/2)+		11

GAMMA CARD

125TE	G	35.4919	5 100	M1+E2	+0.027	1	14.02	4	C
125TE	G	109.27	2100	M4			353		C
125TE	G	144.780	251.4E-4	E5			252		C
125TE	G	176.334	15100	4 M1+E2	-0.60	5	0.165	4	C
125TE	G	408.01	4 60.4	M1+E2	+1.50	7	0.01507		CC
125TE	G	443.497	35100	2 M1+E2	-2.3	1	0.01174		C
125TE	G	19.88	150.7	4 IF M1			11.15		C
125TE	G	427.889	15100	3 M1+E2	-0.538	11	0.01366		CC
125TE	G	463.383	1535.5	7 E2			0.0102		C
125TE	G	204.129	2521	3 M1+E2	+1.6	2	0.128	3	CC
125TE	G	380.435	20100	1 (E2)			0.01830		C

Fig. 4 An example of FETCH output

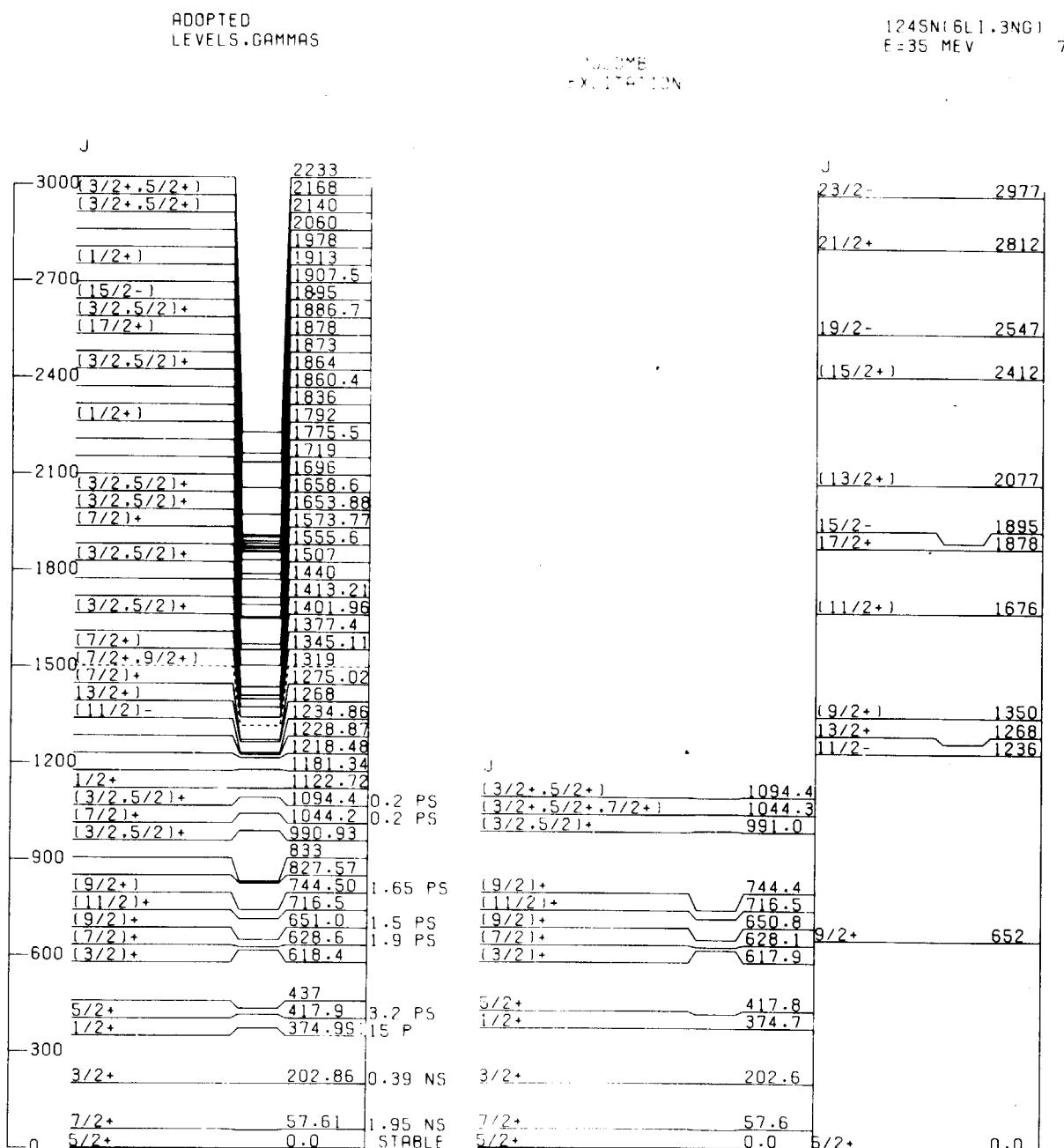


Fig. 5 An example of level plot from ENSDF

## 附録 主要な ENSDF 評価・検定プログラム

## 1. GTOL プログラム

このプログラムは  $\gamma$  線のエネルギーとその不確定性からレベルのエネルギーとその不確定性を最小 2 乗法によって計算する。レベルスキームは既知であるとしているが、 $\gamma$  線のエネルギーやその位置に誤りがあればそれを指示する。さらにそれぞれのレベルへの入る  $\gamma$  線と出る  $\gamma$  線の差引から、 $\beta^-$  または  $\beta^+ + EC$  崩壊の強度を計算する。

公式

1) レベルエネルギー

$\gamma$  線………n 本

レベル………m 本

$$E_{\gamma}^i = \sum_{j=1}^m \lambda^{ij} E_{lev}^j \quad i = 1 \dots n, m \leq n$$

$$\lambda^{ij} = \begin{cases} +1 & \text{--- } E_{\gamma}^i \text{ が } E_{lev} \text{ から出る} \\ -1 & \text{--- } E_{\gamma}^i \text{ が } E_{lev} \text{ に入る} \end{cases}$$

$$E_{lev}^j = \sum_k [A^{-1}]^{jk} b^k$$

$$\Delta E_{lev}^j = \sqrt{(A^{-1})^{jj}}$$

$$A^{ik} = \Sigma \frac{\lambda^{ij} \lambda^{ik}}{(\Delta E_{\gamma}^i)^2}$$

$$b^k = \Sigma_i \frac{\lambda^{ik} E_{\gamma}^i}{(\Delta E_{\gamma}^i)^2}$$

2)  $\gamma$  線の全強度 ( $\gamma$  線 + 内部変換電子線) は内部変換係数を  $\alpha$  とすると

$$TI = RI \cdot (1 + \alpha)$$

$$\Delta TI = TI \sqrt{\left( \frac{\Delta RI}{RI} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \alpha}{1 + \alpha} \right)^2}$$

3) 正味のレベル分岐比

$$(TI)_{net} = (TI)_{out} - (TI)_{in}$$

$$\Delta TI = \sqrt{(\Delta TI)_{out}^2 + (\Delta TI)_{in}^2}$$

## 4) % レベル分岐比

$$\% (T\bar{I}) = (T\bar{I})_{net} \times \text{補正係数}$$

5) 核への反跳による  $\gamma$  線エネルギーの変化

$$\frac{E_\gamma^2}{2 \times 9315016 \times A}$$

$E_\gamma$  : keV ; A : 核の質量数

特定のレベルのエネルギーを fix するには対応する  $A^{jk}$  要素を 0 とする。

## 入力

このプログラムへの入力は標準の ENSDF データ・セットである。プログラムは "L", "G", "N" カードだけを使用するが、他のカードが入っていても無視する。"L" カードより前にある "G" カードはレベルに組み込まれていないカードであるので無視する。特定のレベルを Fix するためには、データ・セットの前に Fix 宣言を置く。 $\gamma$  線のエネルギー不確定性の入っていない場合には 1 keV の不確定性とし、信頼性の小さな  $\gamma$  線 (80 カラムに ? マークが入っている) はすべての計算過程で無視される。

## 出力

計算されたレベルのエネルギーは入力のエネルギーと比較され、さらにレベル間のエネルギー差を計算し、入力されている  $\gamma$  線のエネルギーと比較した表を作成する。この差を入力の誤差で割った数値を偏差として、\*\*\*1\*\*\*, \*\*\*2\*\*\* のように注意を促す。 $\gamma$  線の入出力についての表を作成する。

## 制限

- 1) レベル数  $\leq 100$
- 2)  $\gamma$  線本数  $\leq 500$
- 3) Fix できるレベル数  $\leq 20$

計算機の出力例については文献 1) を参照のこと

## 2. HSICC プログラム

このプログラムは Hager Seltzer の K, L, M 装置, Dragoun, Plajner, Schmetzler の N+O +……装置に対する内部変換係数の表を使って、E1, ……E4, M1, ……M4 の内部変換係数を計算する。内挿の計算に用いられているコードは Spline である。

## 入力

入力データは標準の ENSDF データ・セットであるが、プログラムは ID カードにある原子番号と、"G" カードにあるエネルギー、多重度、混合比データを参照する。

## 出力

プログラムは K, L1, L2, L3, M1, ……M5, N+O+……装置, L<sub>total</sub>, M<sub>total</sub>,

$K + 1.33L$ ,  $K+L+1.33M$ ,  $K/L$ ,  $M/L$ , などを作表する。混合比がわかっているときは、関連する多重度とその混合比から内部変換係数を計算する。

#### 制限

- 1)  $K, L, M$  装に対しては  $30 < Z \leq 103$ ,  $E_\gamma < 1500 \text{ keV}$
- 2)  $N+O+\dots$  に対しては  $37 \leq Z \leq 100$ ,  $E_\gamma < 500 \text{ keV}$
- 3)  $\gamma$  線本数 100 本まで

計算機出力の例については文献 1) を参照のこと

### 3. ANG COR プログラム

このプログラムは  $\gamma\gamma$  角相関の実験データから、関連するレベルのスピンや  $\gamma$  線の混合比を決める。

#### 公式

$\gamma\gamma$  カスケードをつきのように仮定する：

$$I'_1 \xrightarrow{\delta_1} I \xrightarrow{\delta_2} I'_2$$

$$\frac{\gamma_1(L_1, L_1+1)}{I'_1} \quad I \quad \frac{\gamma_2(L_2, L_2+1)}{I'_2}$$

$\gamma_1$  は  $L_1$  と  $L_1+1$  が  $\delta_1$  の混合比で、 $\gamma_2$  は  $L_2$  と  $L_2+1$  が  $\delta_2$  の混合比であると仮定する。大低の場合、角度相関はつきの式で表現される：

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2 (\cos \theta) + A_4 P_4 (\cos \theta)$$

$P_2, P_4$  は Legendre の多項式で  $A_2, A_4$  は

$$A_2 = A_2^{(1)} \cdot A_2^{(2)}, \quad A_4 = A_4^{(1)} \cdot A_4^{(2)}$$

である。

$$A_\nu^{(1)} = \frac{F_\nu(I I'_1 L_1 L_1) - 2 \delta_1 F_\nu(I I'_1 L_1 L'_1) + \delta_1^2 F_\nu(I I'_1 L'_1 L'_1)}{1 + \delta_1^2}$$

$$A_\nu^{(2)} = \frac{F_\nu(I I'_2 L_2 L_2) + 2 \delta_2 F_\nu(I I'_2 L_2 L'_2) + \delta_2^2 F_\nu(I I'_2 L'_2 L'_2)}{1 + \delta_2^2}$$

ここに  $F_\nu$  は  $F$  係数と呼ばれる。また  $\delta$  の符号は Stffen と Krane によるものである。 $A_2, A_4$  とレベルのスピンあるいは、 $\gamma$  転移の混合比とを与えることによって他のレベルのスピンや混合比の可能な組合せを決定する。

#### 入力

- 1)  $A_2, E_2 : A_4, E_4$
- 2) レベル・スピンあるいは混合比の少くとも 1 つを指定する。

#### 出力

- 1) すべての可能なスピンの系列をつぎのように分類する：
  - a. 相関係数とむじゅんのないスピンの系列
  - b. 相関係数の誤差を2倍にしたときにむじゅんのないスピンの系列
  - c. 相関係数の誤差を4倍にしたときにむじゅんのないスピンの系列
- 2) 混合比の予測値
- 3) 可能性の高い $\delta_1$ ,  $\delta_2$  の組合せの範囲をグラフで出力する。記号として
 

A	$\chi^2 \leq 0.1$
B	$0.1 < \chi^2 \leq 0.2$
C	$0.2 < \chi^2 \leq 0.5$
D	$0.5 < \chi^2 \leq 1.0$
E	$1.0 < \chi^2 \leq 1.6$
F	$1.6 < \chi^2 \leq 2.5$

$$\chi^2 = \frac{(A_2^{\text{exp}} - A_2^{\text{calc}})^2}{E_2^2} + \frac{(A_4^{\text{exp}} - A_4^{\text{calc}})^2}{E_4^2}$$

#### 制限

- 1) 4重極以上は計算しない。
- 2)  $\gamma-\gamma-\gamma$  (3重) コインシデンスは計算できない。
- 3) スピンは8まである。

計算機出力の例を第3(a)(b)図に示す

#### 4. LOGFT プログラム

このプログラムは“P”カードに含まれる半減期, Q値, レベルエネルギーを読み出し, 各レベルへの $\beta$ 線の最大エネルギーを計算し,  $\beta$ 分岐比を用いて log ft 値を計算する。EC崩壊と $\beta^+$ 崩壊が共存する場合には, 全崩壊分岐比を指定することにより, ECと $\beta^+$ 崩壊の両方の過程に分割する。さらにEC崩壊のK, L, M部分捕獲崩壊の割合が“B”的第2カードとして得られる。各レベルへの $\beta$ 線のエネルギーはこれらの計算では使用されない。first forbidden unique ( $dJ=2$ ,  $d\pi=-$ ) の場合には 1.079 の定数値だけ 1972 年以前の計算値と異なっている。

このプログラムの出力例は文献1を参照のこと。

#### 5. DATACHK プログラム

ORNLでデータ・セットの形式的なチェックを行うために作られたPL/Iによるプログラムである。主な機能はつぎのとおりである：

- 1) IDデータ・セットのIDとしての適合性を調べる。
- 2) カードの接続, 順序
- 3) カードの有無： IDの有無, “P”カードの有無, “N”カードの有無等

- 4) データの有無： 不確定性の有無や文字の不適合性，

## 6. F E T C H プログラム

F E T C H プログラムは本来多数のデータ・セットを含むファイルから、IDによってある範ちゅうに入るデータ・セットを抜き出すためのプログラムである。しかしながらこのプログラムの“REORD”機能を使うと、引き出されたデータセットをさらに各レコード型に分けて出力する。これによって、そのデータ・セットの中にある各レコード（カード）の枚数が一見してわかり、各レコード毎の内容の比較も容易になる。その出力例を第4図に示す。

## 7. P L O T プログラム

標準的な E N S D F を用いて、崩壊スキームや、レベル・タイヤグラムが得られる。その例を第5図に示す。

## 参考文献

- 1) 田村 務 : JAERI-M 8163 P.21 (1979).
- 2) ENSDF Evaluators' notebook ORNL 未公開資料.
- 3) Wapstra A.H. and Bos K.: Atomic Data and Nuclear Data Tables 19 (1977) 199.
- 4) Jänecke J.: Atomic Data and Nuclear Data Tables 17 (1976) 455.
- 5) Krane K.S. and Steffen R.M.: Phys. Rev. C2 (1970) 724.
- 6) Hager R.S. and Seltzer E.C.: Nucl. Data Tables A6 (1969) 1.
- 7) Dragoun O., Plejner Z. and Schmutzler F.: Nucl. Data Tables A9 (1971) 119.
- 8) Rösel F., Fries H.M., Alder K. and Pauli H.C.: Atomic Data and Nuclear Data Tables 21 (1978) No.2-5.
- 9) Sliv L.A. and Band I.M.: Coefficients of Internal Conversion of Gamma Radiations, Part I. Academy of Sciences of USSR Press Moscow, Leningrad (1956).
- 10) Band I.M. Trzhaskovskaya M.B. and Listengarten M.A.: Atomic Data and Nuclear Data Tables 21 (1978) 1.
- 11) Krane K.S.: Atomic Data and Nuclear Data Tables 16 (1975) 383, 18 (1976) 137, 19 (1977) 363, 20 (1977) 211.

討 論

Q : 塚田甲子男

　　外国での作業状況はどうか？

A :

　　日本と同じ程度に進んでいるようである。

Q : 山田勝美

　　スピン・パリティの決め方が Strong rule とか weak rule とかに規制される微妙な点で困ることがあると思われるが、それについてはどうか？

A : weak rule に入っているものでも、strong rule と同じ扱いをしてよい例もある。核反応におけるいわゆる J-dependence や、IAR のスピン・パリティから親状態のスピン・パリティを決めるなどは weak rule に入っているが strong rule として扱ってよい。システムティックスが確立されるに従って、これらの rule を見直すことも必要となると思われる。

## 4. 低エネルギー準位のシステムティックス

坂井光夫\*

偶々核の低エネルギー励起状態につき、次の3つの性質についての系統的検討をおこなった。即ち、1) 基底擬回転帯を通して原子核の軟らかさ (Softness) を調べること。この場合軟らかさとは  $\Delta J / \Delta I$  , 即ち慣性能率  $J$  がスピン  $I$  の変化により如何に変るか。2) 擬回転帯のエネルギーを定めるのに  $\alpha$ -ボゾンの組合せの数で展開する方法がある。即ち  $E(I=2N) = AN + BN(N-1)/2 + CN(N-1)(N-2)/2 \cdot 3 + DN(N-1)(N-2)(N-3)/2 \cdot 3 \cdot 4 + \dots$  。  $N$  はボゾンの数である。4次の項まで考慮して議論を行う。3) 擬ガンマ-帯の系統的研究を行い、所謂振動核から変形核へ如何に原子核の性質特にエネルギーの関係が変化していくか、そしてそれに伴い原子核の対称性が破られた場合、原子核が如何に振る舞うかを調べる。

### Gross Properties of Low Frequency Nuclear Excitation Via Quasi Rotational and Gamma Bands

Mitsuo SAKAI\*

We have investigated following three properties on the low frequency nuclear excitation in even-even nuclei via quasi bands. 1) Nuclear softness defined as  $\Delta J / \Delta I$  where  $J$  is the moment of inertia and  $I$  the spin value is deduced by using the excitation energy of the ground state quasi-rotational band. It is revealed that this quantity is a sensitive tool to investigate the gross trend of nuclear properties including the so-called nuclear phase transition. 2) The excitation energy of the member of the ground-state quasi-rotational band has been expressed as a boson-number expansion:  $E(I=2N) = AN + BN(N-1)/2 + CN(N-1)(N-2)/2 \cdot 3 + DN(N-1)(N-2)(N-3)/2 \cdot 3 \cdot 4 + \dots$  We discuss this formula, taking into account up to the 4th order term. 3) A compilation of the energy spacings of the members in the quasi- $\gamma$  band demonstrates nicely how these quantities evolute smoothly from the vibrational region to the rotational region. From this systematics we are lead to the conclusion that the  $\gamma$ -unstable model describes the nuclear properties at the vibrational limit better than the phonon model.

---

\* 東京大学原子核研究所 Institute for Nuclear Study, University of Tokyo

## 1. はじめに

1966年筆者により導入された擬集団帶の模型<sup>1)</sup>は今日では全く定着したように思われる。今まで擬集団帶に関するテーブルは8回出版されている<sup>2-9)</sup>。Fig. 1は擬集団帶（基底， $\gamma$ ， $\beta$ 帶）のメンバーがどのように増加していったかのグラフで、謂わば核種人口学の1つの資料ということができよう。グラフの読み方は、ある帶に属する特定のメンバーが見え出されている核の数を調査年度の函数として表わしたものである。興味深いことは擬 $\gamma$ 帶と擬 $\beta$ 帶の基底（ $2^+$ と $0^+$ ），第一励起（ $3^+$ と $2^+$ ），第二励起（ $4^+$ と $4^+$ ）の数が殆んど同数で増加していることであって、両擬集団帶の発見の難度が殆んど等しいということを示している。このことは何か深い物理的意味を示唆しているのかもしれない。

本報告においては偶々核の3つの系統的研究を取り扱うが、その大部分は本年10月8日-12日までパリで開催された日仏合同セミナーにおいて発表したものであることを申し述べておく。第一の問題は核の軟かさの問題である。核の軟かさは $dJ/dI$ で定義される。次は基底擬回転帶のエネルギーをd-ボツン数で展開した時の係数の議論である。上記2つの問題はともにエネルギー測定精度が原子核の性質を調べる上で大切であるかを示すものであり、逆にこの種の研究は、現在測定されている回転帶のエネルギー精度の検定にもつながるものである。因みに最も新しいテーブル<sup>a)</sup>のdataはすべてコンピューターのテープに入っており、計算のプログラムは核研・栗原享氏により行われた。最後の問題は擬 $\gamma$ 帶が振動領域から回転領域へどのように移行していくかの問題であり、このことを調べることにより原子核の励起機構のより深い洞察が得られる。

## 2. 核の軟かさ (Nuclear Softness) について

核の慣性能率がスピンが増加するにつれてどう変るかは、核の軟らかさの1つの指標を与える。この量 $dJ/dI$ （J：慣性能率，I：スピン）は1975年ハンガリーのLake Balatonの会議の際導入されたものである<sup>10)</sup>。但し、この量は既に1963年H. Morinagaにより考察されていることが後で判明した<sup>11)</sup>。さてその量は次の式で計算される。

$$\left(\frac{dJ}{dI}\right)_I = \frac{\hbar^2}{2} \left\{ \frac{2I+3}{dE_{I+2,I}} - \frac{2I-1}{dE_{I,I-2}} \right\}$$

ここに $dE_{I+2,I}$ はスピン $I+2$ と $I$ を持つ2つの準位のエネルギー差である。この量は振動領域ではJはIに比例すると考えられるからコンスタント、回転領域ではJは一定と考えられるから0であり、所謂バックベンディングを起す所謂遷移点では核物質はスーパーからノルマルに変り、Jの値が階段的に増大するから微分はプラスの無限大となり、その後はJは又コンスタントになるから0になる。ところが実際の原子核はこのように理想的ではない。従って $dJ/dI$ の様子はFig. 2の点線の如きものが予想される。図中の $I_{C1}$ は振動的から回転的に変化する変化点を示し、 $I_{C2}$ はスーパーからノルマルへの遷移点を示す。実際の核についての場合はBalaton Conference の報告に詳しいのでここではふれず、その後1977年に発表された有

名な<sup>158</sup>Er の例を Fig. 3 に示す<sup>12)</sup>。国は(2  $\lambda^2$ )(4J/4I)の曲線であるが、明らかに 2 つのピークがあり、これが所謂 2 つのバックベンディングに対応する。注意すべきは J vs  $\omega^2$  の表示では第 2 の遷移は曲線に多少の異常性を示すのみであるが、我々の表示では明らかなピークとなる。この曲線の形は比熱等の相転移の曲線と類似している。因みに第一のピークは中性子コアの壊れること、第二のピークは陽子コアの壊れることに対応するものと考えられる。Fig. 4 は今まで発見されたバックベンディングの起る核について遷移点をその点のエネルギーを縦軸に、質量数を横軸にプロットしたものである。一種のフェズダイヤグラムである。1 点ではあるが<sup>158</sup>Er の第二遷移点も表示されている。延長の点線は予想される境界線で、このようなものが質量数の小さな所で発見されることが期待される。

Fig. 5, Fig. 6 は Yb 及び Os 元素の指紋 (Finger print) である。縦軸の丸点は横軸に表わされた中性子数をもつ原子核の基底回転帶のメンバー準位の位置を示す。それぞれの点に(2  $\lambda^2$ )(4J/4I) が与えられるから、この量一定の等高線を描くことができる。このような核指紋はすべての元素について作ることができる。但し回転帯が高いスピノまで見え出されていないものが多いので指紋は不完全であるが、今後広い領域をカバーする指紋をつくることが可能になろう。尚、例えば Os の場合この複雑な指紋はこの領域が Prolate から Oblate に形状遷移の起る所であるという事実に対応すると考えられる。

### 3. 基底状態擬回転帶の励起エネルギー

基底状態擬回転帶の励起エネルギーは一般的に

$$E(N, I = N) = AN + B \frac{N(N-1)}{2} + C \frac{N(N-1)(N-2)}{2 \cdot 3} \\ + D \frac{N(N-1)(N-2)(N-3)}{2 \cdot 3 \cdot 4} + \dots$$

の如く d ボソン数 N の展開の形式で表現できる。3 次までについての試論は Das et al. 及び筆者により行われた<sup>13-14)</sup>。Fig. 7 には A と B, Fig. 8 には C と D のプロットを Xe から W までの元素について示す。以前は Xe, Ba 等は振動核の代表的なものとみなされていたのであるが、このようにプロットしてみると変形領域の核とそう違ひのないことがわかる。Fig. 7 で特徴的なことは B は殆んどコンスタントであり、A が殻の効果で大きく変っていることである。特に N = 84 の核では B はマイナスになることは面白い。次に Fig. 8 においてはこの領域では C はすべて例外なくマイナスである。このことは文献 10) で指摘した如く N の 3 次の項は

$$aN + b(1 + aN) \frac{N(N-1)}{2}$$

の如く書き変えることができて、ボゾン-ボゾン間の相互作用の N 依存性、これはパウリ原理の効果や非調和効果によるものであるが、a はマイナスであることを示し、重要な意味を持つものと考えられる。さて D についてであるが、これは僅かなエネルギー測定誤差で大巾に変る。しか

し最近の測定技術の進歩により現在我々はこの量を議論できる段階に到達したと考えられる。Dの値は大きく変化し、この変化の物理的意味の重要さについては Marumori 氏により指摘されており<sup>15)</sup> 将来の課題である。氏の論文によればホノン又はボゾンの内部構造の動的性質がこの量の変化に鋭く反映する筈であるからである。

#### 4. 擬ガソマ一帯の発生の起元

この問題に関しては既に Nuclear Physics に発表されてはいるが<sup>16)</sup>、擬集団帶模型の一つの大きな成果であるので簡単に述べることにする。

擬ガソマ一帯の発生の機構は振動領域においては Fig. 9 の左側に示してある。ホノン模型と  $\gamma$ -unstable 模型ではメンバーの解釈に違いがおこる。変型領域においては同図右側にそれが示してある。従ってメンバー同志の準位間エネルギーについて第一  $2^+$  準位とのエネルギー比をとると Table 1 の如く模型により差が生ずる。Fig. 10, 11, 12 は  $(E_{4\gamma} - E_{2\gamma}) / E_{2g}$ ,  $(E_{5\gamma} - E_{3\gamma}) / E_{2g}$  及び  $(E_{4\gamma} - E_{3g}) / E_{2g}$  を  $R_4 (\equiv E_{4g} / E_{2g})$  の関数として表示したものである。殆んどの点が振動領域リミット ( $R_4 = 2$ ) から回転領域リミット ( $R_4 = 3.3$ ) までなめらかな線の上にのり、しかもこの線は振動領域の  $\gamma$ -unstable model から期待されるものと一致している。このことは振動領域では  $\gamma$ -unstable model がよく成り立っていること、言え変えれば一度閉殻核に粒子をつけ、又は取り去り、対称性を破ると原子核は  $\gamma$ -unstable の如き振動を起し、粒子を更に加え、又は取っていくと  $\gamma$  方向に浅いポテンシャルの谷ができ、回転領域に近づくにつれてその谷は深くなり、その場所は  $\gamma$  0 度又は 60 度方向にずれていくとということを示していると解釈される。

#### 5. おわりに

原子核の性質を大局的見地から系統的に研究することは大変大切なことである。世の中には木を見て森を見ないたぐいの人が多いようであるが、殻模型や回転模型等は上記各章で用いた系統的見方から出てきたものであることを銘記すべきであろう。そのような意味において原研核データセンターの任務は重く、将来より一層大きな発展を期待するものである。

## 参考文献

- 1) M. Sakai, Nucl. Phys. A104 (1967) 301
- 2) M. Sakai, INS-J-105 (Sept. 1967)
- 3) M. Sakai, Nucl. Data Table 8 (1970) 323
- 4) M. Sakai, INS-J-127 (June 1971)
- 5) M. Sakai, Nucl. Data Table 10 (1972) 511
- 6) M. Sakai, INS-J-142 (July 1973)
- 7) M. Sakai, Nucl. Data Table 15 (1975) 513
- 8) M. Sakai and A.C. Rester, Nucl. Data Table 20 (1977) 441
- 9) M. Sakai and Y. Gono, INS-J-160 (July 1979)
- 10) M. Sakai, Proc. of Symp. on Nucl. Structure, Budapest, Hungary (1975) 251
- 11) M. Morinaga and P.C. Gugelot, Nucl. Phys. 46 (1963) 210
- 12) T.Y. Lee et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1454
- 13) T.K. Das, R.M. Dreizler and A. Klein, Phys. Rev. C2 (1970) 632
- 14) M. Sakai, Contributions to Intl. Conf. on Nucl. Structure, INS, Tokyo, 1977, p.80
- 15) T. Marumori, INS-Rep-354 Oct. 1979
- 16) N. Yoshikawa, Y. Shida, O. Hashimoto, M. Sakai and T. Numao, Nucl. Phys. A327 (1979) 477

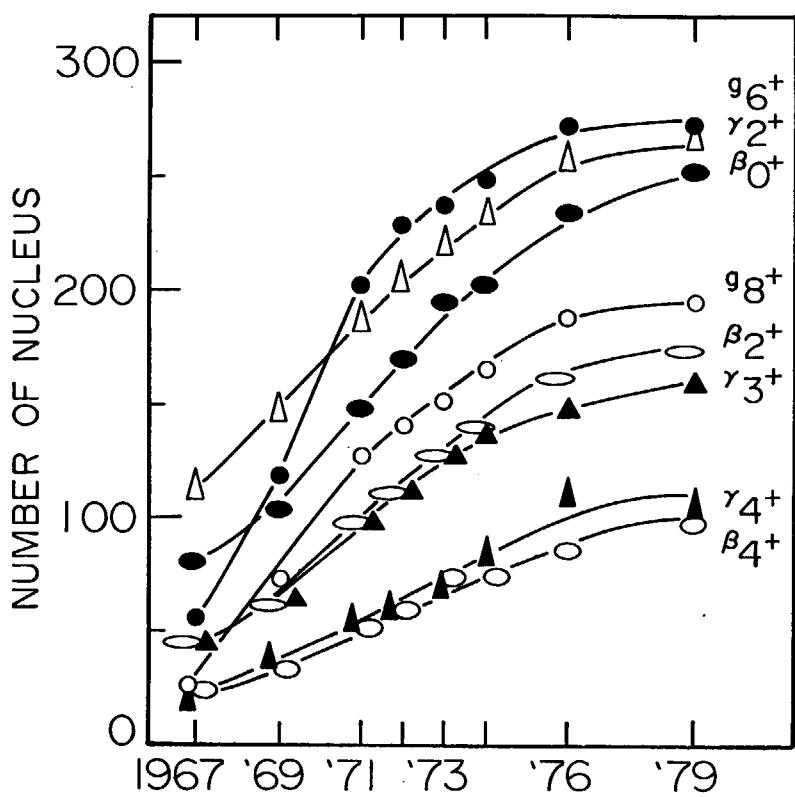


Fig. 1 Chronological increase of detected quasi-collective band (ground,  $\gamma$  and  $\beta$  band) members.

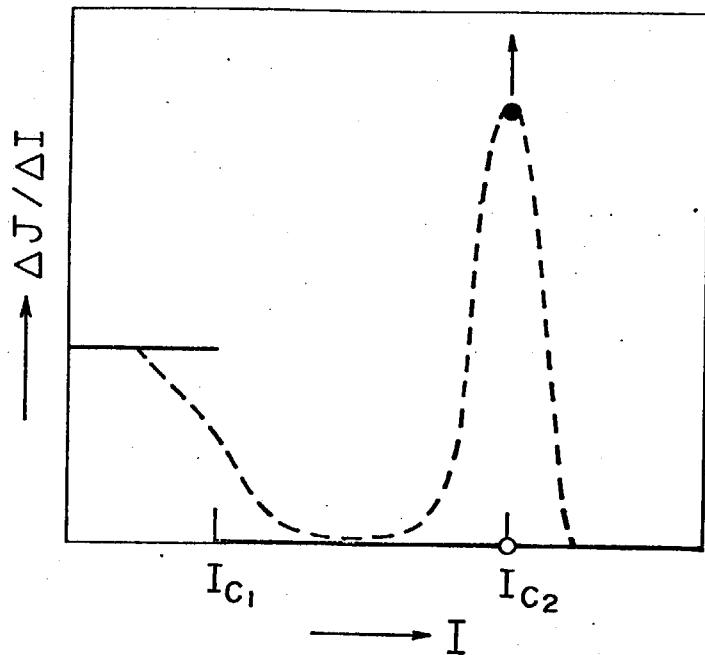


Fig. 2 Schematic diagram of  $\Delta J / \Delta I$  vs.  $I$ .

$I_{C1}$  is the critical angular momentum for the phase transition from the vibrational mode to the rotational mode,  $I_{C2}$  is that from the superfluid to the normal state without pair correlations.

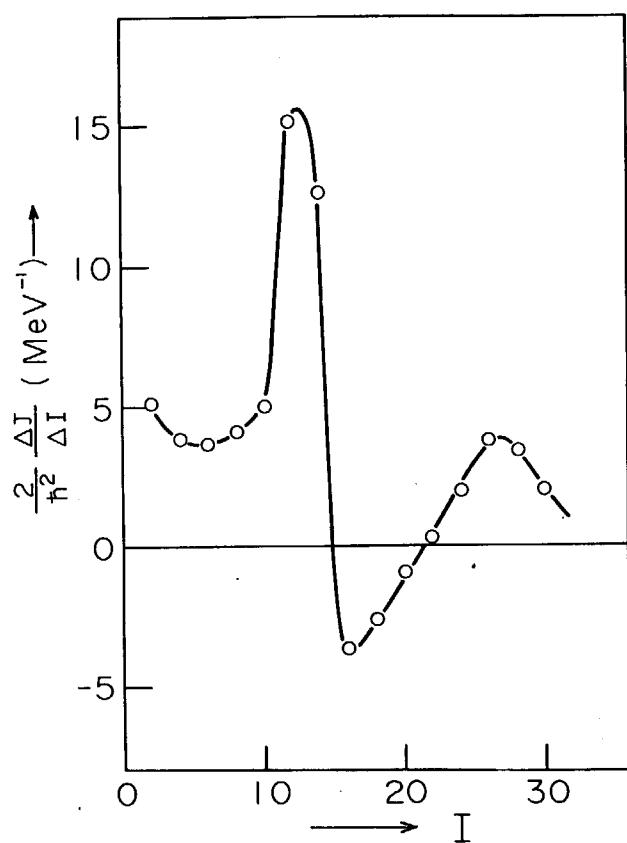
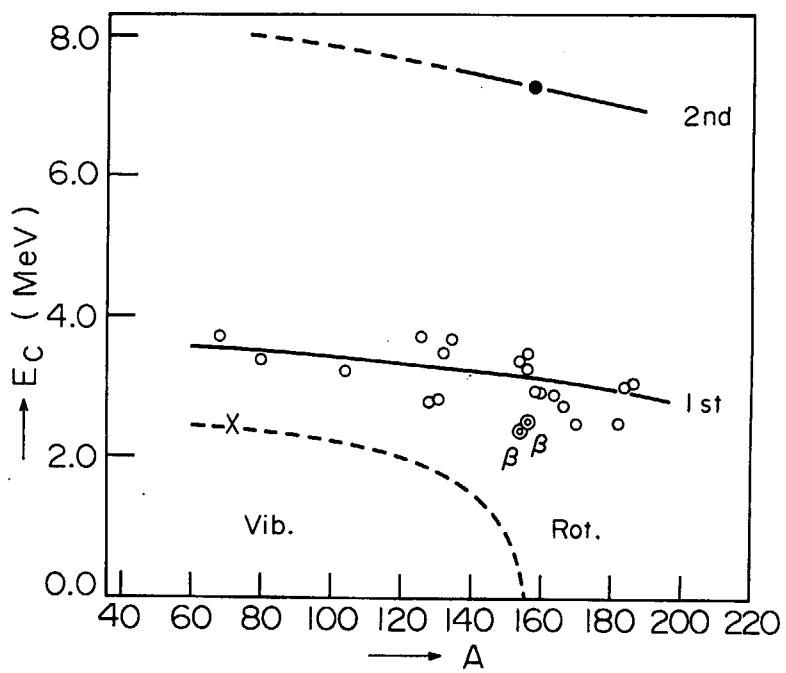
Fig. 3 Plot of  $(2/\hbar^2)(\Delta J/\Delta I)$  with respect to  $I$  in  $^{158}\text{Er}$ .

Fig. 4 Excitation energy and nuclear mass at backbending points.

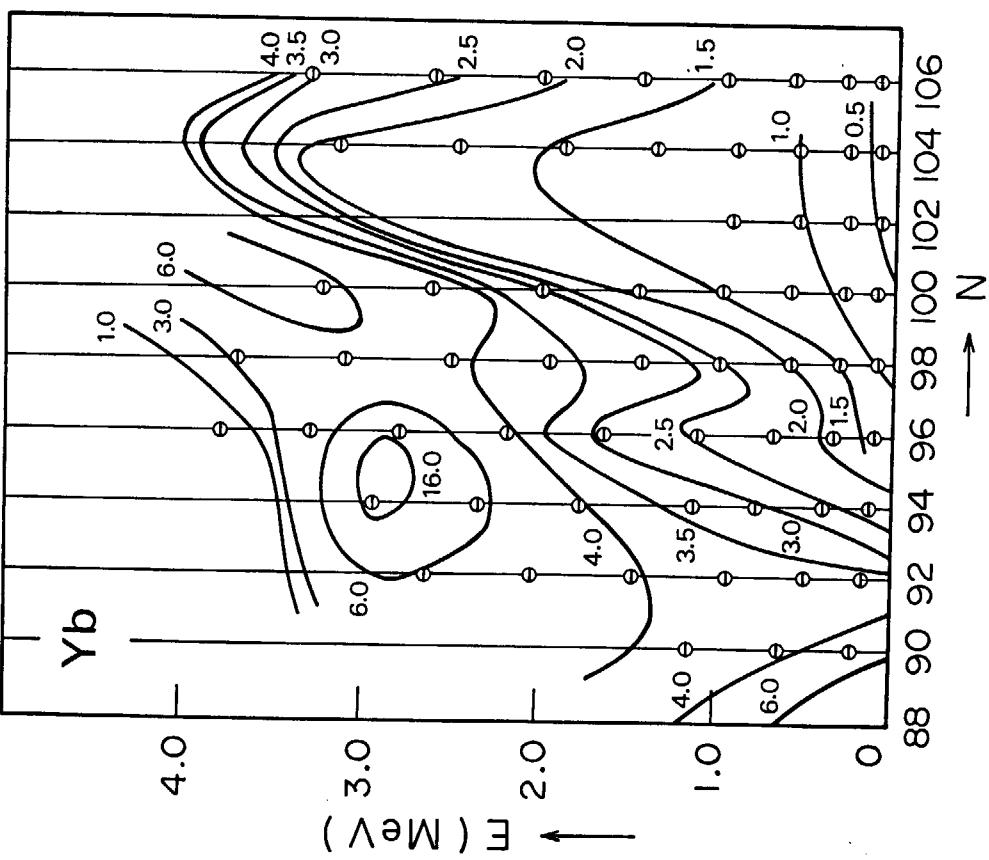


Fig. 5 Contour map with constants  $(2/\hbar^2)(\Delta J/\Delta I)$  in the representation of excitation energy vs.  $N$  for the Yb isotopes.

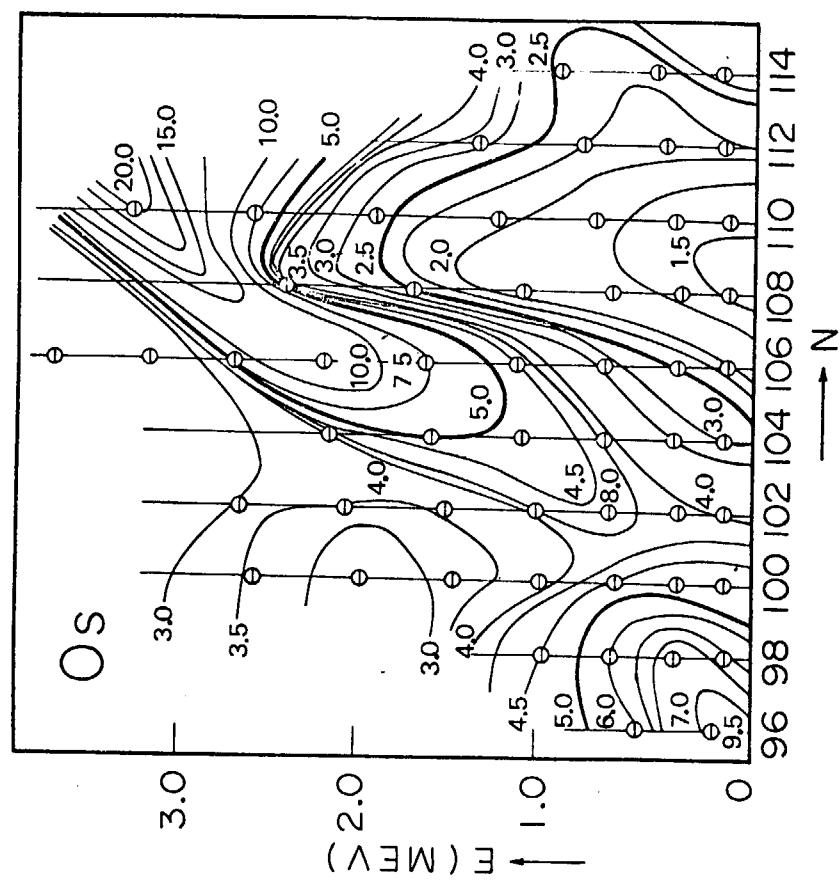


Fig. 6 Contour map with constants  $(2/\hbar^2)(\Delta J/\Delta I)$  in the representation of excitation energy vs.  $N$  for the Os isotopes.

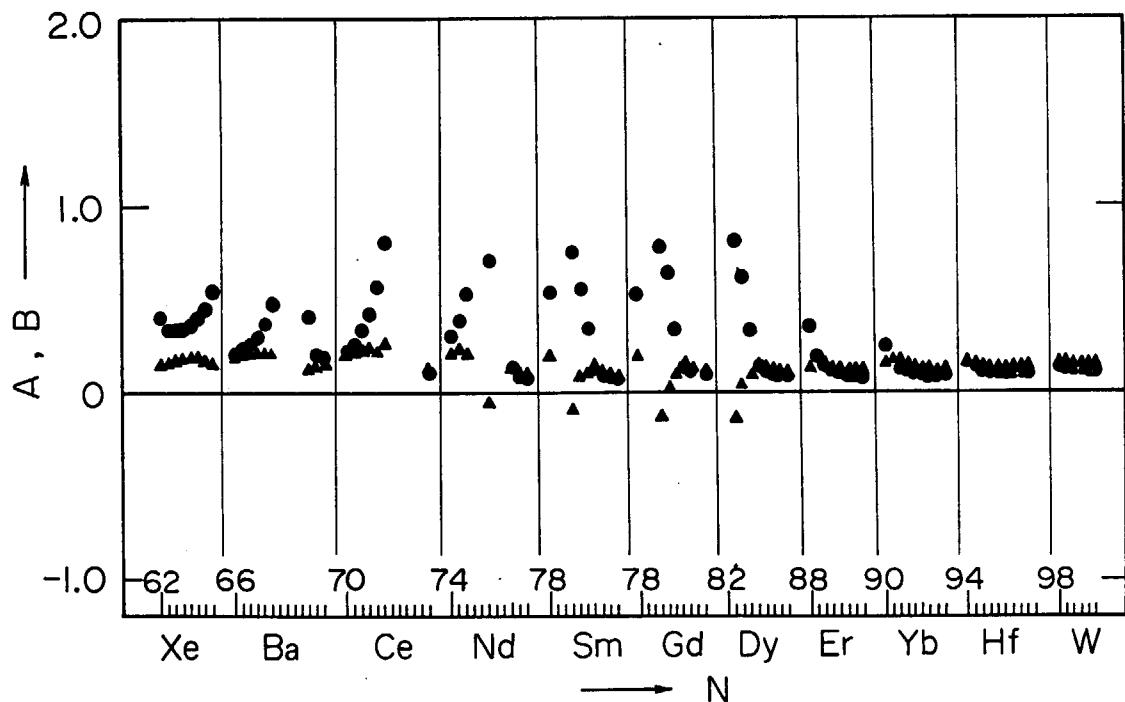


Fig. 7 Expansion coefficients A and B of excitation energy of quasirotational band members in terms of d boson number.  
 ● and ▲ show A and B, respectively.

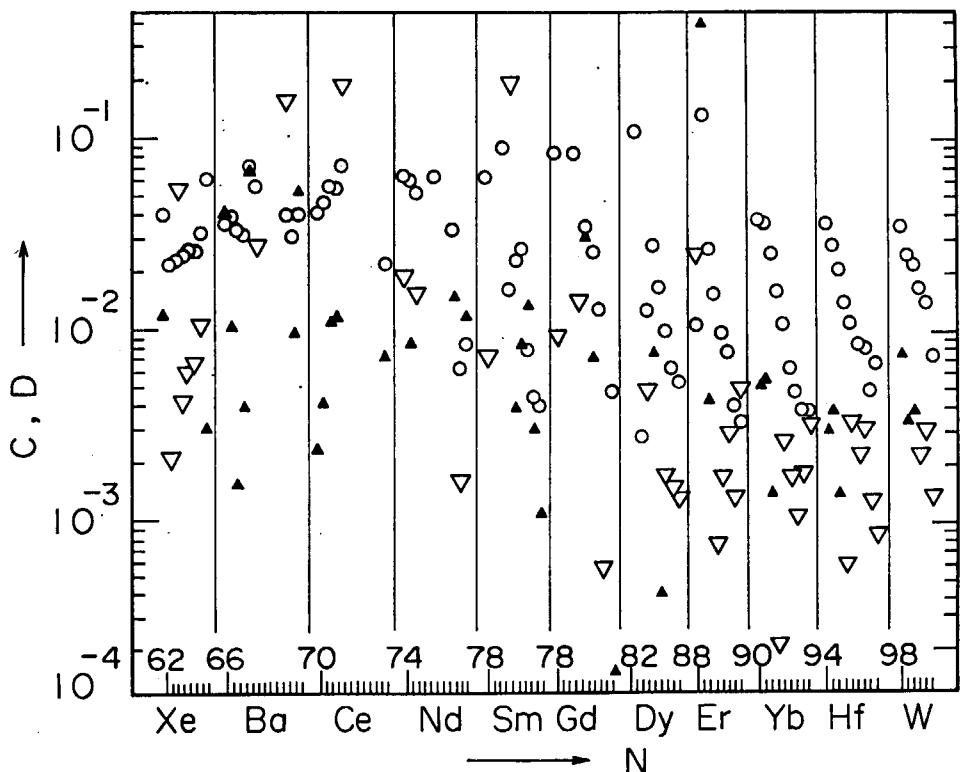


Fig. 8 Expansion coefficients C and D of excitation energy of quasirotational band members in terms of d boson number.  
 ○, ▲ and ▽ show C (- sign), D(+ sign) and D(- sign), respectively.

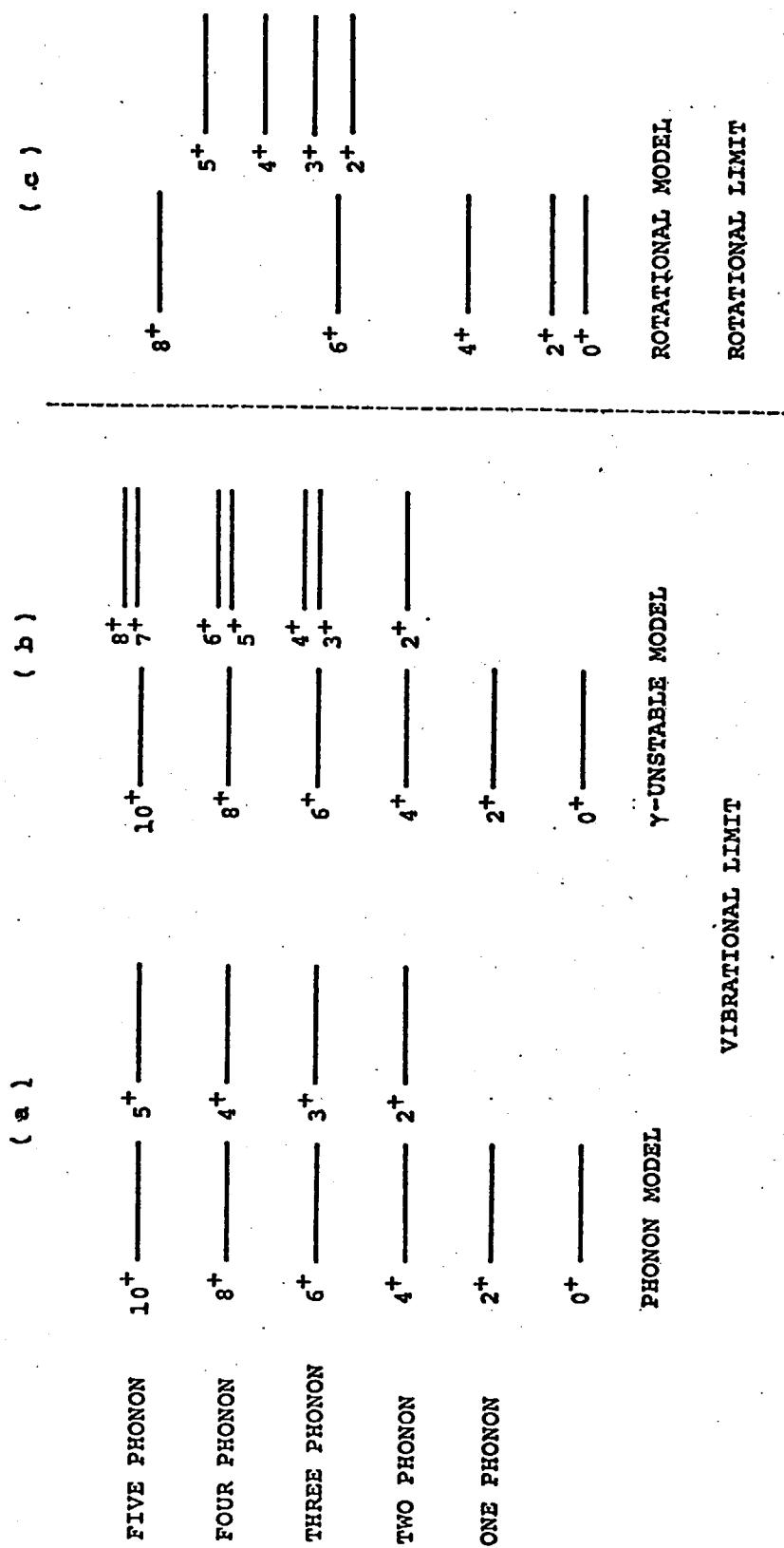


Fig. 9 Schematic diagram of the quasi- $\gamma$  band according to the phonon model,  $\gamma$ -unstable model and the rotational model.

Table 1 Ratios of various energy spacings of members of the quasi- $\gamma$  band to that of the first  $2^+$  state.

	Phonon Model	$\gamma$ -Unstable Model	Rotational Model
I $\frac{E_\gamma(4^+) - E_\gamma(2^+)}{E_g(2^+)}$	2	1	7/3
II $\frac{E_\gamma(5^+) - E_\gamma(3^+)}{E_g(2^+)}$	2	1	3
III $\frac{E_\gamma(3^+) - E_\gamma(2^+)}{E_g(2^+)}$	1	1	1
IV $\frac{E_\gamma(4^+) - E_\gamma(3^+)}{E_g(2^+)}$	1	0	4/3
V $\frac{E_\gamma(5^+) - E_\gamma(4^+)}{E_g(2^+)}$	1	1	5/3

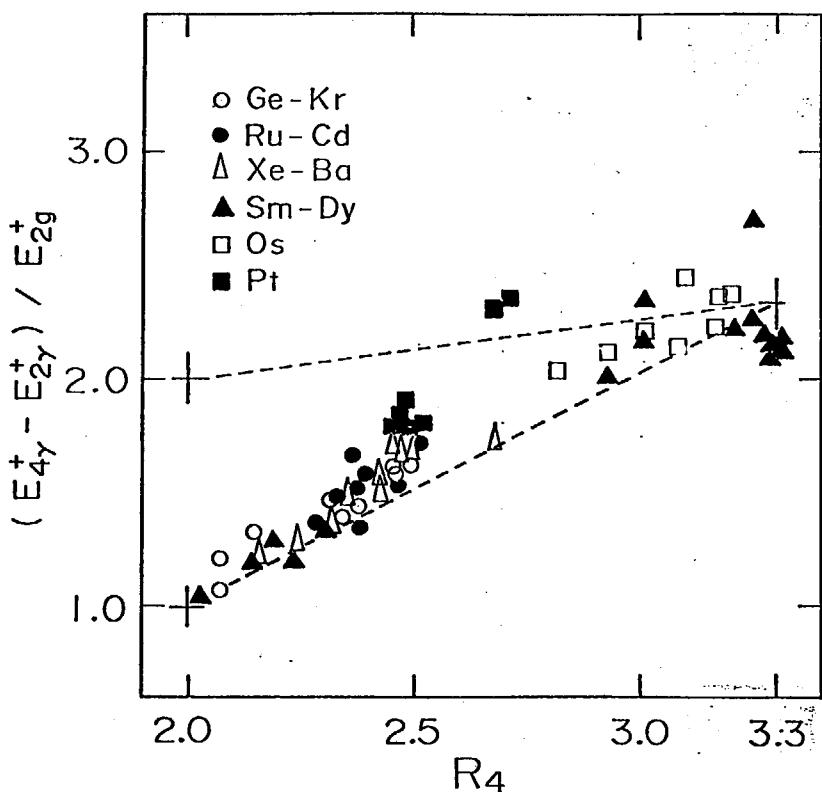
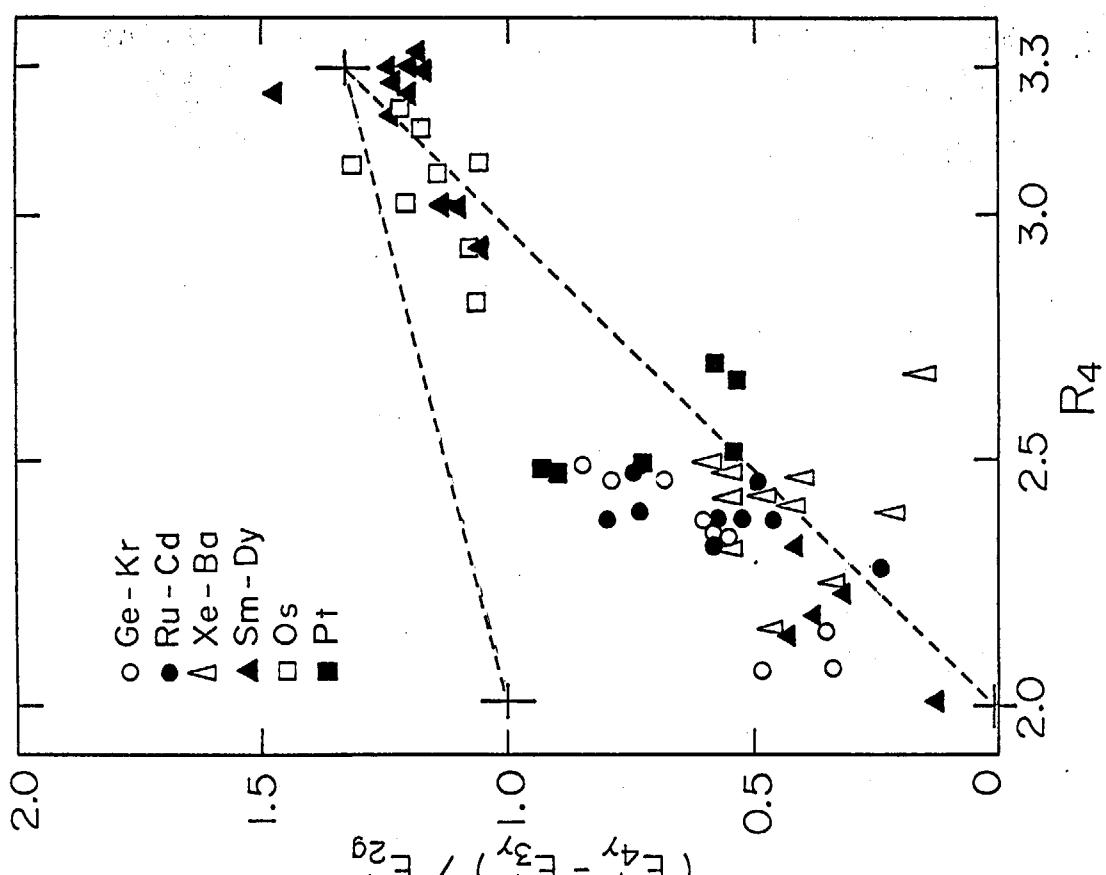
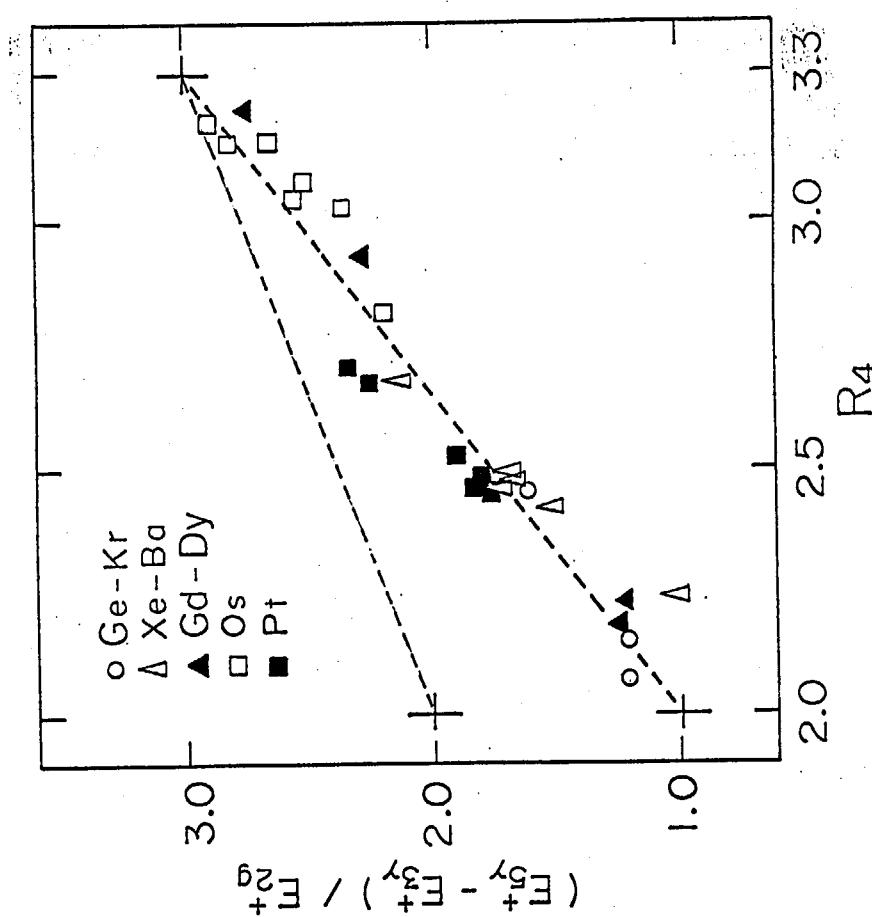


Fig. 10 Plot of  $(E_{4\gamma} - E_{2\gamma})/E_{2g}$  vs.  $R_4$  ( $\equiv E_{4g}/E_{2g}$ ).

Fig. 12 Plot of  $(E_{4\gamma} - E_{3\gamma})/E_{2g}$  vs.  $R_4$ .Fig. 11 Plot of  $(E_{5\gamma} - E_{3\gamma})/E_{2g}$  vs.  $R_4$ .

## 5. 振動核および回転核の構造

大 塚 孝 治<sup>+</sup>

原子核の集団運動が相互作用するボゾン模型 (Interacting Boson Model : IBMと略) の立場から議論される。IBMによる現象論的研究によって、多くの実験データが説明され、又、IBMと、振動や回転等の模型との関連も指摘される。IBMに対する微視的描像が示され、そこではボゾンが核子対の運動を記述する道具として導入されている。IBMが集団運動に対する一つの統一的理解を与える事が強調される。

### Structure of Vibrational and Rotational Nuclei

Takaharu OTSUKA<sup>+</sup>

The nuclear collective motion is discussed in terms of the Interacting Boson Model (IBM). Results of phenomenological studies by the IBM are presented, and the relation between the IBM and the geometrical models such as the vibration model, the rotor model, etc, is pointed out. A microscopic picture for the IBM is shown, in which bosons are introduced as a tool to describe the motion of nucleon pairs. It is emphasized that the IBM can give a unified understanding of the nuclear collective motion.

### 1. 序

原子核の励起状態を調べると、原子核の表面又は全体があたかも振動したり、回転したりしているように見える事が多い。そのような運動（のモード）を原子核の集団運動と呼んでいる。この集団運動は、実験・理論を通じて原子核物理学の一つの中心的課題であったし、現在でもそうである。

この集団運動には、数個以上の陽子、中性子が直接に関与している事は確かで、又、その運動によって原子核が球形からずれて、変形しているように見える。この集団運動へのアプローチに幾つかの大きな流れがある。

(1) ボーア・ハミルトニアンの方法<sup>1)</sup>；原子核は古典的な意味に於いても変形していると仮定し、変形に関するボーア・ハミルトニアンを設定する。そして、それを解く。ボーア・ハミルトニアンは量子化されてから解かれ<sup>1), 2)</sup>、フォノン模型等が得られる。

---

<sup>+</sup> 日本原子力研究所 Japan Atomic Energy Research Institute

(2) 微視的近似方法；乱雑位相近似<sup>3)</sup> や Nillson 模型<sup>4)</sup> 等を用いて殻模型という微視的基礎の上に立って、近似的計算を行う。各方法にはそれぞれ適用限界があり、又、集団運動のモード 자체が変っていく所に使えないのが難点である。

(3) 相互作用するボゾン模型 (Interacting Boson Model ; IBM と以下では略す)；最近 (1974～) 始められた方法で、s というスピン 0 のボゾンと、d というスピン 2 のボゾンを用いて、集団運動を統一的に記述しようとする試み。

今回は、三番目の IBMについて話したい。ボゾンという言葉から、一番目のボーア・ハミルトニアン等と関係してフォノン模型が連想されるが、全く無関係ではないにせよ、異なるものである事を明記しておきたい。又、話をなるべく直観的に分かりやすくするために、詳細は省略する。以下で引用される参考文献を参照されたい。

## 2. IBM の発展と初期の模型

IBMの研究がどのように進められて来たかを、先ず簡単に示したい<sup>5)</sup>。IBM は 1974 年に Iachello (Groningen, オランダ) と有馬 (東大) によって始められた<sup>6)</sup>。この最初の模型では、スピン 2 の d ボゾンのみが考えられた。1975 年の上述の二人によってスピンが 0 の s ボゾンが現象論的に導入された事が、IBM のその後の発展に大きく関わっている<sup>7)</sup>。

s と d という二種類のボゾンを持ちながらも、それらの数の和を一つの原子核に対しては一定にとる事が、IBMの特徴の一つである。Fig. 1 に示すように、この事は、一定の数のボーズ粒子がスピン 0 の s 状態か、スピン 2 の d 状態のどちらかに入れるようになっていて、しかも互いに相互作用する、という様にも見えられる。「相互作用する……」という名前の源はこの点にある。すぐ後で示すように、この二番目の IBM では多くの原子核の様々な型の集団運動が調べられ、ある程度の成功を納めた<sup>8～11)</sup>。しかし、この模型の微視的基礎は、当時はまだ分っていなかったし、ボゾンの数にしてもどのような数になるべきか、分っていなかった。

この微視的基礎づけの研究は 1976 年から始められ、筆者もこの段階から参加した。その結果、s ボゾンは角運動量 0 に組んだ、核子 2 個から成る対 (S 核子対と呼ぶ) に対応し、d ボゾンは角運動量 2 の核子対 (D 核子対と呼ぶ) に対応する事が分った<sup>12～14)</sup>。そして、これらの核子対が、ある意味に於いて独立粒子のように運動し、それが集団運動として見えられる、という描像が IBM の背後に描けるようになった。ボゾンはそれらの核子対を記述するための道具であるという事になる。核子には陽子、中性子の二種類があるので、S 核子対、D 核子対にも、陽子二個のもの (S<sub>π</sub> 及び D<sub>π</sub> と呼ぶ) と、中性子二個のもの (S<sub>ν</sub> 及び D<sub>ν</sub> と呼ぶ) がある。従って、ボゾンにも陽子のもの (s<sub>π</sub> 及び d<sub>π</sub> と呼ぶ) と、中性子のもの (d<sub>ν</sub> 及び s<sub>ν</sub> と呼ぶ) を導入するのが自然である<sup>13)</sup>。このようにして、IBM の新しい version として、陽子-中性子相互作用するボゾン模型 (Proton-neutron interacting boson model) が提案された。前のものと区別するため、古い方の s 及び d ボゾンだけからなる模型を IBM-1 と呼び、この新しいものを IBM-2 と呼ぶ。現在は、IBM-2 について研究が行われており、一方、IBM を奇質量核へ拡張したり、負パリティ状態を扱えるようにする仕事が成されつつある。

さて、IBM-1 に戻って、それについて少し説明しよう。既に述べた通り、ボゾンは s 又は d

という二本の状態のどちらかに入る (Fig. 1)。二本の軌道の差は、0 ~ 1000 keV の範囲である。そして、ボゾンの総数  $n_B$  は、d ボゾン状態にあるボゾン数  $n_d$  と s ボゾン状態にあるボゾン数  $n_s$  を用いて、

$$n_B = n_d + n_s \quad (1)$$

と書ける。この  $n_B$  が一つの原子核に対して一定である。その後の研究で  $n_B$  は核子対の数と対応づけられる事が分かり、以下に示す計算では  $n_B$  は、バレンス殻中の核子数（又は空孔数）を陽子と中性子について和をとったものの半分、とされている。その結果  $n_B$  は原子核ごとに変っていく量である。

IBM-1 の現象論的ハミルトニアンは一体場の部分と、二体の相互作用から成り、一般に、

$$\begin{aligned} H = & \epsilon_d n_d + \epsilon_s n_s + \frac{1}{2} c_s s^+ s^+ s s \\ & + \frac{1}{2} \sum_{L=0,2,4} c_L ([d^+ d^+]^{(L)} [\bar{d} \bar{d}]^{(L)}) \\ & + \frac{1}{2} w \{ [d^+ d^+]^{(0)} s s + [\bar{d} \bar{d}]^{(0)} s^+ s^+ \} \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} v \{ ([d^+ d^+]^{(2)} \bar{d} s) + (d^+ s [\bar{d} \bar{d}]^{(2)}) \} \end{aligned} \quad (2)$$

と書ける。但し、 $\epsilon_d$ ,  $\epsilon_s$ ,  $c_s$ ,  $c_L$ ,  $w$ ,  $v$  は定数である。このハミルトニアンは  $n_B$  を保存し、固有状態は SU(6) という群を形成する。(2)式のハミルトニアンを対角化する事により、集団運動状態のエネルギーと波動関数が求まる。

IBM-1 の応用について二つの例をあげたい。計算はすべて現象論的に成されたものである。これらによって IBM と集団運動の古典的描像との対応も考える。

(1)  $^{110}\text{Cd}$  の場合；これは典型的な振動核である。実験スペクトルと、IBM-1 で得られたものを Fig. 2 に示す。ここでは(2)式のハミルトニアンで  $w=v=0$  と仮定した。この場合、ハミルトニアンは  $n_d$  も保存し、解は解析的に求められる。その際、SU(6)群より簡単な SU(5)群が現れるので、IBM の SU(5) 極限と呼ぶ<sup>8)</sup>。得られる結果は、古典的な非調子振動子のそれと、よく似ている。

(2)  $^{170}\text{Er}$  の場合；これはいわゆる回転核の典型的な例である。実験のスペクトル及び IBM-1 のものを Fig. 3 に示す。IBM の計算では SU(6) の部分群の SU(3) が使えるように、(2)式のハミルトニアンのパラメーター間の比が特別になっており、自由なパラメーターは二個である。このような場合は SU(3) 極限と呼ばれ、ボゾン数  $n_B \rightarrow \infty$  の時に軸対称回転体による古典的記述とエネルギー等に関して同じ結果を与える<sup>9)</sup>。

(3)  $^{196}\text{Pt}$  の場合；三軸非対称回転体又は  $\gamma$ -不安定回転体の模型が相当する原子核である。実験のスペクトル及び IBM-1 のものが Fig. 4 に示されている。IBM の計算では SU(6) の部分群の O(6) が使えるように、(2)式のハミルトニアンのパラメーターの比が特別になっており、そのた

め O(6) 極限と呼ばれる<sup>10)</sup>。O(6) 極限はボゾン空間内の反撥力の対相互作用によって特徴づけられる。

以上見てきたように、IBM-1 ではパラメーターがある特定の値をとると、特有の対称性が現れ、しかもそれが集団運動の回転や振動といった古典的記述とよく対応する<sup>8, 9, 15, 16)</sup>。ここでは示さないが、パラメーターを中間的なものにすると、極限的な場合の中間的な状況も再現できるようになる。例えば、Sm アイソトープに於ける振動核から回転核へのいわゆる相転移の現象も、パラメーターの滑らかな変化と、ボゾン数  $n_B$  の変化で説明できた<sup>11)</sup>。

### 3. ボゾンの微視的描像と陽子-中性子相互作用するボゾン模型

IBM-1 は数々の成功を収めたが、必ずしもうまくいかない場合もあり、又、何故パラメーターが様々に変化するのか、微視的な立場から説明する事が難しかった。そうした中で、陽子-中性子相互作用するボゾン模型、即ち IBM-2、による研究が始まった<sup>13, 14)</sup>。

先ず、ボゾンの微視的描像について少し述べたい。既に述べたように、s 及び d ボゾンは核子対に対応する。s ボゾンに対応する S 核子対は BCS 理論でのクーパー対に他ならない。d ボゾンに対応する D 核子対は核表面の四重極変形に関係している。D 核子対も、S 核子対同様、コヒーレントな集団運動的な性格を持っていて、例えば S 核子対に E2 遷移を引き起こすと、その強度の大部分は D 核子対へ行く。

このような核子対の重要性は、原子核内の核子間の有効相互作用の性質に基いている。S 核子対の重要性は有効相互作用の短距離性に大きく関わっている。この短距離性に加えて、陽子-中性子間の有効相互作用中、陽子と中性子の四重極能率どうしが内積を組んで結合している部分が比較的大きいために、D 核子対の重要性が生じる。

これらの核子対の重要性の程度は、バレンス殻中の陽子数、中性子数にも依存しており、どちらか一方でも閉殻に近い場合は、重要性は相対的には低くなる。この事は、多数の核子がバレンス殻中にある事によって集団運動が起こる、という事であり、実験結果とも矛盾しない。

次に、陽子、中性子の自由度を分けて、はっきりと入れるのが何故重要なか考えてみる。Fig. 5 に示されているのは、Ru ( $z = 44$ )、Sn ( $z = 50$ )、及び Ba ( $z = 56$ ) の  $2^+_1$  と  $4^+_1$  の励起エネルギーを中性子数  $N$  に対してプロットしたものである<sup>17)</sup>。 $z = 50$ 、つまり陽子に関して閉殻の Sn では、中性子だけがバレンス殻にある。そこでは、 $2^+_1$  及び  $4^+_1$  ともにはほぼ一定の励起エネルギーを持っている。これは、陽子又は中性子のどちらかが閉殻の時に一般に起こる事で、同種核子間の相互作用に於ける短距離性のためである。

一方、Ru 及び Ba の場合は、中性子数 (Ru) 又は中性子空孔数 (Ba) の増大とともに、 $2^+_1$  と  $4^+_1$  の両方ともが、急速に下がってきて、集団運動的なスペクトルを示す。陽子-中性子相互作用が効くか、効かないかで、このように状況は一変してしまう。この事は、基底状態の  $0^+_{g.s.}$  から  $2^+_1$  への E2 遷移確率と見ると、さらに明白になる。Fig. 6 には、上述の三組のアイソトープに対して、この E2 遷移の B (E2) が示されている<sup>18)</sup>。Sn の場合、N によって大きくは変化しないが、Ru と Ba の場合はバレンス殻の中央へ向って大きく増大している。

さて、核子系からボゾン・ハミルトニアンを導いてみよう。一例として、陽子、中性子、両方

に対して、魔法数 50 と 82 の間の殻を考えてみる。そこには、 $g_{7/2}$ ,  $d_{5/2, 3/2}$ ,  $s_{1/2}$ ,  $h_{11/2}$  の軌道がある。今、それらは縮退していると、簡単のために仮定する。その時、四重極演算子  $Q^F$  は、次のようなボゾン演算子  $Q^B$  は、次のようなボゾン演算子  $Q^B$  に射影される<sup>14, 19)</sup>,

$$\begin{aligned} Q^F \rightarrow Q^B &= \sqrt{\frac{2\Omega-n}{2\Omega-2}} \langle j^2 2^+ \| Q^F \| j^2 0^+ \rangle \\ &\quad \times (d^+ s + \bar{d} s^+) \\ &+ \frac{\Omega-n}{\Omega-2} \langle j^2 2^+ \| Q^F \| j^2 2^+ \rangle [d^+ \bar{d}]^{(2)} \end{aligned} \quad (3)$$

但し、 $n$  は陽子又は中性子のバレンス粒子数（又は空孔数）で  $n = 2 n_B$ ,  $\Omega = \sum_j (j + \frac{1}{2})$ 。式(3)で  $\langle \| Q^F \| \rangle$  は二核子系の行列要素であるので、 $Q^B$  の  $n$  に対する依存性は、第一項、第二項について各々、 $\sqrt{2\Omega-n}$  と  $(\Omega-n)$  で与えられる。 $Q^B$  の係数は  $n$  に依存する事を覚えておいて頂きたい。

陽子-中性子間の相互作用の内、最も重要な役割を演じる四重極能率どうしが結合した部分は、式(3)を陽子と中性子各自に適用してから、結合させる事によってボゾン空間へ射影される<sup>14)</sup>。他の部分も同様にして、核子間相互作用をボゾン空間へ射影する事ができる。得られたボゾン・ハミルトニアンが陽子数、中性子数に依存するのは、上述の(3)式に  $n$ -依存性があるのを見ても明らかである。核子間相互作用は固定するが、粒子数は変えて、ボゾン・ハミルトニアンを導き、それを解いてみた<sup>13, 19)</sup>。ボゾン・ハミルトニアンの陽子数、中性子数に対する依存性と、ボゾンの数が変わるという二つの原因から、得られるスペクトルは様々に、陽子数と中性子数に応じて変化する。そして、一つの固定された核子間相互作用から、先に述べた集団運動の三つの極限的な型、SU(5)極限（振動）、SU(3)極限（回転）、及びO(6)極限（三軸非対称回転）、が自然に現れてくる<sup>13)</sup>。このようにして、IBM-1 の極限が何故現れてくるのか、説明がなされた<sup>19)</sup>。

#### 4. IBM-2 の現象論

前節で、ボゾンの微視的構造について議論したが、一般の場合にボゾン系を核子系から微視的に導き出す研究については、ここではこれ以上触れない<sup>19, 20)</sup>。中重核では、一粒子準位や核子間相互作用等の基礎的なデータがよく分っていないので、完全に微視的な計算をしても、実験と比べる事にどの位意味があるか、あいまいさが残る。そこで、思い切ってボゾン・ハミルトニアンを数個の自由パラメーターだけを含むようにして、現象論的な研究を行い、逆に実験を説明できるパラメーターの値の振舞いを調べる。

ハミルトニアンは次のようにとる、

$$H = \epsilon_d (n_{d_\pi} + n_{d_\nu}) - \kappa \cdot Q_\pi \cdot Q_\nu \quad (4)$$

但し、

$$\begin{aligned} Q_\pi &= d^+_\pi s_\pi + \tilde{d}_\pi s^+_\pi + \chi_\pi [ d^+_\pi \tilde{d}_\pi ]^{(2)}, \\ Q_\nu &= d^+_\nu s_\nu + \tilde{d}_\nu s^+_\nu + \chi_\nu [ d^+_\nu \tilde{d}_\nu ]^{(2)} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $\epsilon_d$ ,  $\kappa$ ,  $\chi_\pi$ ,  $\chi_\nu$  はパラメーター。(4)式の右辺第一項で同じ  $\epsilon_d$  を用いたのは簡単のためであり、原理的には多少異なっていてもよい。(4)式右辺第二項は陽子-中性子間相互作用の内、四重極能率どうしが結合した部分が重要であるのを反映した項である。

これらのパラメーターを核ごとに実験データを説明できるように決めていくのであるが、実際にはパラメーターの変化は滑らかである。微視的に見ても、パラメーターが一定である必要は全くない。

同様に、E 2 遷移演算子として、

$$T^{(E2)} = e^B (Q_\pi + Q_\nu) \quad (6)$$

を用いる。 $Q_\pi$  と  $Q_\nu$  は(4)式のものをそのまま簡単のために用いる。ボソンの有効電荷  $e^B$  も陽子、中性子で簡単のために同じにした。 $e^B$  の値は、0.10 ~ 0.15 (eb) である。

この方法での解析の一例として、Ba アイソトープを調べた結果を Fig. 7 ~ 8 に示す<sup>19, 21)</sup>。Ba の  $N = 64 \sim 78$  のアイソトープの励起エネルギーの実験値と、IBM-2 による計算値を Fig. 7 に示す<sup>17)</sup>。N ~ 76 近傍での、 $2^+_2$  が  $4^+_1$  より低い事に特徴づけられる O(6) 的スペクトルが、N の減少とともに（中性子空孔数の増大とともに） $2^+_2$  が上がって、SU(3) 的になっていくのが分かる。 $2^+_2$  が理論で予想しているように本当に上がっていかどうか、実験で確認される事が期待される。Fig. 8 には E 2 遷移の B (E 2) を示した。 $2^+_1 \rightarrow 0^+_g$  に関しては多くの実験値があるが<sup>18)</sup>、他は N = 78 のものしかない<sup>21)</sup>。Fig. 8 では(6)式の  $e^B$  を N によらず一定にとった場合の計算値を示した。

次に、Sm アイソトープについて議論する。Fig. 9 では  $N = 86 \sim 92$  について励起エネルギーの実験値<sup>17)</sup>、IBM-2 による計算値を示した<sup>19, 21)</sup>。この Sm では振動核から回転核への遷移が見られるのであるが、それが IBM-2 の計算でよく再現されている。Fig. 10 には E 2 遷移と四重極能率が示されている<sup>18, 19, 21, 23, 24)</sup>。実線は(6)式の  $e^B$  を 0.13 (eb) として全ての N について計算したもの、破線は核ごとに  $e^B$  を少しづつ変えたものである。四重極能率の内、<sup>152, 154</sup>Sm のものは、最近ミュー中間子原子の X 線を測って得られたもので<sup>24)</sup>、核データをとる新しい方法がいよいよ実用化されつつある。遅い E 2 遷移の例として、 $2^+_2 \rightarrow 0^+_g$  及び  $2^+_3 \rightarrow 0^+_g$  について実験と理論が Fig. 11 で比べられている<sup>19, 21, 23)</sup>。遅い E 2 遷移では、小さな効果も重要になり、実験と理論の一一致は当然悪くなる。

これまで、Ba と Sm のエネルギーと E 2 遷移についてのシステムティックスを見てきた。IBM-2 では、必ずしも多くないパラメーターで多くの実験データが説明される。他のアイソトープも同様に、数個のパラメーターで調べられてある。Fig. 12 には、そのようにして求められたパラメーターの値を示しており<sup>6)</sup>、そこでは、Ba と Sm に加えて、Ru, Os 及び Th についての結果が示されている。パラメーターの値の滑らかな振舞いに注目したい。 $\chi_\nu$  の値の折れ曲がりは、sub shell の効果である、と考えられている。

最後に、原子核は一つに固定されているが、非常に多くの E 2 遷移が調べられ、IBM-2 と比

べられた<sup>78</sup>Krについて議論する<sup>25)</sup>。エネルギー・スペクトルをFig. 13に示す。そこでは、IBM-1, 及びIBM-2による解析結果も示されている。<sup>78</sup>Krには,  $2^+_2$ をband headとするサイド・バンドがある。この実験では, このサイド・バンド内のE2遷移が大変よく測られている。Fig. 14に基底状態バンド内のE2遷移が, Fig. 15にサイド・バンド内, 及びサイド・バンドと基底状態バンド間のE2遷移が, 各々示されている。IBM-2による計算値が, 実験値をよく再現しているのが見られる。又, Fig. 14からは, 古典的な回転模型(ROT), 三軸非対称回転模型(TRIAX), 及びIBM-1のSU(5)極限がどれもE2遷移を説明できていない事も分かる。

Fig. 15のように多くのE2遷移がサイド・バンド内で測定されたのは, 中重核ではこれが初めてで, 重イオンを用いた一成果である。今後, この種の実験が行われる事が期待される。

## 5.まとめ

ここではこれまで述べてきた事をまとめてみたい。

(1) IBM, 特にIBM-2は, 偶々中重核の広範囲の領域に渡って, 統一的記述を与える。ここで, 統一的記述といった意味は, 一つの模型, 一つのハミルトニアンで様々な状況が説明できる, という事である。つまり, 場合ごとのtemporary versionがいらない, という事である。又, パラメーターが滑らかに, 且つ, システマティックにN, Zによって変っていく事も重要である。

(2) 一つの原子核に於いても, 数個の自由なパラメーターで, E2遷移まで入れて20個以上のデータを説明できる。

(3) IBM-2は原子核の殻構造と関連づけられる。一方, IBM-1は集団運動の古典的描像と関連しており, 且つ, IBM-1はIBM-2で得られる状態の内のある特別な部分を表わしている。原子核の集団運動を包括的に把える事が, IBMを中心にして試みられつつある。

## 参考文献

- 1) A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 26 (1952) No.14.  
A Bohr and B.R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 27 (1953) No.16.
- 2) K. Kumar, Nucl. Phys. A231 (1974) 189.
- 3) K. Sawada, Phys. Rev. 106 (1957) 372.
- 4) S.G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) No.16.
- 5) F. Iachello, Interacting Bosons in Nuclear Physics, ed. by F. Iachello, (Plenum, New York, 1979).
- 6) F. Iachello and A. Arima, Phys. Lett. 53B (1974) 309.
- 7) A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1069.
- 8) A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys. (N.Y.) 99 (1976) 253.
- 9) A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys. (N.Y.) 111 (1978) 201.
- 10) A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 385.
- 11) O. Scholten, F. Iachello and A. Arima, Ann. Phys. (N.Y.) 115 (1979) 325.
- 12) A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello and I. Talmi, Phys. Lett. 66B (1977) 205.
- 13) T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello and I. Talmi, Phys. Lett. 76B (1978) 139.
- 14) T. Otsuka, A. Arima and F. Iachello, Nucl. Phys. A309 (1978) 1.
- 15) S.A. Moszkowski, Phys. Rev. C19 (1979) 2392.
- 16) J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Lett. 84B (1979) 10.
- 17) M. Sakai and A.C. Rester, Atomic Data and Nuclear Data Tables 20 (1977) 441.
- 18) private communication from S. Raman, W.T. Milner, and P.H. Stelson.
- 19) T. Otsuka, Doctor Thesis, 1978, University of Tokyo.
- 20) T. Otsuka, Contributed paper to the int. cont. on "Band Structure and Nuclear Dynamics".
- 21) O. Scholten, Interacting Bosons in Nuclear Physics, ed. by F. Iachello, (Plenum, New York, 1979).
- 22) Nucl. Data Sheets, 15 (1975) 203. A.M. Kleinfeld, A. Bockisch, and K.P. Lieb, Nucl. Phys. A283 (1977) 526. J.R. Kerns and J.X. Saladin, Phys. Rev. C6 (1972) 1016. J.R. van Hise, D.C. Camp and R.A. Meyer, Z. Phys. A274 (1975) 383. M. Behar, R.D. Steffen and C. Telesco, Nucl. Phys. A192 (1972) 218. R.A. Meyer, R.D. Griffioen, J. Gruber Lefter, and W.B. Walters, Phys. Rev. C14 (1976) 2024.

- 23) Nucl. Data Sheets, 20 (1977) 373. R.M. Diamond, G.D. Symons, J.L. Quebert, K.H. Mainer, J.R. Leigh, and F.S. Stephens, Nucl. Phys. A184 (1972) 481. E. Veje, B. Elbek, B. Herskind and M.C. Olesen, Nucl. Phys. A109 (1968) 489. J.J. Simpson, D. Eccelshall, M.J.L. Yates, and N.J. Freeman, Nucl. Phys. A94 (1967) 177. G. Goldring and U. Smilansky, Phys. Lett. 16 (1965) 151. Nucl. Data Sheets, 18 (1976) 223. R.M. Diamond, F.S. Stephens, K. Nakai and R. Nordhagen, Phys. Rev. C3 (1971) 344. N. Rud, G.T. Ewan, A. Christy, D. Ward, R.L. Graham, and J.S. Geiger, Nucl. Phys. A191 (1972) 545.
- 24) R.J. Powers, P. Barreau, B. Bihoreau, J. Miller, J. Morgenstern, J. Picard, and L. Roussel, Nucl. Phys. A316 (1979) 461.
- 25) H.P. Hellmeister, U. Kaup, J. Keinonen, K.P. Lieb, R. Rascher, R. Ballini, J. Delaunay and H. Dumont, Phys. Lett. 85B (1979) 34.

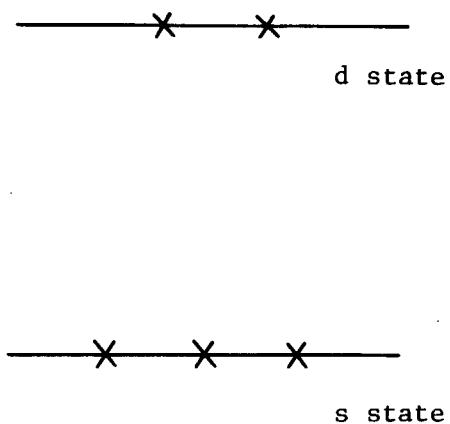


Fig. 1 Single boson "orbits" s and d.

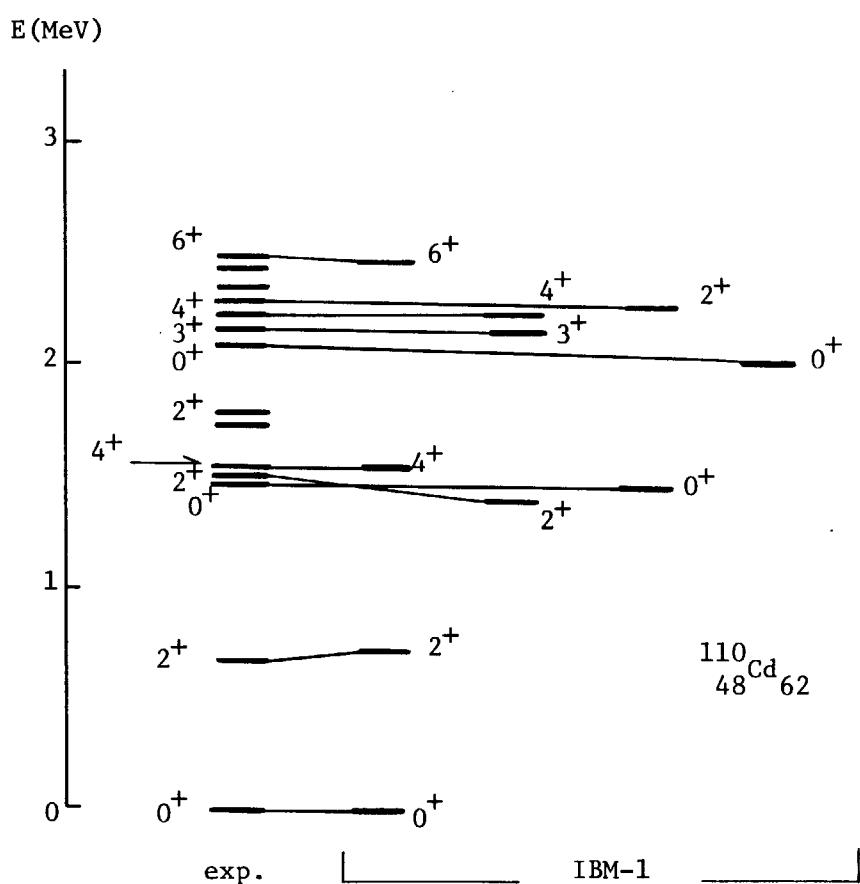


Fig. 2 Experimental (exp) and calculated spectra of  $^{110}\text{Cd}$ . The latter is obtained by the SU(5) limit of the IBM-1.

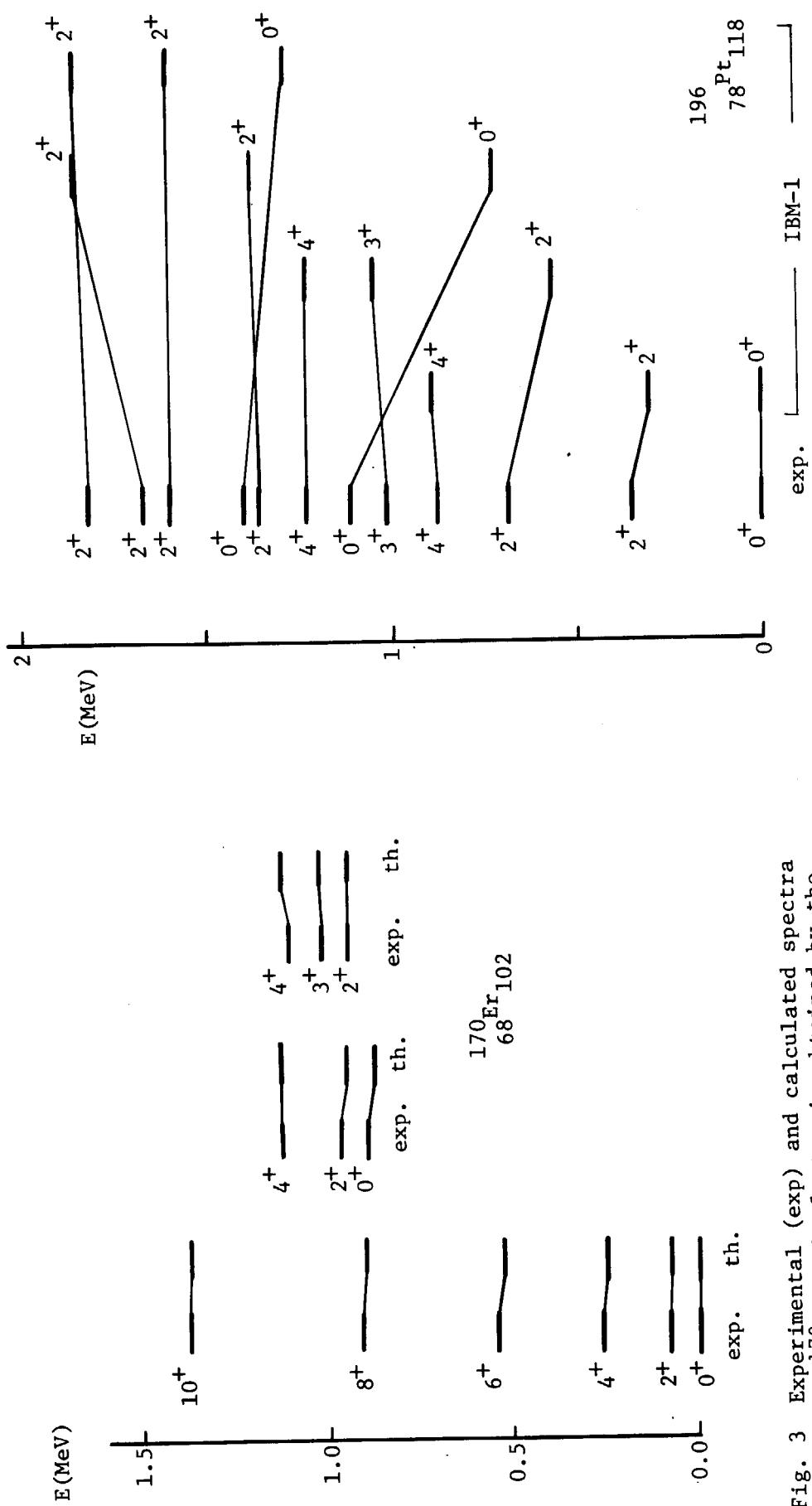


Fig. 3 Experimental (exp.) and calculated spectra of  $^{170}\text{Er}$ . The latter is obtained by the SU(3) limit of the IBM-1.

Fig. 4 Experimental (exp.) and calculated spectra of  $^{196}\text{Pt}$ . The latter is obtained by the O(6) limit of the IBM-1.

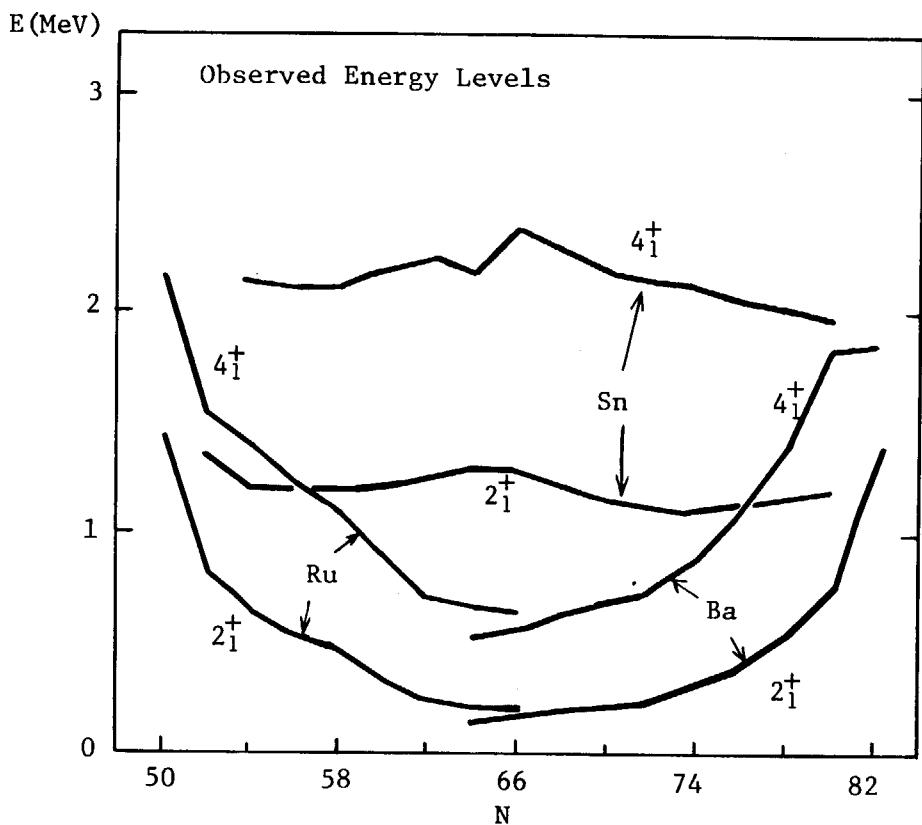


Fig. 5 Systematic behaviour of the excitation energies of the  $2_1^+$  and  $4_1^+$  states of the Ru, Sn and Ba isotopes.

$$\frac{B(E2: 2_1^+ \rightarrow 0_g^+)}{B_W(E2)}$$

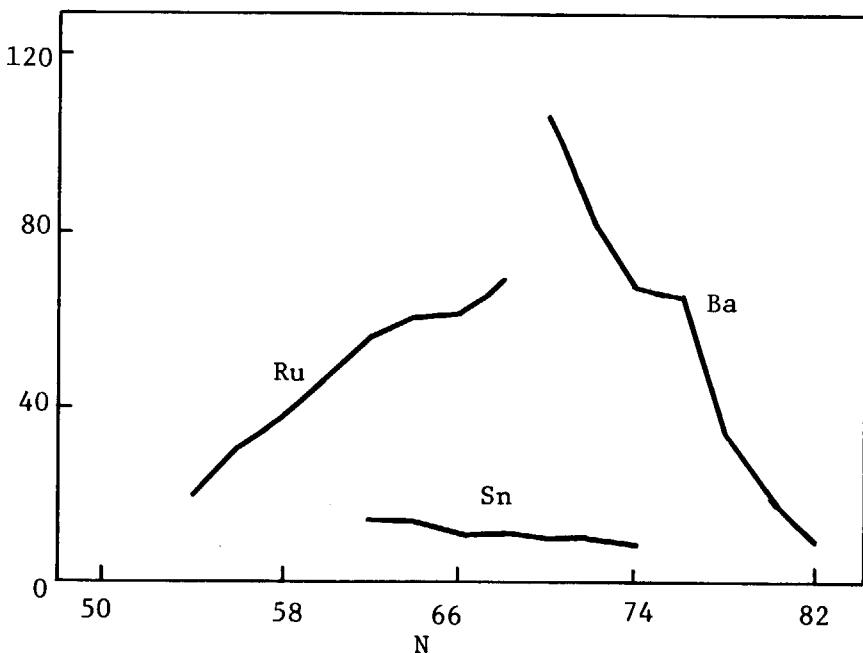


Fig. 6 Systematic behaviour of the  $B(E2)$  values of the  $2_1^+ \rightarrow 0_g^+$  transition in the Ru, Sn and Ba isotopes.

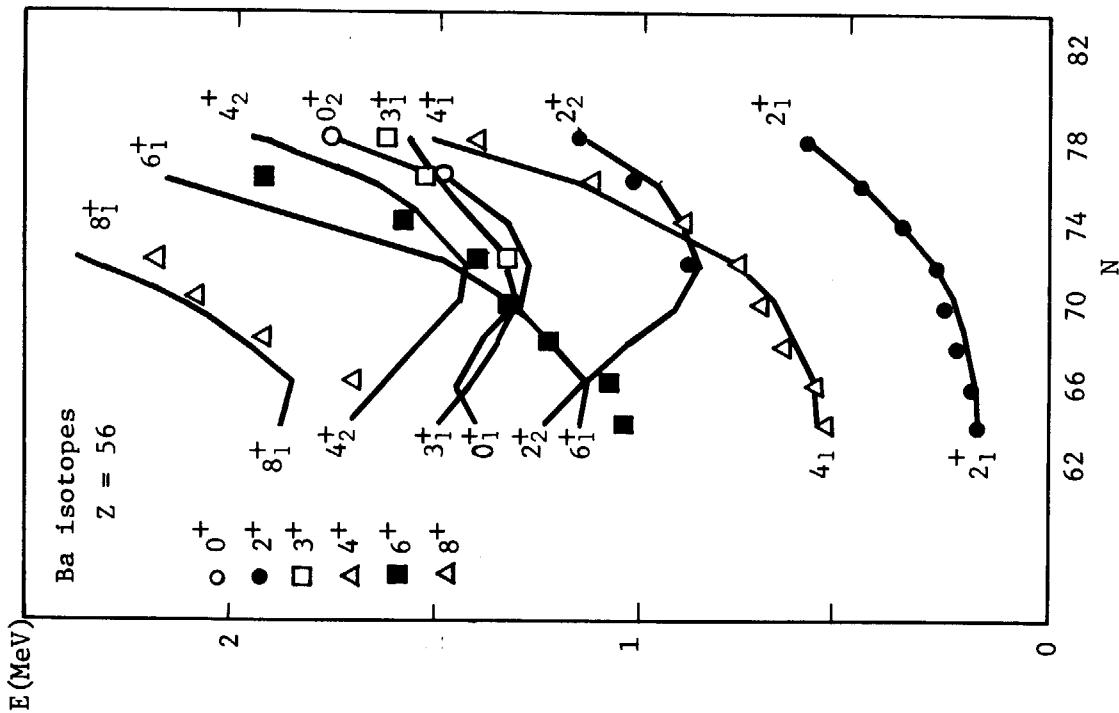


Fig. 7 Experimental (points) and theoretical (lines) excitation energies of Ba isotopes ( $N=64\sim 78$ ). The calculations are performed in terms of the proton-neutron interacting boson model.

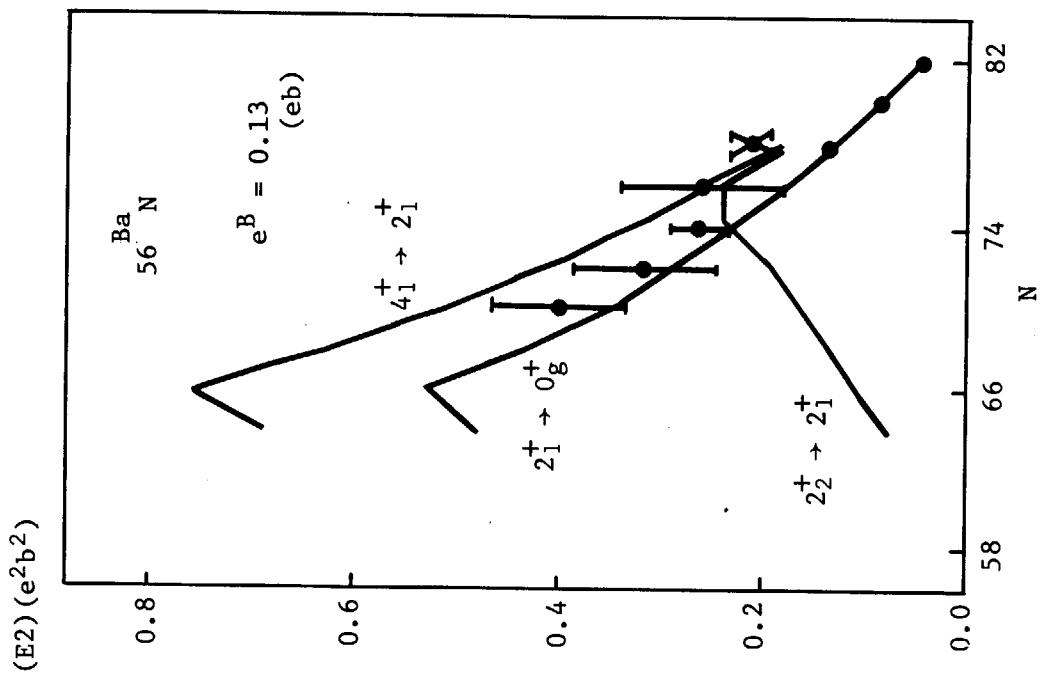


Fig. 8 Experimental (points) and theoretical (lines)  $B(E2)$  values of Ba isotopes. A constant boson effective charge ( $eB=0.13$  eb) is assumed. Wave functions of states in Fig. 7 are used.

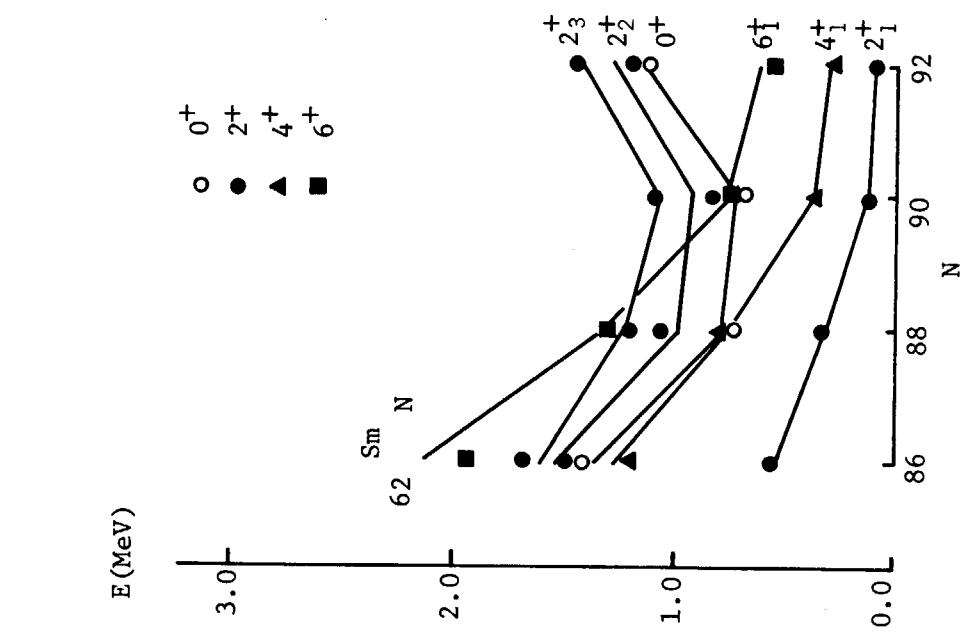


Fig. 9 Experimental (points) and theoretical (lines) excitation energies of Sm isotopes ( $N=86\sim 92$ ). The theoretical energies are obtained by the IBM-2.

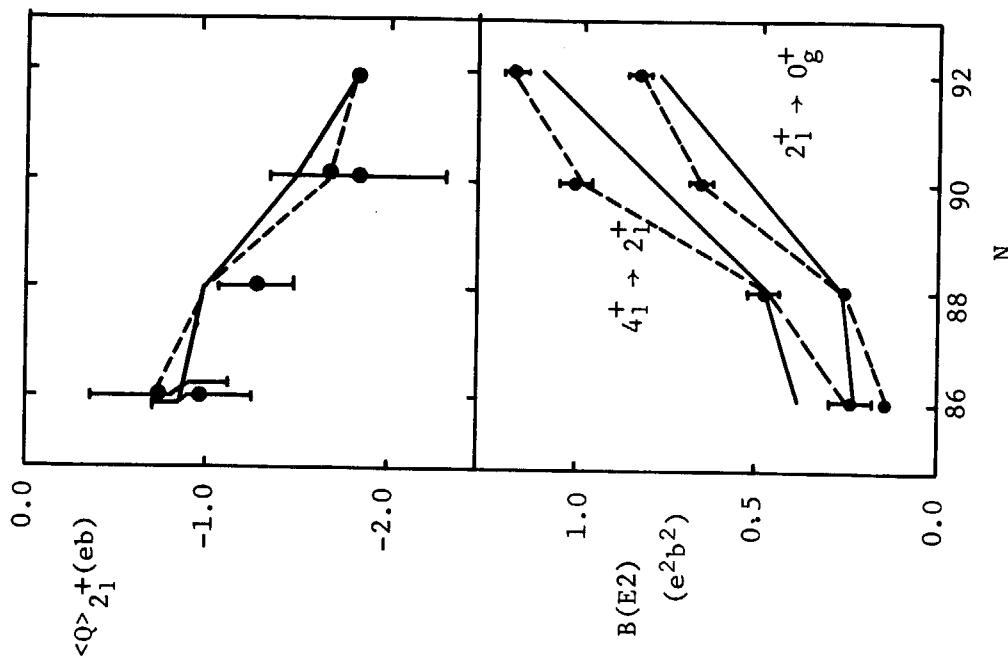


Fig. 10 Experimental (points) and theoretical (lines) quadrupole moments of the  $2^+$  states (upper half) and  $B(E2)$  values of the  $2_1^+ \rightarrow 0_g^+$  and  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  transitions (lower half) in the Sm isotopes. Wave functions of states in Fig. 9 are used. Solid lines are results for a constant boson effective charge ( $e_B=0.13$  eb), while broken lines are obtained by adjusting the boson charge for each isotope.

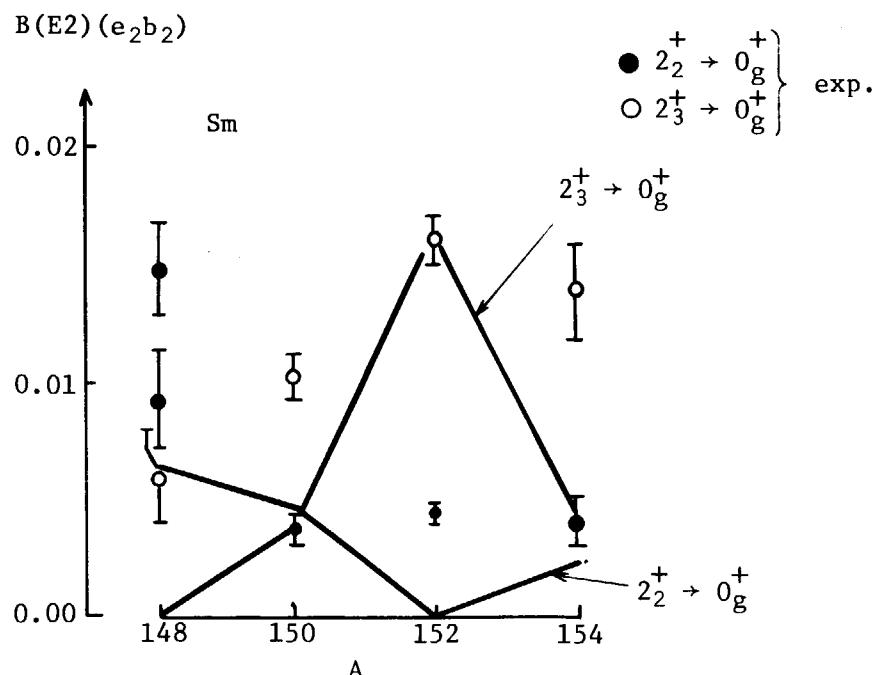


Fig. 11 Experimental (points) and theoretical (lines)  $B(E2)$  values of the  $2_3^+ \rightarrow 0_g^+$  and  $2_2^+ \rightarrow 0_g^+$  transitions in the Sm isotopes. See the caption of Fig. 10.

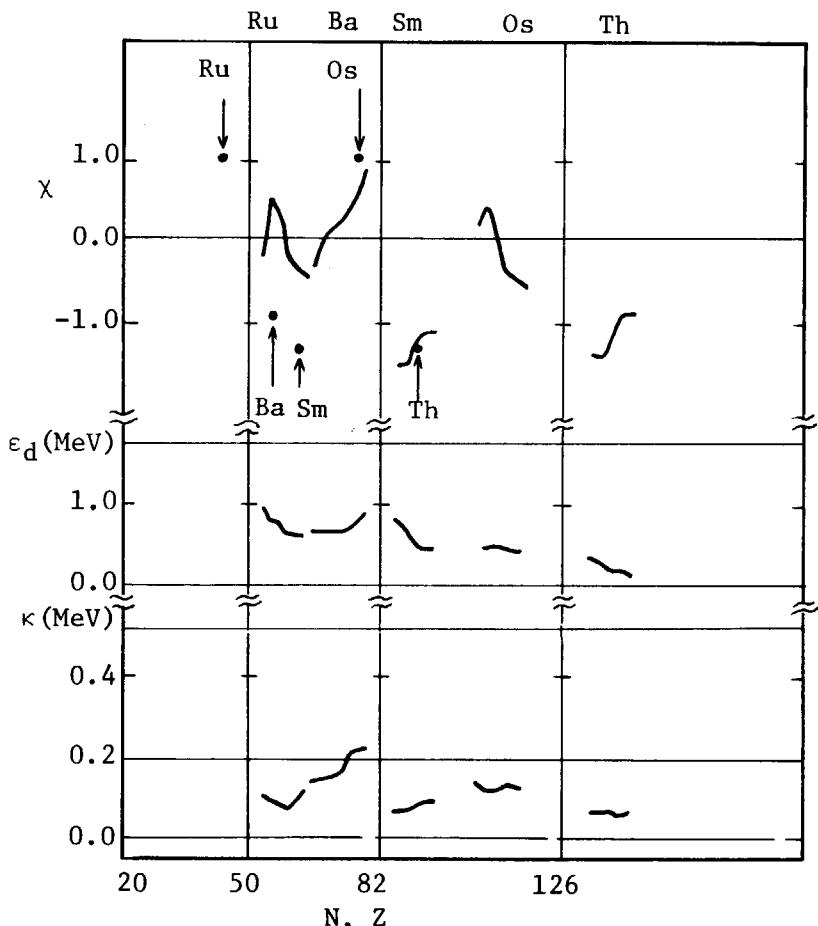


Fig. 12 Systematic behaviour of parameters in the IBM-2 Hamiltonian. Parameters used for Ru, Ba, Sm, Os, Th isotopes are shown. Points in the upper part indicate values of  $\chi_\pi$  which are constants for a fixed  $Z$ .

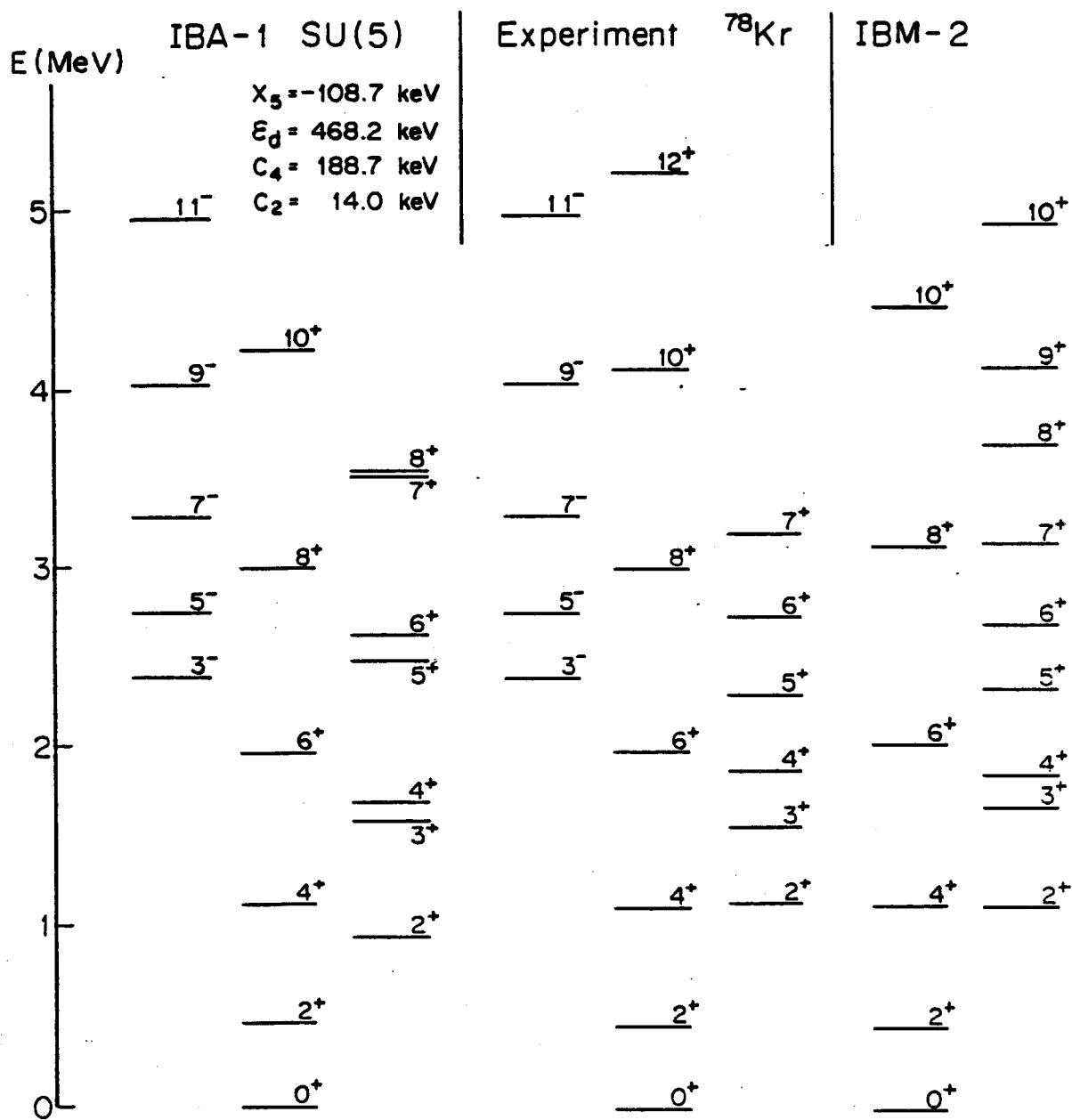


Fig. 13 Experimental, IBM-1 and IBM-2 excitation energies of  $^{78}\text{Kr}$ .

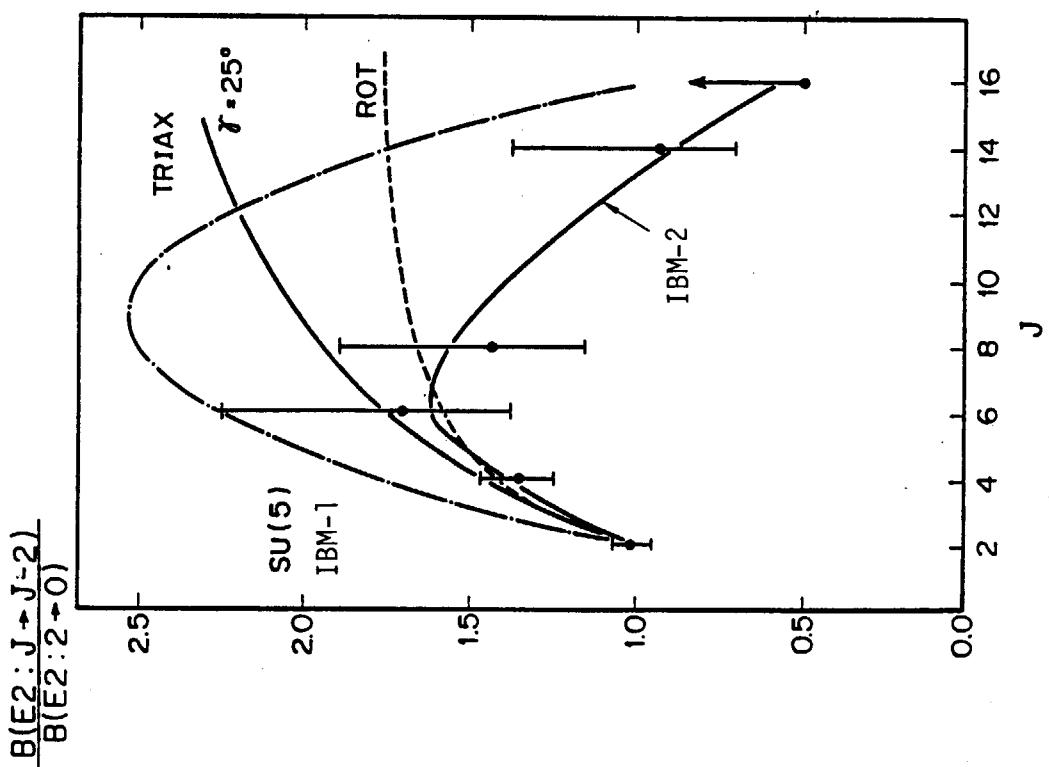


Fig. 14 Experimental (points) and theoretical (lines)  $B(E2)$  values of transitions  $J \rightarrow J-2$  in the ground state band of  $^{78}\text{Kr}$ . Theoretical values are obtained by the IBM-2 (IBA-2), the SU(5) limit of the IBM-1, the triaxial rotor model with  $\gamma = 25^\circ$  (TRIAx), and the axial rotor model (ROT).

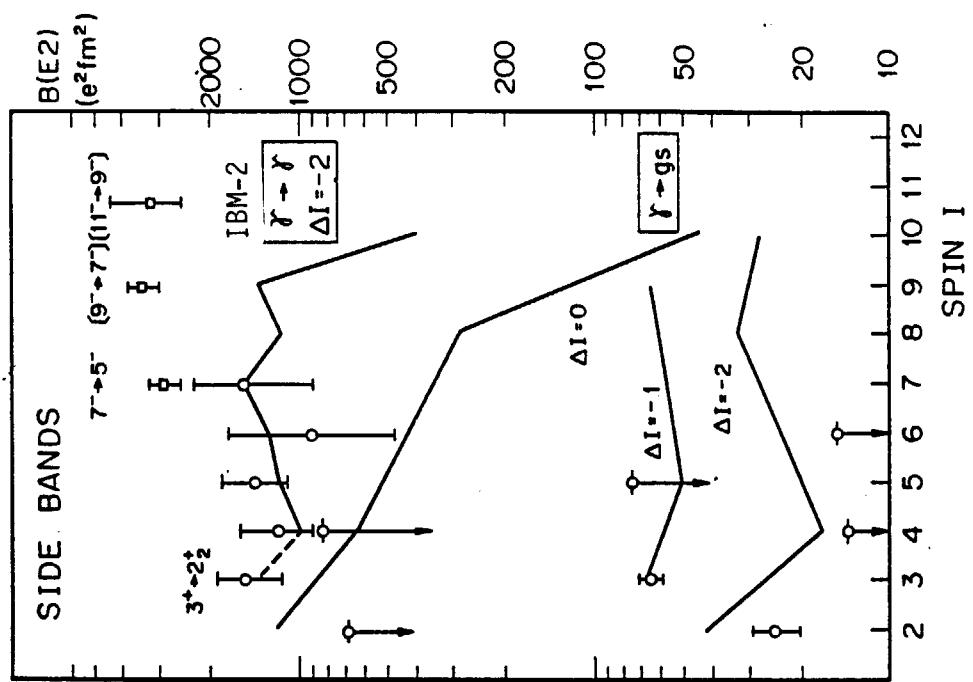


Fig. 15 Experimental (points) and theoretical (lines)  $B(E2)$  values of transitions  $I \rightarrow I-2$  of  $^{78}\text{Kr}$ . The theoretical values are obtained by the IBM-2.

Fig. 15

## 討 論

Q : 久武和夫（東工大）

パラメーターの決め方はどうするのか？

A : 大塚孝治（原研）

集団運動に関係ある状態は一つの原子核について数本～十数本ある。それら全体をうまく説明できるように、 $\chi^2$ -fitting のような事をして、パラメーターを決める。実際には、励起エネルギーが 1.5～2.0 MeV 以下の状態のはとんど全部が説明できる。

Q : 久武和夫（東工大）

パラメーターの数はいくつ？（Ru, Ba のレベルの prediction に関する）

A : 大塚孝治（原研）

パラメーターの内重要なものは、 $\epsilon_d$ ,  $\kappa$ ,  $\chi_\pi$ ,  $\chi_\nu$  の 4 個。 $\chi_\pi$  は  $Z = \text{一定}$  の場合、値を変えない。 $\epsilon_d$  も殻の中央付近では一定の値に近づく。

Q : 久武和夫（東工大）

negative parity level についてはどのように取扱うのか？

A : 大塚孝治（原研）

$3^-$  の f ボソンを導入して、s, d ボソンと結合させる。f ボソンは  $3^-$  に組んだ核子対に対応する。

Q : 原田吉之助（原研）

valence 殼はどのように決めるのか？特に、deformed 核ではどこまでが core で、どこから valence かを決めるのが難しいのではないか？

A : 大塚孝治（原研）

魔法数 28, 50, 82, 126 からバレンス殼を決めている。変形殼ではバレンス殼が変わるかもしれないが、現段階では変わらないと仮定している。今の所、特に困難は生じていない。

Q : 原田吉之助（原研）

IBM はどの位の high spin state まで適用可能か？

A : 大塚孝治（原研）

この方法では、最大限、全ボゾン数の 2 倍の大きさのスピンまでしか記述できない。高いスピン状態では低いスピン状態程には近似がよくないかもしれない。

## 6. Reactor Dosimetry における断面積の不確定性

中沢 正治\*, 関口 晃\*

Reactor Dosimetry における不確定性評価に関する研究の現状をレビューし、特に、中性子スペクトル及び断面積データの不確定性が重要であるとした。又、これらの不確定性の表現においては、エネルギー分解能を考慮しないと無意味であることを示し、且つ、一般的には相対誤差と(エネルギー分解能) $^{1/2}$ の積が一定という関係のあることを示した。又、群平均断面積を作る際の重みスペクトルが不確定性を有することのため、平均断面積に別種の不確定性が追加されることを示し、具体的な数値例をあげた。又、J1法を用いたUnfolding例を示すとともに、多群輸送計算及び核データの分野にて解決されるべき問題を希望としてまとめた。

On the Uncertainties of Neutron Cross-Sections for Reactor Dosimetry

Masaharu NAKAZAWA\* and Akira SEKIGUCHI\*

Present status of the uncertainty analysis studies in reactor dosimetry has been reviewed. Uncertainties in the cross-sections and neutron spectra and energy resolutions of the detection systems are important factors for the evaluation of uncertainties in the reaction rates in dosimeter. It was shown that the product of the relative deviation and the root of energy resolution of the detection system becomes a constant. Uncertainty in the effective group averaged cross-sections due to spectrum averaging is considered and some numerical examples are presented. Also practical results from the use of J1 unfolding method are given. A few remarks on neutron cross-section evaluation are made from the view point of uncertainty analyses in reactor dosimetry

### 1. 緒言

Reactor Dosimetry用のセンサーは、目的に応じて各種のものが考えられ且つセンサーの開発自身が重要な仕事もあるが、ここでは代表例として放射化箔を対象としてその不確定性評価、特に核データとの関係について述べる。この場合、いわゆる Unfolding を行って、放射化箔データを、微分或いは積分中性子束に換算するが、この Unfolding に関し、最近 IAEA の Advisory Group<sup>1)</sup>は、次のような Recommendationを行っている。

---

\* 東京大学工学部 Faculty of Engineering, University of Tokyo

「Unfolding のアルゴリズムは、全ての Input Data (反応率、断面積及び推定スペクトル等) の不確定性を考慮したものを、使用すべきである。具体的には、STAYSL<sup>3)</sup>、SENSAK<sup>2)</sup>コードなどがあげられる。」又、ENDF/B-Vを基に、若干の追加を行って International Reactor Dosimetry File (IRDF) を作る予定であり、これにはいわゆる誤差ファイルを含める計画となっている。

このように、Reactor Dosimetry における不確定性評価はその端緒についたばかりというのが現状であり、ASTM E-1005委のTask Group on Uncertainty Analysis<sup>2)</sup>では、誤差の要因、取り扱い方について米国を中心に日・欧にアンケート調査を行っており、又、第3回 ASTM-Euratom Symposium on Reactor Dosimetry (Ispra, 10/1-5, 1979)<sup>2)</sup>では、取扱いの容易な反応率測定値について、Covariance (共分散) を含めた正確な不確定性評価法などが報告されている。

断面積及び推定スペクトルの不確定性については、最終評価値の不確定性にかなりの影響を及ぼすことは数値例により確認されているが、実際的な評価値（共分散を含めた誤差評価値）が不定のため、確定的なことは言えていない。ここでは、この場合の取扱い方を中心に、特にエネルギー分解能との関係に力点をおいて検討結果を説明する。

## 2. Unfolding 法の概要

問題は次の通りである。

$$R_i = \int_0^\infty \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad (i = 1, N) \quad (1)$$

但し、 $R_i$  の誤差 =  $\Delta R_i \cdot \Delta R_j$  ,  $\sigma_i(E)$  の誤差 =  $\overline{\Delta \sigma_i(E_1) \Delta \sigma_i(E_2)}$

$\phi(E)$  の推定値  $\phi_0(E)$  及びその不確定性 =  $\overline{\Delta \phi_0(E_1) \Delta \phi_0(E_2)}$   
が与えられているとき、 $\phi(E)$  或いは  $I = \int_0^\infty W(E) \phi(E) dE$  の値を評価せよ。」  
一般的には、Bayes' Theorem を用いて

$$\pi(\phi / R_i) \propto P_0(\phi) \times \pi_0(R_i / \phi) \quad (2)$$

但し、 $P_0(\phi)$  = 事前確率 = 推定スペクトル  $\phi_0$  の存在確率分布

$\pi_0(R_i / \phi)$  =  $\phi$  を与えたとき、実測値  $R_i$  が生ずる確率分布

により、実測値  $R_i$  が与えられたときの解の確率分布  $\pi(\phi / R_i)$  が求められる。これを、解こうとするとエネルギー群分け数  $G$  ( $g = 1, G$ ) に対応した  $G \times G$  次元の分散行列がでてくるので、近似解法が考えられ、箇の数  $N \times N$  次元の行列にして解く方法が多い。先にあげた STAYSL, SENSAK もこの近似解法であるが、以下に筆者による J1 法<sup>4)</sup> (数学的には STAYSL と共に役的に等価) を説明する。

所与の問題に対し、 $I = \int W \phi dE$  を評価するとき、次の汎関数、

$$J_1(\phi) = \int_0^\infty [W(E) - \sum_{i=1}^N C_i \sigma_i(E)] \phi(E) dE + \sum_{i=1}^N C_i R_i \quad (3)$$

を考え。このとき  $I$  の平均値 =  $J_1(\phi_0)$ ，又， $I$  の分散 =  $\overline{(\Delta I)^2} = \min\{\overline{(\Delta J)^2}\}$  とするものであり，未知係数  $C_i$  は  $\overline{(\Delta J)^2}$  を最少にする条件より決める。これは，通常の最少二乗法の共役（Adjoint）解法に相当している。

具体的には，共分散行列 ( $N \times N$  次元)  $H_{ij}$  ( $i, j = 1, N$ ) が

$$H_{ij} = \iint \sigma_i(E_1) \sigma_j(E_2) \overline{\Delta \phi_0(E_1) \Delta \phi_0(E_2)} dE_1 dE_2 + \overline{\Delta R_i \cdot \Delta R_j} \\ + \iint \overline{\Delta \sigma_i(E_1) \Delta \sigma_j(E_2)} \phi_0(E_1) \phi_0(E_2) dE_1 dE_2 \quad (4)$$

となるが， $\overline{\Delta \phi_0(E_1) \Delta \phi_0(E_2)}$  及び  $\overline{\Delta \sigma_i(E_1) \Delta \sigma_j(E_2)}$  について，その与え方及び特に多群近似法を採用したときの取扱い方について以下に述べる。

### 3. 推定スペクトルの不確定性について

中性子スペクトルは，Fig. 1 に示すように，確率的に Boltzmann Eq. より  $\phi_B(u)$  として求められ連続的にみえるが，実際は離散事象の集合で  $\phi_{exp}(u)$  のようになる。この  $\phi_{exp}(u)$  については，これを表示するエネルギー分解能  $\delta$  との間に，次の関係がある。

$$\frac{\Delta \phi_\delta(u)}{\phi_\delta(u)} \times \sqrt{\delta} = \text{一定} \quad (5)$$

但し， $\Delta \phi_\delta / \phi_\delta$  はエネルギー分解能  $\delta$  で表示された（或いはスムージング，組分けされた）スペクトルの相対誤差である。（説明は付録 I 参照）

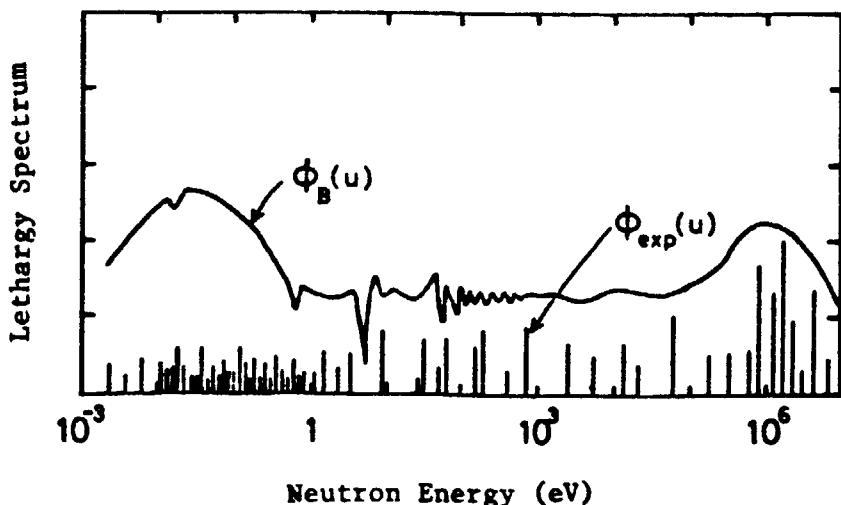


Fig. 1 中性子スペクトルの模式図

$\phi_B(u)$ ; Boltzmann eq. の解

$\phi_{exp}(u)$ ; 実際の実験的スペクトル ( $\delta \rightarrow 0$  の場合)

このようなスペクトルの Fluctuation は， $\phi_B(u)$  自身にも表われる。これは  $\phi_B(u)$  を構成する体系の断面積値の Fluctuation に帰因するもので，例を Fig. 2, 3 に示す。このような

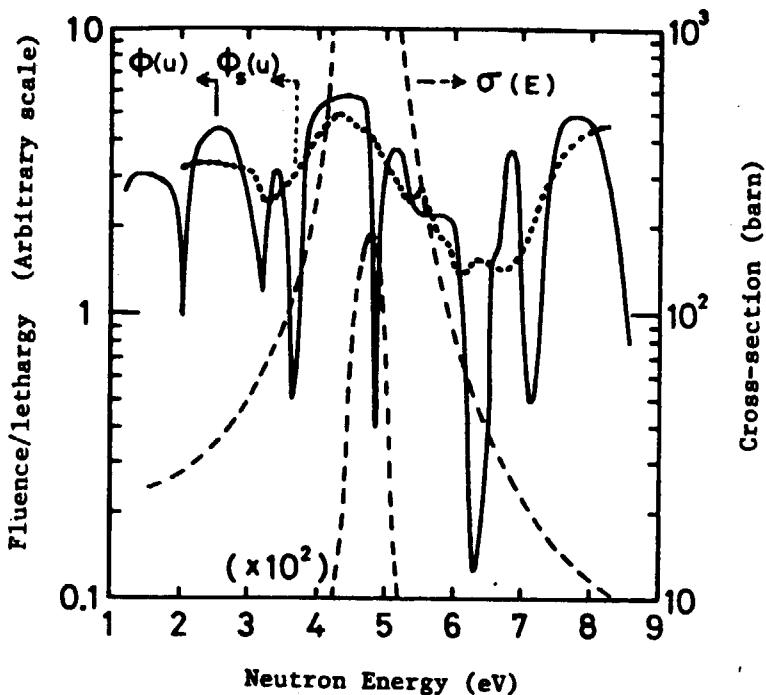


Fig. 2 U-235 体系中でのスペクトル<sup>(\*)</sup> 及び  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$  断面積  
 (\*) 鉄の場合と同様に求めた。なお、 $\phi_s(u)$  の点線は、 $\phi(u)$  を  $\Delta E = 0.5 \text{ eV}$  の分解能でスムージングしたもの。

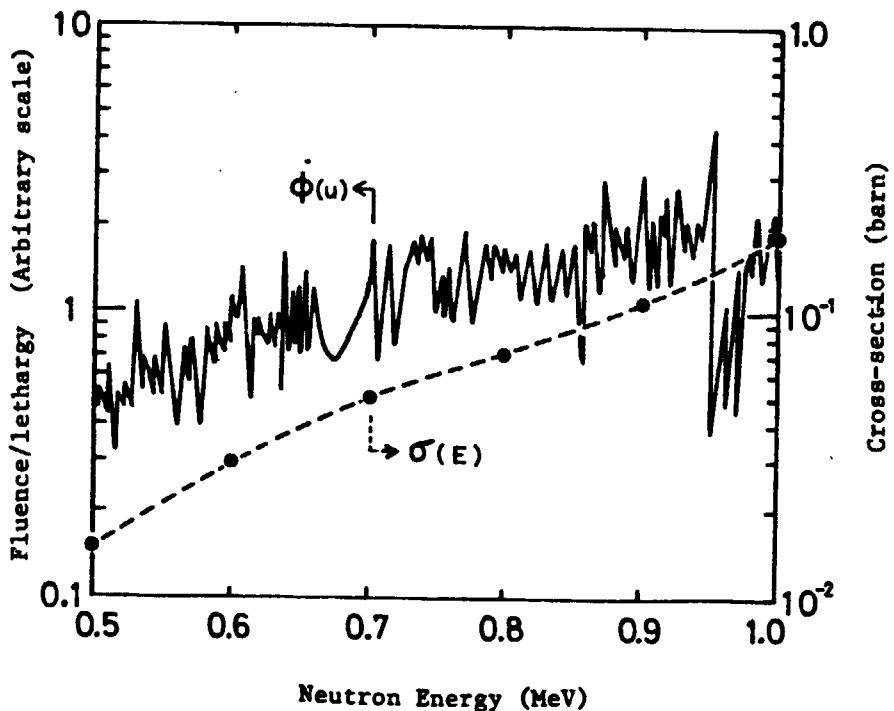


Fig. 3 鉄体系内での中性子スペクトル<sup>\*</sup> 及び、 $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$  反応の断面積  
 (\*) 鉄の Cross-section  $\Sigma_t(u)$  は BNL-325 より収集し

$$\phi(u) = \frac{1}{\Sigma_t(u)} \text{としたもの。}$$

Fluctuation は、エネルギー分解能  $\delta$  の値を大きくすることにより、相対的には小さくなるが、この場合も(5)式と全く同じ関係が成立していることが、Table 1 より分る。

energy resolu- tion $\delta$	relative uncertain- ty $\Delta\phi/\phi$	$\frac{\Delta\phi}{\phi} \times \sqrt{\delta}$	energy resolu- tion $\delta$	relative uncertain- ty $\Delta\phi/\phi$	$\frac{\Delta\phi}{\phi} \times \sqrt{\delta}$
0.023*	0.584	0.089	0.0116*	0.300	0.032
0.069	0.498	0.13	0.035	0.237	0.044
0.162	0.389	0.16	0.058	0.194	0.047
0.208	0.356	0.16	0.081	0.166	0.047
0.254	0.329	0.17	0.104	0.146	0.047
0.485	0.234	0.16	0.127	0.136	0.048
0.943	0.166	0.16	0.242	0.085	0.042

(\*) finest energy resolution used for representing the neutron spectrum of Fig.2 &3.

Table 1 エネルギー分解能  $\delta$  とスペクトルの fluctuation との関係

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} \times \sqrt{\delta} \div \text{一定}$$

の関係がある。

左表、U-235 体系の 2-8 eV 領域 (図-2 参照)

右表、Fe 体系の 0.5-1 MeV 領域 (図-3 参照)

但し、この場合の定数値は体系構成材の断面積の Fluctuation に依存して変化し、Fig. 2 の U-235 の場合  $\frac{\Delta\phi}{\phi} \times \sqrt{\delta} = 0.16$ 、Fig. 3 の Fe の場合 0.042 となる。なお、 $\delta \rightarrow 0$  の場合に一定値から、ずれているがこれは断面積自身のエネルギー分解能を含めて検討する余地がある。

以上の性質は、多群表示スペクトルの群構造を変えた際の誤差の変換則としても重要であるが、逆に言うと、 $\delta \rightarrow 0$  のとき  $\Delta\phi/\phi \rightarrow \infty$  となる性質のものであるから、中性子スペクトル表示において有限 ( $\delta > 0$ ) のエネルギー分解能は本質的に必要なものであり、これを考慮しないと不確定性評価は不完全なものになると言える。

実際の推定スペクトルは、多群計算値或いは経験式等により求めるが、この不確定性は不明なことが多い、今後の課題である。特に多群計算値に明確な誤差評価がなされることが望ましいが、現状は経験的に与えることになり、J1 法では次のようにしている。

$$\overline{\Delta\phi_{og} \Delta\phi_{og'}} = \phi_{og} \phi_{og'} \{ \epsilon_{og}^2 \cdot \delta_{gg'} + \epsilon_g \cdot \epsilon_k \cdot (\Delta n)^2 \cdot \epsilon_A (g-g') \} \quad (6)$$

但し、 $\epsilon_{og}$  = エネルギー分解能 $\delta$  (=群巾) での Flux の相対誤差<sup>(\*)</sup>

第2項は、経験的により広いエネルギー分解能 $\Delta$ を用いたとき、 $\phi(u)$ はパラメータ表示  $\phi_n(u) \div E^n$  が可能であるとし、パラメータの範囲  $\Delta n$  を与えることにより導かれる Correlative Error を示す。ここに

$$\epsilon_{\Delta}(g-g') \equiv \begin{cases} 1 & \dots |u_g - u_{g'}| < \Delta \\ 0 & \dots \text{otherwise} \end{cases}, \quad \epsilon_g = \frac{\partial \ln \phi(u_g)}{\partial n} \text{ である。}$$

#### 4. 群平均断面積の不確定性について

この場合、ミクロ核データ自身の誤差と群平均化に伴う誤差（重みスペクトルが誤差をもつことに帰因するもの）の2種に分けて考えられる。前者については、

$$\overline{(\Delta \sigma_{ig} \Delta \sigma_{jg'})_1} = \frac{\int_{ug} \int_{ug'} \overline{\Delta \sigma_i(u_1) \Delta \sigma_j(u_2)} \phi_0(u_1) \phi_0(u_2) du_1 du_2}{\int_{ug} \int_{ug'} \phi_0(u_1) \phi_0(u_2) du_1 du_2} \quad (7)$$

となるが、この場合の  $\Delta \sigma_i(u)$  についても、エネルギー分解能  $\delta_\sigma$  とともに考える必要がある。例えば、ミクロ断面積について  $\delta_\sigma$  の分解能で  $\epsilon\%$  の誤差であるとする。つまり

$$\overline{\Delta \sigma_i(u_1) \Delta \sigma_i(u_2)} = \epsilon^2 \sigma_i(u_1) \sigma_i(u_2) \epsilon_{\Delta}(u_1 - u_2) \quad (8)$$

$$\text{但し, } \Delta = \delta_\sigma \text{ で } \epsilon_{\Delta}(u_1 - u_2) = \begin{cases} 1, & |u_1 - u_2| < \Delta \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases}$$

とすると、

$$\overline{(\Delta \sigma_{ig} / \sigma_{ig})^2} = \epsilon^2 \delta_\sigma \int_{ug} \sigma^2 \phi_0^2 du / (\int \sigma \phi_0 du)^2 \div \frac{\epsilon^2 \delta_\sigma}{\Delta u_g} \quad (9)$$

となり、(相対誤差)  $\times \sqrt{\text{エネルギー分解能}}$  = 一定値という関係式が導かれるが、 $\epsilon_{\Delta}(u_1 - u_2)$  を完全なデルタ関数にすると、(9)式の右辺が  $\epsilon^2 / \Delta u_g$  となり、単位が  $\%^2 (\text{lethargy})^{-1}$  とおかしくなるからである。又、ミクロ断面積の測定及びその評価を考えた場合にも、エネルギー分解能を考慮する必要のあることは明白である。例えば、最近のミクロ断面積データは極めて高分解能となり、従来のデータでは、ほぼ平坦だった所にシャープな共鳴などが観測されている。両者のデータの Consistency を考える場合、それぞれのエネルギー分解能を考慮する必要のあることは明白であり、遂に、現在の Dosimetryにおいては別に高分解能データが必要なのではなく、エネルギー分解能及び断面積の相対誤差が明示されていることが必要なのであるとまとめることができる。

次に、重みスペクトルの誤差に帰因する群平均断面積の不確定性は次式で与えられる。

---

(\*)  $\epsilon_{og} \times \sqrt{\delta_g}$  一定の関係がある。(5)式参照。

$$\frac{(\Delta \sigma_{ig} \Delta \sigma_{jg'})_2}{(\Delta \sigma_{ig} \Delta \sigma_{jg'})_2} = \frac{\int_{ug} \int_{ug'} \sigma_i(u_1) \sigma_j(u_2) \overline{\Delta \phi_0(u_1) \Delta \phi_0(u_2)} du_1 du_2}{\int_{ug} \int_{ug'} \phi_0(u_1) \phi_0(u_2) du_1 du_2} \quad (10)$$

今、 $\overline{\Delta \phi_0(u_1) \Delta \phi_0(u_2)}$  として、(6)式にまとめた形式を採用し具体的な計算例を示すと次のようになる。

①  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$  反応の 2 – 8 eV 領域の平均断面積について、

$$\frac{\Delta \sigma_g}{\sigma_g} = 2.566 \epsilon_0 \sqrt{\delta_0} + 0.03 \cdot |\Delta n| \quad (11)$$

②  $^{115}\text{In}(n, n')$  反応の 0.5 – 1 MeV 領域の平均断面積は、

$$\frac{\Delta \sigma_g}{\sigma_g} = 0.92 \epsilon_0 \sqrt{\delta_0} + 0.04 \cdot |\Delta n| \quad (12)$$

但し、 $\epsilon_0$ 、 $\delta_0$  は推定スペクトルの相対誤差及びエネルギー分解能  $\delta_0$  で  $\epsilon_0 \sqrt{\delta_0}$  = 一定となっているもの (5) 式参照) 又、 $|\Delta n|$  は①のとき  $\phi_n(u) = E^n$  ( $n = 1.0$ )、②のとき  $\phi_n(u) = e^{nE}$  ( $n = 0.0$ ) とパラメータ表示したときの、パラメータ値の変動範囲を表わす。

これらの誤差がどの程度になるかは  $\epsilon_0 \sqrt{\delta_0}$  及び  $|\Delta n|$  の値をどのように与えるかによるが、Fig. 2 の場合、つまり、Au 箔を  $^{235}\text{U}$  体系に置いて測定した場合には、 $\epsilon_0 \sqrt{\delta_0} = 0.16$  よりこれを(11)式に代入して  $\Delta \sigma_g / \sigma_g = 4.1\%$  にもなる。Fig. 3 の  $^{115}\text{In}$  箔を Fe 体系中に置いたときは  $\Delta \sigma_g / \sigma_g = 4\%$ 、又、 $|\Delta n| = 1$ としたときは①、②とも 3 – 4 % 程度となる。つまり、スペクトル及び断面積の変動が大きい場合には、平均断面積は、当然のことながら大きな誤差をもつことが定量化されたと言える。参考迄に、Fig. 2 の場合で、スムージングした重みスペクトルを用いると平均断面積の値が、いかに変化してしまうかを Fig. 4 に示す。これは、上記事実と一致した現象である。

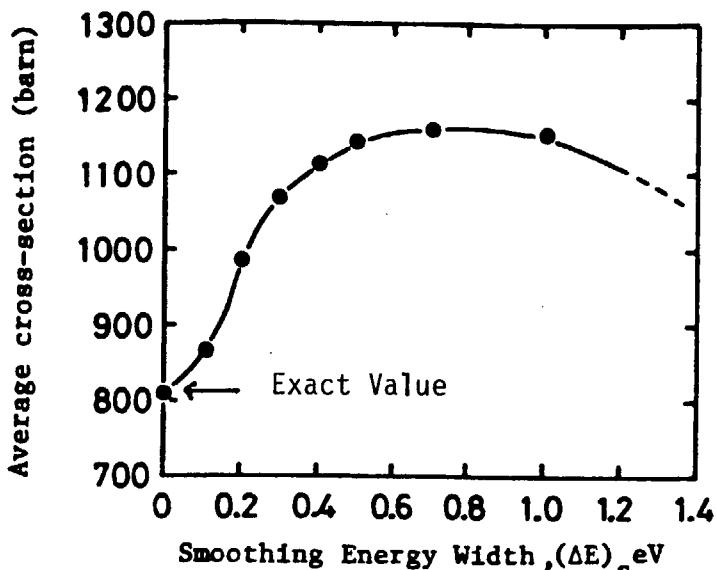


Fig. 4  $^{235}\text{U}$  体系スペクトル場での  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$  反応の 2 – 8 eV 平均断面積。重みスペクトルをスムージングしたときの変化を示す。

## 5. 最終評価値の不確定性について<sup>5)</sup>

J1 法を用いた典型的な数値計算例により、各種誤差因子の最終評価値の不確定性への影響の程度を示す。使用した箔は  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ ,  $^{115}\text{In}(n, \gamma)$ ,  $^{115}\text{In}(n, n')$ ,  $^{115m}\text{In}$ ,  $^{59}\text{Co}(n, \gamma)$ ,  $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)$ ,  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, p)$ ,  $^{58}\text{Co}(n, \alpha)$ ,  $^{46}\text{Ti}(n, p)$ ,  $^{48}\text{Ti}(n, p)$ ,  $^{55}\text{Mn}(n, 2n)$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, 2n)$  及び  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$  の 13 核種、エネルギー群はレサージ巾  $\delta = 0.768$  で区分されており、群定数には、大体 10 % の誤差が与えられている。弥生炉内スペクトルを対象として、数値的に計算された反応率を Unfolding した結果が Fig. 5 である。なお、この場合は、推定スペクトルの不確定性はランダムな Fluctuation 項のみとしている。放射化箔の感度特性により、0.1 MeV 以下の評価精度が悪いことが分る。

次に、推定スペクトルの不確定性  $\epsilon_0$  及び反応率値、断面積の誤差と、最終解の精度との関係を Fig. 6, 7 に示す。

特に興味深い点は、Fig. 7 で、反応率或いは断面積の誤差が 0 ~ 5 % の領域で、最終解の精度が急激に変化していることであり、これは反応率測定及び核データ評価の際の指針となり得るであろう。

又、次頁の Table 2 及び Fig. 8 に、Sensitivity Analysis の結果をまとめて示す。Total Flux を評価する際には、 $^{115}\text{In}(n, \gamma)$ ,  $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, p)$  が Sensitive であり、よく使用される  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$  は、この場合には余り Sensitive ではないことが分る。

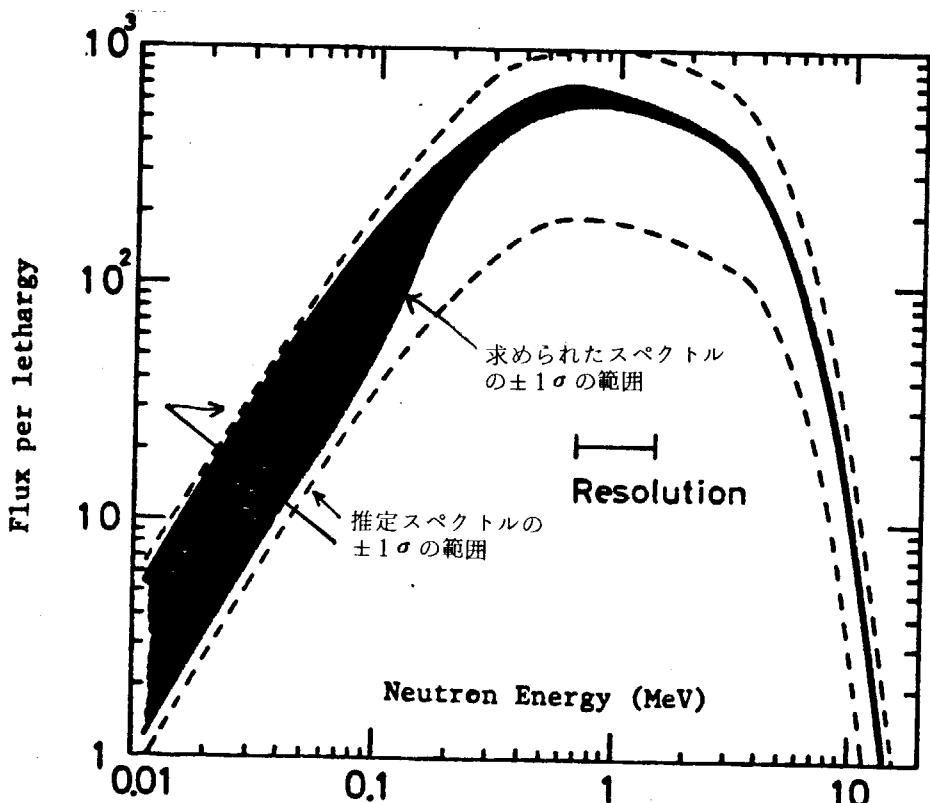


Fig. 5 Unfolding されたスペクトルの例  
(推定スペクトルの不確定性  $\pm 70\%$ , 反応率誤差  $= 0\%$ )

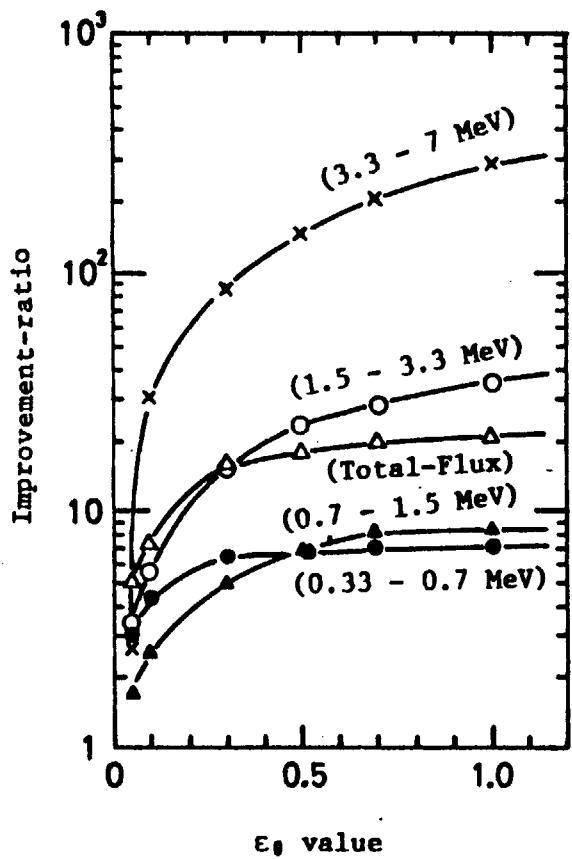


Fig. 6 推定スペクトルの不確定性  $\epsilon_0$  と  
Improvement-ratio<sup>(\*)</sup>  
( $\Delta R_i / R_i = 0.0\%$  のとき)

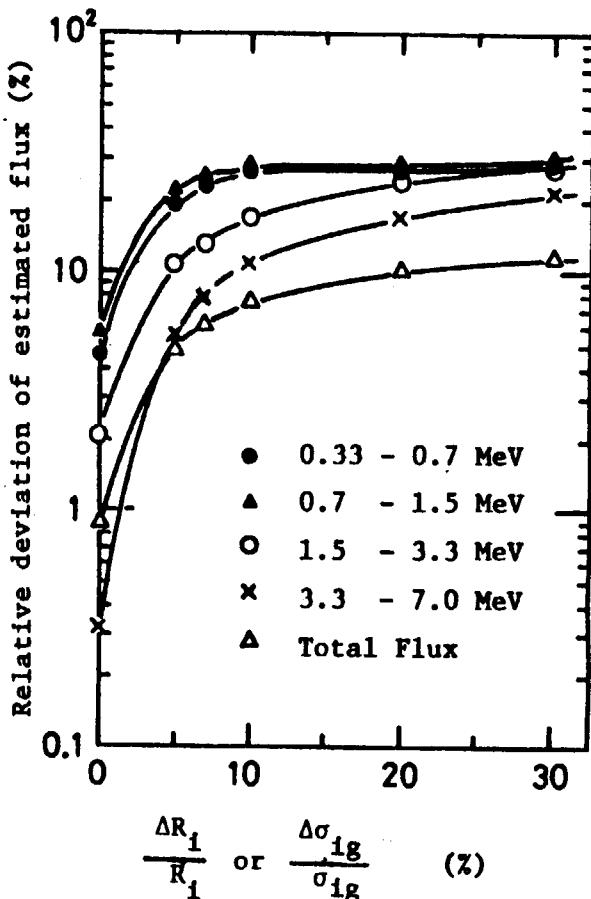
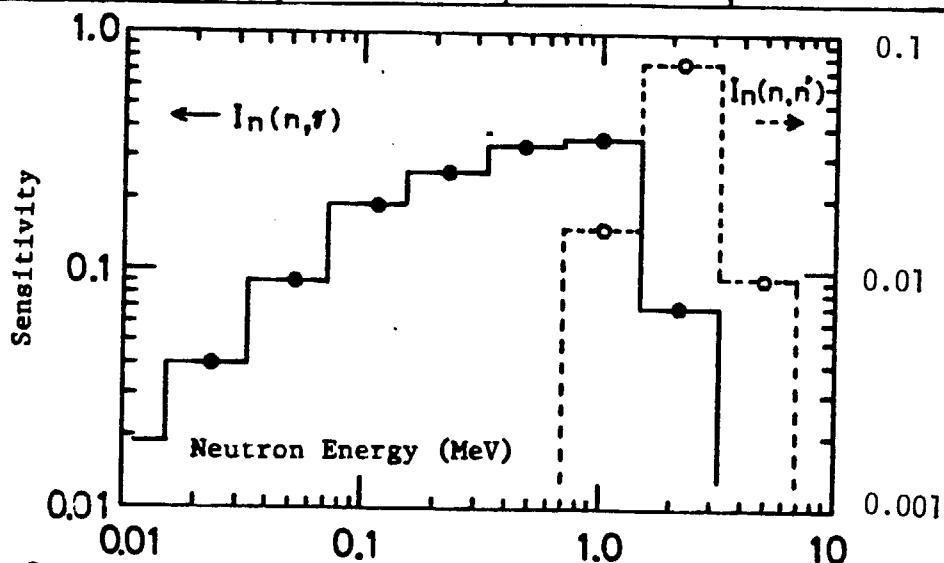


Fig. 7  $\Delta R_i / R_i$  又は系統的な  $\Delta \sigma_{ig} / \sigma_{ig}$   
と最終解の誤差  
( $\Delta \phi_0 / \phi_0 = 30\%$  のとき)

(\*) Improvement - ratio  $\equiv \left( \frac{\text{推定スペクトルのみによる評価値の相対誤差}}{\text{Unfoldingされた結果の評価値の相対誤差}} \right)$

**Table 2. Sensitivity Analysis Results of Estimated Group Flux and Total Flux to Reaction-rate and guess spectrum.**  
 (In a case of  $\epsilon = 0.3$  &  $\gamma = 0$ )

Reaction or Guess Spectrum	$\phi(0.33-0.7 \text{ MeV})$	$\phi(1.5-3.3 \text{ MeV})$	Total-flux
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)$	-5.78	-0.03	-0.065
$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	8.31	0.08	1.31
$^{55}\text{Mn}(n,\gamma)$	0.97	0.012	-0.467
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)$	0.20	-0.03	0.187
$^{115}\text{In}(n,n')$	-3.96	-0.164	-0.163
$^{58}\text{Ni}(n,p)$	1.32	1.50	0.21
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$	-0.34	-0.31	-0.041
$\phi_0(0.015-0.033 \text{ MeV})$	0.03	0.014	-0.013
$\phi_0(0.033-0.07)$	0.08	0.015	0.007
$\phi_0(0.07-0.15)$	-0.06	-0.007	-0.005
$\phi_0(0.15-0.33)$	0.02	0.004	0.004
$\phi_0(0.33-0.7)$	-0.02	-0.011	-0.0009
$\phi_0(0.7-1.5)$	0.004	0.005	0.0004
$\phi_0(1.5-3.3)$	0.0002	-0.0003	0.0001
$\phi_0(3.3-7)$	0.00004	0.00003	



**Fig. 8 Sensitivity of Estimated Total flux Values to each Energy Cross-section Values of  $^{115}\text{In}(n,\gamma)$  and  $(n,n')$  reactions.**

## 6. 結 論

Reactor Dosimetry における不確定性を検討する場合には、中性子スペクトル及び断面積について、エネルギー分解能を考慮した誤差評価がなされるべきであることを示し、且つ、この場合には、いずれも（相対誤差） $\times$ （分解能） $^{1/2}$  =一定という極めて簡単な関係のあることを示した。

微分断面積を多群近似する際には、重みスペクトル（この場合は推定スペクトル）の不確定性により別種の不確定性が群平均断面積に追加されることを示し、2種類の具体例を示した。又、具体的な Unfolding 例を示し、反応率及び群定数の精度を 5% 以内にすることが望ましいことを示した。

今後、希望する点は、

- ① 多群輸送計算等において求められたスペクトルの信頼範囲が明示されること。群の間に共分散成分がある場合には、それも明確にすること。
- ② 核データにおいては、エネルギー分解能を明確にした形で、誤差評価を行うこと。又、共分散成分も評価すること。

以上の 2 点にあると考えている。

(以 上)

## 参考文献

- (1) Lorenz, A., INDC (NDS)-100/M "Summary Report of IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear Data for Reactor Dosimetry" Jan. 1978.
- (2) Proceedings of the Third ASTM-Euratom Symposium on Reactor Dosimetry, (Ispra 10/1-5, 1979). To be published as EUR-Series-Report.
- (3) Perey, F.G., "Uncertainty Analysis of Dosimetry Spectrum Unfolding" Proc. of the Second ASTM-Euratom Sympo. (Palo-Alto, 10/3-7, 1977) Report, NUREG/cp-004, Vol.3.
- (4) Nakazawa M. and Sekiguchi A., "A New Data Processing Technique for Reactor Neutron Dosimetry" ibid. "Several Applications of J1 Unfolding Method of Multiple Foil Data to Reactor Dosimetry" presented in the Third ASTM-Euratom Sympo.
- (5) 谷口武俊, 中沢正治, 関口 晃 "J1 法による放射化箔データの処理" 日本原子力学会, 昭和 54 年秋の分科会 A 39.

## 付録 I

或る一様等方体系内に、N個の中性子が発生したとして、その作るスペクトルの体系内積分値を  $\phi_{exp}(u) \Delta u$  とすると、これは次式で表わされる。

$$\phi_{exp}(u) \Delta u = \sum_{K=1}^N \int_{u-\frac{\Delta u}{2}}^{u+\frac{\Delta u}{2}} e_K(u_1) \ell_K(u_1) du_1$$

但し、 $e(u_1)$  は  $u=u_1$  で中性子が collision したとき 1、それ以外は 0 を与える確率変数で、平均値は collision probability になる。つまり  $\overline{e(u_1)} = \sigma_t(u_1) \phi(u_1)$ 。又、 $u_1 \neq u_2$  のとき  $e(u_1)$  と  $e(u_2)$  は無相関とする。（この仮定は検討の必要あり）このとき共分散は

$$\overline{\Delta e(u_1) \Delta e(u_2)} = \sigma_t(u_1) \phi(u_1) \{ 1 - \sigma_t(u_1) \phi(u_1) \} \cdot \delta(u_1 - u_2)$$

となる。又、 $\ell(u_1)$  は  $u=u_1$  での飛行距離を示す確率変数で  $P(\ell) = -\frac{\ell}{\lambda} e^{-\frac{\ell}{\lambda}}$  の確率分布密度をもつ。（但し、 $\lambda$  は年平均自由行程 =  $\frac{1}{\sigma_t(u)}$ ）又  $u_1 \neq u_2$  のとき  $\ell(u_1)$  と  $\ell(u_2)$  は無相関である。つまり  $\overline{\ell(u)} = \lambda(u)$ 、 $\overline{\Delta \ell(u_1) \Delta \ell(u_2)} = \lambda^2(u_1) \delta(u_1 - u_2)$  となる。

以上より

$$\begin{aligned} \text{平均値 } \overline{\phi_{exp}(u) \Delta u} &= \sum_K \int_{u-\frac{\Delta u}{2}}^{u+\frac{\Delta u}{2}} \overline{e}(u_1) \overline{\ell}(u_1) du_1 = \sum_{K=1}^N \sigma_t(u) \phi(u) \lambda(u) \Delta u \\ &= N \sigma_t(u) \phi(u) \lambda(u) \Delta u \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{分数 } V(\phi_{exp}(u) \Delta u) &= \sum_K \int_{u-\frac{\Delta u}{2}}^{u+\frac{\Delta u}{2}} du_1 \int_{u-\frac{\Delta u}{2}}^{u+\frac{\Delta u}{2}} du_2 \\ &\quad [ \overline{\Delta e(u_1) \Delta e(u_2)} \lambda(u_1) \lambda(u_2) + \overline{e(u_1)} \overline{e(u_2)} \overline{\Delta \ell(u_1) \Delta \ell(u_2)} ] \\ &= \sum_K \int_u^{\frac{\Delta u}{2}} du_1 [ \lambda^2(u_1) \sigma_t(u_1) \phi(u_1) \{ 1 - \sigma_t(u_1) \phi(u_1) \} \\ &\quad + \{ \sigma_t(u_1) \phi(u_1) \lambda(u_1) \}^2 ] \\ &= \sum_K \lambda^2(u) \sigma_t(u) \phi(u) \Delta u \\ &= N \cdot \lambda^2(u) \sigma_t(u) \phi(u) \Delta u = \lambda \cdot \overline{\phi_{exp}(u)} \Delta u \end{aligned}$$

これより

$$\begin{aligned} (\text{相対分散}) \times \sqrt{\text{エネルギー分散能}} &\equiv \frac{\sqrt{V(\phi_{exp}(u) \Delta u)}}{\overline{\phi_{exp}(u)} \Delta u} \times \sqrt{\Delta u} \\ &= \frac{1}{\sqrt{N \sigma_t(u) \phi(u)}} \end{aligned}$$

= レサージ  $u$  における Total collision 数  
= 一定値 となる。

次頁に、もっと簡単なモデルでの説明を行う。

理想的なスペクトロメータがあったとして、これを Multi-channel Pulse Height Analyzer にてデータを取得したとする。このデータはそのまま中性子スペクトルをうえているものとする。  
(スペクトロメータの分解能は十分小さいとする)

このとき、PHA のチャンネル巾を  $\delta$  (これがエネルギー分解能) としてデータを蓄え、 $u \sim u + \delta$  の間の計数値が  $C_\delta(u)$  であったとする。このとき、計数値はチャンネル巾  $\delta$  を変えれば、これに比例するから  $\frac{C_\delta(u)}{\delta} = \text{一定}$  の関係がある。

又、この計数値は Poisson 分布に従うから  $\Delta C_\delta(u) = \sqrt{C_\delta(u)}$  である。

以上の関係を用いて、中性子スペクトル  $\phi_\delta(u)$  について調べる。

まず、スペクトルは  $C_\delta(u)$  をレサージ巾  $\delta$  で割って  $\phi_\delta(u) = \frac{C_\delta(u)}{\delta}$  となる。

又、この(相対誤差)  $\times \sqrt{\text{エネルギー分解能}}$  は

$$\left( \frac{\Delta \phi_\delta(u)}{\phi_\delta(u)} \right) \times \sqrt{\delta} = \frac{\Delta C_\delta(u)}{C_\delta(u)} \times \sqrt{\delta} = \sqrt{\frac{\delta}{C_\delta(u)}} = \text{一定} = \frac{1}{\sqrt{\phi_\delta(u)}}$$

より一定となる。

つまり、ポアソン分布型の統計性をもつ粒子を PHA に蓄えたものという簡単なモデルにより、この関係式が導かれている。従って、この関係式は単に中性子スペクトルのみではなく放射線のスペクトルに一般的に成立しているはずであると言えよう。

以上 証明終り。

## 討 論

Q： 小林 平（京大炉）

低エネルギー領域での金の断面積に見られるような Self-Shielding が生じるような検出器に対する平均化（群定数化）の取扱いでは重み関数にこれを含めるのか？如何に考え、取扱うとよいのでしょうか？

A： 中沢正治（東大工）

物理で cell 定数を作る計算方式を利用するが現状では最も良いと考えられますが、この場合にも、検出器周辺の体系構成材の共鳴反応による相互遮蔽効果を考慮した方式にしておく必要があります。次善の策としては、いわゆる実効共鳴積分計算コードを用いて、 $1/E$  スペクトルに対する共鳴積分値を求め群定数化していく方法が考えられます。この場合、Fig. 2 或いは Fig. 4 に示したような体系構成材（図では  $^{235}\text{U}$ ）の共鳴反応による、スペクトルの Fluctuation が無視されますから、これを誤差と考えるか、何らかの補正をする必要があります。最も近似的な方法としては、検出器のミクロ断面積  $\sigma(u)$  に  $\frac{1}{1 + \Sigma_p(u) \ell}$  を乗じておく取扱いがあります。（但し  $\Sigma_p(u)$  = 検出器の巨視断面積、 $\ell$  = 検出器の平均弦長）又、体系構成材の共鳴反応は重みスペクトル  $\phi(u) = \frac{1}{\Sigma_t(u)}$  として考慮する方法、つまり

$$\sigma_g = \int_{u_g}^{u_g + \Delta u_g} \frac{\sigma(u) du}{\Sigma_t(u) \{ 1 + \Sigma_D(u) \ell \}} / \int_{u_g}^{u_g + \Delta u_g} \frac{du}{\Sigma_t(u)}$$

として求める方法が考えられます。この計算は、金の主共鳴など  $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$  の場合には割と良い近似ですが  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{59}\text{Co}$  などの  $\Gamma_n > \Gamma_\gamma$  の共鳴反応については、余り精度はよくありません。箔の厚さにも依りますが、数十%以上の誤差を覚悟した方がよく、別の近似法を検討すべきかとも考えられます。

Q : 山越寿夫（船研）

ドジメトリーでは、核データの評価値に対する誤差の表現としては、如何なる量を望まれますか。（例えば、標準偏差として表現すべきなのかどうかと云うことです。）

A : 中沢正治

偶然誤差と系統的誤差に分けて表示されることを希望します。前者のときは、エネルギー分解能を明示し、そのときの標準偏差の値という2種の数値が必要、後者は或るエネルギー範囲での値（これを標準偏差にすべきか、最大誤差にすべきかは、明示されていれば、どちらでもよい）を希望します。なお前者の偶然誤差については、（相対誤差） $\times$ （エネルギー分解能） $^{1/2}$ が一定という関係があるはずですから、この一定値を表示することの方が、簡単であろうと思います。

## 7. Nashville 会議（安定領域から遠く離れた原子核の研究の将来像に関する国際シンポジウム）報告

久武和夫\*

1979年9月にテネシー州ナッシュビルで行われた「安定領域から遠く離れた原子核の研究の将来像」に関する国際シンポジウムで行われた講演中、興味深いものを選んで報告する。特に CERN の ISOLDE で発見された  $^{11}\text{Li}$  の  $\beta^-$  崩壊遅延中性子放射、GSI で発見された、 $Z > 50$ ,  $N < 82$  領域の多くの  $\alpha$  放射核、Berkeley の RAMA を用いて測定された軽い核の遅延陽子放射スペクトル（及びこれを用いて求めたアイソスピン多重項の質量公式）、マインツを中心とするレーザー分光法による短寿命核の基底状態のスピン、核モーメント、アイソトープシフト等の研究を紹介する。なお Berkeley で行われた  $Z = 104$  核の研究、Flerov の超重元素に関する見通しの話も簡単に述べる。

Report on Nashville Conference (International Symposium on Future Directions in Studies of Nuclei Far from Stability)

Kazuo HISATAKE\*

Several interesting lectures given at International Symposium on Future Directions in Studies of Nuclei Far from Stability held at Nashville, Tennessee, are reported. Especially, Discovery of  $\beta$  delayed neutron emitter ( $^{11}\text{Li}$ ) made with ISOLDE, CERN, Discovery of new  $\alpha$  emitters in the region of  $Z > 50$ ,  $N < 82$  made at GSI, Measurements of delayed proton spectra of light nuclei (and the determination of the isobaric multiplet mass equation) made with RAMA at Berkeley, and Measurements of spins, nuclear moments and isotope shifts made by laser spectroscopy developed in Mainz, are described. A study of a  $Z = 104$  nuclide made at Berkeley and the aspect on superheavy nuclei given by Flerov, are also briefly described.

---

\* 東京工業大学 Tokyo Institute of Technology

## 1. 全般的のこと

「安定領域から遠く離れた原子核研究の将来像」というテーマの国際シンポジウムは1979年9月10日から9月13日午前まで、アメリカのテネシー州、Nashville の Vanderbilt University で開かれた。シンポジウムの組織委員長は J. H. Hamilton (Vanderbilt Univ) である。プログラムは Table 1 にのせてある。会議の Proceedings は、1980年2月頃に、North-Holland から出版される予定なので、この報告が印刷される頃には、日本でも入手可能となろう。会議の参加者は約90名で、18ヶ国から集った。参加国は、アメリカ(50名)、西独(7)の他、西欧、東欧、アジアの諸国であった。アジアからは、インド(2)、中国(2)、日本(2)で、日本からは、川上宏金(核研)と筆者が参加した。

シンポジウムのテーマは "Future Directions" であるが、将来の展望に話が集中したわけではなく、最近取られたデータ及び近い将来の研究計画の話が大部分であった。自分として面白かった講演を項目別に並べてみると、次のようになる。

- (A) Nuclear Data from ISOL (Isotope Separator On-Line)
  - (1) P.G. Hansen (Cern and Aarhus): Data from ISOLDE
  - (2) E. Roeckl (GSI): Data from GSI-ISOL
  - (3) V. Berg (Orsay): ISOCELE II
  - (4) E.H. Spejewski, et al.: UNISOR and Its Data
  - (5) J. Åystö (LBL): Data from RAMA
  - (6) E.W. Otten (Mainz): Laser Spectroscopy

この他の建設中のISOLの報告として、

- P.J. Nolan (Liverpool and Daresbury): Daresbury-ISOL & Recoil Separator
  - D.S. Brenner (Clark Univ.): TRISTAN (Brookhaven)
- 等があった。

- (B) Nuclear Data of heavy nuclei
  - (7) L.P. Somerville (LBL): Z=104 Nuclei
  - (8) G.N. Flerov (Dubna): Super heavy elements
- (C) Analysis of Nuclear Data
  - 9) A.H. Wapstra (Amsterdam): Atomic Masses
  - 10) G.S. Goldhaber (Brookhaven): Pseudomagic Nuclei
  - 11) L. Peker (Brookhaven): Two Phonon States?

時間の関係でお話できるのはこの辺までであろうが、尚、興味あるものとして

- (D) Heavy-ion Nuclear Reaction
  - V.V. Volkov (Dubna): Deep Inelastic Reaction
- (E) Nuclear theory
  - A Faessler (Julich): Transitional even and odd-odd nuclei

K. Kumar (Montrouge): Dynamical deformation nuclei

E. Iachello (Yale): Predictions from IBM (Interacting Boson Model)

等があげられるが、時間の関係と十分理解出来なかったこともあり割愛したい。

なおこのテーマに関する次の国際会議は P.G. Hansen が組織委員長となり、1981年頃デンマークあたりで開かれるようである。

## 2 主な講演

- 1) P.G. Hansen, "On-Line Experiments with High-Energy Protons: Recent Results and Possible Future Directions.

この講演は一番最後にあったが、非常に面白く圧巻であった。以下にその主なものを記す。

### ① 600 MeV の陽子ビームによる生成核収量

Cern の ISOLDE では 600 MeV 陽子 ( $3 \mu\text{A}$ ) ビームの他、最近では  $^3\text{He}$  (910 MeV) を使用し始めており近く  $^{12}\text{C}$  (1030 MeV) も使用可能となる予定である。以前から高温での表面電離法で、アルカリ金属を高い効率でイオン化して来たが、最近では負イオンの表面電離法の開発に成功し、ハロゲン元素のイオン化も出来るようになった。Fig. 1 に Nb powder 及び uranium carbide からの Br 原子の収量を示す。この負イオン源の開発の結果、 $^{42}\text{Cl}$  (6.8 s),  $^{43}\text{Cl}$  (3.3 s),  $^{71}\text{Br}$  (3.3 s) の新核種を発見した。又  $^{93,94}\text{Br}$  も見出した。

### ② A = 100 附近の変形領域

$N \geq 90$  から原子核が急に変形することはよく知られているが、最近では  $A \approx 100$  の核で  $N \geq 60$  から変形が起こることも分って来た (Fig. 2 参照)。特に Cern で  $^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Sr}_{62}$  の崩壊が最近測定されたので<sup>1)</sup>、この変形領域は確立されたといえる (Fig. 2 参照)。

### ③ $^{132}\text{Sn}$ の第一励起準位

$^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$  は double magic 核であるが、その第1励起準位は  $3^-$  でなく  $2^+$  であることが、以下に述べるような実験で確認された。即ち、先に Julich の recoil separator JOSEF による fission product の測定で、 $^{132}\text{Sn}$  の  $1.7 \mu\text{s}$  の decay から  $4.415 \text{ MeV}$  準位が  $2.1 \text{ ns}$  の半減期を持ち  $4^+$  と決定された (Fig. 3 参照)。ISOLDE では、 $^{132}\text{In}$  の decay から  $0.374$  と  $0.299 \text{ MeV}$  転移の内部転換係数の測定を行い、これらの転移は M1 又は E2 と決定され、 $4.041 \text{ MeV}$  準位の parity は正でなければならないことが分った。且この準位は  $2^+$  というのが最も確かならしいが、この実験だけからは、 $1^+$  という可能性も残っている。

$^{132}\text{In}$  の  $\beta^-$  decay に  $4.351 \text{ MeV}$   $\gamma$  線が見出されたが、 $^{132m}\text{Sn}$  アイソマーの decay からは観測されないとする事実から、 $4.351 \text{ MeV}$  準位が  $3^-$  かとも思われる。

### ④ $\beta$ delayed neutron 放射核の始めての発見<sup>2)</sup>、 $^{11}\text{Li}$

$^{11}\text{Li}$  ( $8.5 \text{ ms}$ ) は、 $2000^\circ\text{C}$  に熱した uranuim carbite を  $600 \text{ MeV}$  p で照射し ISOLDE で質量分離することによって得られた ( $15 \text{ atoms/s}$ )。これから放射される中性子が 3 つの  $^3\text{He}$  電離箱で測定された。そのスペクトルを Fig. 4 (a) に示す。このスペクトルの 4 つのピークは、 $^9\text{Be} (\text{t}, \text{p}) ^{11}\text{Be}$  で観測された中性子スペクトルと一致する (Fig. 4

(b) 参照) が、図に  $E_3$  と記した連続スペクトルが残った。この部分は 2 中性子放射によるものであると考えて、次の実験を行った。

Fig. 4(c) に示すような配置で  $n - n$  同時計数を取った。 $^{11}\text{Li}$  イオンを図に示すような long counter の中に導いた。この long counter は半径 23 cm, 長さ 60 cm の円筒形のパラフィンの中に 8 ヶの  $^3\text{He}$  の比例計数管を配置してある。之を並列につないで delayed coincidence を観測した。結果は Fig. 4(c) に示すように、 $\lambda^{-1} = 100 \mu\text{s}$  の decay curve になる。この long counter の性質を調べるために、1.9 kg の  $^{238}\text{U}$  を中央に置き、 $^{238}\text{U}$  の自発性核分裂による 2 ヶの中性子の時間分布を測定した。その結果、図に示すように、 $\lambda^{-1} = 106 \mu\text{s}$  となる。この値はこの long counter 内の中性子の平均生存時間であることが分った。このようにして、 $^{11}\text{Li}$  の decay に伴う 2 中性子(同時)放射が確認された。又  $^{238}\text{U}$  を用いた較正により、この 2 中性子放射は、 $^{11}\text{Li}$  の  $\beta^-$  decay の 9 ± 3 % と決定された ( $^{11}\text{Li}$  の  $\beta^-$  decay の中性子放射率は 61 ± 7 % と仮定した)。

#### ⑤ 放射核イオンビームの応用

ISOLDE を用いて質量分離された放射核イオンビームは核物理学以外にも応用されている。

##### ④ 固体中への放射核の注入

例えば  $^{119}\text{In}$ ,  $^{119}\text{Cd}$  を注入して  $^{119}\text{Sn}$  のメスバウラー効果の実験が可能である。

##### ⑤ 核崩壊の影響による KX 線のエネルギー・シフト

Fig. 5 の上部に示すように、 $I_{in} = I - 1$  から、 $I_f = I$  に EC するとき、 $\Delta I = +1$  であるので、許容転移ならば、上向きの K 電子及び上向きの中性微子を吸収しなければならないので、崩壊後の原子核には、下向きの電子が残る。従って、このとき発生する KX 線のエネルギーは通常の KX 線エネルギーから少しシフトする筈である。何となれば、通常の場合は、上向き及び下向きの K 電子が等しい確率で残り、発生する KX 線は両方の平均値となるからである。

之を実証するため、bent crystal spectrometer を ISOLDE に設置し、一例として Fig. 5 に示すような、 $^{131}\text{Cs}$  と  $^{132}\text{Cs}$  の EC による KX 線のエネルギーを比較した。

$^{131}\text{Cs}$  の EC は  $\Delta I = -1$  の例で、上の場合と逆であるが、本質的には変りない。 $^{132}\text{Cs}$  の EC は  $\Delta I = 0$  で、通常の光電子放出に伴う KX 線エネルギーを示す筈である。結果として  $\Delta E = 112 \pm 9 \text{ meV}$  となり、理論値の  $\Delta E = 126 \pm 6 \text{ MeV}$  とよく一致した。なお理論値は、 $\Delta E = -\frac{A(I+1)}{2}$  で与えられる。但し、A は通常の、g 因子に比例する超微細パラメータである。このような実験が可能なのは、ISOLDE で、0.1–1 Curie の線源を数  $\text{mm}^2$  の面積に薄く作製出来るからである。

#### (2) E. Roeckl (GSI) : Recent Experiments at the GSI On-Line Separator ① GSI On-Line Separator による放射核の研究

GSI では数 MeV / 核子のビームを加速出来る線型加速器に mass separator<sup>3)</sup> を on-line に接続して実験しているが、この会議での報告は  $A > 100$  の中性子不足核に限られている。この mass separator の特徴はイオンソースにある。Fig. 6 の上部(a) にその

イオン源を示す。このイオン源のことを Febiad Source<sup>4,5)</sup> と称し、 $10^{-5}$  Torr 前後の低圧で動作する。その効率は高く、Kr, Xe ガスで 50 % で遅延時間は 8 ms に過ぎない。Hg 又は Po 等の放射核の場合は、半減期が分の場合、全効率は 20 %、秒の場合は、10 % である。

GSI の Separator で研究した原子核の一例、<sup>144</sup>Cs の崩壊様式を Fig. 7 の下部 (b) に示す。<sup>144</sup>Cs は Cs の安定核 <sup>133</sup>Cs より 19 も中性子の少い核で、<sup>58</sup><sub>28</sub>Ni (<sup>58</sup>Ni, pn) <sup>144</sup><sub>55</sub>Cs<sub>59</sub> で作られた。E<sub>Ni</sub> = 290 MeV (5 MeV/核子) で、そのときの断面積は 0.2 mb で、separator の collector に集められた収量は、300 atoms/s である。<sup>144</sup>Cs は  $\alpha$  崩壊及び EC +  $\beta^+$  崩壊し、更に EC +  $\beta^+$  崩壊後、陽子又は  $\alpha$  粒子放射する。 $\beta^-$ -delayed proton emitter 及び  $\beta^-$ -delayed  $\alpha$  emitter である。Fig. 7(b) に点線で書いた proton decay は未だ見出されていない。300 atoms/sec 位の収量があれば、<sup>114</sup>Xe 内の  $\gamma$  線の同時計数も可能で、第一励起準位 449 keV (2<sup>+</sup>)、第二励起準位 1148 keV も見出されている。

## ② $\alpha$ 崩壊の研究

GSI separator で Sn-Cs の中性子不足の 12 の  $\alpha$  放射核が発見された。それは、<sup>107-110</sup>Te, <sup>110-113</sup>I, <sup>111-113</sup>Xe, <sup>114</sup>Cs である<sup>7)</sup>。この他 Pb 領域にもいくつか発見したし、Hf-Re 領域、Th-Pa 領域でもいくつか発見している。(之等の発見には separator の他に速度分析器 SHIP をも用いられている。) これらの新  $\alpha$  放射核は Fig. 7 に示されている。Fig. 7 にはこの他に、従来から見出されている  $\alpha$  放射核、 $\alpha$  放射半減期が  $10^8$  s と予想される線(この線の左が  $10^8$  s 以下となるので検知可能と考えられる)及び重イオン融合反応の断面積が 1 mb と考えられる線(この線の内側が検知可能と考えられる)が示されている。なお、<sup>114</sup>Cs, <sup>107-110</sup>Te の Q <sub>$\alpha$</sub>  (MeV) は、それぞれ <sup>114</sup>Cs (3.226), <sup>107</sup>Te (3.982), <sup>108</sup>Te (3.414), <sup>109</sup>Te (3.117), <sup>114</sup>Cs の  $\alpha$  崩壊の分岐比 b <sub>$\alpha$</sub>  は、b <sub>$\alpha$</sub>  =  $1.8 \times 10^{-4}$  と測定された。

次にこれらの新  $\alpha$  放射核データを用いて、原子質量、及び  $\alpha$  崩壊換算幅のデータが Fig. 8 のように求められた。Fig. 8(a) では、 $\alpha$  崩壊の Q <sub>$\alpha$</sub> 、EC +  $\beta^+$  decay の Q<sub>EC</sub> 及びそれに続く陽子放射の陽子エネルギー等を利用して、Xe, Te, Sn, I n の同位係の質量決定の手続きが示されている。 $\beta^+$  のエネルギーの測定がないときは、 $\beta^+/\text{EC}$  から Q<sub>EC</sub> を求めている。Fig. 8(b) は偶々核の  $\alpha$  崩壊 (S wave) の換算質量 W <sub>$\alpha$</sub>  を  $\alpha$  崩壊核の中性子質量の関数としてプロットしたものである。Pb の挙動だけが変っている。特に <sup>186</sup><sub>82</sub>Pb<sub>104</sub> の W <sub>$\alpha$</sub>  は極端に小さい。(このデータは少し疑問視されている)。全体の傾向として、N = 126, N = 82 の magic line で、W <sub>$\alpha$</sub>  が最小値を取っており、中性子数のより大きい核からこの magic line に向って上昇傾向を示している。N < 82 では <sup>108</sup>Te のデータしかないが、この傾向が正しいとすると、N = 50 の line に向って、W <sub>$\alpha$</sub>  が増加している兆候と考えられ、中性子不足核の N = 50 の magic 性の一つの証拠になり、<sup>100</sup><sub>50</sub>Sn<sub>50</sub> が存在するのではないかと考えられている(GSI の装置では、断面積が小さく今の所検知できないが)。

(3) V. Berg. The New Orsay On-Line Isotope Separator. ISOCELE II, and the Beginning of Its Exploitation for Nuclear Physics

フランスでは、かなり早くから安定領域から遠く離れた核の研究に興味を持っており、CERN の ISOLDE を利用して、Ir, Pt, Au 等の遷移領域の核の研究を行った。しかし完全な decay scheme を得るためにマシンタイムが必要なので、Orsay でシンクロサイクロトロンが建設されたとき、このグループの要望で On line separator が建設された。之が ISOCELE I である。そのシンクロサイクロトロンのビームは、陽子 158 MeV (200 nA),  $^3\text{He}$  (100 nA) である。ISOCELE I を用いた実験は 1974 年 3 月に始ったが、シンクロサイクロトロンの突然の改造計画のため、1 年しか続かなかった。しかしこの間に、予めテストしておいたターゲット Au, Pt+B, Er+Cu 等を用いて Au, Pt, Er 等の核の研究を行うことも出来た。これらの経験は次の ISOCELE II に大いに役立った。

新しいシンクロサイクロトロンのビームは、陽子 200 MeV (6  $\mu\text{A}$ ), 218 MeV  $\alpha$ , 283 MeV  $^3\text{He}$  である。オンライン同位体分離器は全く新しく建設された。それを Fig. 9 に示す。左下に太線で書いたのがシンクロサイクロトロンのビームである。分離器は  $n = 0.5$  の  $75^\circ$  電磁石から出来ており、 $A = 200$  に於て collector 面で隣の質量に対する分離距離は 10 mm である。collector では 3 つの質量が同時に取り出せるが、一番軽い成分はもう一度質量分離器を通り S/N を上げることが出来る。

ISOCELE II では、ターゲットとしては、Au, Pt-B, Er-Cu, Bi,  $\text{ThF}_4 + \text{NaF}$ , Gd, Pr, Nd, Ag-Sn, Tb, Ni 等が使用され、P 及び  $^3\text{He}$  ビームにより Fr, At, Po, Tl, Hg, Au, Yb, Ho, Dy, Eu, Sm, Nd, Pr, Ce, Ba, Te, Sb, Sn, In, Cd, Ag, Zn, Cu 等の同位体が分離出来た。特に  $^{136}\text{Sm}$  を始めて検知し、半減期は 42 s と測定された。 $^{186}\text{Hg}$  と  $^{188}\text{Hg}$  の  $O_1^+$  の半減期を測定し、それぞれ  $T_{1/2} < 200 \text{ ps}$  ( $^{186}\text{Hg}$ ),  $T_{1/2} < 180 \text{ ps}$  ( $^{188}\text{Hg}$ ) となった。

#### (4) E. H. Spejewski et al の UNISOR に関する講演

UNISOR に関する講演は第一日目の午後一杯費って行われた。E. H. Spejewski は UNISOR の Head で、装置の話をした。UNISOR とは、University Isotope Separator at Oak Ridge の略で、アメリカの西南部の大学の連合チームの共用装置をいう。Fig. 10(a), (b) にその平面図が示される。(a) はサイクロトロン及びタンデムのビームコースと Separator の関係を示す。サイクロトロン (ORIC) は AVF サイクロトロンで  $E (\text{MeV}) = 100 q^2/A$  のエネルギーを加速し、平均粒子流は 0.2 – 0.6 particle  $\mu\text{A}$  である。タンデムは電圧 25 MV のもので、現在 80 % 完成しており、1980 年始頃にはビームを出すという話である。このタンデムのビームは図のように直接 separator にビームを送ることになっているが、一旦サイクロトロンにビームを入射し大きな  $q$  のイオンを発生し、 $E = 100 q^2/A$  に相当する高いエネルギーに加速して後、Separator にも送れることになっている。Separator の詳細な構造は Fig. 11(b) に示される。

UNISOR で得られた物理的成果は、E. F. Zganjar (N < 82 の奇核), K. S. Toth ( $\alpha$  崩壊), F. T. Avignone ( $\text{Hg}$  同位体等の ns 以下の寿命測定) によって講演されたが何れも 2 ~ 3 年前に得られた成果のまとめ<sup>8)</sup> で、最近は目ざましい成果が上っていないようである。必しも最近のものではないが、UNISOR で系統的に得られた成果として  $\text{Hg}$  の偶々同位体の準位構造

を Fig. 11 に示す。そのうち一番 N の少い  $^{182}\text{Hg}$  は、最近 GS I で測定されたものである。<sup>8)</sup>  $^{184}\text{Hg}$  の  $0_1^+$  準位 (375 keV) の平均寿命は、UNISOR グループ<sup>9)</sup> により  $0.9 \pm 0.3 \text{ ns}$  と測定されており、理論 (shape-isomeric E 2 転移) よりも 10 倍も速いことが注目される。

(5) J. Åystö, Current and Future Directions in the Study of Light and Medium-Mass Nuclei with the On-Line Mass Separator RAMA.

RAMA という装置は、Recoil Atom Mass Analyzer の略で、Berkeley の 88" サイクロトロンに on-line に接続された質量分離器である。(Fig. 12 参照)。Fig. 12 に示されているように、サイクロトロンビームによる核反応で生成された反応生成物は、He ガス中に飛び出し、減速される。aerosol としてエチレングリコールを用いた He ジェット系で、上方のスキマーに送られる。そこで aerosol を除かれた反応生成物は hollow cathode イオン源 ( $2000^\circ\text{C}$ ) にはいりイオン化され 18 keV まで加速された後、磁場型質量分離器で質量分離されるこの系の全効率は 0.1 – 0.5% で、Na, Mg, Al, Si, P, K の分離に成功している。この系で測定された最短半減期は 100 ms 位である。

アイソスピントリニティの質量公式を系統的に研究する目的で RAMA を用いて軽い中性子不足核の delayed proton emitter が測定されている。その一例として Fig. 13 に  $^{24}\text{Si}$  と  $^{25}\text{Si}$  の delayed proton のスペクトルを示す<sup>10)</sup>。用いられた反応はそれぞれ  $^{24}\text{Mg} ({}^3\text{He}, 3n) {}^{24}\text{Si}$  ( $E_{{}^3\text{He}} = 70 \text{ MeV}$ ) 及び  $^{24}\text{Mg} ({}^3\text{He}, 2n) {}^{25}\text{Si}$  ( $E_{{}^3\text{He}} = 41 \text{ MeV}$ ) である。 $^{25}\text{Si}$  の delayed proton は陽子エネルギーの較正のために使用された。同様にして、 $^{20}\text{Mg}$  (9.5 ms) の delayed proton のエネルギーも測定された。このようにして、Fig. 14 に示されるように、 $^{20}\text{Na}$  及び  $^{24}\text{Al}$  の  $0^+$  ( $T = 2$ ) の励起エネルギー（即ち質量）が決定された。これらを用いて、 $A = 20$  及び  $A = 24$  のアイソトスピントリニティ 5 重項 ( $T_z = -2, -1, 0+1, +2$ ) のすべてが決定された。これらのデータを用いてアイソバーマルチピリティ質量公式

$$\begin{aligned} M(A, T, T_z) = & a(A, T) + b(A, T) \cdot T_z + c(A, T) \cdot T_z^2 \\ & + d(A, T) T_z^3 + e(A, T) T_z^4 \end{aligned}$$

の係数を求めるとき係数  $a, b, c$  は他の質量数から求められたものと、consistent で係数  $d, e$  は誤差の範囲で 0 と分った。一方  $A = 8$  及び  $A = 9$  ではこれらの係数が 0 とならない報告があるが。

(6) E.W. Otten, Laser Spectroscopy Probing Nuclear Structure off Stability

変調可能な色素レーザーを用いることにより短寿命の原子核の基底状態のスピン、核モーメント、アイソトープシフト（従って核半径の中性子依存性）等が研究出来ることはよく知られているが、この講演はこの分野の研究の最新の総合報告である。非常に興味深い講演であったが、時間がないので、Otten の属する Mainz で行われている 2 つの実験方法及び 2 ~ 3 の興味ある核物理的成果を述べるにとどめる。

① パルスレーザーを用いた time-dependent perturbed angular correlation 法  
第一の方法は<sup>11)</sup>、レーザー励起の time-dependent perturbed angular correlation であり、その装置を Fig. 15 に示す。図に示すように、ISOLDE で分離された  $10^{-7}$  s 位の 寿命を持つ  $^{191m}-^{185m}\text{Hg}$  が Mo 箔に一旦集められた後、蒸発によって Resonance Cell (石英管) に送られ、パルス化されたレーザーで励起される。このレーザーのパルス幅は 3 ns で、出力は 2 kW、スペクトル幅は 1 GHz である。

実験は二段階に分けて行われる。先ず、レーザー振動数を変化させて、それぞれの質量数の Hg 同位体の励起振動数を見付ける。原子励起は  $6\text{s }^1\text{S}_0 - 6\text{s }6\text{p }^3\text{P}_1$  ( $\lambda = 2537 \text{\AA}$ ) を用いる。振動数の較正は、図の下部の Reference Cell に同じレーザー光を通すことによって行われる。Reference Cell には既知の水銀安定同位体が充満しており、これに外部から強磁場  $H_0$  をかけて、ゼーマン効果により、共鳴位置を探す。そのときの磁場の値を用いて、レーザー光の振動数が求められる。

第二段階としては、Resonance Cell に弱磁場をかけ、共鳴点での放射光を時間の関数として求める。レーザー光のくり返し周波数を  $50 \text{ Hz}$  とすれば、10 分前後の測定で Fig. 16 に示すようなパターンが得られる。これは、全原子系のスピン  $F = I + J$  がラマ-歳差運動を行い、その結果放射光子の角分布が回転するためである。このパターンの振動数は、光が E 1 放射の場合は、ラマ-振動数の 2 倍となるが、ラマ-振動数  $\nu_L$  は

$$\nu_L = g_F \mu_B H_0 / h \text{ で与えられ, } g_F \text{ は}$$

$$g_F = \frac{g_J [F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)]}{2F(F+1)}$$

で与えられる。Fig. 16 の曲線をフーリエ変換すると、図の上に示されるようにその振動数は  $\nu = 8.3 \text{ MHz}$  と得られ、 $I = 13/2$  が適合することになる。

以上は  $^{187}\text{Hg}^m$  の場合であるが、同様に水銀アイソマー  $^{191m}-^{185m}\text{Hg}$  のスピンはすべて  $I = 13/2$  と決定された。

## ② 高速原子（又はイオン）ビームに平行にレーザー光を照射する方法

①に述べた方法は、質量分離されたイオンビームを一旦 collector で止めた後、再蒸発させて Resonance Cell に導いて、レーザーを照射するというものであった。この方法では原子が Cell の内壁にくっついてかなりの損失がある。又 Cell の温度を上げて原子ビームを発生させる方法もあるが、ビームのコリメートのため  $10^4 \sim 10^5$  のロスがある。

ここで述べる方法は、Fig. 17(a) に示すように質量分離されたビームに平行にレーザーをあてるものである。ビームに直角にあてる方法もあるが、その方法では、イオンの速度は大体  $10^7 \text{ cm/s}$  で、レーザービームの直径を  $1 \text{ mm}$  とすると、 $10^{-8} \text{ sec}$  しか反応時間がない。之に反して Fig. 18(a) のような平行に照射する方法では、その 100 倍位反応時間が取れる。

かつこの方法の利点は、イオンを加速することにより、高温のイオン源中に存在するイオンの速度分布に起因するドップラー幅を 100 倍以上も小さく出来ることである。即ち、加速ビーム内に存在する運動エネルギー幅は次のように書き直せる。

$$\delta E = \delta \left( \frac{mv^2}{2} \right) = mv \delta v = \frac{mc^2}{v^2} \Delta \nu_D \delta \nu_D = \text{const}$$

即ち、平均速度  $v$  と速度幅の積は一定になる、したがってドップラーシフト  $\Delta \nu_D$  及びドップラー幅  $\delta \nu_D$  の積が一定ということになる。いいかえれば、加速することにより、大きなドップラーシフトを与えるかわりに、ドップラー幅が小さく出来る。イオン源におけるイオンの速度分布が温度に起因するものだけとすると、

$$\delta \nu_D = \frac{1}{2} (kT/eU)^{1/2} \delta \nu_D(0)$$

となり、 $T = 1500\text{ K}$ 、加速電圧  $U = 5\text{ KV}$  とすると、上式の  $\delta \nu_D(0)$  の前にかかる因子は  $1/400$  となる。

原子イオンは通常の可視光の色素レーザーでは共鳴励起出来ないので、之を中性ビームに変えた後、レーザー励起して、その共鳴放射光を光電子増倍管で検出する (Fig. 17(a) 参照)。イオンの中性化は、アルカリ金属と荷電交換することによって効率よく達成出来る。この荷電交換により速度も方向も殆んど変化しない。何故ならば、荷電交換の断面積は  $10^{-14}\text{ cm}^2$  で、この値は速度 (及び方向) を変化させる衝突断面積より 2 衍も大きいからである。

Fig. 17(b) に Mainz の Triga Reactor と on-line に接続された質量分離器を用いて行われた実験例を示す<sup>13)</sup>。この実験では  $^{91}\text{Rb}$  ( $58\text{ s}$ ) の中性ビームに、 $\lambda = 4201\text{ \AA}$  ( $5s^2 S_{1/2} \rightarrow 6p^2 P_{3/2}$ ) のレーザービームをあてたものである。scanning は質量分離器の加速電圧を変え、したがってドップラーシフトを変えて行われた。共鳴幅は  $15\text{ MHz}$  で自然幅の 10 倍である。

### ③ 物理的成果の例

上に述べたような方法で  $^{137}_{55}\text{Cs}_{82}$  から  $^{119}_{55}\text{Cs}_{64}$  までの基底状態のスピンが決定された<sup>14) 15)</sup>。Fig. 19 は、55番目の陽子が Nilsson diagram で、変形が進むにつれてどの軌道をしめて行くかを示すものである。即ち球形核  $g_{7/2}$  から  $[413]_{5/2}$ ,  $[420]_{1/2}$ ,  $[422]_{3/2}$ ,  $[402]_{9/2}$  と進む。実験結果も實際そなっている。

次にアイソトープシフトの実験結果を示す。アイソトープシフトは、観測された超微細構造スペクトルの重心が、(同じ元素の) 質量数  $A$  と共に移動して行く量をいうが、これは核内の荷電分布の変化に起因する、所謂 field shift  $\delta \nu_F$  と軌道電子の換算質量に起因する mass shift の和である。即ち

$$IS^{AA'} = \delta \nu_f^{AA'} + K(A' - A)/AA' \quad (A, A' \text{ は質量数})$$

第二項の mass shift は、重い原子では小さいし、1電子原子スペクトルの場合は簡単に計算できるが、他の軽い原子スペクトルは計算がむずかしいことが多い。field shift は核の平均荷電半径の 2 乗の変化  $\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}$  と下のような関係がある。

$$\delta \nu_F^{AA'} = \frac{2}{3} \pi Z e^2 \Delta |\psi(0)|^2 \delta \langle r^2 \rangle^{AA'}$$

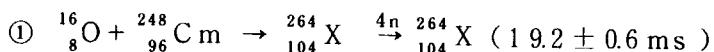
但し、 $d |\phi(0)|^2$  は、電子遷移における核内電子密度の変化である。とも角アイソトープシフトは $\delta \langle r^2 \rangle$ に比例すると考えてよい。

Fig. 19はアイソトープシフトから求められた $\delta \langle r^2 \rangle$ を中性子数の関数としてプロットしたものである。N=82の値を $\delta \langle r^2 \rangle = 0$ としてあるが、N=82の所で線は折れ曲っている。これは、N=82では球形核であるが、それからずれるに従って核変形が大きくなることで大体の傾向は説明出来る。即ちN<82では、Nが大きくなつても、変形が次第に小さくなるので $\langle r^2 \rangle$ の増加は標準線（図で $1/2 \delta \langle r^2 \rangle$  standard と書いた線）より小さいが、N>82ではNと共に変形が大きくなり始めるので、標準線より急に立上る。より詳細な議論は割愛する。

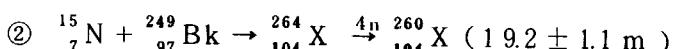
(7) L. P. Somerville , New Spontaneous Fission Activities Produced in the Bombardments of  $^{248}\text{Cm}$  and  $^{249}\text{Bk}$  by  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  and  $^{18}\text{O}$  Ions

そろそろ時間がなくなったので、出来るだけ簡単に説明したい。講演者の L. P. Somerville は Berkeley の G. T. Seaborg と A. Ghiorso の学生 (Ph.D コース) である。彼等のグループは、Dubna の Flerov グループと対抗して Z > 100 の重い核種の研究をやっているが、Flerov らの発見した新核種はすべて疑しいと考え、その追試を行っている。この講演もその一貫で、Dubna の発見した  $^{260}\text{No}$  ( $7.6 \pm 8\text{ ms}$ ) を追試して、それを否定し、恐らく  $^{260}\text{No}$  の半減期は  $19 \pm 1\text{ ms}$  と結論している。

以上の目的で以下の 4 つの反応を行っている。



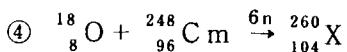
$$E_{16\text{O}} = 9.2\text{ MeV}, \quad \sigma = 4.4\text{ nb}$$



$$E_{15\text{N}} = 8.19\text{ MeV}, \quad \sigma = 8.2\text{ nb}$$



$$E_{13\text{C}} = 7.0\text{ MeV}, \quad \sigma = 2-4\text{ nb}$$



$$E_{18\text{O}} = 10.9\text{ MeV}, \quad \sigma = 8\text{ nb}$$

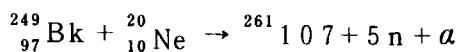
Fig. 20 に②の反応の励起関数を示す。測定法は、反応生成物を 0.025 mm の厚さの Ni テープに受けて、マイカの飛跡検出器（核分裂破片を検出）まで輸送する方法である。Ni テープの長さは 970 m で、輸送速度は 0.5 m/sec である。このようにして、反応生成物の自発性核分裂による核分裂破片の飛跡は、時間の関数として検出される。Fig. 20 には、Berkeley のデータと Dubna のデータが併記されているが、結果は全然違っている。これに対して、Dubna の V. V. Volkov から「角分布を取ったか」という質問があった。返事は「no」。後で講演者の

Somerville にきくと, Dubna は  $0^\circ$  方向のみを取っているので, そういう質問が出たのだろうとのこと。

結論として①, ②, ④の反応から  $19.2 \pm 0.6$  ms の自発性核分裂が確認され, 70 ms はどの反応にも見出せなかったとしている。19 ms の核種としては,  $^{260}104$  の可能性が強いが, ④の ( $^{18}\text{O}$ , 6n) の断面積が理論より 50 倍も大きいことが問題点としている。

#### (8) G. N. Flerov, New Approaches to the Synthesis of Heavy and Superheavy Elements

加速器のエネルギーも電流も増大にしているに拘らず, 重い新元素の発見のスピードは落ちている。例えば, Z = 107 の発見は,



で行われたが,  $\sigma \approx 10^{-34} \text{ cm}^2$  である。之は検出の限界である。このような核反応で Z = 114, N = 184 の超重元素を発見出来る見込はない。

Dubna ではカスピ海の土から  $T_{1/2} \approx 10^8$  y と思われる超重元素を(中性子多密度から)見出したが, 世界各国の加速器で之をターゲットとする核反応によりその反応生成物の分析から, その (Z, N) の確認をしてもらいたいと思っている。「同位体分析器で確認する方法はどうか」という O. Schult (Julich) の質問に対して「勿論それも考えている」との答であった。

時間がなくなったので, (9)以下の講演の紹介は割愛する。

#### 質問

原田(原研) : neutron deficient nuclei の yield が spallation reaction の方が heavy ion reaction の yield より多いのは何故か

久武: CERN の 600 MeV p の spallation yield が多いのは, 断面積が heavy ion 反応の場合より多いという意味でなく, target の量が 100 g r 以上と多いため yield が多くなる。

原田(原研) : Pseudomagic とはどういう意味か。

久武:  $R_J = E_J/E_2$  と定義し, Fig. 21 のように, Pd の偶核の  $R_J$  を  $R_4$  の関数としてプロットすると  $^{100}_{46}\text{Pd}_{54}$  だけが VMI (Variable Moment of Inertia) の式の線から大きくずれる。VMI の式とは

$$(1) \quad E_J = C (I - I_0)^2 + \frac{J(J+1)}{2I}$$

$$(2) \quad \frac{\partial E}{\partial I} \Big|_J = 0$$

で定義する。<sup>16,17)</sup> 但し  $I(J)$  は実効慣性能率で,  $C, I_0$  はパラメーターである。例えば  $^{100}_{46}\text{Pd}_{54}$  を Pseudomagic nuclei の一例である。これは doblemagic の  $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$  の 4 proton

hole - 4 neutron particle の核と考えられる。一般に, double magic の 2 particle - 2 hole 又は, 4 particle - 4 hole の核を pseudomagic nuclei といい,  $R_2 - R_4$  プロットが V M I 曲線からずれる特殊な核と考えられる。2 particle - 2 hole の例として,  $^{48}_{22}Ti_{26}$ ,  $^{88}_{40}Zr_{48}$ ,  $^{132}_{52}Te_{80}$ ,  $^{208}_{84}Po_{124}$  があり, 4 particle - 4 hole の例として,  $^{100}_{46}Pd_{54}$  の他に,  $^{48}_{24}Cr_{24}$ ,  $^{132}_{54}Xe_{78}$ ,  $^{208}_{86}Rn_{122}$ ,  $^{132}_{52}Te_{80}$  等があげられる。

### 参考文献

- 1) R.E. Azuma, et al.: Phys. Lett. 86B (1979) 5.
- 2) R.E. Azuma, et al.: Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1652.
- 3) K.H. Burkard, et al.: Nucl. Instr. and Meth. 139 (1976) 275.
- 4) R. Kirchner and E. Roeckl: Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 187.
- 5) R. Kirchner: Inst. Phys. Conf. Ser. 38 (1978) 29.
- 6) E.R. Hilf, et al.: in Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability, CERN 76-13 (1976) p.142.
- 7) D. Schardt, et al.: Nucl. Phys. A326 (1979) 65.
- 8) 川上宏金, 私信 (1979)
- 9) J.D. Cole, et al.: Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1185.
- 10) J. Åystö, et al.: Phys. Lett. 88B (1979) 43.
- 11) H. Kremmling, et al.: Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1376.
- 12) S.L. Kaufman: Opt. Comun. 17 (1976) 309.
- 13) W. Klemp, J. Bonn and R. Neugart, Phys. Lett. 82B (1979) 47.
- 14) C. Ekström, et al.: Nucl. Phys. A292 (1977) 144.  
C. Ekström, et al.: Physica Scripta 19 (1979) 516.
- 15) H. Fischer, et al.: Z. Phys. A284 (1978) 3.
- 16) G. Scharff-Goldhaber and A.S. Goldhaber: Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 1349.
- 17) G. Scharff-Goldhaber, C.B. Dover and A.L. Goodman: Ann. Rev. Nucl. Sci. 26 (1976) 239.

Table 1 Program of International Symposium on "Future Directions in Studies of Nuclei Far from Stability" held at Vanderbilt University, Nashville, Tennessee

September 10, 1979

SESSION I

8:45 a.m. Sarat Student Center  
J. H. Hamilton, Vanderbilt University, presiding  
Welcome  
Alexander Heard, Chancellor, Vanderbilt University  
Welcome  
Philip L. Johnson, Executive Director, Oak Ridge Associated  
University  
Do We Understand the Spectra in Transitional Even-Mass and  
Odd-Odd Mass Nuclei?  
A. Faessler, Jülich, Federal Republic of Germany  
Coffee Break  
New Facets of the Quadrupole Phonon  
V. Paar, Zagreb, Yugoslavia

SESSION II

2:30 p.m. UNISOR Information Meeting  
Sarat Student Center  
C. R. Bingham, University of Tennessee, presiding  
The Use of Nuclear Systematics in the Interpretation of  
Nuclear Structure Far From the Beta Stable Region  
J. L. Wood, Georgia Institute of Technology  
The Structure of Neutron-Deficient Odd-Proton Nuclei Near  
the Shell Closure at  $Z = 82$   
E. F. Zganjar, Louisiana State University  
The UNISOR Facility: Recent Developments and Future Directions  
E. H. Spejewski, UNISOR  
Coffee Break  
  
R. W. Fink, Georgia Institute of Technology, presiding  
Alpha-Decay Studies in Lead Region  
K. S. Toth, Oak Ridge National Laboratory  
Subnanosecond Lifetime Measurements of Excited States in Nuclei  
Far from Stability  
F. T. Avignone, University of South Carolina  
Plans for Laser Hyperfine Structure Measurements at UNISOR  
H. K. Carter, UNISOR  
  
6:00 p.m. Pizza and Beer Party, Commodore Room, Rand Hall

SESSION III

7:45 p.m. Stevenson Center

J. Zylicz, Warsaw, presiding  
In-Beam Nuclear Structure Studies in the  $A = 100$  Region  
T. Feynes, Debrecen, Hungary  
Gamma-Free Si(Li) Detector for ISOL Systems  
K. Hisatake, Tokyo, Japan  
The Daresbury Isotope Separator and Recoil Separator Projects  
P. J. Nolan, Liverpool, England  
Study of Neutron-Deficient Isotopes of Francium and Iodine by  
Means of the Helium-Jet Technique  
Sun Xi-Jun, Lanchow, People's Republic of China  
Effects of Shells and Deformations for Systematic Studies of  
Transition Rates  
W. Andrejtscheff, Sofia, Bulgaria  
Possibilities of Studying Low-Energy  $(n,p)$  and  $(n,\gamma)$  Reactions  
in Neutron-Deficient Nuclei  
G. Andersson, Chalmers University  
Far from Stability: Recent Results at ISOLDE  
C. Schück, Orsay, France

September 11, 1979

SESSION IV

8:45 a.m. Sarat Student Center

R. A. Sorenson, Carnegie-Mellon Institute, presiding  
Rotational Structure of Very Light Nuclei in the Lead Region  
S. Frauendorf, German Democratic Republic  
Coffee Break

Systematic Studies on Collective Potential Energy Surfaces  
J. Maruhn, Frankfurt, Federal Republic of Germany

SESSION V

2:00 p.m. Sarat Student Center

D. E. Murnick, Bell Laboratories, presiding  
Laser Spectroscopy Probing Nuclear Structure off Stability  
E. W. Otten, Mainz, Federal Republic of Germany, and CERN  
Quartet Effects in Masses and in Charge Transfer Reactions  
M. Danos, National Bureau of Standards  
Atomic Masses for Nuclides Far from Stability  
A. H. Wapstra, Amsterdam, the Netherlands  
Coffee Break

W. L. Talbert, Los Alamos, presiding  
Some Aspects of the Use of Deep Inelastic Transfer Reactions  
to Produce Nuclei Far from Stability and Nuclei with Large  
Angular Momentum  
V. V. Volkov, Dubna, Union of Soviet Socialist Republics  
Band Crossing and Quasiparticle Excitations in Nuclei around  
Mass 80  
L. Funke, German Democratic Republic  
Pseudomagic Nuclei  
G. S. Goldhaber, Brookhaven National Laboratory  
Study of Far-from-Stability Nuclei by Nuclear Chemistry Techniques  
R. A. Meyer, Lawrence Livermore Laboratory  
Current and Future Directions in the Study of Light and Medium-Mass  
Nuclei with the On-Line Mass Separator RAMA  
J. Åystö, Lawrence Berkeley Laboratory

6:30-  
7:30 p.m. University Club  
Cocktails  
7:45 p.m. Buses leave for dinner aboard paddleboat on the Cumberland River

September 12, 1979

SESSION VI

8:45 a.m. Sarat Student Center

J. B. McGrory, Oak Ridge National Laboratory, presiding

How Well Can We Predict Nuclei Far from Stability?

F. Iachello, Yale University

Coffee Break

Shape Coexistence in  $^{16}\text{O}$ ,  $^{72}\text{Se}$ , and  $^{240}\text{Pu}$ : A Comprehensive  
View Based on the Dynamic Deformation Model

K. Kumar, Montrouge, France

SESSION VII

2:00 p.m. Sarat Student Center

B. van Nooijen, Technological University of Delft, presiding  
Theory of Nuclear Molecules

W. Scheid, Giessen, Federal Republic of Germany  
The New Spectroscopy of Heavy-Ion Resonances

K. A. Erb, Yale University  
Particle Properties of Collective States  
L. Peker, Brookhaven National Laboratory  
Coffee Break

R. Foucher, Institute of Nuclear Physics, Orsay, France, presiding  
New Approaches to the Synthesis of Heavy and Superheavy Elements  
G. N. Flerov, Dubna, Union of Soviet Socialist Republics  
New Spontaneous Fission Activities Produced in the Bombardments  
of  $^{248}\text{Cm}$  and  $^{249}\text{Bk}$  by  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ , and  $^{18}\text{O}$  Ions  
L. P. Somerville, Lawrence Berkeley Laboratory  
The New Orsay On-Line Isotope Separator, ISOCELE II, and the  
Beginning of Its Exploitation for Nuclear Physics  
V. Berg, Orsay, France

September 13, 1979

SESSION VIII

8:45 a.m. Sarat Student Center

O. Schult, JUlich, Federal Republic of Germany, presiding  
Some Applications of the Shell-Correction Method  
I. Ragnarsson, CERN and Lund, Sweden  
Recent Developments at the TRISTAN On-Line Mass Separator  
D. S. Brenner, Clark University  
Coffee Break  
  
Recent Experiments at the GSI On-Line Separator  
E. Roeckl, GSI, Darmstadt, Federal Republic of Germany  
On-Line Experiments with High-Energy Protons: Recent Results  
and Possible Future Directions  
P. G. Hansen, Aarhus, Denmark  
Concluding Remarks  
J. H. Hamilton, Vanderbilt University

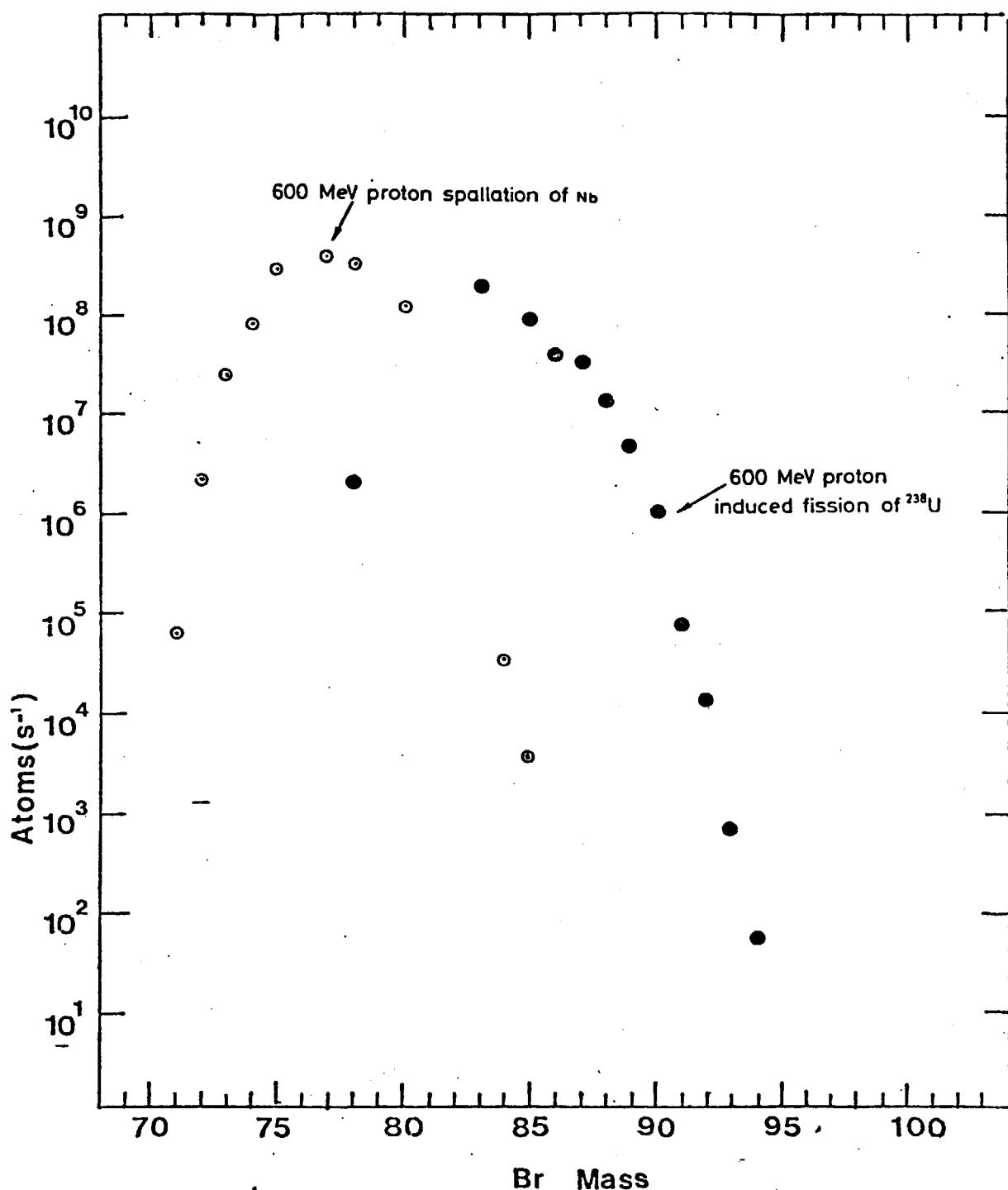


Fig. 1 Production rate in atoms/s of bromine for a 1  $\mu$ A proton beam of 600 MeV incident on 132 g of niobium powder.

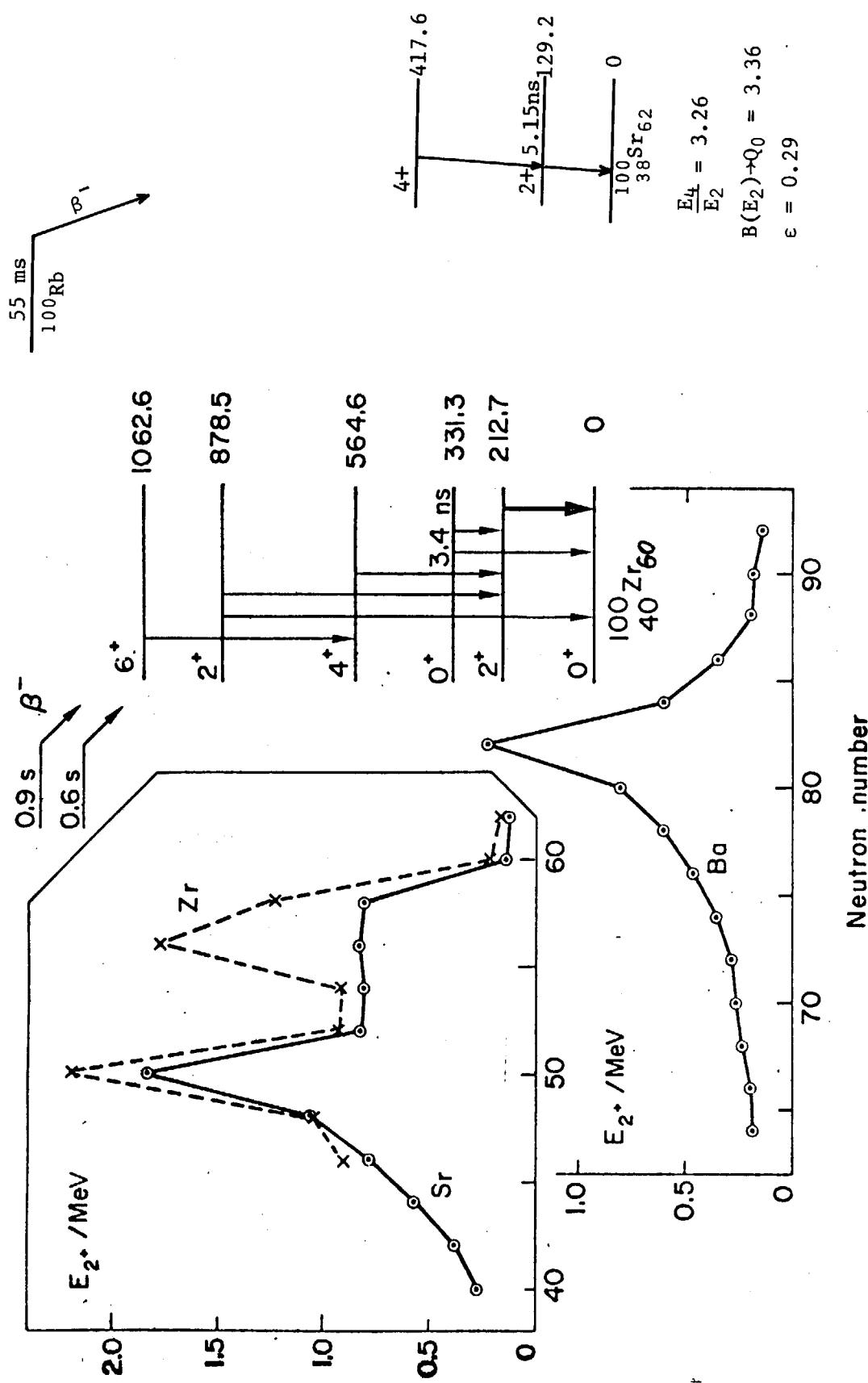
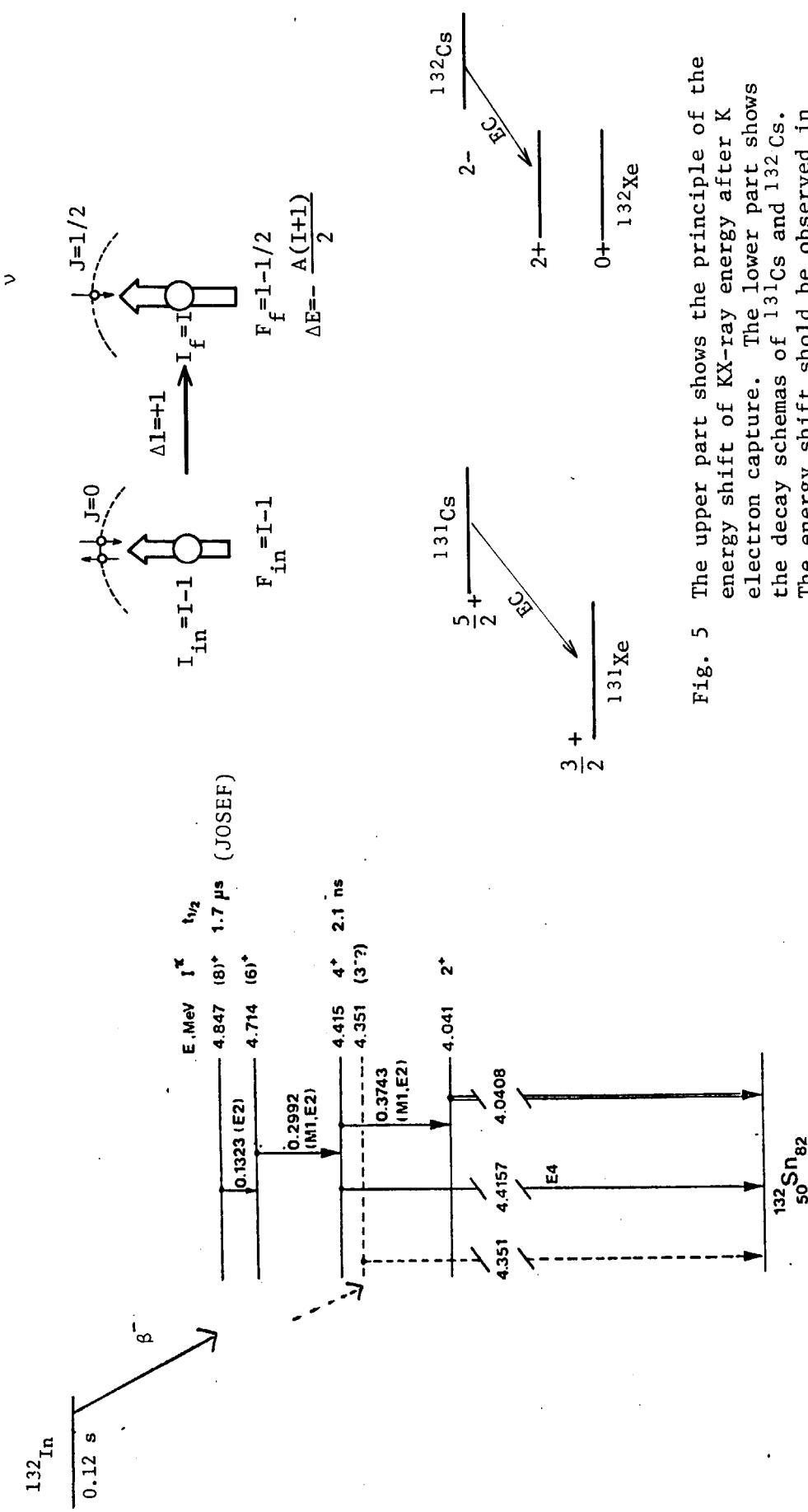


Fig. 2 Systematics of the energies of the first  $2^+$  level for the elements strontium ( $Z=38$ ), Zirconium ( $Z=40$ ) and barium ( $Z=56$ ). The low values on the wings of the curves signify regions of deformed nuclei.



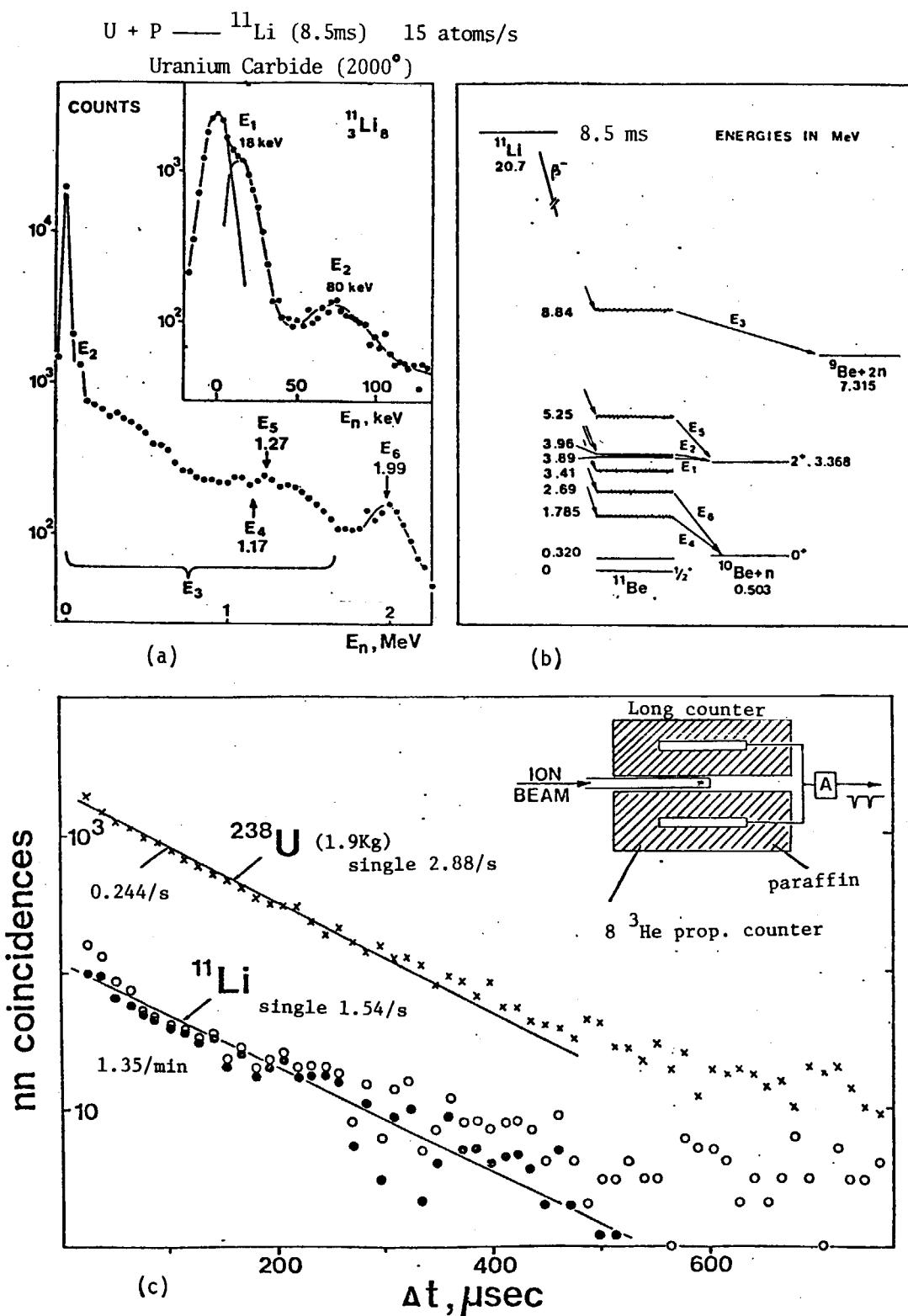


Fig. 4 (a) Pulse-height spectrum of beta-delayed neutrons from  $^{11}\text{Li}$ .  
 (b) Decay scheme of  $^{11}\text{Li}$ , neutron emission from  $^{11}\text{Be}$  was also observed from the reaction  $^{9}\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$ .  
 (c) Distributions of correlated events in the  $^{11}\text{Li}$  experiments and with a 1.9 kg sample of  $^{238}\text{U}$ .

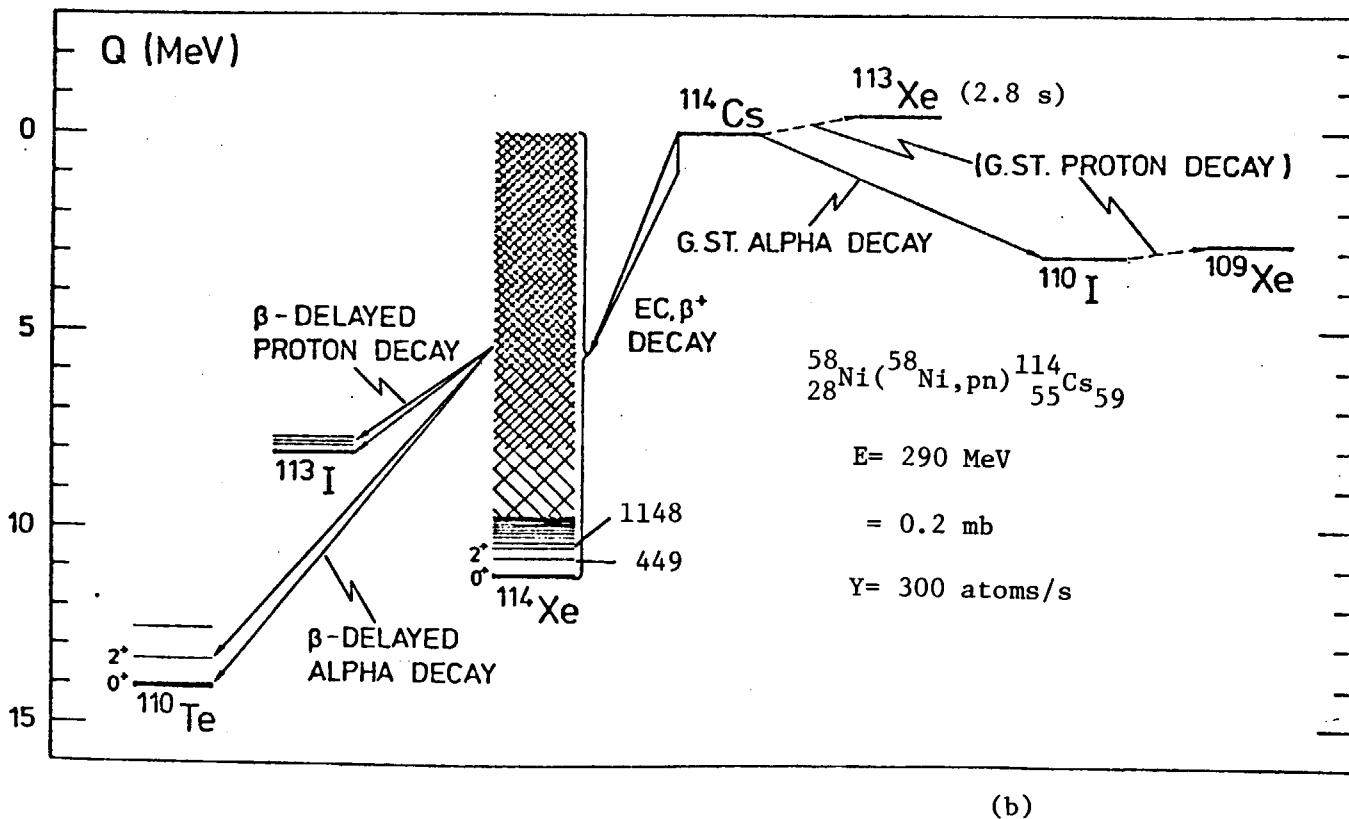
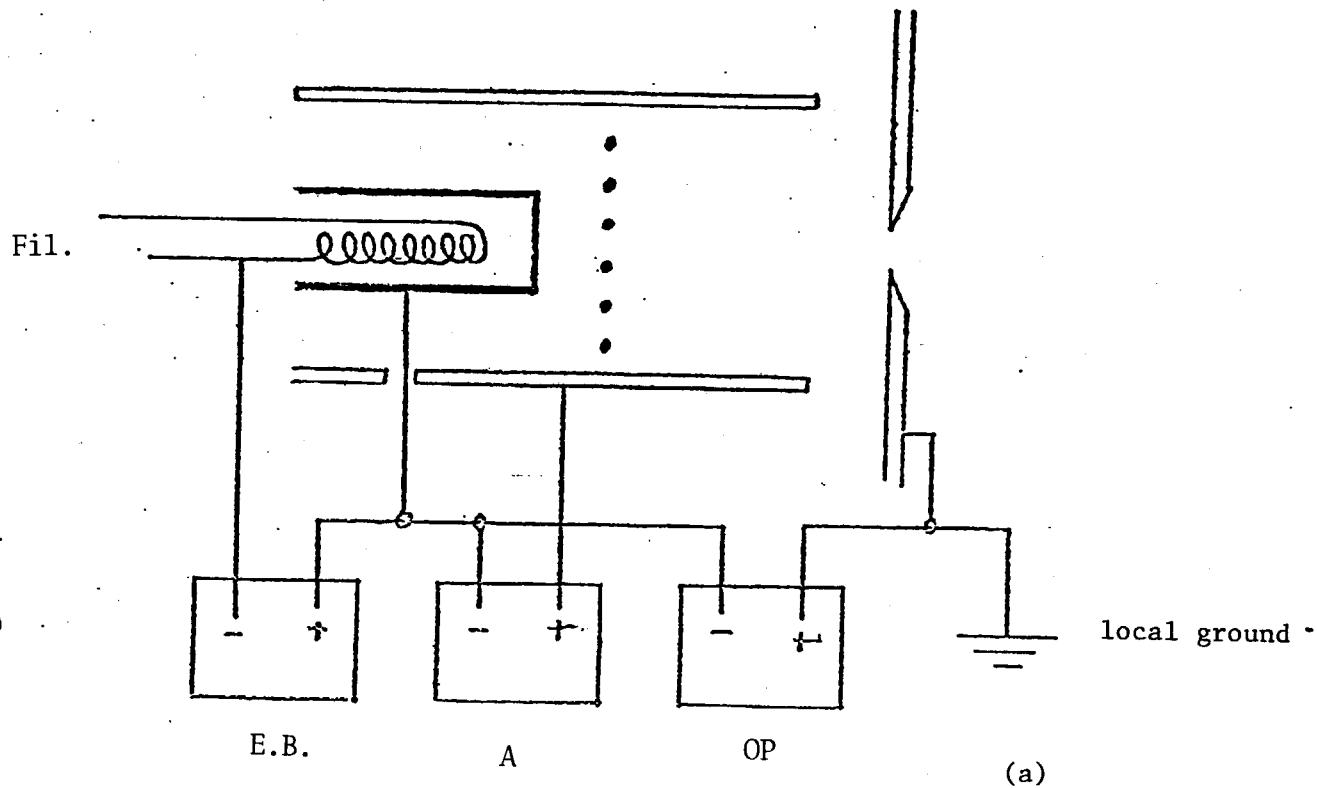


Fig. 6 (a) Febiad ion source at GSI  
 (b) Decay scheme of  $^{114}\text{Cs}$

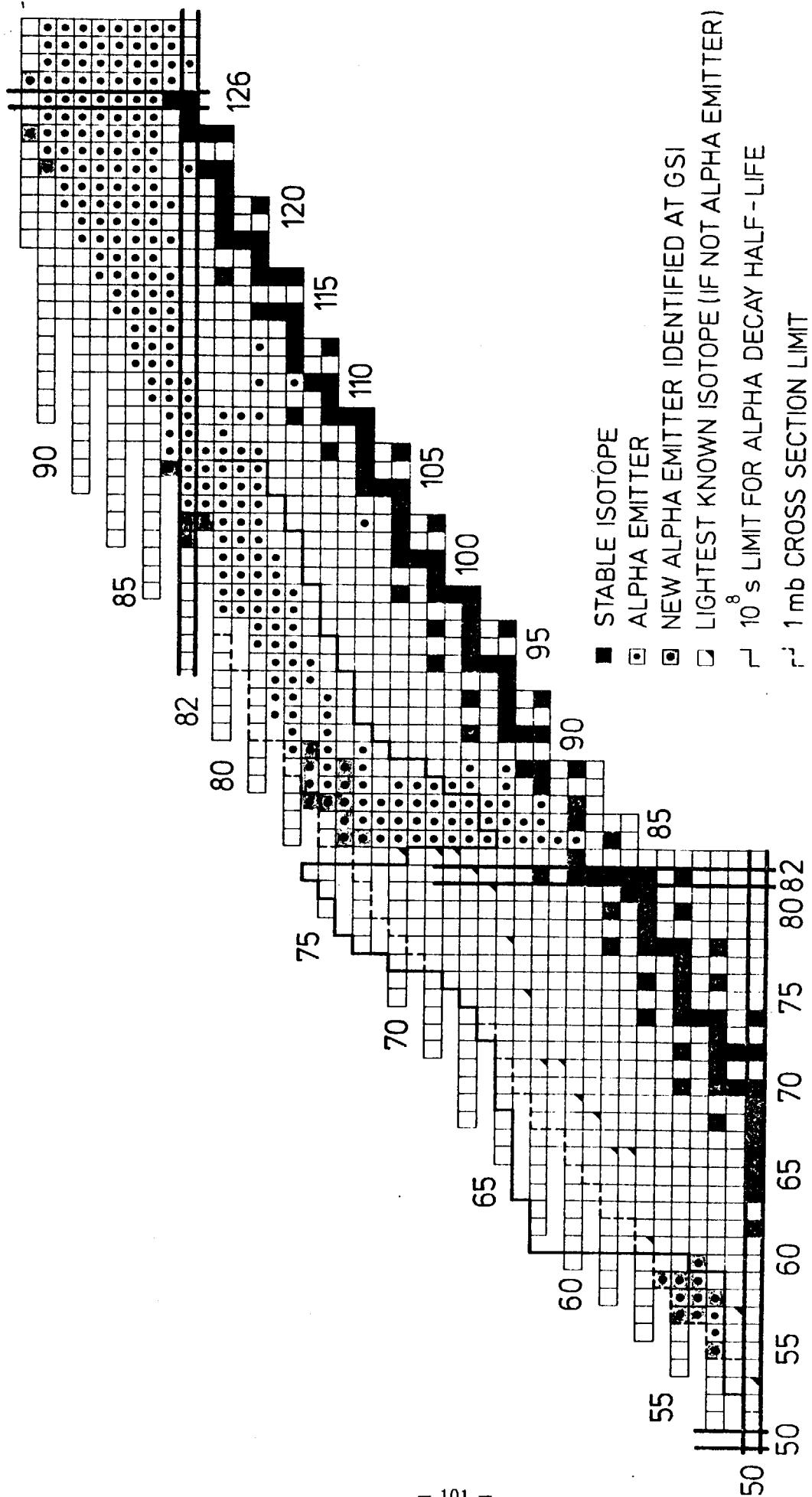


Fig. 7 Section of the chart of nuclides extending on the neutron-deficient side to the proton drip line predicted by Hilt et al<sup>6</sup>. To the left of the dashed line the cross sections calculated for heavy-ion induced fusion reactions fall below 1 mb. To the left of the solid histogram-line, the half-lives for  $\alpha$  decay are estimated<sup>7</sup> to fall below 10<sup>8</sup> s.

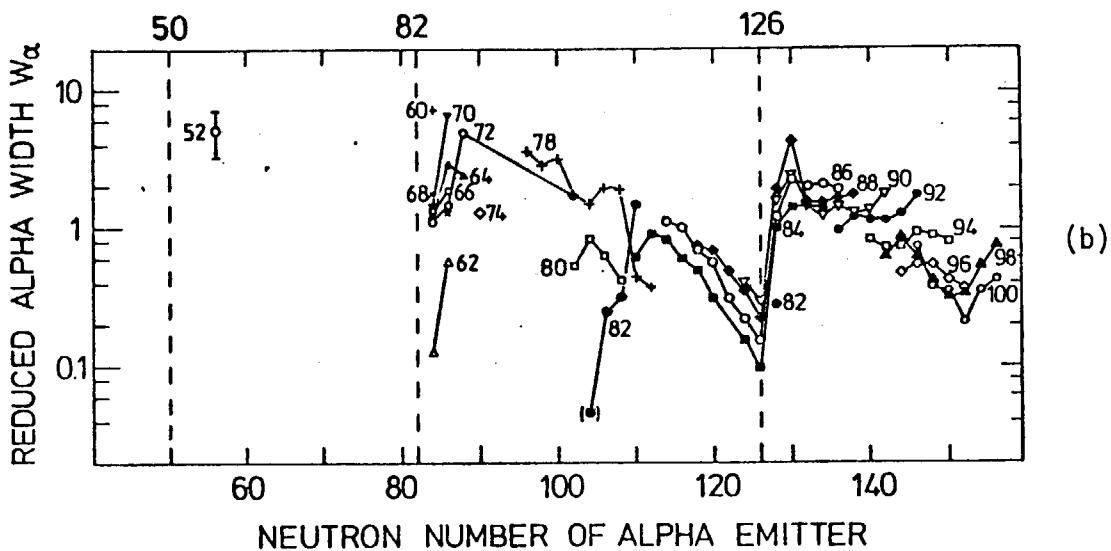
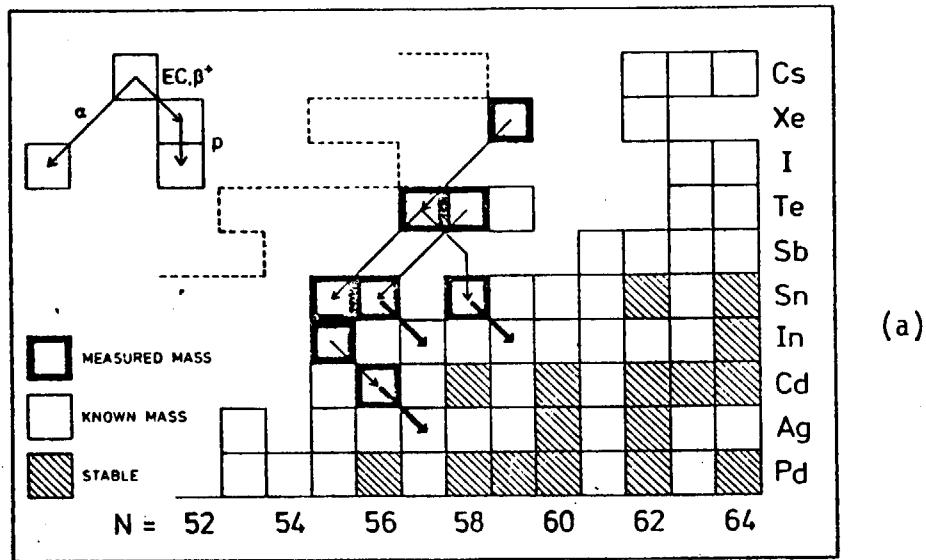


Fig. 8 (a) Section of the chart of nuclides, illustrating the method of linking neutron-deficient nuclei with unknown mass to those closer to  $\beta$  stability with known mass.  
 (b) Reduced width  $W_\alpha$  for s-wave  $\alpha$  decay of even nuclei as a function of the neutron number of the  $\alpha$  emitter.

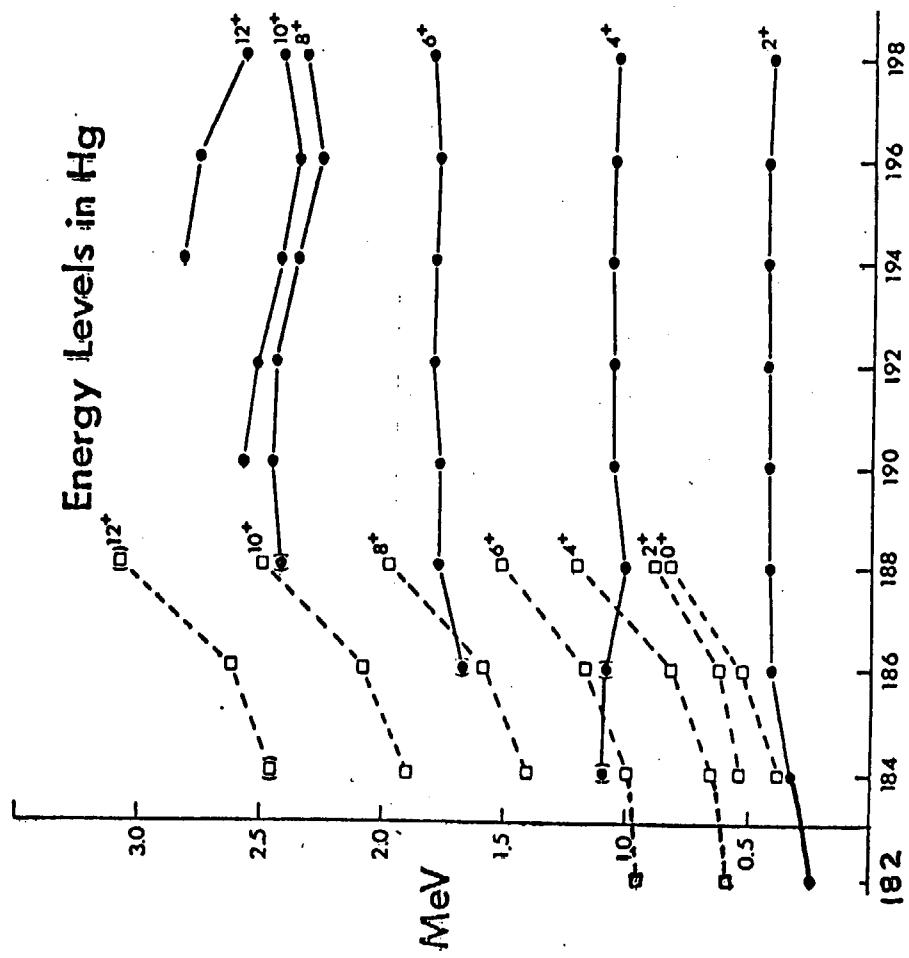


Fig. 11 Systematics of energy levels in Hg.

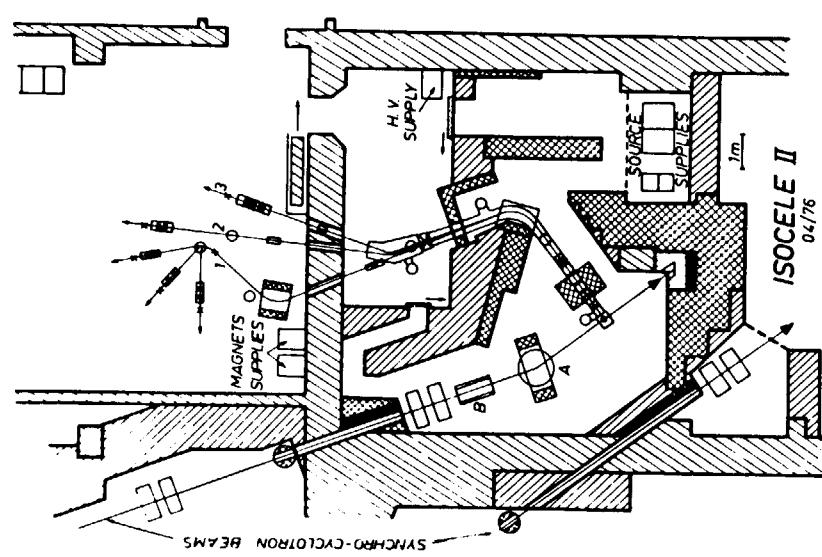


Fig. 9 ISOCELE II (Orsay)

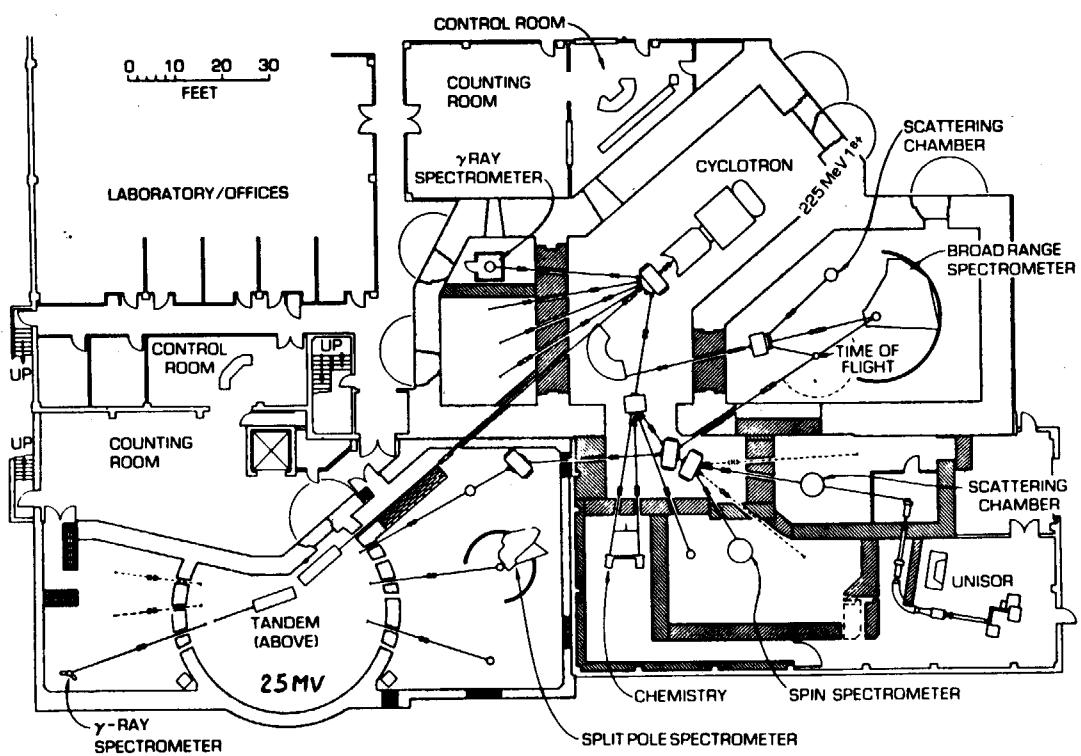


Fig. 10(a) Beam line lay-out of the Holifield heavy-ion facility.

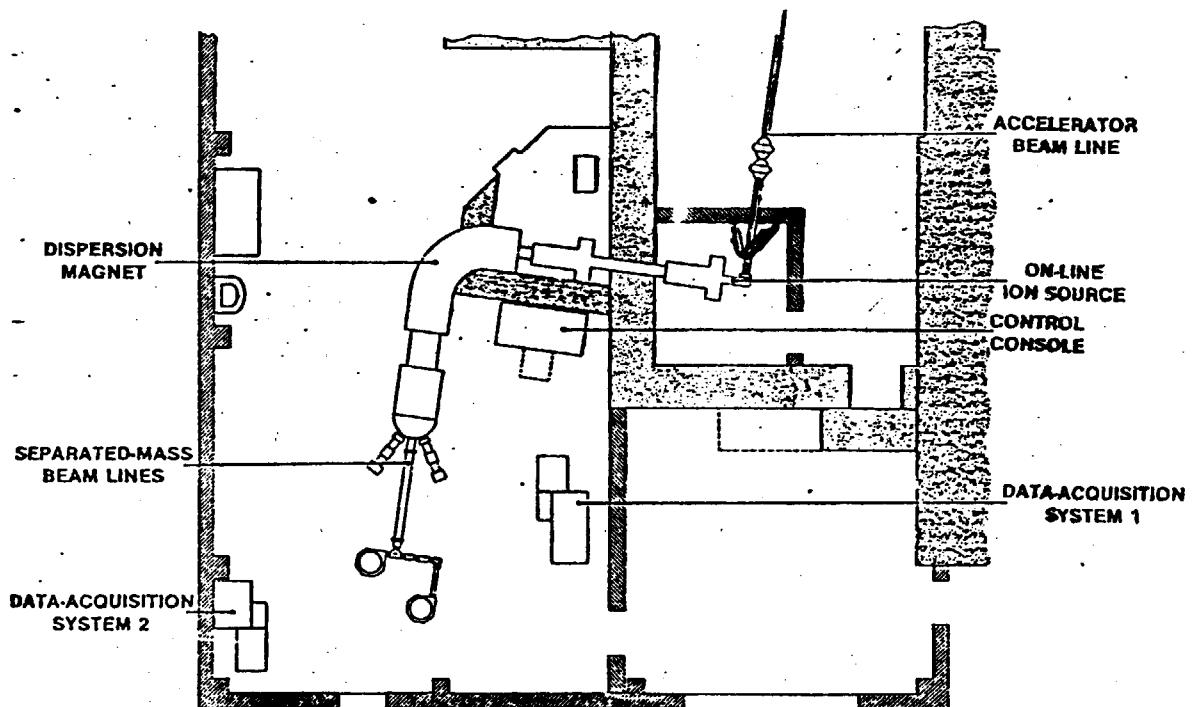
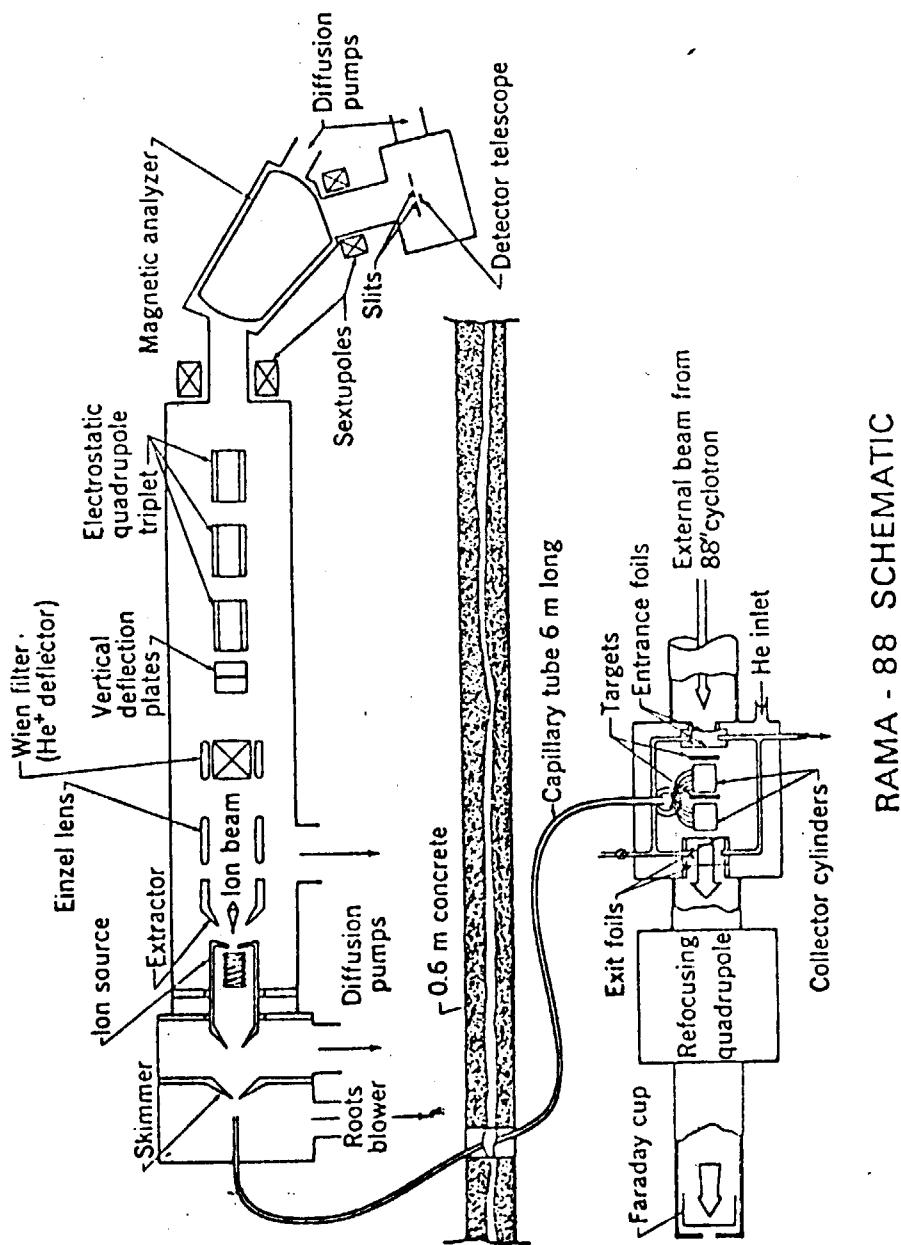


Fig. 10(b) The UNISOR facility.



RAMA - 88 SCHEMATIC

Fig. 12 Schematic view of the on-line mass separator RAMA.

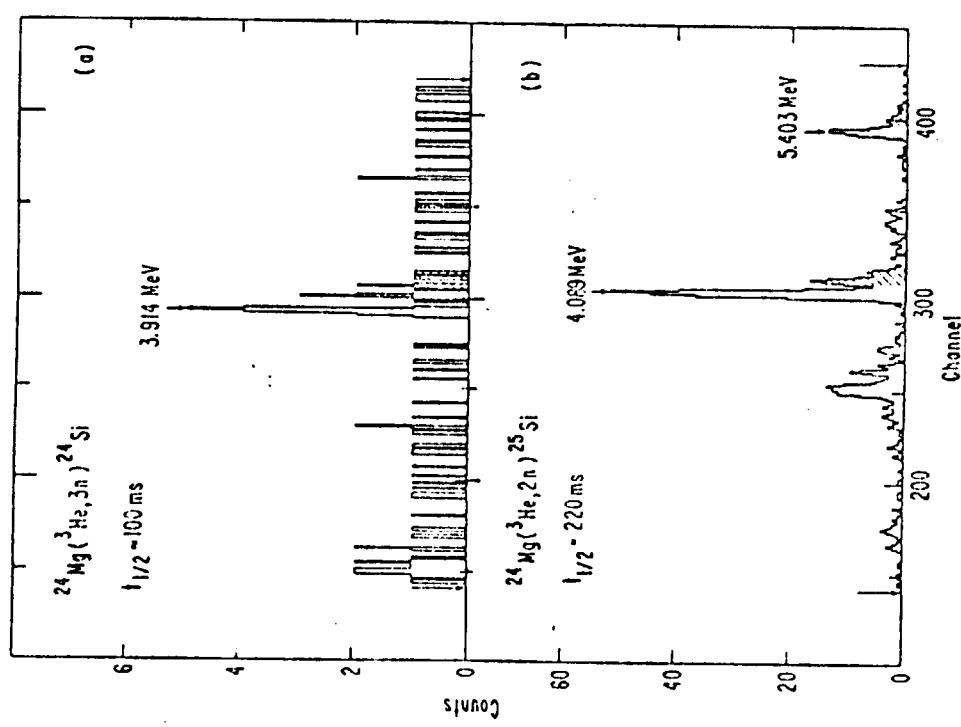


Fig. 13 Spectra of beta-delayed protons from a)  $^{24}\text{Si}$  and b)  $^{25}\text{Si}$  obtained at 70 and 41 MeV beam energy, respectively. Shaded areas in both spectra are due to a pile-up effect.

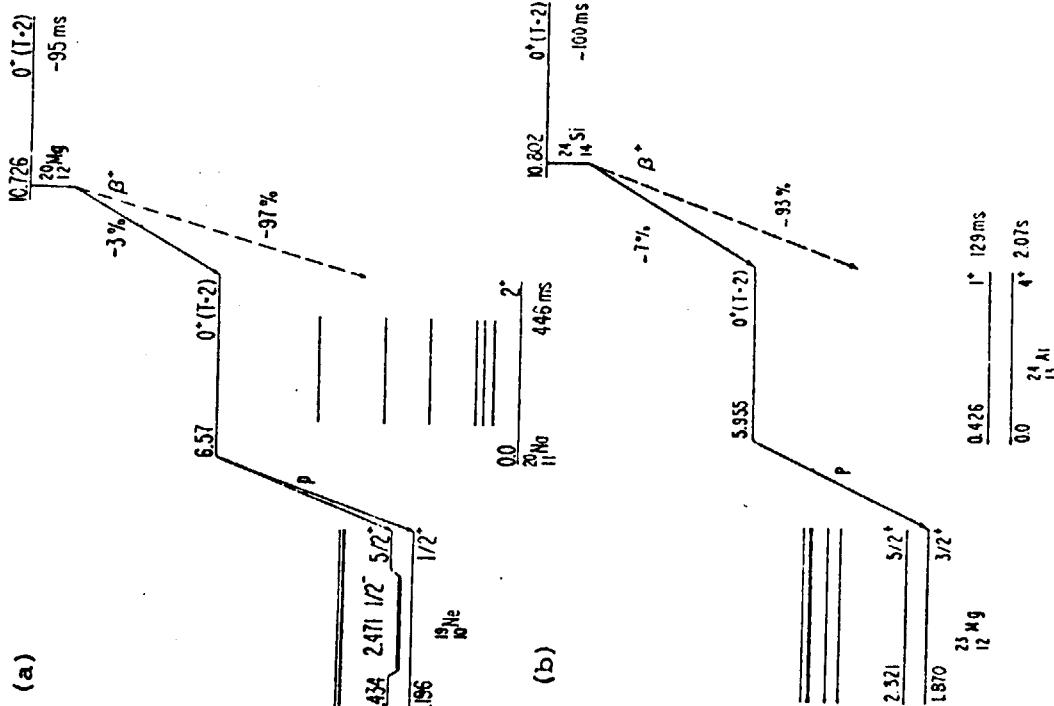


Fig. 14 (a) Proposed decay scheme of  $^{24}\text{Si}$ .  
 (b) Proposed decay scheme of  $^{25}\text{Si}$ .  
 The  $^{24}\text{Al}-^{24}\text{Si}$  mass difference was taken from the quadratic IMME prediction.

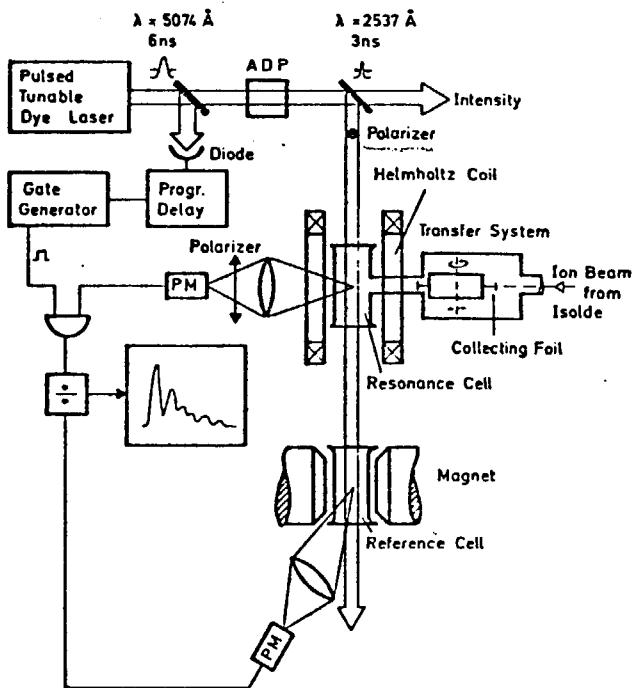


Fig. 15 Schematic diagram of the on-line laser-spectroscopy experiment.

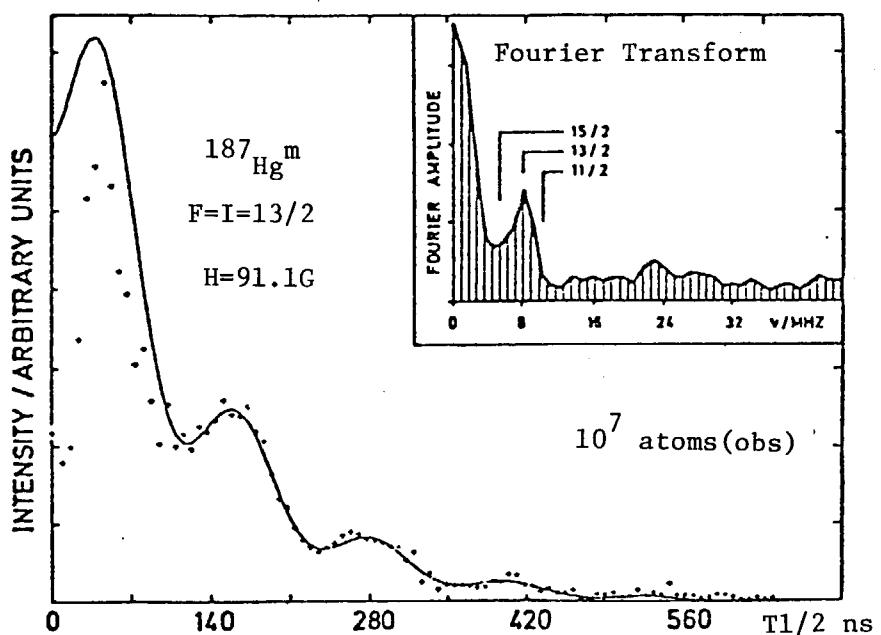


Fig. 16 Time-dependent perturbed angular correlation by use of pulsed Laser (3 ns).

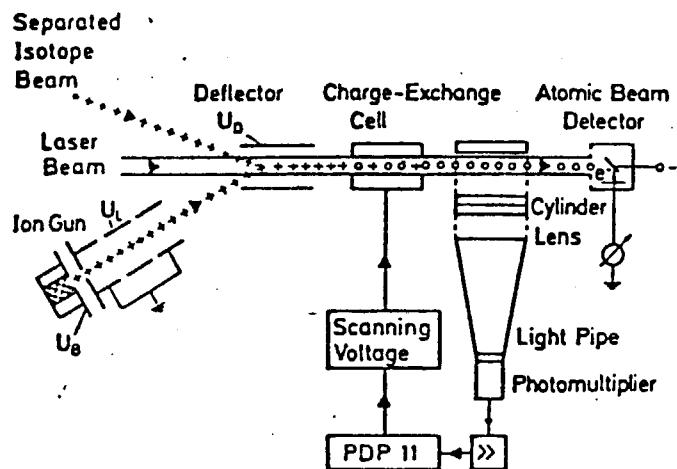


Fig. 17(a) Collinear laser spectroscopy on fast atomic beam

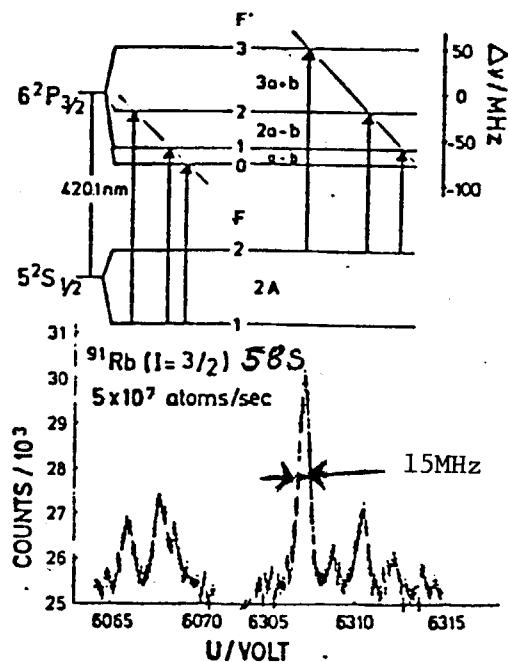


Fig. 17(b) Fluorescence spectrum of the hfs of the  $5s\ ^2S_{1/2}$  -  $6p\ ^2P_{3/2}$  ( $\lambda = 4201\text{Å}$ ) line of  $^{91}\text{Rb}$  taken by collinear laser spectroscopy.

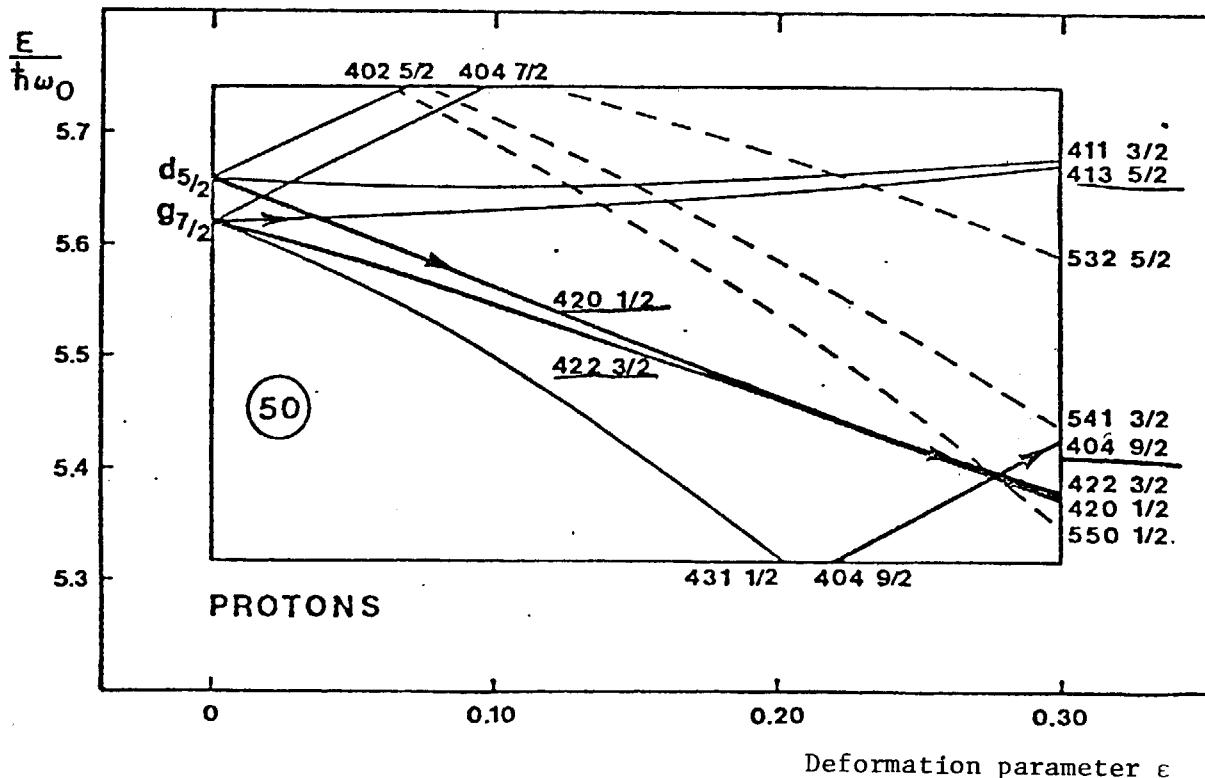


Fig. 18 Nilsson diagram of protons above  $Z=50$ . The arrows indicate the course of the 55th proton as a function of the deformation parameter  $\epsilon$ .

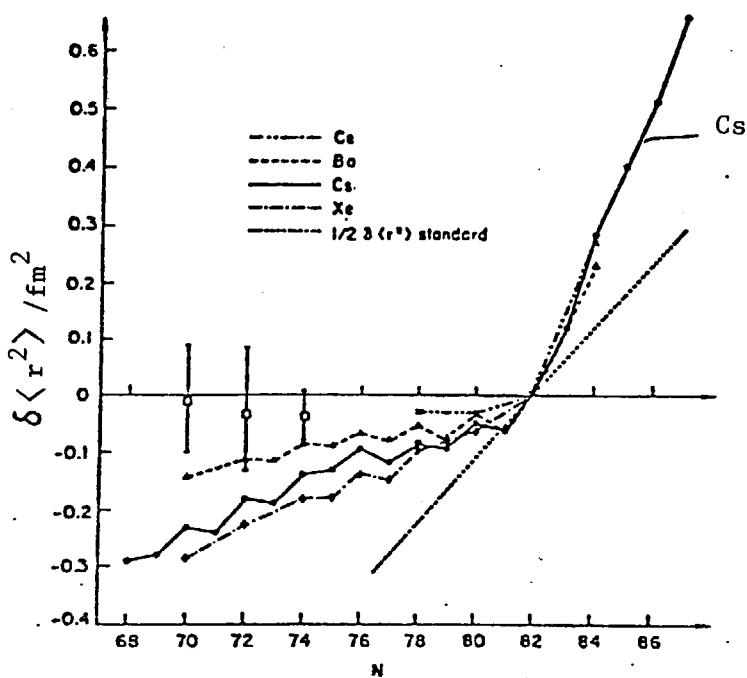


Fig. 19 Plot of  $\delta \langle r^2 \rangle$  of some isotopic series in the vicinity of  $N=82$ .

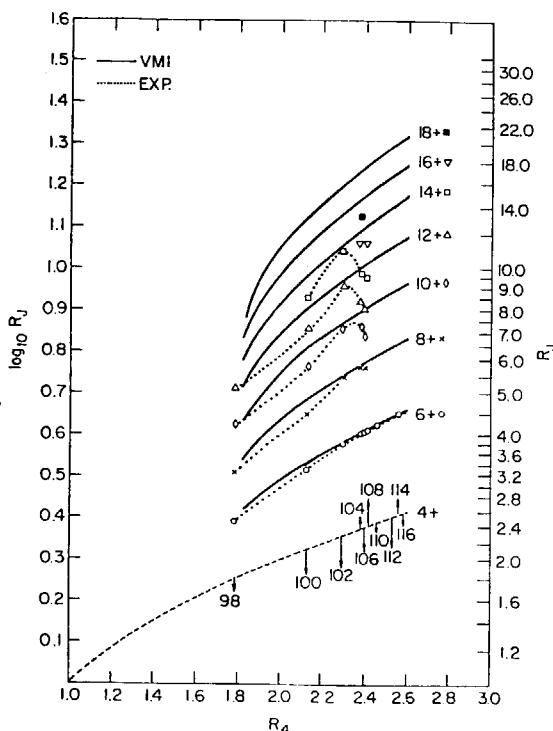


Fig. 21 Comparison of ground state band energies in even-even Pd nuclei with predictions of the VMI model (solid lines). The figure presents  $\log R_J$  vs.  $R_4$  (the lowest curve (short dashes) indicates  $R_4$  on the logarithmic scale, with arrows pointing to the mass numbers of even-even Pd nuclei).

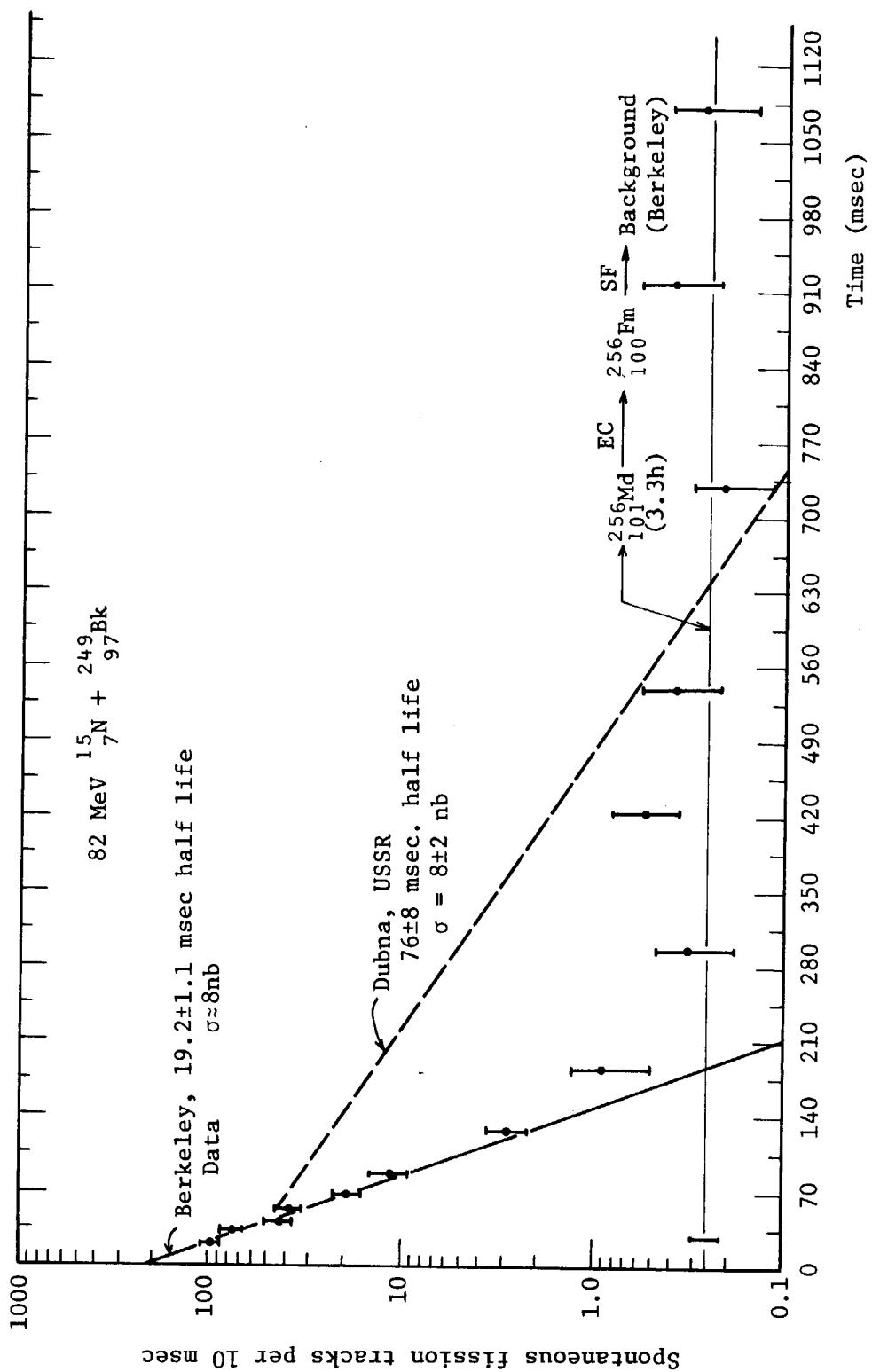


Fig. 20 Search for the Dubna 80 msec SF activity attributed to element 104

## 8. 一般 報 告

田 中 茂 也<sup>+</sup>

この研究会は First Circular の案内文にも述べられている通り、シグマ研究委員会総会を兼したものである。このような会は昨年から始められた。昨年の会は、趣旨としては、核データ活動の全般に渡るものであったが、講演は中性子反応断面積関係のものが多かった。そこで、今回は、最近シグマ委員会の中でその活動が活発になりつつある核構造関係の核データを中心とした研究会を開こうという話が運営委員会の中で起った。さいわい、ORNL の M. J. Martin 氏が質量チェーン評価のコンサルタントとして来所されたので、同氏の講演も含めて、このような研究会が開かれる運びとなったわけである。残念ながら予算的制約のために、完全に全ワーキング・グループ・メンバーを含む全員に集まっていたわけにはいかなかった。しかしながら、参加人員の数において、昨年の会と殆んど同じ規模のものに成り得たことは非常に喜ばしい。

## Brief Review on Activities of Japanese Nuclear Data Committee

Shigeya TANAKA<sup>+</sup>

## 1. シグマ委員会の最近の活動

ここで、委員会の総会を兼る意味からも、活動報告<sup>1)</sup>を行うわけであるが、時間の都合で、特に核構造・崩壊データ専門部会以外の部会、すなわち核データ専門部会と炉定数専門部会の活動などについて述べたい。

まず、核データ専門部会と核データセンターを中心に作成を進めている評価ずみライブラリー JENDL - 2 の進行状況について述べる。JENDL - 2 への収納予定核種は次の通りである：

H	<u><sup>4</sup>He</u>	<u><sup>6</sup>Li</u>	<u><sup>7</sup>Li</u>	<u><sup>9</sup>Be</u>	<u><sup>10</sup>B</u>	<u><sup>11</sup>B</u>	<u>C</u>	<u>O</u>	<u><sup>19</sup>F</u>	<u>Na</u>	<u>A<math>\ell</math></u>	<u>Si</u>	<u>Ca</u>	<u>Ti</u>	<u>V</u>	<u>Cr</u>
Mn	<u>Fe</u>	<u>Co</u>	<u>Ni</u>	<u>Cu</u>	FP-67	核種*	<u>Nb</u>	<u>Mg</u>	<u>Gd</u>	<u>Ta</u>	<u>Au</u>	<u>Pb</u>	<u><sup>238</sup>Th</u>	<u><sup>230</sup>Th</u>		
<u><sup>232</sup>Th</u>	<u><sup>233</sup>Th</u>	<u><sup>234</sup>Th</u>	<u><sup>231</sup>Pa</u>	<u><sup>233</sup>Pa</u>	<u><sup>234</sup>Pa</u>	<u><sup>233</sup>U</u>	<u><sup>234</sup>U</u>	<u><sup>235</sup>U</u>	<u><sup>236</sup>U</u>	<u><sup>238</sup>U</u>						
<u><sup>237</sup>Np</u>	<u><sup>239</sup>Np</u>	<u><sup>236</sup>Pu</u>	<u><sup>238</sup>Pu</u>	<u><sup>239</sup>Pu</u>	<u><sup>240</sup>Pu</u>	<u><sup>241</sup>Pu</u>	<u><sup>242</sup>Pu</u>	<u><sup>244</sup>Am</u>	<u><sup>242</sup>Am</u>							
<u><sup>242m</sup>Am</u>	<u><sup>243</sup>Am</u>	<u><sup>242</sup>Cm</u>	<u><sup>243</sup>Cm</u>	<u><sup>244</sup>Cm</u>	<u><sup>245</sup>Cm</u>											

ここで EP は JENDL - 1 に収納済みの核種、-印のアンダーラインは殆んどまたは完全に評

+ 日本原子力研究所, Japan Atomic Energy Research Institute

\* JENDL - 1 には 43 核種

価の済んでいるものを示す。JENDL-1に収納されている核データは、そのまま、またはその見なおしを経て JENDL-2に収納されることになっている。

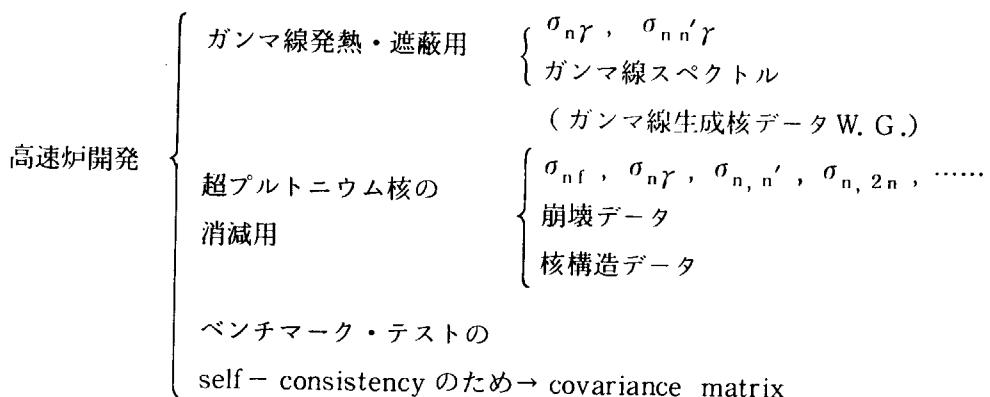
評価を進めるためには、断面積の計算、データのグラフ化、グラフの数値化、グラフ中へのデータの入力などに自動処理機能を備えたTSSによる会話型コード NDES<sup>2)</sup>が効果的に使用された。また評価に関して、遮蔽定数ワーキング・グループから指摘されたこと、すなわち中重核断面積の値の遮蔽計算に及ぼす影響が考慮されたことを一つ述べておきたい。この指摘は、例えば、鉄の弹性散乱断面積において、400 keV以上の微細構造を、平均化した滑らかな断面積で近似すると、1mの平板透過後では中性子数に対して約30%の過小評価を与える<sup>3)</sup>というものである。

JENDL-2の核種の内で、重要アクチナイド核種および中重核構造材核種については、Compilation Group (CG)によってファイル化が終了している。一方、動燃の日米協力高速増殖炉用ベンチマーク・テスト (Jupiter 計画) に JENDL-2 を使用したいという要請があり、それに応えるために、炉定数専門部会積分評価ワーキング・グループによるベンチマーク・テストが急がれた。その結果、<sup>235</sup>U の核分裂断面積などに多少の修正を加えて、再度テストを重ね、JENDL-2 は一応使用に耐えるものであることが判明した。

今年度からガンマ線生成核データ・ワーキング・グループが発足し、活潑な活動を開始した。ガンマ線核データの重要性について、次節で触れる。

## 2. 運営委員会における JENDL-3 計画の検討

来年度には次期の評価研究を始める段階に達するので、数年後以降にどのような評価ずみ中性子データ・ライブラリーが要求されることになるか、つまり JENDL-3 にどのような核データを盛り込むかという問題について、運営委員会で数回に渡って討議され、さらに今年「JENDL-3 検討小委員会」(ad hoc committee, 委員長: 原研 原田氏)を作つて検討を進め、運営委に答申することになった。またその準備として、原田氏を含めて、核データセンターにおいて数名の講師を遂次呼んで勉強会を開いている。その席で話題となったニーズの高い核データを、私なりにまとめると次のようになる:



$\left\{ \begin{array}{l} \text{中性子発生反応: } \sigma, \frac{d\sigma}{d\theta_n}, \frac{d\sigma}{dE_n}, \frac{d^2\sigma}{d\theta_n dE_n} \\ \text{ガンマ線発生反応: } \sigma_\gamma, \frac{d\sigma_\gamma}{d\theta_\gamma}, \frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma}, \frac{d^2\sigma}{d\theta_\gamma dE_n} \\ \text{FMIT 開発用} \rightarrow \text{特定核種に対して, 40 MeVまでの中性子断面積} \end{array} \right.$

加速器による燃料増殖 → 数 10 MeV までの核データ  
その他。

### 3. 国際情勢と国際会合

米国エネルギー省の方針によって、ENDF/B-Vは米国とカナダ以外には、一部のファイルを除いて当分公開しないという発表があった。この方針は可成り強い態度のものであり、このことの及ぼす波紋は大きい。国際核データ・センターによる国際協力活動が制約されることになるからである。一方、JENDLに期待するところは益々大きくなろう。

最後に開催予定の国際会合をリスト・アップして擲筆することにする：

1979			
12/12-14	NEANDC Specialist Meeting on Neutron Cross Section of Fission Product Nuclei		Bologna, Italy
1980			
March	IAEA Consultants' Meeting on Properties of Neutron Sources for Standard Studies		Debrecen, Hungary
4/21-25	Advisory Group Meeting on Nuclear Structure and Decay Data (IAEA NDS)		Vienna, Austria
5/12-14	Symposium on Neutron Cross Sections from 10-50 MeV		BNL, USA
5/22-23	Meeting of NEA Data Bank Committee		Paris, France
5/19-22	2nd Advisory Group Meeting on A and M Data for Fusion (IAEA)		Fontenay-aux-Rose, France
6/9-11	11th Meeting of INDC		Vienna, Austria
6/12-13	3rd Research Coordination Meeting on Actinide Data		Vienna, Austria
8/24-30	IUPAP International Conf. on Nuclear Physics		Berkley USA
10/8-11	7th International Conference of CODATA		Kyoto, Japan

December	NEANDC Specialists' Meeting on Capture Cross Sections of Important Fissile and Fertile Isotopes	ANL, USA
1981		
March	22nd Meeting of NEANDC	Bologna, Italy

### 参考文献

- 1) 「シグマ」特別専門委員会：日本原子力学会誌，21，840(1979)。
- 2) 中川庸雄：JAERI - M 8163 (1979)，p. 51.
- 3) 小山謹二，他：JAERI - M 8163 (1979)，p. 358，および参考文献 1)。

## 9. 原子核の質量とベータ崩壊半減期の理論

山田 勝 美\*

原子核の質量と $\beta$ 崩壊の半減期を理論的見地から論ずる。とくに、最近宇野と山田によって作られた質量公式をやや詳しく説明する。この公式のおもな特徴の一つは、質量値のみならずその理論誤差をも与えることである。一方 $\beta$ 崩壊については、ある種の殻効果を大局的理論の中にとり入れることによって理論の予言力が大いに改善されることを示す。

### Theories of Nuclear Masses and Beta-Decay Half-Lives

Masami YAMADA\*

Nuclear masses and  $\beta$ -decay half-lives are discussed from a theoretical viewpoint. In particular, a mass formula which was recently proposed by Uno and Yamada is explained in some detail. One of the main characteristics of this formula is that it gives not only the mass values but also their theoretical errors. As for the  $\beta$ -decay, it is pointed out that incorporation of some shell effects into the gross theory greatly improves the predictive power of the theory.

#### 1. まえおき

原子核の質量は、崩壊や反応のQ値と密接に関連して、原子核の示すいろいろな現象の基本となる重要な量である。また、 $\beta$ 崩壊の半減期は、純理論的な方向だけでなく、崩壊熱などの応用面においても大きな意義をもっている。ここではこの両者の理論について、われわれのグループが行った仕事を中心に、とくに数値の予測に重点を置いて述べる。

質量に関しては、もっぱら質量公式の形のものを議論する。Q値を求めるには、質量公式を用いるほかに、Q値そのもののシステムティックスや各種結合エネルギーのシステムティックスを利用することもできる。そしてそれらは、適切に使われたときかなりの威力を発揮するが、今回は議論を省略する。

一方半減期については、周知ではあるがうっかりすると誤りやすい一つの事柄について初めに注意を促しておきたい。それは、核種によっては二種類以上の崩壊をするものがあるということである。重い核、とくに重い陽子過剰核では、 $\alpha$ 崩壊が $\beta^+ + \epsilon$ 崩壊 ( $\epsilon$ : 電子捕獲) と競争することが多いし、超ウラン核では自発核分裂も競争に加わる。また異性核(アイソマー)の場合

---

\* 早稲田大学 Waseda University

には、異性核遷移が他の崩壊と競争する。崩壊の競争する場合の半減期は、それぞれの崩壊に対する部分半減期の逆数の和の逆数に等しいが、理論的な扱いでは部分半減期の方が元になる。ここで述べる $\beta$ 崩壊の半減期も、正確には部分半減期である。

$\beta$ 崩壊以外についてはここでは省略するが、それらの半減期について、ごく大まかに次のように言うことができよう。 $\alpha$ 崩壊の半減期においては、Q値が決定的に重要であり、その他の因子はシステムティックスの利用などにより比較的良い精度で決められる。それに対して自発核分裂では理論的予測はきわめて困難で、短距離の外挿の場合でも一般に数桁の誤差を覚悟しなければならない。一方異性核遷移はエネルギー準位構造に大きく依存し、多くの核種で予測困難である。

## 2. 原子核の大局的性質と個性

原子核のいろいろな性質を見るときに、大局的なものと個性的なものに分けると良い場合が多い。

大局的性質の代表的なものとしては液滴モデルやフェルミ・ガス・モデルの示す性質があり、一方個性的なものの代表としては殻構造によるものがある。もちろんこの分類がどの場合にも簡単にできるとは言い切れない。たとえばペアリングなどはかなり大局的な性質として現れているが、個性的な面もある。また核の変形なども、どちらに入れるかはっきり決まっているとは言いたい。さらに殻構造にしても、陽子数Z、中性子数Nそれが独立に示す殻効果もあれば、両者がからみ合った効果もあり、このうちの後者に比べれば前者はかなり大局的である。しかしそれにも拘らず、それぞれの問題に対してどこで大局的と個性的に分けるかを明示した上で分類をして議論を進めることは、われわれのその問題の理解に大いに役立つことが示されるであろう。

上のような分類が、原子質量や巨大共鳴のように大局的性質の強い現象に対して有効なことは明らかである。しかし、 $\beta$ 崩壊のように、一見して個性ばかり強くて大局的性質の存在が見逃されそうな現象でも、大局的に見ることによって、より深い洞察のできることがある。

## 3. 各種理論における物理的根拠の程度

主題にはいる前にもう一つ、問題の理論的取扱い方について少し述べておこう。われわれの当面の問題は質量とか半減期といった量を計算によって求めることであるが、一方の極端にはそれを核力と量子力学という第一原理から出発して行おうとする基礎的な立場があり、他方の極端には物理にはとくに考慮を払わないでとにかくうまい式を見つけて既知の量を表現し未知の量もそれで計算しようという経験的な立場がある。もちろん多くの研究者は、これらの間にあるいろいろな段階での方法をとっている。

理論物理学者の間では、基礎的な立場に立つ研究の方が高く評価される傾向があるように思われる。これは物理的な理解を目的とするときには当然である。しかし物理量の計算を目的とするときには、そのような一方的な評価をするわけにはいかない。基礎的立場に固執する限り、現在のところ原子核に関するほとんどの物理量は誤差1/10以内での計算は至難であり、因子2以内の誤差でさえ計算のむつかしい量が多い。それは、核力の不定性や多体問題を解くことの困難さ

による。たいていの場合にこのような大きい誤差では満足できないために、理論の中に調節可能なパラメーターが導入される。基礎的と経験の中間段階のいろいろなモデルにおいても、ふつうこのようなパラメーターが導入される。ところがパラメーターの導入は一般に“物理的”根拠を弱める。その説明のために単純化した例をあげてみよう。

最近の原子質量公式には表面対称項と呼ばれる  $a_{sI} (N-Z)^2 / A^{4/3}$  という形の項がはいっているが、昔の Weizsäcker-Bethe 公式には含まれていない。議論を簡単にするために、表面対称項（および他の可能な高次項）を含む公式を“正しい公式”，Weizsäcker-Bethe 公式を“不正確な公式”としておこう。また殻効果による質量の細かい変動には目をつむって、大局的様相だけに注目しよう。そうすると、 $\beta$  安定曲線付近の比較的狭い核種領域だけについては、“正しい公式”と“不正確な公式”的間にそれほど大きな差はないのである。これは表面対称項が小さいことを意味しているのではない。表面対称項は、重い核では 100 MeV の大きさになるのである。このエネルギーは、“不正確な公式”においては、調節パラメーターの一部であるところの表面項と対称項の係数が“正しい値”よりもそれぞれ約 30 %ずつ減少することによって、ほとんど埋め合わせられてしまっている。しかしこの埋め合わせは安定核に近い核種領域に限られており、それからはずれるにつれて“不正確な公式”は“正しい公式”から次第に大きくずれ始める。この例は、調節パラメーターを含むときには、実験データとの一致は必ずしも物理的根拠の保証とはならず、従って外挿における信頼性も高くないことを示唆している。

上の例に対して次のような批判があるかも知ないので、さらにその批判に対しても反論しておこう。まず、物理的考察を十分に行えば表面対称項の存在は当然予想されるところではなかったかという批判があろう。表面対称項については確かにそうかも知れない。しかし一般にそのような“十分な”物理的考察を期待するのは無理であるし、もっと実際上問題となるのは、たとえそれが出来たとしても調節パラメーターを含むかぎりその値を限られた実験データから良い精度では決められないことである。上の例でも、表面対称項の係数は安定核種領域のデータからは良く決まらない。こうなると次の批判は、パラメーターを調節可能とせずに計算で求めればよいのではないかというものであろう。たしかに表面項と対称項の係数が正しく計算できれば、それを用いた Weizsäcker-Bethe 公式は実験と全く合わないであろうし、従ってすぐさまほかの効果が追求されてもっと正確な公式の得られる可能性が高い。しかし第一原理からの計算の困難さは先に触れた通りであって、表面項や対称項を誤差 30 %以内で計算することは非常に困難であるように思われる。ただしここで“誤差”と呼んだのは、計算値と経験値の差ではなく、計算過程で導入される誤差のことであって、現在の通常の原子核理論ではその議論や分析はほとんどなされていない。

結局、現在の核物理学の段階では、いろいろな量の計算を物理的根拠だけに基づいて行うことには困難で、精度を上げるためにどうしても経験的要素が必要である。見かけ上は物理的基礎の上に立っているような方法でも、調節パラメーターの導入はその基礎を弱めていることを忘れてはならない。このようなわけで、われわれはいわゆる基礎的から経験的に至る範囲のいろいろな立場の計算法を容認しなければならない。以上、いわゆる物理的根拠を重視し過ぎないようにすべきことを述べたが、最後に、そうはいうものの物理的考察と矛盾するような経験的方法はとるべきでないことを付け加えておく。

#### 4. 質量公式における殻効果を経験的に求める試み

ここではわれわれ（宇野、山田ら）がここ数年間研究している質量公式について解説しよう。詳細については他に発表されたものを見ていただくこととし<sup>1, 2, 3)</sup>、ここにはどのような方法によってどんな性格の公式が得られているかを述べる。なお、必要な方には質量の表や計算機のプログラムを送る用意もしている。

##### 4.1 質量公式の形

第2節に述べたことに従って、われわれは質量超過を

$$M_E(Z, N) = M_{Eg}(Z, N) + P_Z(N) + Q_N(Z) - M_{odd-odd}(A) \quad (1)$$

と表す。ここで  $M_{Eg}(Z, N)$  は大局的部分であって、  $Z$  と  $N$  のなめらかな関数とする。（ただし  $Z = N$  のところだけは一般になめらかでない。）  $P_Z(N)$  は陽子の殻構造による効果を表す項で、添字  $Z$  にある程度不規則に依存するが、  $N$  にはなめらかに依存する。 $Q_N(Z)$  は中性子に対する殻項で、  $N$  にはある程度不規則に、  $Z$  にはなめらかに依存する。最後は奇奇核に対する小さな補正項で、これまで個性を無視して平均的なものだけをとり入れてきた。

大局的部分として、われわれの最近の公式では<sup>3)</sup>、MeV単位で

$$\begin{aligned} M_{Eg}(Z, N) = & 7.68023A + 0.39120I + a(A) \cdot A + b(A) \cdot III \\ & + c(A) \cdot I^2/A + E_C(Z, N) - 14.33 \times 10^{-6} Z^{2.39} \\ & (\text{ただし } I = N - Z) \end{aligned} \quad (2)$$

と置いている。ここで  $a(A) \cdot A$  の項は、体積エネルギー、表面エネルギー等を含み、4個の調節パラメーターがはいっている。 $b(A) \cdot III$  項は Wigner 項で、調節パラメーターは1個だけである。 $c(A) \cdot I^2/A$  項は対称エネルギー、表面対称エネルギー等を含み、調節パラメーター4個がはいっている。 $E_C(Z, N)$  は台形荷電分布のクーロン・エネルギーであり、最後は軌道電子の結合エネルギーである。通常の液滴公式に比べると、パラメーターが多く、経験的な傾向が強い。

殻項については次の二つの場合を扱ってきた。

###### (1) 定数型

$$P_Z(N) = P_Z^0, \quad Q_N(Z) = Q_N^0 \quad (3)$$

###### (2) 一次型

$$P_Z(N) = P_Z^0 + (N - N_Z^0) P_Z^1, \quad Q_N(Z) = Q_N^0 + (Z - Z_N^0) Q_N^1. \quad (4)$$

ここで  $P_Z$ ,  $Q_N$ ,  $P_Z^0$ ,  $P_Z^1$ ,  $Q_N^0$ ,  $Q_N^1$  は調節パラメーターである。 $(N_Z^0, Z_N^0)$  は大局的部分のもつβ安定曲線を表す値である。添字  $Z$  は2から102まで、  $N$  は2から156まで変わるので、この公式は典型的な多パラメーター公式である。われわれは殻項を経験的に求めようとしているのである。

結局、われわれはこの研究ではかなり経験的な方に寄った立場をとっていることになる。

#### 4.2 理論の内在誤差を考慮した統計的取扱い

実験データとしては、Wapstra-Bos<sup>4)</sup>の表にある質量値と誤差を、誤差の相関を無視して使う。彼らのシステムティックスによる質量値も誤差がある処方によって付加して用いる。こうしてつくられたインプット・データの誤差は、1 keV程度から1 MeVを超えるものまで、きわめて広範囲にわたっており、通常行われるような誤差の逆2乗の重みでデータをとり入れると、一部のデータだけが極端に重視されてしまい、現在の目的には不適当のように思われる。なぜ不適当かというと、われわれの質量公式はせいぜい誤差100 keV程度でしか実験値と合わないから実験誤差が1 keVであろうと10 keVであろうと実験値の重要性に大した違いはないと思われるのに、逆2乗誤差を重みとする方法では100倍の重みの違いがあるからである。そこでこれまでの質量公式の研究では、一様に誤差をふやすとか、重みを同じにしてしまうとかの方法がとられてきた。しかしそれわれわれはもっと合理的な方法を考案して、最近の研究<sup>3)</sup>に使ったので、その考え方を説明しておこう。

まず最も基本となることは、われわれの公式は、如何にパラメーターがうまく選ばれ、また如何に実験誤差が小さくなても、実験データとぴったり合うとは期待できないという認識である。これを、質量公式に内在誤差(intrinsic error)があると言うことにしよう。さらに具体的には、この内在誤差は殻項  $P_Z(N)$ ,  $Q_N(Z)$  に付随しているとし、それぞれ  $\alpha_Z$ ,  $\alpha_N$  と表す。(誤差は標準偏差とする。)つまり、 $P_Z(N)$  という殻項は、 $N$  の関数としたとき、線ではなくて  $\alpha_Z$  程度の太さをもつ筋(すじ)のようになるのである。

パラメーターの決定は奇奇核を除いて行ったので、(1)式の最後の項は当分考えないでおく。そうすると、 $P_Z(N)$  は

$$M_{E \text{ exp}}(Z, N) - M_{Eg}(Z, N) - Q_N(Z) \quad (5)$$

に合わせるように決められる。ここで第一項は実験値であり、誤差をもっている。第二項には誤差を考えない。第三項には誤差があるが、それは先に考えた内在誤差と、パラメーターの不定性から生ずる外在誤差(extrinsic error)から成っている。第一項と第三項の誤差を合成して(5)式の誤差が得られるが、それを  $\eta_Z(N)$  としよう。もし  $P_Z(N)$  の内在誤差を考えないならば  $P_Z(N)$  のパラメーターは  $[\eta_Z(N)]^{-2}$  を重みとして最小2乗法で決められるが、内在誤差  $\alpha_Z$  があるために重みは  $\{[\eta_Z(N)]^2 + \alpha_Z^2\}^{-1}$  となる。この重みを用いた最小2乗法により  $P_Z(N)$  のパラメーターおよびその不確定性による  $P_Z(N)$  の外在誤差が決定される。 $Q_N(Z)$  のパラメーターも同様にして決める。その  $Q_N(Z)$  がすでに(5)式に含まれているので、iterationによって収束するまで上の手続きをくり返すのである。なお、上の重みの式から、われわれの方法は、もしすべての内在誤差を0としたときには逆2乗誤差を重みとする最小2乗法となり、逆にすべての内在誤差を無限大としたときには等しい重みの最小2乗法になることがわかる。

いまの議論は、簡単のために、内在誤差  $\alpha_Z$  と  $\alpha_N$  があらかじめわかっているようにして進めた。しかし実際はそれらも実験値との比較から得なければならないのである。そのためにはまず(5)式に対応する量の真の値  $Y_Z(N)$  を考える。もちろんそれは単に確率的にしかわかっていない。

われわれが  $Y_Z(N)$  に対してもっている知識は、それが  $P_Z(N)$  のまわりに標準偏差  $\alpha_Z$  で分布しようとする傾向と、(5)式のまわりに標準偏差  $\eta_Z(N)$  で分布しようとする傾向を合わせもっているということである。そこで  $Y_Z(N)$  の確率分布は、この二つの傾向に対する確率分布関数の積として表される。次に、この分布関数に関して  $P_Z(N)$  と  $Y_Z(N)$  の差の 2 乗の期待値を考え、さらに与えられた  $Z$  に対応するすべての  $N$  の値（その個数を  $n_Z$  とする）についてそれを加える。ところで  $P_Z(N)$  のパラメターも確率的にしか決まっていないので、それに関する平均をとる。こうして得られた量を  $\langle \sum_N [Y_Z(N) - P_Z(N)]^2 \rangle$  と書くと、

$$\langle \sum_N [Y_Z(N) - P_Z(N)]^2 \rangle = n_Z \alpha_Z^2 \quad (6)$$

と置くのはかなり合理的であるように思われるが、実際は少しおかしい点が出てくるので、われわれは修正をほどこした。しかしその修正について述べる前に、(6)式に対して二三の注釈を与えておこう。まず右辺が  $\alpha_Z^2$  の  $n_Z$  倍であって、パラメターの数が  $n_Z$  から引かれていないことに注意すべきであろう。パラメターの数を  $n_Z$  から引くのはよくなされることであるが、この問題においてはわれわれは合理性を見出すことはできなかった。 $n_Z$  をそのまま使うと  $\alpha_Z^2$  が小さくなりすぎるのではないかという心配に対しては、 $P_Z(N)$  のパラメターの分布について平均をとるという操作をしているのでその心配はないと答えておく。次に、(6)式の左辺には  $\alpha_Z$  が含まれていることを注意しておく。従って(6)式は  $\alpha_Z$  に対する方程式と見ることができる。 $\alpha_Z = 0$  はついにその解であるが、 $\alpha_Z^2 > 0$  のような解が存在するときには、 $\alpha_Z = 0$  はつまらない解として捨てるべきだと考えられる。

ここで、われわれが  $\alpha_Z$ 、 $\alpha_N$  を求めるのに(6)式およびそれに対応する  $\alpha_N$  の式の解をそのまま使わずに、少し修正したことについて説明をしておこう。(6)式の解をそのまま使ったときには、非常に多くの  $Z$  に対して  $\alpha_Z^2 > 0$  のような解がなく、従って  $\alpha_Z = 0$  を解としなければならなくなってしまった。 $\alpha_N$  についても同様である。（一部の  $\alpha_Z$ 、 $\alpha_N$  は大きくなる。）これは物理的に考えておかしいような気がするが、多分、インプット・データの数が十分でないためにばらつきが大きく結果にきいたことと、われわれの問題が陽子殻項と中性子殻項のからみ合った iteration を余儀なくさせるような複雑なものであったことに起因するであろう。そこでわれわれは、(6)式の解を一応  $\alpha'_Z$  とし、

$$\alpha_Z^2 = 0.9 \alpha'^2_Z + 0.1 \overline{\alpha'^2_Z} \quad (7)$$

から最終的な  $\alpha_Z$  を求めた。ただし  $\overline{\alpha'^2_Z}$  は、 $Z$  の偶奇に従ってそれぞれ偶数  $Z$  または奇数  $Z$  についての  $\alpha'^2_Z$  の平均（従って  $\alpha_Z^2$  の平均でもある）である。 $\alpha_N$  についても同様にした。0.9 と 0.1 という分配は、“実験値”をシミュレーションで作って検討した結果、大きい矛盾が生じないように決めたものである。

以上のようにして、iteration が収束すると、質量公式が得られると共に、その誤差が

$$\begin{aligned} M(Z, N) = & \{ \alpha_Z^2 + \alpha_N^2 + [P_Z^{\text{ext}}(N)]^2 \\ & + [Q_N^{\text{ext}}(Z)]^2 + [\frac{1}{3} M_{\text{odd}-\text{odd}}(A)]^2 \}^{1/2} \end{aligned} \quad (8)$$

として与えられる。ここで  $\Delta P_Z^{\text{ext}}(N)$ ,  $\Delta Q_N^{\text{ext}}(Z)$  はパラメターの不定性からくる外在誤差であり、最後の項は奇奇核のみに現れる余分な誤差を見積って加えたものである。

#### 4.3 結果と検討

結果の一部として、一次型の殻項に対して、Figs. 1, 2 に内在誤差  $\alpha_Z$ ,  $\alpha_N$  を、Figs. 3, 4 に  $\beta$  安定曲線上の殻項の値  $P_Z^0$ ,  $Q_N^0$  の最確値を示す。定数型においては、内在誤差は平均として一次型におけるものの約 2 倍であり、殻項の振舞は一次型のものと定性的には類似している。Figs. 1, 2 において内在誤差は一部の  $Z$ ,  $N$  に集中する傾向が見られるが、それが真実なのかまたはインプット・データのかたよりによる見かけ上のものは今後の研究にまたなければならない。Figs. 3, 4 には、 $j-j$  魔法数の影響がはっきりと見えているが、LS 魔法数ははっきりしない。

われわれは現在の計算結果に必ずしも満足していない。まず Fig. 3 と Fig. 4 を比べると、軽い核で成立すべき荷電対称性が全く満足されていないことに気づく。定数型のときは事情がだいぶ良いが、それでも以前に得た定数型のもの<sup>1)</sup> より悪い。この差の直接の原因はおもにインプット・データの個数や分布の違いによるのである。しかし、さらに奥にある原因是、調節パラメーターを無条件に動かし過ぎたことにあるように思われる。次に、定数型と一次型を比較すると矛盾する点がある。一次型の一次の係数  $P_Z^1$ ,  $Q_N^1$  は、平均して 0.2 MeV 程度の大きさをもっている。ところが与えられた  $Z$  や  $N$  をもつインプット・データの個数は 10 ~ 15 くらいあるので、 $P_Z(N)$  や  $Q_N(Z)$  はインプット・データの存在する領域で 2 ~ 3 MeV 変動するわけである。それを定数で近似すれば、標準偏差は 0.6 ~ 0.9 MeV くらいになるだろう。ところが定数型の内在誤差は平均して 0.3 ~ 0.4 MeV あって、ほぼ半分にすぎない。これは第 3 節で述べたように、一次型で導入した一次の係数が、調節パラメーターとなった結果、本来予定されたもの以上の役割を演じていることを示唆している。このような欠点を除くための一つの方法として、われわれは適当な条件を課してパラメーターを動かすことを考えている。

#### 5. 質量公式の外挿

前節で説明した質量公式は、質量値だけでなく誤差も与える。この誤差は内挿の場合はそのまま信用してよからう。ところが外挿においてもその誤差が有効かどうかには始めから疑点がある。われわれは殻項を直線で近似してきたが、どこまでも直線でいくとは考えにくい。その徵候が、内在誤差  $\alpha_Z$  とその  $Z$  をもつインプット・データの数  $n_Z$  の関係に見えている。つまり  $n_Z$  が大きいほど  $\alpha_Z$  の大きい傾向が見られるのである。

以上のことをおいて、外挿値を実験値と比べてみよう。実験値としては、Epherre ら<sup>5)</sup> が Rb と Cs に対して得たものがちようど利用できる。それらはわれわれのインプット・データにはいっていないし、 $\beta$  安定曲線から非常に離れたところまで測定されているからである。そこで比較を Figs. 5, 6 に示す。(8)式で与えられる誤差は実線の誤差棒で示してあるが、外挿に対しては明らかに小さすぎる。

より妥当な誤差を与えるために、われわれは一つの処方を用意した。それは、殻項には 2 次の

項も本当は含まれるべきであり、それを無視したために生じた誤差が内在誤差の一部となつてゐると考えるものである。さらに具体的には、一次型の  $\alpha_Z$ ,  $\alpha_N$  のうちの  $\frac{1}{3}$  ( $\alpha_Z^2$ ,  $\alpha_N^2$  のうちの  $\frac{1}{9}$ ) の部分が 2 次項の無視から生じたとし、そのような 2 次項が外挿の際に生ずるであろう誤差を(8)式のものに 2 乗和の形で加えることにする。定数型のときも、対応する一次型の  $\alpha_Z$ ,  $\alpha_N$  の  $\frac{1}{3}$  の誤差をもたらす 2 次項が無視されたとする。こうして得られた誤差は Figs. 5, 6 に点線の誤差棒で示されているが、Rb と Cs に関する限り妥当のように見える。

なお文献 5 には他の質量公式<sup>6)</sup>と実験値の比較もなされている。外挿における一致の良さを見ると、Rb では Jänecke-Eynon (JE) が最も良く、次いで Liran-Zeldes (LZ), Comay-Kelson (CK), Jänecke (J), Seeger-Howard (SH) が続き、それからはるかに悪くなつたところに Myers-Swiatecki (MS), Groote-Hilf-Takahashi (GHT), Myers (M) がある。われわれのは、定数型が JE と同程度の最も良い一致を示し、一次型もそれに次いで LZ より良い。一方 Cs では MS が非常に良く、次いで LZ もかなり良いが、その他は似たりよつたりで前二者よりずっと悪い。われわれのは残念ながら後者のグループにはいる。Rb, Cs 両者を合わせると、LZ が一番良いが（もちろん Rb と Cs 以外でも LZ がすぐれているかどうかはわからない）、それは魔法数で区切ってパラメーターを決めてあるので、あまり遠くへは外挿できない点が問題である。その他の公式は、どこかで実験値と 2 MeV を越えるくらい違がある。物理的根拠、パラメーター数、インプット・データとの一致などに大きな違いがあるにもかかわらず、外挿における誤差にそれほど大きな差がないのには考えさせられる。このような状況では、計算値の誤差を見積るのが重要であると考えられるが、われわれのはかには CK が全く違う方法で行つただけである。CK の誤差は、われわれの誤差（外挿に対して修正した方）と比べると、核種領域によってほぼ同じ程度のところもあり、またかなり小さいところもある。とくに Cs の中性子不足の核種では、CK の誤差は明らかに小さすぎる。

さて、原子核の崩壊や反応では、質量そのものよりも Q 値の方が重要である。Q 値の誤差は、もし関係する質量の誤差がすべて独立であるとして見積れば、とんでもなく大きなものになつしまうだろう。しかし実際には、核分裂のように非常に異なつた領域の関係する崩壊、反応を除けば、Q 値の誤差は一般に質量の誤差より小さいと見てよかろう。ただしどの程度小さいのかは今後の分析にまたなければならない。

質量に関して述べた最後に、われわれのグループでは上のものよりももっと基礎的な方向に寄った公式の研究も行っていることを付け加えておこう。とくに、核内クラスター生成と圧縮性を考えたものとか、core-skin モデルと名づけた新しいモデルによるものが、現在重点的に調べられている。

## 6. $\beta$ 崩壊の大局的性質と個性

原子核質量の大局的性質が核物理学の初期から研究されていたのと対照的に、 $\beta$  崩壊の大局的理論は比較的近年まであまり物理的に真剣に考えられなかった。たしかに、禁止度と  $f_t$  値の関係や核行列要素の hindrance が問題にはなつていたが、積極的に大局的性質の研究が始まったのは十年ほど前の山田、高橋らのいわゆる gross theory of  $\beta$ -decay ( $\beta$  崩壊の大局的理論) の仕事からと言ってよかろう。この理論についてはすでにいろいろ書かれているので、ここに詳細

は述べない。しかし、この理論成立までを歴史的に手短に追ってみよう。

核物理学の初期には、実験的にも理論的にも、親核から子核（娘核）の低いエネルギー状態への遷移だけがおもに取扱われてきた。核行列要素を調節パラメーターとするかぎり、理論はよく実験（エネルギー・スペクトル等）を説明した。しかし核行列要素の計算は相当困難であった。近年の核モデルや計算法の進歩は、低エネルギー状態間に関しては、核行列要素を一般的に言って因子2程度以内の誤差で計算することを可能にしたが、高い励起状態への遷移に対しては計算意欲を起こさせないような性格のものであった。その結果、半減期や $\beta$ 崩壊直後の励起エネルギー分布を予測する必要に迫られた人たちの多くは、基底状態だけにある一定の  $f_t$  値をもって遷移するとか、または子核のすべての状態にある一定の  $f_t$  値で遷移するといったように仮定する極端に経験的な手法をとった。

ここで、大局的な理論そのものを目的としたのではないと思われるが、大局的性質を考慮しながら核行列要素の計算法を考案した藤田、池田、藤井、二見らの名前をあげておきたい。彼らの文献は非常に多数あるので、最も新しいもの一つだけをあげておこう<sup>7)</sup>。

一方山田は $\beta$ 崩壊の半減期に対する公式をつくることを思い立ち、そのためには大局的様相すなわちいろいろな励起状態へどんな確率でこわれるかということを調べる必要のあることを認識した。そして、核行列要素の2乗の分布（またはそれをなめらかにしたもの）として $\beta$ 崩壊の強度関数を導入したり、sum rule の利用を考えたりしていたが、高橋らの協力を得て数年後に一応まとまった形式を作り上げた。

この理論では、一般に強度関数  $|M_\Omega(E_g)|^2$  を

$$|M_\Omega(E_g)|^2 = \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} D_\Omega(E_g, \epsilon) W(E_g, \epsilon) \frac{dn_1}{d\epsilon} d\epsilon \quad (9)$$

という式によって計算する。ここで  $E_g$  は親核から見た子核のエネルギー、 $\Omega$  は遷移（演算子）の種類を示すもの、 $\epsilon$  は単一粒子エネルギーである。 $dn_1/d\epsilon$  は、親核における崩壊の可能性をもつ核子（ $\beta^-$  に対して中性子、 $\beta^+$  と電子捕獲に対して陽子）のエネルギー分布で、適当な核モデルをとって決定する。この理論の一番中心となるのは単一粒子強度関数  $D_\Omega(E_g, \epsilon)$  であって、 $\epsilon$  にある単一核子が $\beta$ 崩壊演算子によって  $E_g$  だけエネルギーを増すときの強度を表しており、sum rule を考慮しながら決められている。なお、 $\beta$ 崩壊は  $E_g < 0$  にしか起こらないのであるが、sum ruleにおいては  $E_g > 0$  のところも重要であって、そこまで同時に考えたとき初めて大局的様相がよくつかめるのである。今までのところ強度分布の幅を決めるものとして1個（理論全体で）の調節パラメーターがはいっており、その他細かい分布の形には不定性が残っている。 $D_\Omega(E_g, \epsilon)$  は単一粒子の強度であって、Pauli の排他原理と無関係に決められている。Pauli 原理を考慮するものは  $W(E_g, \epsilon)$  という重みを表す関数で、 $\epsilon$  にある単一核子が $\beta$ 崩壊して  $E_g$  だけエネルギーを増したとき、同種核子の全くいないエネルギー準位に行けば1、完全につまつた準位に行けば0、中間ならば適当な値にするようになっており、核モデルと関連して決定される。

この大局的理論は、定性的または半定量的な段階において、多くの $\beta$ 崩壊がなぜ単一粒子モデルによる速さよりもずっと遅く進行するのか、またそこで消えた強度はどこへ行ったのかといっ

た事柄についてわかりやすい説明を与える、われわれの $\beta$ 崩壊に対する理解を豊かにした。

さて、大局的理論の概要とそれによる半減期計算の結果は文献8にまとめられている。その段階での計算は大体次のようになされている。 $\Omega$ としては許容遷移と第一禁止遷移に属するものをすべて対象とする。核モデルとしてはフェルミ・ガスにペアリング・ギャップをつけたものを使い、またその際の陽子グループと中性子グループの相対的位置は、質量公式のQ値に合わせるように決める。 $D_\Omega(E_g, \epsilon)$ は特定の殻効果を考慮せず大局的に決定する。従ってこの段階では、Q値を通して間接的にいくらかの殻効果がはいっているが、その他の点では全く大局的である。文献8によって半減期の実験値との比較を見ると、Q値がある程度以上大きいところでは因子3以内の誤差で一致するものが多いが、それ以上の誤差のものもあり、時には1桁くらい違っているもの目につく。それらはおもに殻効果によると考えてよからう。なお大局的理論によれば、半減期のほかにも、1崩壊あたりの電子の平均エネルギーや $\beta$ 崩壊に伴う $\gamma$ 線の平均エネルギーなどの量が計算できる<sup>9)</sup>。

そこでその後、大局的理論にQ値以外の殻効果を加味する試みがなされた<sup>10, 11)</sup>。そのときも出発点はやはり(9)式であるが、まず核モデルとしてフェルミ・ガスよりももっと現実的な単一粒子準位を用い、ペアリング・ギャップにも平均的なものでなく個性をもたせた。実際問題として、それら単一粒子準位とペアリング・ギャップは質量公式を元にして半経験的に求めた。さらに(9)式の重要な因子である単一粒子強度関数に個性をもたせることを考え、とくにInの $9/2^+$ と $1^+$ 状態の $\beta^-$ 崩壊およびBiの $9/2^-$ 状態の $\beta^+ + \epsilon$ 崩壊をとり上げて論じた。Inの $9/2^+$ 状態は $g_{9/2}$  holeがあるが、それを埋めるように進む $\beta^-$ 崩壊は、 $g_{7/2}$  準位に中性子がたくさんあるために、平均よりかなり速くなる。Inの $1^+$ 状態にも同じ効果があり、さらに奇奇核に特有なこととして大きい角運動量の単一粒子準位が結合してできた $1^+$ 状態は速くこわれることが推論されるので、これら両方の効果によって崩壊は著しく速くなる。一方Biの $9/2^-$ 状態は最もエネルギーの高い陽子が $h_{9/2}$ に1個あるが、それが進もうとする先の中性子の単一粒子準位には $h_{9/2}$ と相性の良いものがなければ、崩壊は遅くなる。以上のような殻効果を含めた計算結果と実験値との比較をFigs. 7, 8, 9に示すが、殻効果の導入によって実験値との一致が大いに改善されることがわかるであろう。

以上の殻効果の計算は4年ほど前になされたのであるが、その後人手不足のために進んでいない。今後の計算が望まれるところである。

## 7. むすび

前節までに、原子核質量および $\beta$ 崩壊半減期を理論的に求める試みについて述べてきた。原子核質量においては、外挿の際の誤差が大きな問題であるが、それについては理論的に追求しなければならないことがまだかなり残されているように思う。また同時に、安定領域から遠く離れた核種の質量の実験が大いに有用であることを改めて強調しておきたい。一方 $\beta$ 崩壊の方は、質量に比べると研究はまだ初期の段階にあり、大局的性質と殻効果を同時に考慮することによって今後大きく発展する余地がある。

## 参考文献

- 1) M. Uno and M. Yamada, Prog. Theor. Phys. 53 (1975) 987.
- 2) M. Yamada, M. Uno and Y. Sakamoto, "Proc. 3rd International Conference on Nuclei Far from Stability, Cargèse 1976", CERN 76-13 (1976) 154.
- 3) M. Uno and M. Yamada, Contribution to the Sixth International Conference on Atomic Masses, Michigan State Univ. 1979.
- 4) A.H. Wapstra and K. Bos, Atomic Data and Nuclear Data Tables 19 (1977) 175.
- 5) M. Epherre, G. Audi, C. Thibault, R. Klapsch, G. Huber, F. Touchard and H. Wollnik, Phys. Rev. C19 (1979) 1504.
- 6) S. Maripuu (special ed.), "1975 Mass Predictions", Atomic Data and Nuclear Data Tables 17 (1976) Nos. 5-6.
- 7) J.-I. Fujita and K. Arita, Prog. Theor. Phys. 57 (1977) 1973.
- 8) K. Takahashi, M. Yamada and T. Kondoh, Atomic Data and Nuclear Data Tables 12 (1973).101.
- 9) T. Yoshida, Nucl. Sci. Eng. 63 (1977) 376.
- 10) T. Kondoh and M. Yamada, Prog. Theor. Phys. Supplement No. 60 (1976) 136.
- 11) M. Yamada, T. Kondoh and K. Yokoi, "Proc. 3rd International Conference on Nuclei Far from Stability, Cargese 1976", CERN 76-13 (1976) 331.

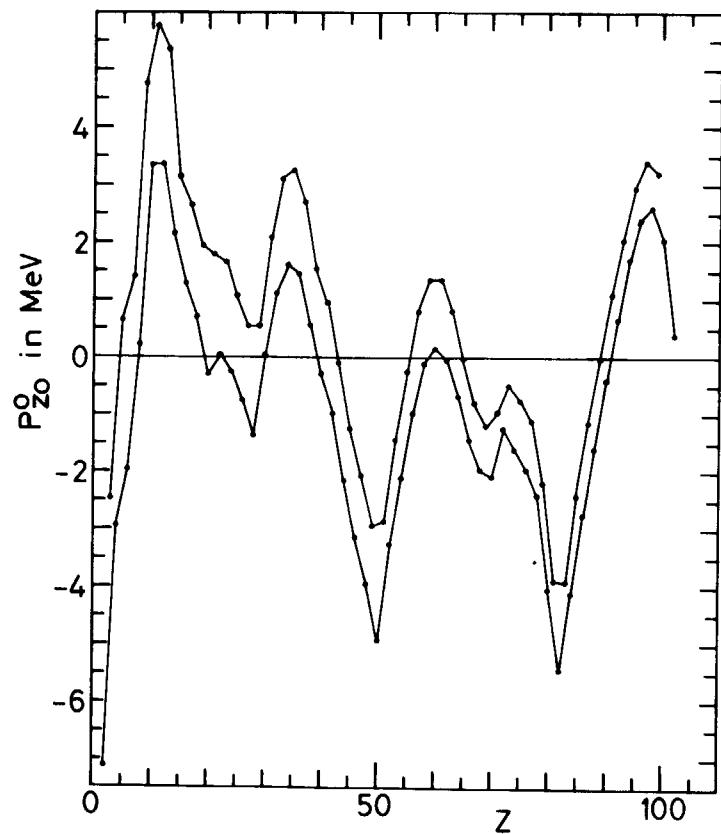


Fig. 1 The most probable value of the proton shell parameter  $P_Z^0$  for linear shell form.

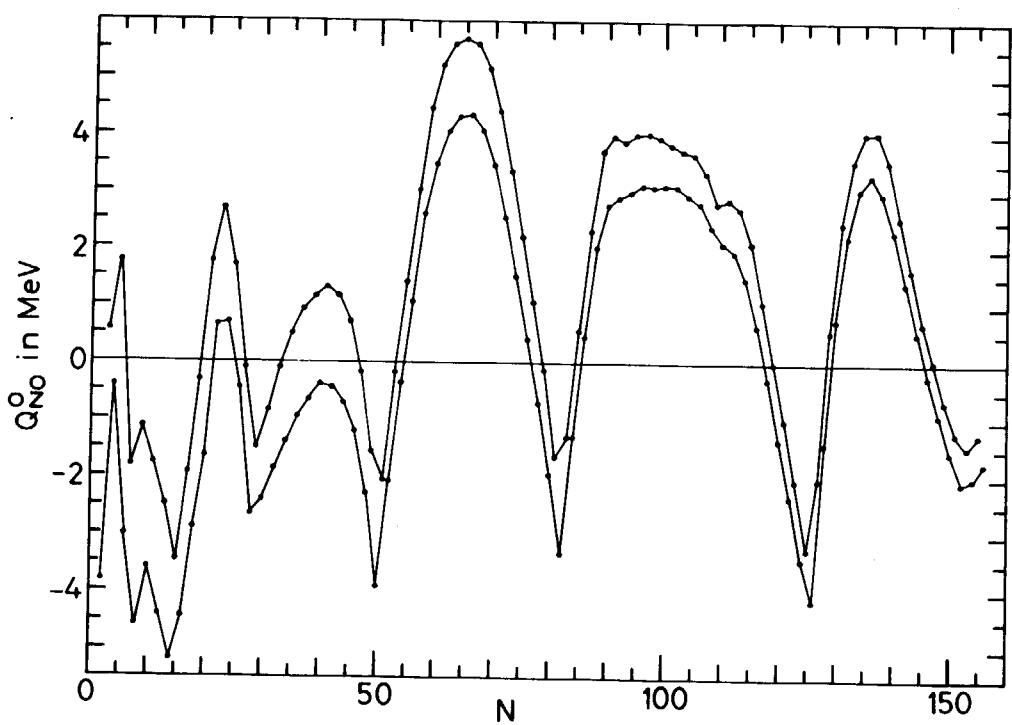


Fig. 2 The most probable value of the neutron shell parameter  $Q_N^0$  for linear shell form.

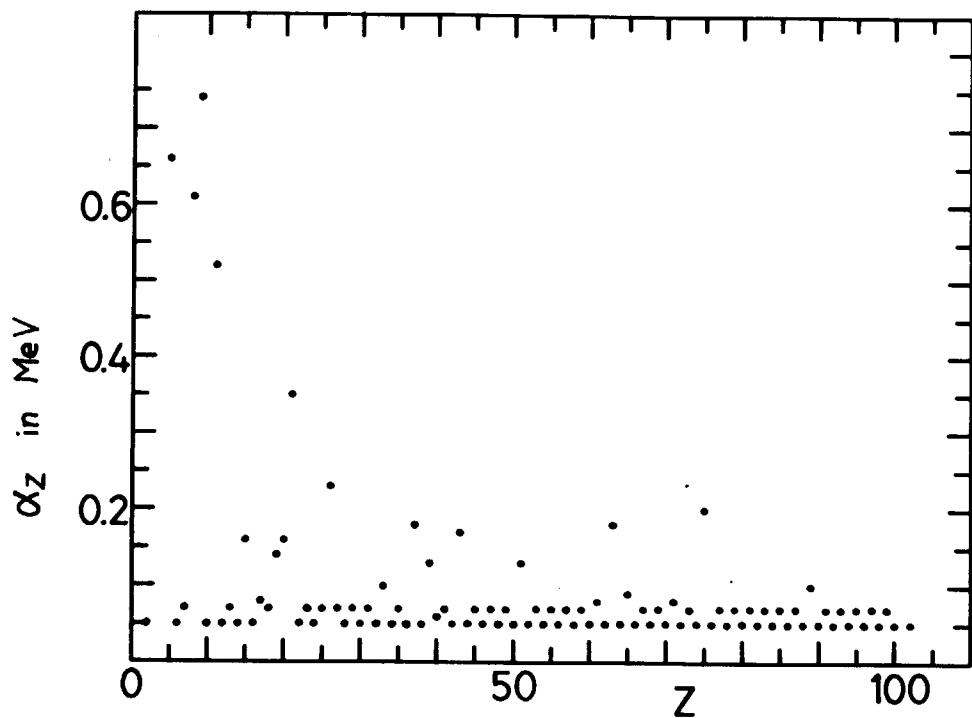


Fig. 3 Intrinsic error of the proton shell term for linear shell form.

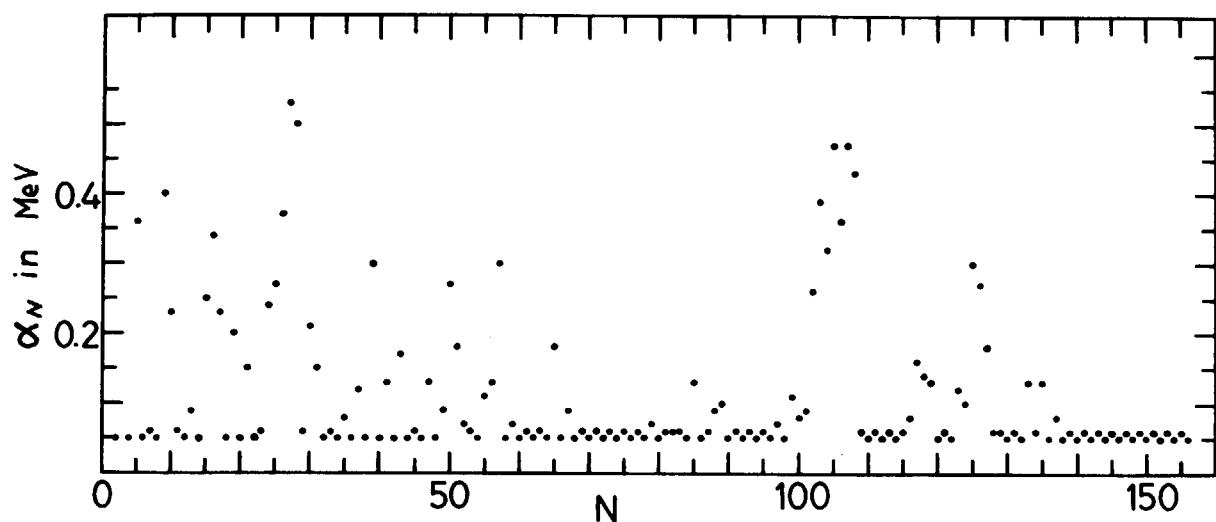


Fig. 4 Intrinsic error of the neutron shell term for linear shell form.

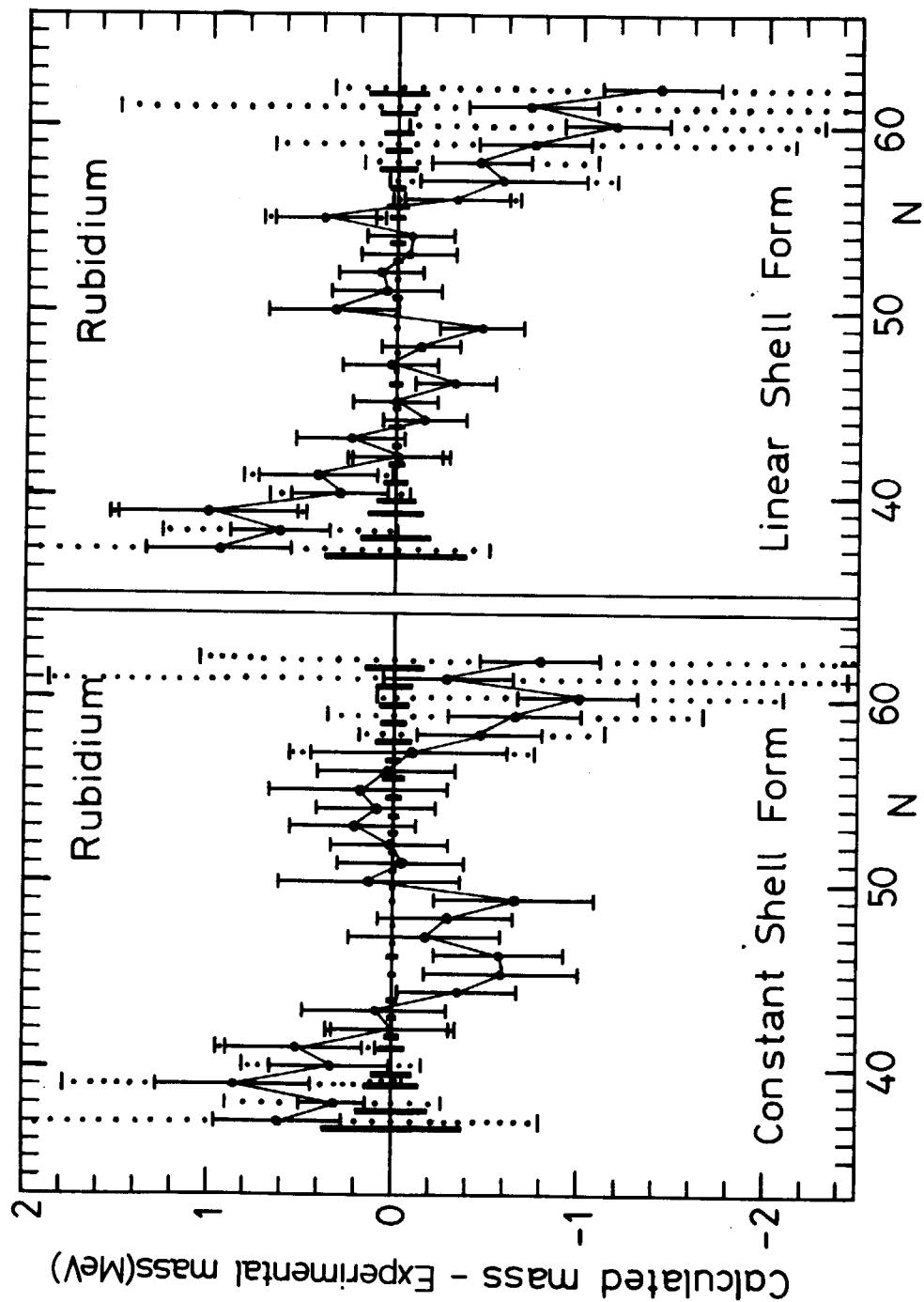


Fig. 5 Differences between calculated masses and experimental masses<sup>5)</sup> for rubidium isotopes. The errors attached to the points are those of the calculated masses. The errors indicated by solid lines are those given by Eq. (8), and the errors indicated by dotted lines are those including additional errors due to extrapolation as explained in Section 5. The thick vertical lines along the zero line indicate the experimental errors.

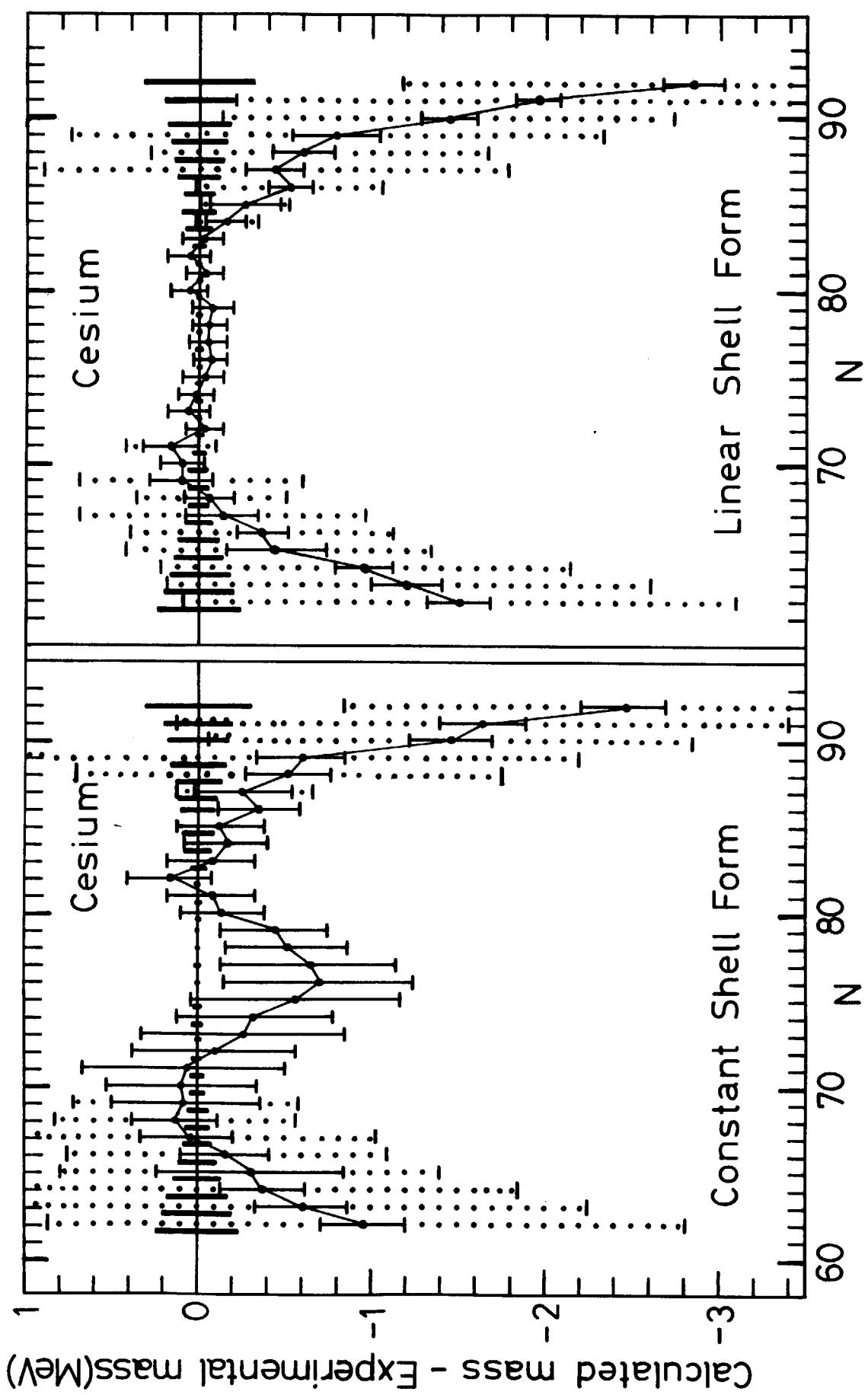


Fig. 6 Differences between calculated masses and experimental masses<sup>5)</sup> for cesium isotopes. See the caption of Fig. 5.

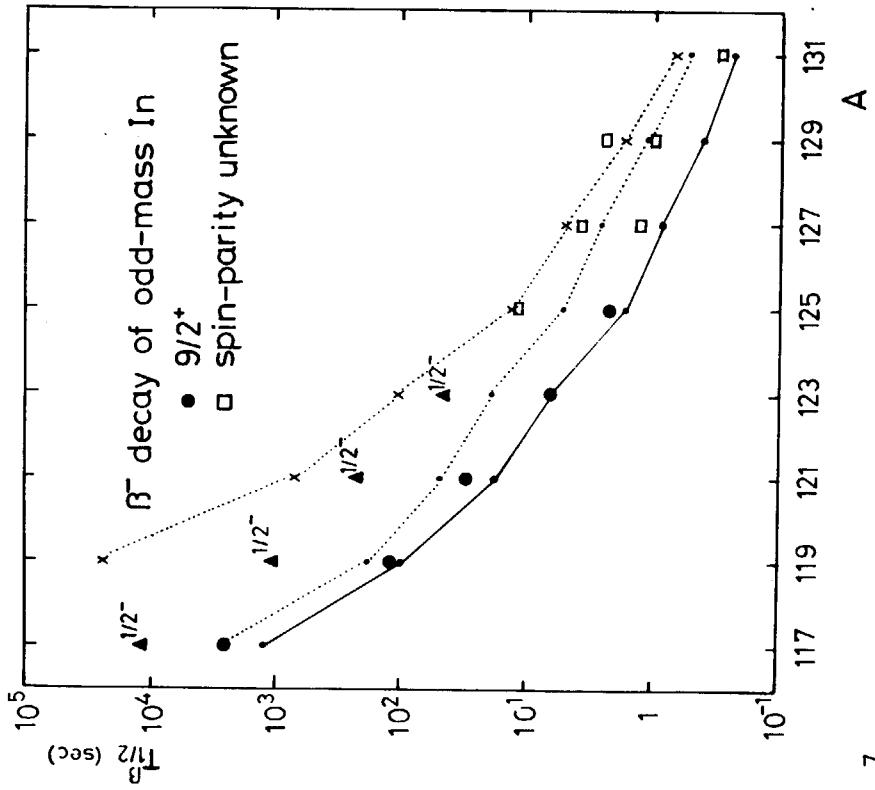


Fig. 7

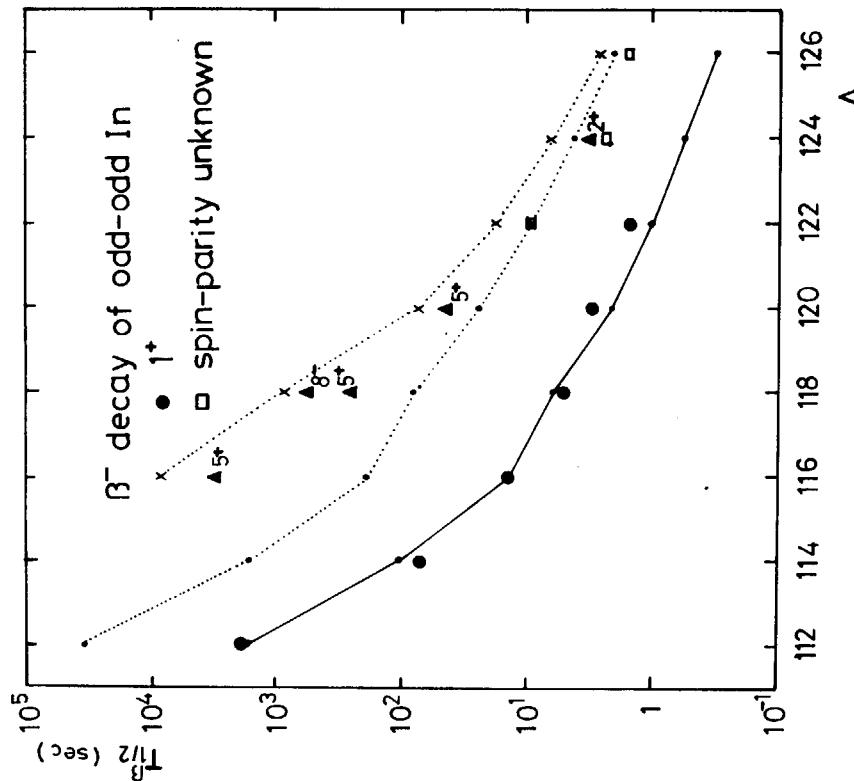


Fig. 8

$\beta^-$  partial half-lives of odd-mass In isotopes.  $^{115}\text{In}$  is excluded because its Q-value is too small and the gross theory is inadequate. The dotted lines show the values calculated by the gross theory; the lower one was obtained by assuming appreciable decay to the ground states, and the upper one by assuming no decay to the low-lying states up to 2 MeV. The solid line shows the calculated values modified to take account of the shell effects on the decays of the  $9/2^+$  states.<sup>10)</sup> Experimental values are shown by larger dots, triangles and squares.

$\beta^-$  partial half-lives of even-mass In isotopes. The solid line shows the values calculated by the gross theory including the shell effects on the decays of the  $1^+$  states.<sup>10)</sup> See also the caption of Fig. 7.

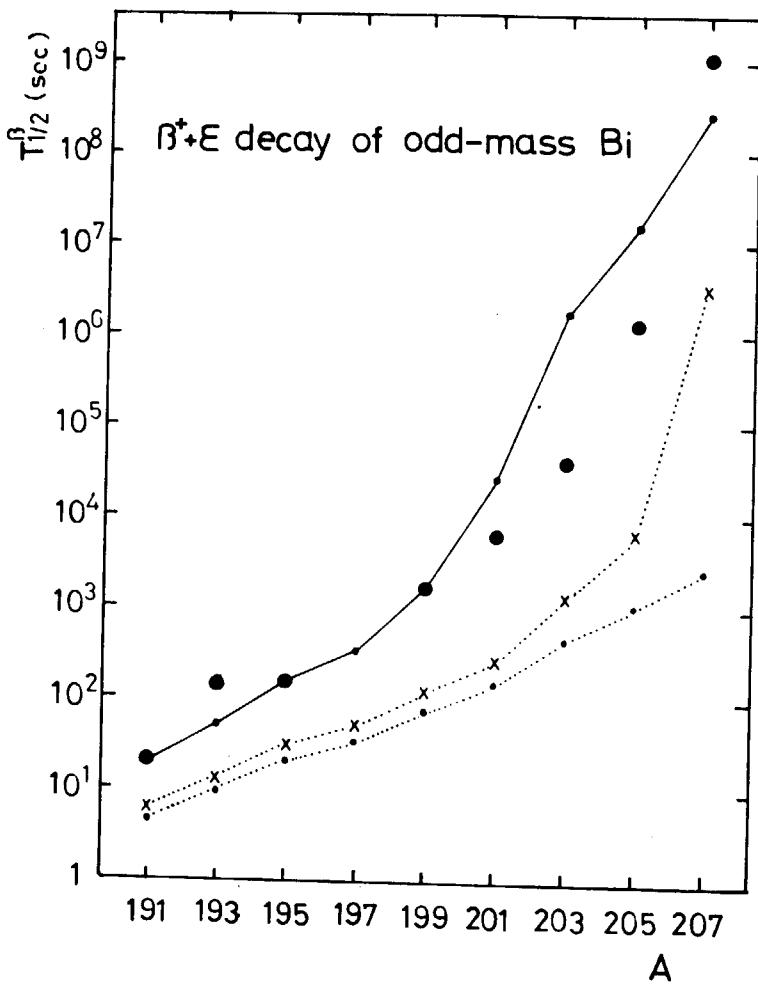


Fig. 9  $\beta^+ + \epsilon$  partial half-lives of the ground ( $9/2^-$ ) states of odd-mass Bi isotopes. The solid line shows the values calculated by the gross theory including the shell effects on the decays of the  $9/2^-$  states.<sup>10)</sup> See also the caption of Fig. 7.

## 討 論

Q： 久武和夫（東工大）

$\beta$ 崩壊の大局的理論においてQ値の個性を入れるといわれたが、どういう意味か。

A： 山田勝美（早大）

$\beta$ 崩壊の計算に必要なQ値を求めるとき、殻効果のはいっている質量公式を用いるという意味で、これは最初の大局的理論ですでに行われている。

Q： 吉田 正（NAIG）

質量公式を使う上で、問題とする核種が内挿領域にあるか外挿領域にあるかが精度上決定的だが、半減期数分程度までの核は主としてどちらに属するか。

A： 山田勝美（早大）

実験値がなくて推定値が欲しい核種は、おもに外挿領域に属する。核子2, 3個の外挿なら、一次型の公式の方が相対的に精度が良いと思われる。その先はどちらも同程度の精度になる。

Q： 梶山一典（東北大）

質量の理論的外挿値と実験値の差が、たとえば中性子数の過少の所では+に、また中性子数過剰の領域では-になっているようだ。このことから理論式に補正項を加えることにより、より正しい値が求められるのではないだろうか。

A： 山田勝美（早大）

大局的部分にたとえば  $(N-Z)^4/A^3$  に比例するような項を加えることにより、そのような差を減少させられるかも知れない。しかし、その際の係数が妥当な大きさの値となるかどうかはまだ調べていない。また、質問にあるような傾向が大局的なものか殻効果的なものかということも、まだ例数が少ないためはっきりしない。

Q： 岡野事行（京大炉）

Cs や Rb のアイソトープについて示されたスライド（文献5の図）では、Zeldes のものを除きほとんどの質量公式は相当離れた計算値となっているが、これは実測値の誤差が大きいためにそうなったのか。

A： 山田勝美（早大）

文献にある実測値の誤差はそれほど大きくないので、差は大部分が計算値の悪いせいであると思われる。なお、調節パラメーターがある程度多く含む質量公式においては、新しい実測値をインプット・データに組込めば、恐らくそれらの核種については、著しく一致が良くなるであろう。しかし他の核種の予測値がどれほど改善されるかはまだよくわからない。

Q： 橋爪 朗（理研）

NDS に用いられている Wapstra-Bos の値も、たとえば中性子過剰の所で実験値がでると喰違いが見られるような場合がある（例  $^{127}\text{In}$ ）。この点について、お話の質量公式からコメントできないか。

A： 山田勝美（早大）

実験値が予測値と喰違った場合、ふつうは予測値が悪かったと考えなければならないと思う。しかし予測値の不定性を大きく越えて喰違ったときには、実験値を疑うとか、アイソマーの可

能性を考えてみることが必要だろう。多くのアイソマーは励起エネルギーが小さいので、それを質量値から議論するためには予測値の不定性が相当小さくければならない。従って、それが可能なのは内挿かまたはごく近い外挿にかぎられ、しかもここで述べた種類の質量公式だけではなくシステムティックスやスピン・パリティを考慮した質量公式（文献2）などを併用したきめ細かい検討が要求される。

## 10. 実験的ベータ， ガンマ半減期の評価

松本純一郎<sup>+</sup>

ベータおよびガンマ崩壊に関連した原子核準位の実験的な半減期測定の評価について述べる。核構造崩壊データの評価活動で実際に問題となった話題、およびガンマ崩壊半減期を測定するいくつかの方法の信頼度について議論を行った。

### Estimation of Experimental Beta- and Gamma-Decay Half-lives

Zyun-itiro MATUMOTO<sup>+</sup>

A brief review is given of the present status of estimation of experimental nuclear beta- and gamma-decay lifetimes. Several topics which we met in evaluation work on the nuclear structure and decay data are presented and reliabilities of different methods of gamma-decay lifetime measurements are discussed.

#### 1. はじめに

$\beta$  および  $\gamma$  崩壊に関連した原子核準位の半減期については、近年の測定技術の進歩と共に、非常に長寿命の領域 ( $> 10^{20}$  y) から、非常に短寿命の領域 ( $\sim 10^{-15}$  s) までの測定が得られるようになった。特に  $\gamma$  線の Doppler shift を利用した測定では、回転励起状態の ps 程度の半減期が系統的に調べられるところまで来ており、原子核構造研究の上でも大きな進歩が期待されている。

シグマ委員会核構造データ・ワーキング・グループでは、2年余り Oak Ridge を中心とする国際的な評価活動に参加して来た (ref. 1 および本報告書 2 を参照)<sup>1)</sup>。我々が一応の評価活動を終えたものは、現在のところ 4 mass chain 位であるが、 $\beta$  崩壊準位の半減期については、その中で評価にさいし問題のあったもの、あるいは半減期測定の現状を示す良い例であると思われるものなどについて述べる。 $\gamma$  崩壊準位の半減期については、現在用いられている種々の測定法の特徴と問題点、またそれらの信頼度などを中心に述べることにしたい。

---

<sup>+</sup> 日本原子力研究所, Japan Atomic Energy Research Institute

## 2. $\beta$ 崩壊半減期の評価

最近の on line 質量分析器の発達による広範な測定によって、stability line から遠く離れた 1 秒程度の短寿命核についても測定が可能になった。一方では地質学的な測定から、 $10^{20}$  y 以上の長寿命核についても半減期が決められるようになった。以下では、我々が評価活動のさいに特に興味深く思った 4 例について述べる。

### 2.1 短寿命核種の半減期

我々の扱った領域では Sn, Te 辺りが安定核に近く、Ag, Cd とか、逆の方では Ba, Cs, Pr などが stability line から外れた短寿命核であって、on line 質量分析器と磁気テープ移動装置を組合せた測定によるデータなどがかなり得られている。測定対象としては  $\beta$ ,  $\gamma$  線の他に delayed neutron<sup>2)</sup>, proton<sup>3)</sup> を測った例もある。たゞ 1 秒程度では比較できるほどデータが豊富でないし、核種がはっきり特定できない例もある。我々の評価した領域でもっとも短寿命の例は、Gartner ら<sup>4)</sup>による<sup>126</sup>Cd の測定で、 $0.506 \pm 0.015$  s を得ている。これは<sup>235</sup>U の核分裂生成物を TRISTAN で質量分離し、 $\gamma$  線の崩壊を測ったものである。次に Fig. 1 に<sup>121</sup>Cd と<sup>121</sup>In についていくつかの測定値を比較した結果を図示した。<sup>121</sup>Cd については、4 つの測定値<sup>5-8)</sup> はほぼ合っているが、しかし測定値の誤差内で合っていないものが見られる。これはいずれかの誤差が小さく見積られ過ぎていることを意味する。我々は最終的には価値平均をとり、 $13.5 \pm 0.3$  s を採用した。

その次の<sup>121</sup>In では、各測定値<sup>6-10)</sup> のバラツキはさらに大きい。特に新しい 1974 年の測定値の間のずれが大きく単純な価値平均をとることを許さない。そこで原研リニアックの<sup>122</sup>In ( $\gamma$ , p) 反応で<sup>121</sup>In の $\gamma$  線の崩壊を追う簡単な追試実験を行ったところ、<sup>121m</sup>In の寄与が非常に強くて、冷却時間の短いところで崩壊を丹念に追わないと誤った結果を導き易いことが分った。<sup>121m</sup>In の測定値<sup>5-7), 9-10)</sup> は Fig. 1 の下の図に示されている。測定内容の比較から、1974 年の Grapengiesser らの値<sup>7)</sup> が最も良さそうであり、これらを adopted value として採用した。なお Yuta ら<sup>9)</sup> によるものは原研気送管を用いた実験であるが、他は ISOLE, OSILIS などの質量分離器を用いた結果である。

### 2.2 <sup>121m</sup>Sn (55 y) の $\beta$ 崩壊

<sup>121m</sup>Sn は  $11/2^-$  状態で、約 55 y の半減期で<sup>121</sup>Sb の  $7/2^+$  へ  $\beta$  崩壊するが、最近まで Isomeric transition の観測はなかった。Fogelberg ら<sup>11)</sup> は<sup>121m</sup>In (23.1 s) から<sup>121</sup>Sn への  $\beta$  崩壊様式を研究し、その  $\gamma$  線のエネルギー差から<sup>121m</sup>Sn 状態のエネルギーが 6.29 keV であることを導いた。米国 NBS の Hutchinson ら<sup>12)</sup> は、この 6.29 keV M4  $\gamma$  転移の partial half life が、単一粒子模型と  $\alpha_T^*$   $\sim 9.36 \times 10^{10}$  を用いて、76 y であることから、IT 転移の分岐比が小さくないことを予想し、その  $\beta$  線と 37.2 keV  $\gamma$  線の強度を精密測定した。 $\beta$ -photon 同時計数法を用いた  $\beta$  線強度は、Fig. 2 に示す notation に従って

\*)  $\alpha_T$  は全内部変換電子係数

$$(I_{\beta_1} + I_{\beta_2}) / \text{disintegration} = 1.147 \times 10^6 \text{ sec}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$$

37.2 keV  $\gamma$  線の強度は

$$I_{\gamma_2} / \text{disintegration} = 2.14 \times 10^4 \text{ sec}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$$

37.2 keV  $\gamma$  線の  $\alpha_T = 11.0$  を用いて,

$$\beta_2 \text{ の branching} = \frac{I_{\gamma_2} (1 + \alpha_T)}{I_{\beta_1} + I_{\beta_2}} = \sim 0.224 \pm 0.020$$

液体シンチレーターを用いて、6.29 keV  $\gamma$  線と  $\beta$  線を直接測定した結果も精度はやや落ちるが良い一致を示した。かくして今まで0と思われていた isomeric transition が実際には 77.6% ± 2.0 % であり、100%と思われていた  $\beta$  分岐比が 22.4% になり、従ってこの unique first forbidden  $\beta$  transition の  $\log f_1 t$  は 9.00 から 9.65 に大巾に変わることになった。

$\beta$  崩壊半減期については、数分以上のものについては、強い  $\gamma$  線の崩壊測定からかなりの精度で測定可能であると考えて良い。しかし核構造に直接関係のある  $\log ft$  値を導くためには各  $\beta$  転移の分岐比を知る必要があるが、それらは主に  $\gamma$  線強度を基にその崩壊様式から計算されている。 $\gamma$  線放出を伴わない基底状態への  $\beta$  分岐比は、現在良い測定値のないものも多く、 $\beta$  崩壊の partial half-life という意味では未だいろいろと問題が残っている。

### 2.3 $^{123}\text{Te}$ の電子捕獲崩壊

Fig. 3 は  $^{123}\text{Te}$   $1/2^+$  + 基底状態から  $^{123}\text{Sb}$   $7/2^+$  + 基底状態への EC 崩壊様式について、Nuclear Data Sheet<sup>13)</sup> に採用されたものを示している。 $^{123}\text{Te}$  の  $10^{13} \text{ y}$  という半減期は、Aldermaston における K 電子捕獲の測定<sup>14)</sup> による  $(1.24 \pm 0.10) \times 10^{13} \text{ y}$  を基にしたものであるが、それ以前の測定値は K-capture partial half-life として  $> 10^{15} \text{ y}$ ,  $> 2 \times 10^{14} \text{ y}$ , L-capture partial half-life として  $> 5 \times 10^{13} \text{ y}$  がある。<sup>13)</sup> これらはいづれも線源の重量測定と K, L-X 線の強度測定から導かれたものであるが、 $^{123}\text{Te}$  の 1 グラムあたり毎秒 10 カウント程度の低バックグラウンド測定を必要とする。Aldermaston を除いて、他はいづれもかなりの長寿命を予想していることが分る。

この unique second forbidden  $\beta$  transition に対して、 $\log f_0 t \sim 18$  は一見もっともらしく思えるが、これに対して、unique second forbidden transition の補正

$$S = q_K^4 / 1080$$

( $q_K$  は K 電子捕獲のニュートリノの  $m_e c$  単位の運動量) を考慮すると

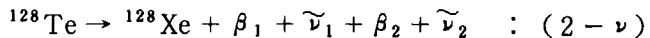
$$\log f_0 t = \log f_0 t + \log S \approx 9.2$$

になる。\*\* この値は second forbidden としては小さすぎるし、特にこの転移が  $s_{1/2}$  から  $g_{9/2}$  への  $\Delta \ell = 4$  の  $\ell$  禁止転移であることを考慮すると全く小さ過ぎる。実際の半減期は 2 ~ 3 order 大きくて良いものと思われる。なお Raman らの  $\log ft$  値の systematics,<sup>15)</sup> および Oak Ridge のプログラムによる計算値は我々の評価との間にくいちがいがある。彼等の計算の根拠が明確でないので、それらの点については検討中である。

\*\*) この問題については、山田氏（早大）よりコメントをいたしました。

2.4  $^{128}\text{Te}$ ,  $^{130}\text{Te}$  の 2 重  $\beta$  崩壊

Fig. 4 は Table of Isotope 第 7 版より採った  $^{128}\text{Te}$ ,  $^{130}\text{Te}$  の崩壊様式であるが,  $10^{20} \text{ y}$  以上の半減期が測定された数少ない例である。 $^{128}\text{Te}$ ,  $^{130}\text{Te}$  はいづれも, 両隣の Sb および I よりもエネルギーが低く, 通常の意味では安定同位元素 (Abundance は  $^{128}\text{Te}$  1.9 %,  $^{130}\text{Te}$  3.9 %) であるが, 二次の摂動まで考慮した  $\beta$  崩壊理論では,



のような 2 つの電子と反中性微子を放出する崩壊が可能になる。またもしも中性微子と反中性微子が同一であり (Majorana ニュートリノ), レプトン数保存が破れている場合には,



のようにニュートリノ放出を伴わない 2 重  $\beta$  崩壊が可能で, その寿命も何桁か短くなる筈である。このような素粒子論上の興味からも, 昔から 2 重  $\beta$  崩壊の測定は繰返し行われて来たが, その長すぎる寿命のために最近まで positive な結果が得られていなかった。

1960 年代の後半から, 古い鉱石中に含まれる Xe ガスと, 大気中に含まれる Xe ガスの abundance の比較から寿命を求めるという geological な測定法の開発によって信頼出来る値が得られるようになった。<sup>17)</sup> 鉱石の年代測定は  $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}$  ( $1.31 \times 10^9 \text{ y}$ ) による Ar ガスを用いて行われているが, 鉱石の中に同様に閉じこめられた Xe ガスの  $^{128}\text{Xe}$ ,  $^{130}\text{Xe}$  の Abundance が空気中のものに較べて多いのは, 鉱石中に含まれる Te の 2 重  $\beta$  崩壊によるものであるとして求めた結果は

$$\begin{aligned} \text{Kirsten}^{18)} &: T_{1/2} (\text{ }^{130}\text{Te}) = 10^{21.34 \pm 0.12} \text{ y} \\ \text{Srinivasan}^{19)} &: \quad \quad \quad = 10^{21.38 \pm 0.10} \text{ y} \end{aligned}$$

と良い一致を得ている。また Hennecke<sup>20)</sup> は

$$S = \frac{T_{1/2} (\text{ }^{128}\text{Te})}{T_{1/2} (\text{ }^{130}\text{Te})} = 10^{3.20 \pm 0.01}$$

より,  $T_{1/2} (\text{ }^{128}\text{Te}) = 10^{24.5 \pm 0.12} \text{ y}$  を得た。

この ratio S は, 2 重  $\beta$  崩壊の主なメカニズムは反中性微子の放出を伴うものが主であることを示している。

このニュートリノ放出を伴わないような 2 重  $\beta$  崩壊を直接観測しようという試みもいくつかあるが, Fig. 5 は,  $^{76}\text{Ge}$  の 2 重崩壊を測定する装置<sup>21)</sup> の例である。Fig. 6 に示すように, 2 つの  $\beta$  粒子のエネルギーの和は, ニュートリノ放出を伴う時には連続スペクトルになるが, ニュートリノ放出を伴わない時には丁度崩壊エネルギーに相当する処に強いピークが現れる筈である。

Fig. 5 は Ge 検出器で, 自分自身の中に 7.67 % の natural abundance で含まれる  $^{76}\text{Ge}$  の 2.045 MeV 附近に現われるかも知れない peak を観測しようというもので, 厳重な遮蔽を施した上に, モンブラン・トンネルの中に持ち込んで 4400 時間の測定を行った。結果は negative で,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{235}, ^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  によるバックグラウンド以上には観測されなかった。ニュートリノ放出を伴わない 2 重  $\beta$  崩壊の寿命としては, この実験により  $T_{1/2} (\text{ }^{76}\text{Ge} : 0-\nu) > 5 \times 10^{21} \text{ y}$  という値が現在の極限値として与えられている。

### 3. $\gamma$ 崩壊半減期の評価

$\gamma$ 崩壊する励起状態の半減期測定は、最近の測定器および電子回路、計算機技術の発展によって、多彩なデータが得られるようになっている。特に核反応で反跳した励起核から射出される $\gamma$ 線エネルギーのDoppler shiftを利用した測定技術の進歩によって、たとえば同じ回転バンドに属するいくつかの励起状態のps程度の寿命が測定されるなど、核構造に新しい知識を提供してくれつつある。 $\gamma$ 半減期の測定法は多種多様であって、それらのすべてを記述することはもちろん不可能であるし、我々が評価活動で取扱った例もごく一部分であって、それを紹介することが、必ずしも $\gamma$ 半減期測定の現状を理解するのに適切であるとは限らない。半減期測定の方法の典型的な例として、Fig. 7にその方法と測定可能な半減期の領域を示した。もちろんこれらは実験の条件、たとえば $\gamma$ 線のエネルギー、反跳核のエネルギーなどの関数であって、信頼度の高いデータはそれぞれの方法のもっとも有効な領域でのみ得られることは云うまでもない。したがって各方法を簡単に比較して優劣を論ずることはできないので、以下それぞれの方法の特徴と得失を簡単に記述し、1, 2の比較例を紹介する。

Blocking, Channelingは $\gamma$ 崩壊レベルではなく、核反応レベルの寿命に関連したものであるが、他の方法との比較のためにFig. 7に含めて示した。

#### 3.1 遅延同時係数法

これはもっとも古くから用いられて来た方法で、先に出る $\beta$ 線、 $\gamma$ 線と引続いて放出される $\gamma$ 線、内部変換電子線、X線との時間関係を電子回路で計測し、中間励起状態の寿命を測定する方法である。最近の測定器、回路技術、計算機などの進歩によって時間分解能が大巾に改善され、特にエネルギー高分解能を持つGe検出器を使用することのできるms,  $\mu$ s領域では、複雑な崩壊様式に対してもっとも良い測定方法である。しかしns orderの短寿命領域では時間分解能のよいNaI, plastic scintillation counterに頼らざるを得ない。Fig. 8は $^{126}\text{Te}$ の7<sup>-</sup>状態の寿命を2つのNaIを用いて $\gamma\gamma(t)$ 測定した例、Fig. 9は $^{126}\text{Te}$ の6<sup>+</sup>状態の寿命をNaIとplastic検出器を用いて $\beta\gamma(t)$ 測定した例で、それぞれ $2.404 \pm 0.024\text{ ns}$ ,  $69 \pm 2\text{ ps}$ を得ている。<sup>22)</sup>単純な $\gamma$ 崩壊様式に対しては非常に精度が良いが、複雑な崩壊様式に対しては、エネルギー分解能が悪いために $\gamma$ 線の混り、バックグランドの影響によって良い結果を得にくい。なおこの方法の応用として、先行する粒子と $\gamma$ 線の遅延同時係数、加速器のパルス化したビームを使って $\gamma$ 線の崩壊を測定するなどの方法がある。

#### 3.2 クーロン励起

これも既に良く知られている方法であるのでここで詳しく述べることはしないが、その原理は荷電粒子が原子核に入射する時に生ずる時間的に変化する電磁相互作用による原子核の励起である。入射粒子のエネルギーがCoulomb barrier以下であるとき、その励起断面積は電磁核行列要素に正確に比例する。特に $\gamma$ 転移確率の大きな集団励起による $0^+ \rightarrow 2^+$ ,  $0^+ \rightarrow 3^-$ ,  $0^+ \rightarrow 4^+$ などの電気的な reduced transition probability BE 2, BE 3, BE 4の大きさを決めるのに威力を發揮した。

また重イオンを用いた原子核の励起と反跳から Doppler shift を利用した測定法への応用などもある。単純な崩壊構造を持った核では、広い寿命領域で非常に信頼度の高い方法であるが、複雑な崩壊構造のものとか、集団励起で作りにくい状態に対しては測定できない。またこの方法で直接測定されるのは電気的な  $\gamma$  転移による partial half-life であって、これを他の方法で決った励起状態の total-life と比較するためには、たとえば E 2 + M 1 の M 1 転移の混る割合、励起状態（およびもとの状態）のスピンの値、またその励起状態から放出される他の  $\gamma$  線の分岐比などの知識を必要とする。

### 3.3 Nuclear Resonance Fluorescence

$\gamma$  線がターゲット核に入射するさいに、ある励起状態を正確に励起できるエネルギーを持っているときに、その  $\gamma$  線は共鳴吸収され散乱される。その散乱断面積から励起状態のレベル幅  $\Gamma$ 、したがって寿命を決める方法である。Fig. 10 および Fig. 11 は Metzger らによる測定<sup>23)</sup>の一例を示すが、<sup>121</sup>Te より <sup>121</sup>Sb への崩壊で射出される 5.76 keV  $\gamma$  線を再び <sup>121</sup>Sb で吸収させようとしたとする。576 keV 励起状態の寿命は約  $10^{-11}$  s でそのレベル巾は非常に小さく、576 keV  $\gamma$  線が射出される際に核の反跳で失う 1.5 eV のエネルギー損失のために吸収されない。そこで Fig. 11 に示すように <sup>121</sup>Te 線源を回転させることによって、反跳で失ったエネルギーを回復し共鳴吸収を起させる。Fig. 10 の右図に示すように線源の回転速度を上げるに従って、まず反跳エネルギーの小さな 506 keV  $\gamma$  線の共鳴散乱が次第に強くなり、ついで 576 keV  $\gamma$  線の共鳴散乱が起り始める。これらを理論的な予想値と合わせることにより励起状態の total-life が求まる。この他にも線源を熱して反跳エネルギーを補うとか、あるいは電子 LINAC からの制動輻射  $\gamma$  線を用いるとか、他の  $\gamma$  線源、たとえば V(n,  $\gamma$ ) の  $\gamma$  線を用いるとか、(p,  $\gamma$ ) 反応による単色の  $\gamma$  線源を使うなどの方法がある。この方法は  $10^{-10} \sim 10^{-15}$  S という広い適用領域を持つが、比較的大きなターゲット試料、基底状態への  $\gamma$  線分岐比などを必要とする。

### 3.4 Recoil Distance Method (RDM)

Fig. 12 の右下に RDM の原理図を示す。重イオン核反応、クーロン励起などで target 核が光速の 0.1 ~ 数パーセント程度で真空中に飛び出す。ターゲットから距離 D の位置に金属性の反跳核 stopper (plunger) が置かれている。真空中で初速(v)を失うことなく、走行中に  $\gamma$  線を放出した場合には、もとの  $\gamma$  エネルギーを  $E_0$ 、反跳核の進行方向と検出器の間の角度を  $\theta$  として、 $E_\gamma = E_0 [1 + (v/c) \cos \theta]$  のエネルギーを持つ。それに対して距離 D を走って、stopper 中で止ってから放出された  $\gamma$  線のエネルギーは  $E_\gamma' = E_0$  である。

Fig. 12 は D (<sup>16</sup>O, pr) <sup>17</sup>O 反応で <sup>17</sup>O の 871 keV の  $\gamma$  線を  $\theta = 122^\circ$  で観測した例である。<sup>24)</sup> D=0 の場合はすべて止ってから  $\gamma$  線を出し、 $\gamma$  線の Doppler shift は見られない。D = D = 2.54 mm では Doppler shift した 855 keV と shift していない 871 keV  $\gamma$  線が comparable な強さで見られる。さらに D を大きくすると殆んどが走行中に  $\gamma$  線を放出したものになる。このデータの解析から反跳核の初速が  $v/c = 3.6\%$ 、半減期が 162 ps と導かれた。この例でも分るように 871 keV のピークの強さが半分になる D が、1.73 mm、寿命が短くなるに従ってターゲットと plunger の距離はもっと小さくなる。従って測定可能な寿命は 1 ps 程度まで

である。

ターゲットと plunger の距離を一定に保ち、かつ微細に動かす技術、またその距離を測るのに電気容量を計るとか、レーザー光線を用いる方法が有り、いづれもかなり高度な技術が要求される。短寿命の励起状態を測定するには高い反跳エネルギーを必要とする。また目的とする状態に対して、それと comparable な寿命を持つ高い励起状態からの  $\gamma$  線が落ちて来る場合には解析は非常に複雑になる。その他にも装置とかターゲットによる反跳核の方向性とか速度分布の考慮が必要な場合もある。しかしながら、原理的には大変に信頼度の高い半減期測定方法であって、 $10^{-9} \sim 10^{-12}$  s 領域ではもっとも有用である。

### 3.6 Doppler Shift Attenuation Method (DSAM)

反跳核が absorber の中で止る時間は  $3 \sim 5 \times 10^{-13}$  s であるが、測定しようという寿命がこれに較べてはるかに短ければ、その殆んどが走りながら  $\gamma$  線を放出するので完全に Doppler shift したエネルギーを与えるが、正確な寿命を知ることはできない。逆に寿命が非常に長いと殆んどが完全に止ってから shift しない  $\gamma$  線を出すので、矢張り寿命は分らない。かくして  $10^{-11} \sim 10^{-14}$  s の領域が Doppler で拡った lineshape を与え、半減期測定の対象となる。Fig. 13 は  $v/c \sim 1\%$  の  $^{27}\text{Al}$  の 1014 keV  $\gamma$  線を、6つの absorber Ca, Cu, Ti, Ba, Ta, Au で止めたもので、<sup>25)</sup> それぞれの図で左側の peak は shift しない  $\gamma$  線によるもの、その右側にふくらんでいるのが Doppler shift した  $\gamma$  線の lineshape を与える。当然のことながら軽い Ca の方がゆっくりと反跳核を止めることができが観測される。得られた平均寿命は Ta の 1.68 ps から、Ca の 2.27 ps 迄と拡っており、他の方法、すなわち RDM, resonance fluorescence などから求めた信頼度の高いものは 2.1~2.2 ps で Ti, Ba absorber を用いたものに近い。このばらつきの原因は absorber 中の吸収の理論的な取扱いの不確かさが主であると考えられているが、もっと徹底的に吸収体の種類を変えて測った結果は、反跳核のエネルギーが小さいところでは核外電子の構造の変化が系統的な fluctuation を与えるらしいと云われている。従って吸収体を選ぶこと、反跳エネルギーを大きくすることなどが必要になる。

また複雑な崩壊構造を持つような原子核に対しては、RDM でも問題になった高い励起準位から目的の励起状態への  $\gamma$  線 feeding が問題になる。Fig. 14 は  $^{174}\text{Yb}$  の基底状態回転バンドに属する  $6^+$ ,  $8^+$ ,  $10^+$ ,  $12^+$  状態の平均寿命を求めた例である。

DSAM も数多くの実験データの積み重ねによって、解析に必要な知識が明らかになって来ているし、また我々に興味のある原子核の励起状態の多くが ps order の半減期を持っていることから、今後ますますその重要性を増すものと思われる。実験装置の様々な工夫<sup>27)</sup> から、短寿命領域を測定する方法がいろいろ考えられており、もっとも短いものでは  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, \alpha)^{24}\text{Mg}$  を用いて、 $^{24}\text{Mg}$  の 13.21 MeV  $8^+$  状態に対して、 $3.3 + 1.6, - 1.8$  fs が得られている。<sup>28)</sup>

### 3.7 非弾性電子散乱

電子による原子核の一一種のクーロン励起と考えて良い。たゞし前方散乱においてはクーロン相互作用が強く、電気的な多重極能率 B (EL) を測るのに良く、後方散乱ではクーロン相互作用が弱く、磁気的な多重極能率 B (ML) を測るのに良い。原理的には信頼度の高い方法であるが、

問題としては制動輻射線によるバックグランド、エネルギー分解能が悪いこと、十分な強度が得られる加速器が少ないとなどがあげられる。

Mössbauer 効果、Blocking、Channeling については、対象が特別であること、今迄に述べた方法と比較できるような領域でないことから、この報告では除外する。

#### 4. 測定方法の比較

今までに略述したいいろいろな測定法は、その測定原理から来る異った適用領域を持ち、従ってある励起状態に対する結果からその方法の優劣を論することは出来ない。こゝでは ref. 27 から、比較的沢山の測定法がオーバーラップしている 2 つの例について、どの程度の一致が得られているかを紹介する。

Table 1 および Fig. 15 は  $^{24}\text{Mg}$  の 1.37 MeV 励起状態の平均寿命測定を比較したものである。Fig. 15 において採用された一番確からしい値 1.97 ps は、精度の良い 4 つのクーロン励起のデータから取られたものである。縦軸は実験誤差の 2 乗に逆比例する量で、与えられた誤差の小さなものの程高い処へ行く。2 つの contour は、その中では consistent、その外側では引用された誤差が小さ過ぎるという目安を与える。クーロン励起は 1960 年のデータを除き良く合っている。電子散乱もまたクーロン励起に近い。それに対して resonance fluorescence は 2 つは近いが、他の 6 例は低過ぎる値を与える。DSAM はクーロン励起より低い値を持つが、contour の中にはおさまっている。DSAM の重イオンを使った例では、クーロン励起に近い良い結果が得られている。一方 RDM はクーロン励起に較べてやゝ高い値を出しているが、contour の中に入っている、2 ps 領域としては一致は良いと云うべきである。

Table 2 および Fig. 16 は  $^{28}\text{Si}$  の 1.78 MeV 励起状態について同様の比較を行ったものである。全体のデータは古いものが多い。DSAM の結果は全体としてばらついているが、それ程悪い値でないことが分る。

#### 5. おわりに

以上我々が核構造崩壊データの評価をする上で、いろいろ問題になったり、関心を持ったものを中心にして、半減期評価の現在を述べた。種々の測定技術が開発されて来たとは云え、我々の主に対象にした低エネルギーの励起状態についても、寿命の測られているものは殆んどの核で 10 % 以下のレベルに過ぎない。原子核構造に対する興味からも、応用面での重要性からも、広い範囲で寿命測定データの得られることが望まれている。

実際の評価活動を通じて感じたのは、 $\beta$ 、 $\gamma$  半減期測定のいずれにおいても、特に短寿命のところでもまだまづくいちがうデータも多く、その原因を正しく理解するのに理論的、実験的なしきりした知識が要求されるということである。我々評価者の知識を深めると共に、必要に応じて各分野の専門家の助力助言を我々の評価活動に活かせるようになればと思っている。

## 参考文献

- 1) 田村 務 : JAERI-M 8163, p.21 (1979).
- 2) E. Lund and G. Rudstam: Phys. Rev. C13, 1544 (1976).
- 3) D.D. Bogdanov, A.V. Dem'yanov, V.A. Karnaughov and L.A. Petrov: Sov. J. Nucl. Phys. 21, 123 (1975).
- 4) M.L. Gartner and J.C. Hill: Phys. Rev. C18, 1463 (1978).
- 5) H.V. Weiss and N.E. Ballou: J. Inorg. Nucl. Chem. 27, 1917 (1965).
- 6) B. Grapengiesser, E. Lund, G. Rudstam, I. Andersson, S. Borg, L.-E. de Geer, G. Holm, S.G. Malmskog, B. Rydberg, B. Fogelberg, A. Bäcklin and G. Hedin: The OSILIS Collaboration, CERN Yellow Report 70-30, p.1093 (1970).
- 7) B. Grapengiesser, E. Lund and G. Rudstam: J. Inorg. Nucl. Chem. 36, 2049 (1974).
- 8) O. Scheidemann and E. Hagebo: Inorg. Nucl. Chem. Letters 10, 47 (1974).
- 9) H. Yuta and H. Morinaga: Nucl. Phys. 16, 119 (1960).
- 10) A.C. Wahl and D.R. Nethaway: Phys. Rev. 131, 830 (1965).
- 11) B. Fogelberg, L.-E. de Geer, K. Fransson and M. af Ugglas: Z. Phys. A276, 381 (1976).
- 12) J.M.R. Hutchinson, F.J. Schima and B.M. Coursey: Phys. Rev. C18, 408 (1978).
- 13) R.L. Auble: Nuclear Data Sheets B7, 363 (1972).
- 14) D.E. Watt and R.N. Glover: Phil. Mag. 7, 105 (1962).
- 15) S. Raman and N.B. Gove: Phys. Rev. C7, 1995 (1973).
- 16) "Table of Isotopes", Seventh Edition, edited by C.M. Lederer and U.S. Shirley, JOHN WILEY & SONS, INC., NEW YORK (1978).
- 17) D. Bryman and C. Picciotto: Rev. Mod. Phys. 50, 11 (1978).
- 18) T. Kirsten, O.A. Schaeffer, E. Norton and R.W. Stoner: Phys. Rev. Lett. 20, 1300 (1968).
- 19) B. Srinivasan, E.C. Alexander, Jr., O.K. Manuel: Economic Geology 67, 592 (1972).
- 20) E.W. Hennecke, O.K. Manuel and D.D. Sabu: Phys. Rev. C11, 1378 (1975).
- 21) E. Fiorini, A. Pullia, G. Bertolini, F. Capellani and G. Restelli: Nuovo Cimento A13 747 (1973).
- 22) J.C. Soares, P. Herzog, H. Hübel, A. Kluge and W. Thomas: Nucl. Phys. A247, 274 (1975).
- 23) F.R. Metzger and H. Langhoff: Phys. Rev. 132, 1753 (1963).

- 24) T.K. Alexander and K.W. Allen: Can. J. Phys. 43, 1563 (1965).
- 25) C. Broude, F.A. Beck and P. Engelstein: Nucl. Phys. A216, 603 (1973).
- 26) D. Ward, P. Colombani, I.Y. Lee, P.A. Butler, R.S. Simon, R.M. Diamond and F.S. Stephens: Nucl. Phys. A266, 194 (1976).
- 27) T.K. Alexander and J.S. Forster: "Advances in Nuclear Physics", vol.10, p.197 (1978), edited by M. Baranger and E. Vogt, PLENUM PRESS, NEW YORK.
- 28) D. Branford and I.F. Wright: Nucl. Instr. Meth. 106, 437 (1973).

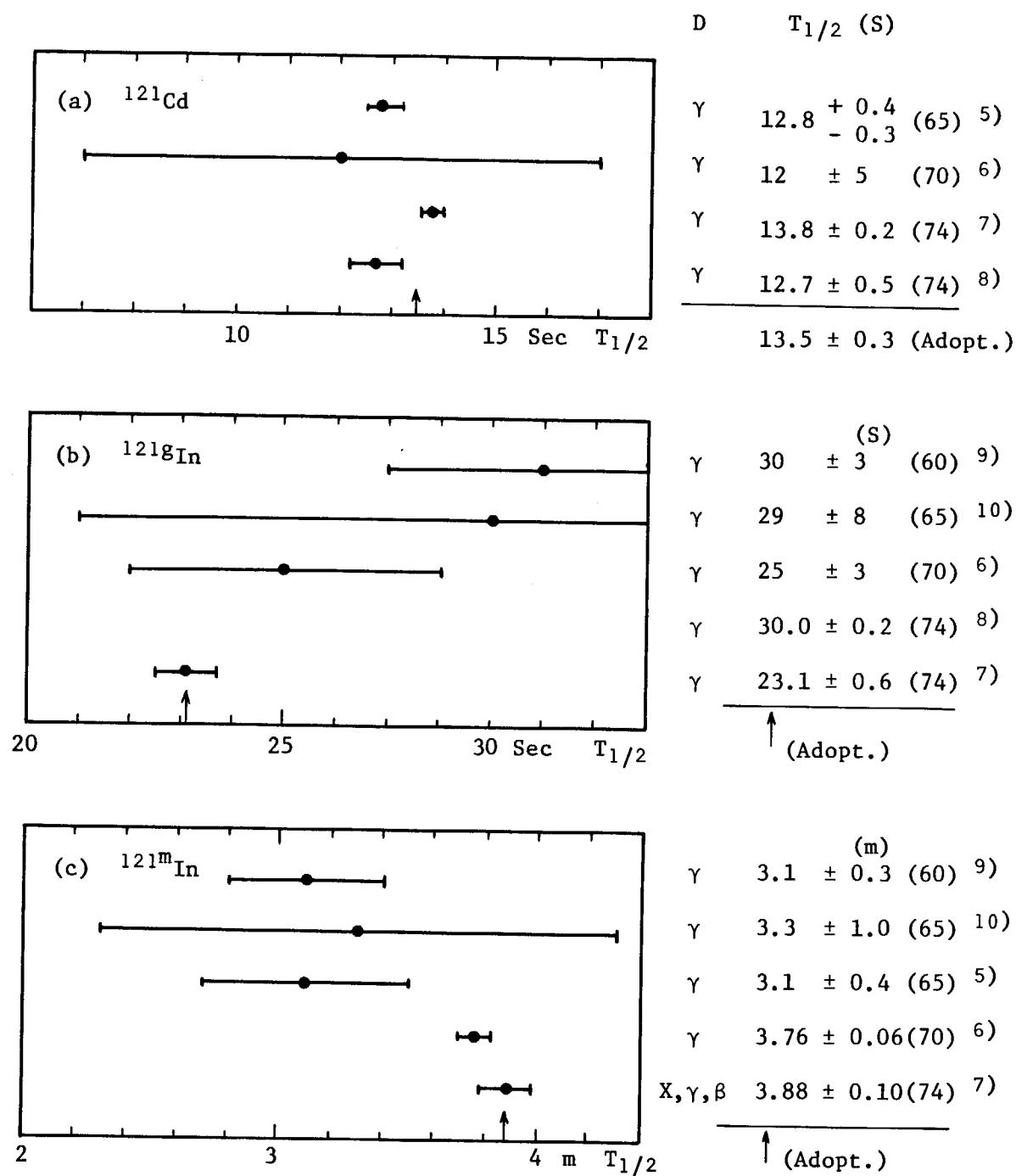
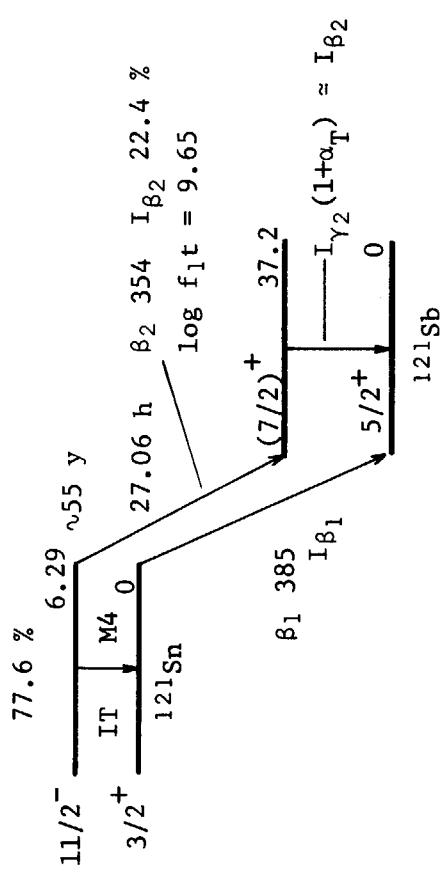
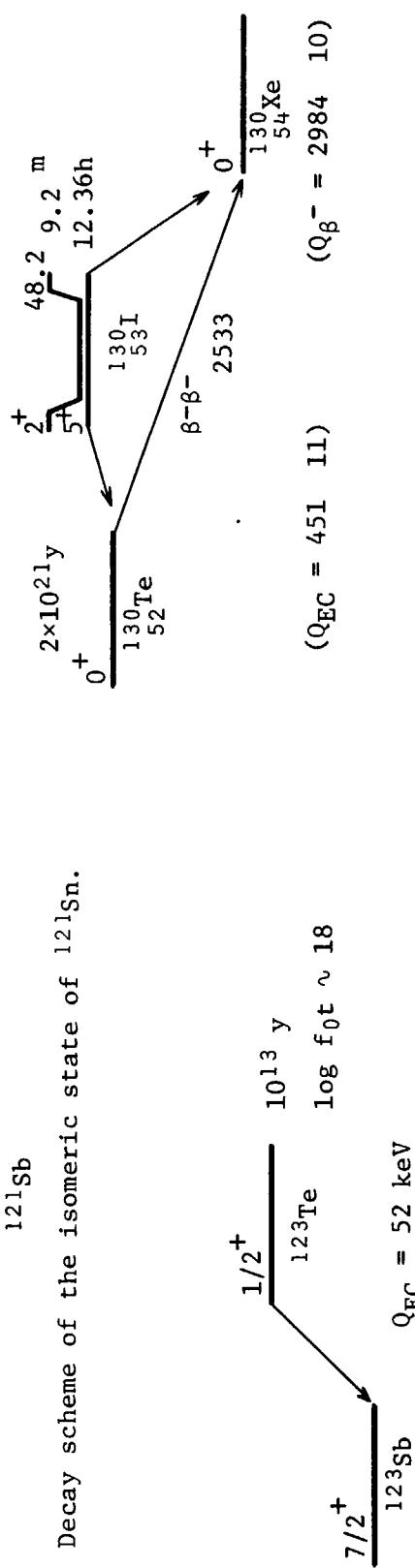


Fig. 1 Comparison of the lifetimes of some short-lived activities.



- 145 -



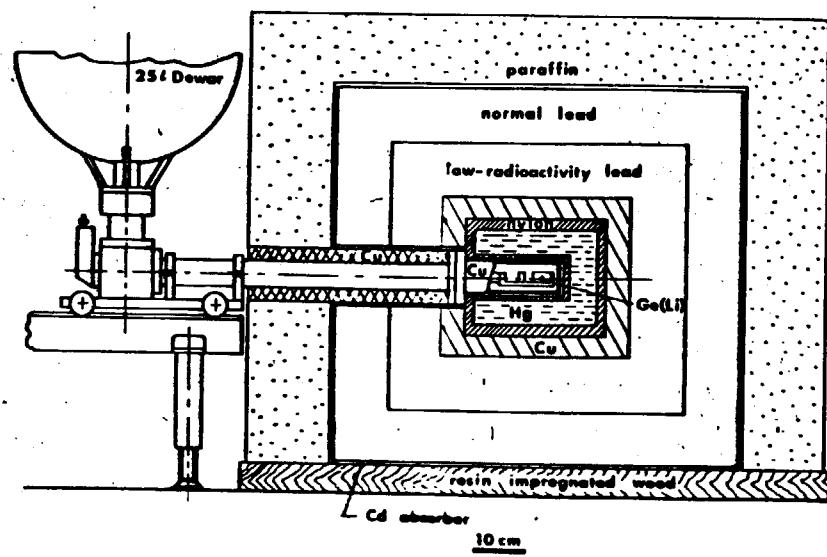


Fig. 5 The apparatus and local shielding used in  $^{76}\text{Ge}$  double beta-decay experiment of Fiorini et al. (ref. 21).

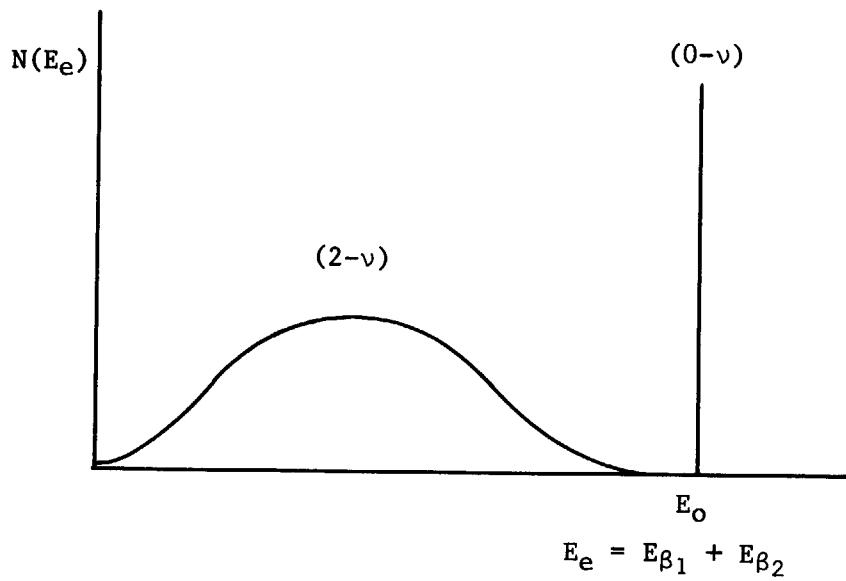


Fig. 6 Theoretically predicted spectrum of the sum of two  $\beta$ -rays of the double  $\beta$ -decay.

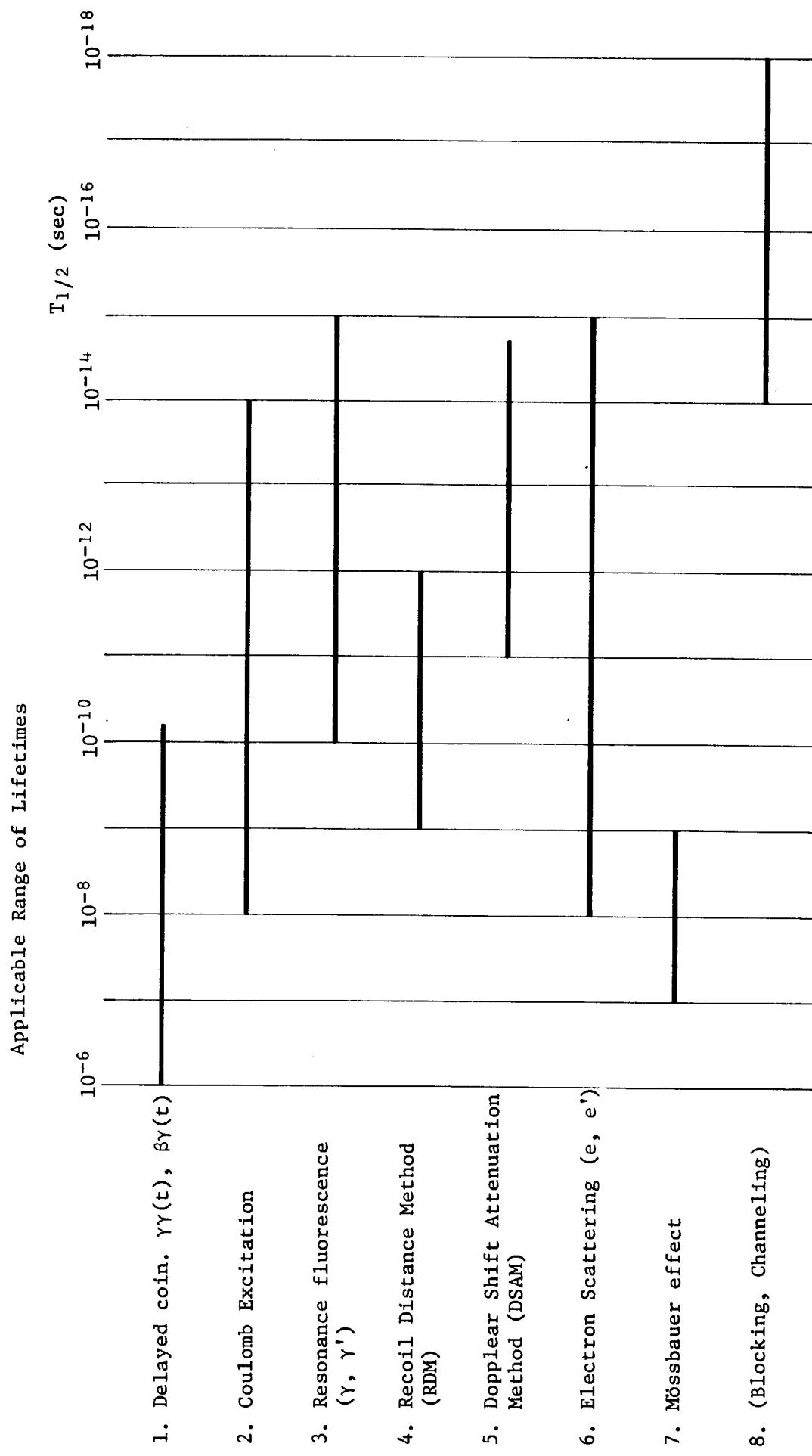


Fig. 7 Applicable range of lifetimes to different experimental techniques.

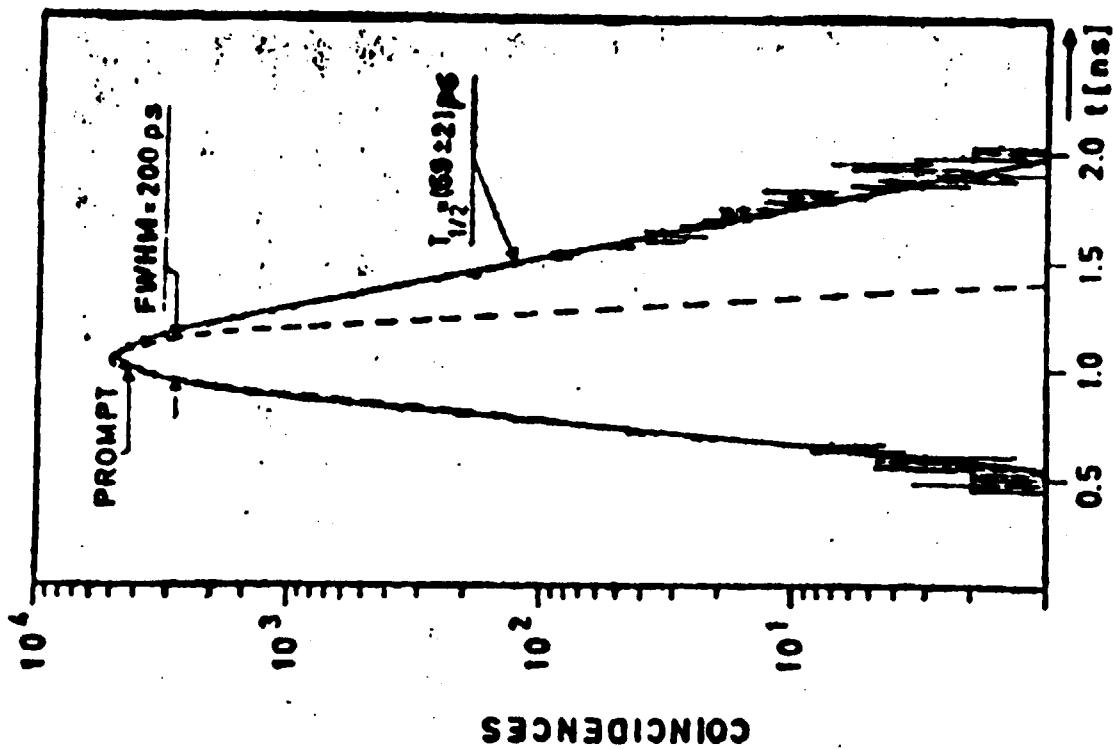


Fig. 9 Time spectrum of the coincidences between  $\beta$ -particles with energy 1370 keV  $< E_\beta < 1500$  keV and  $\gamma$ -quanta of the 695 keV transition in  $^{126}\text{Te}$  (ref. 22).

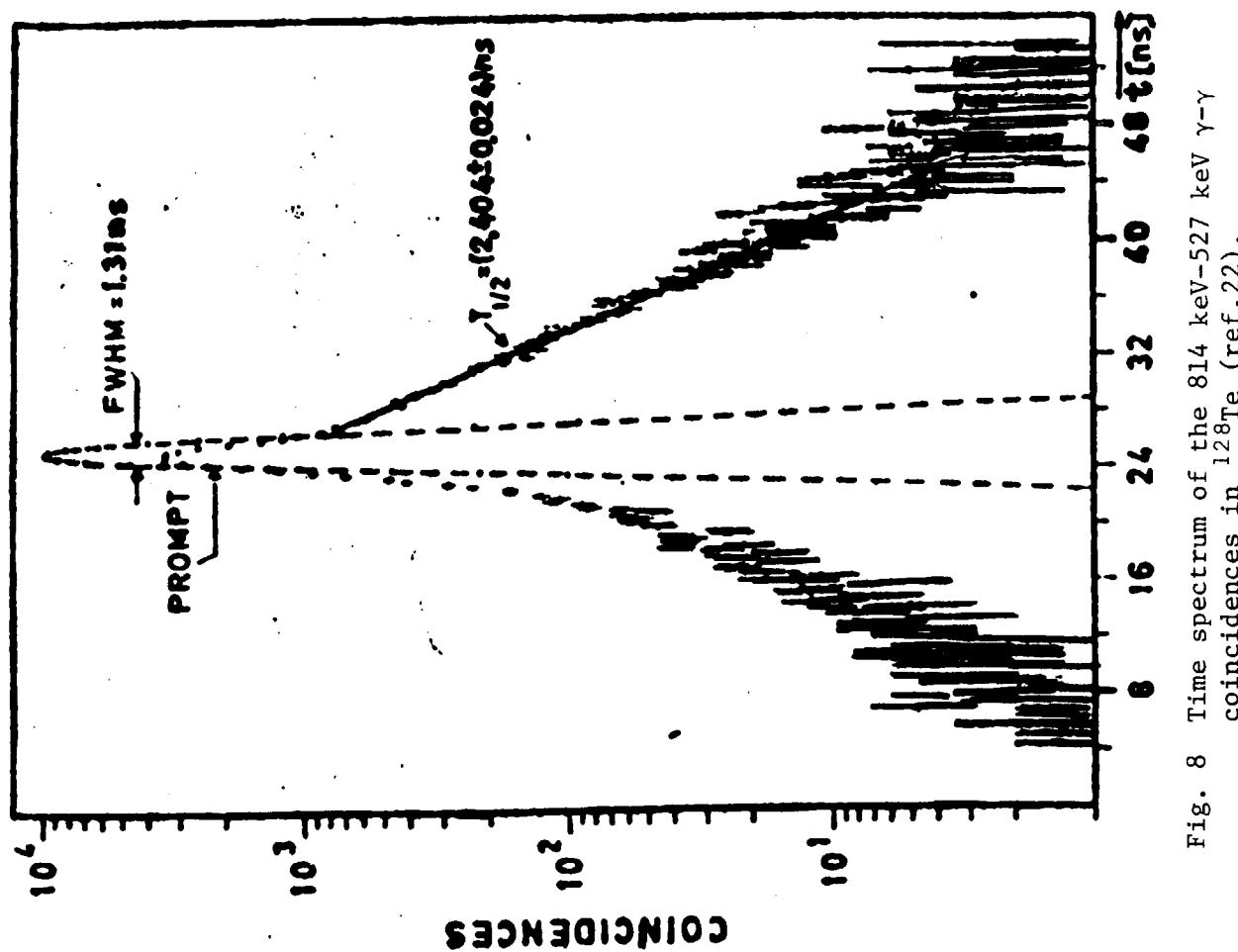


Fig. 8 Time spectrum of the 814 keV-527 keV  $\gamma-\gamma$  coincidences in  $^{128}\text{Te}$  (ref. 22).

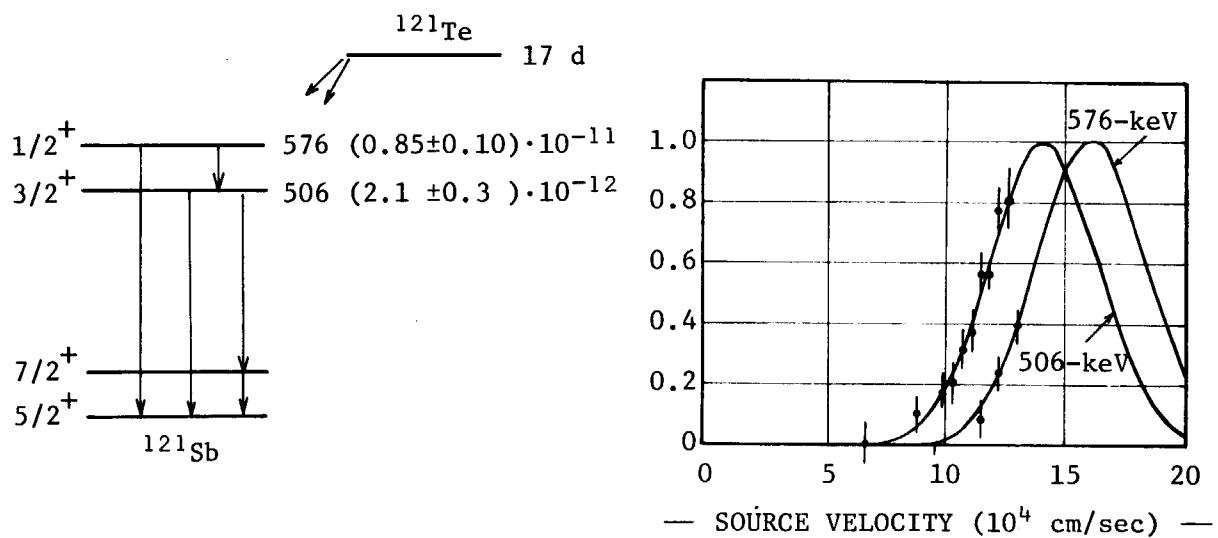


Fig. 10 Decay scheme of  $^{121}\text{Te}$  and dependence of the resonance scattering of the source velocity in centrifuge method (ref. 23).

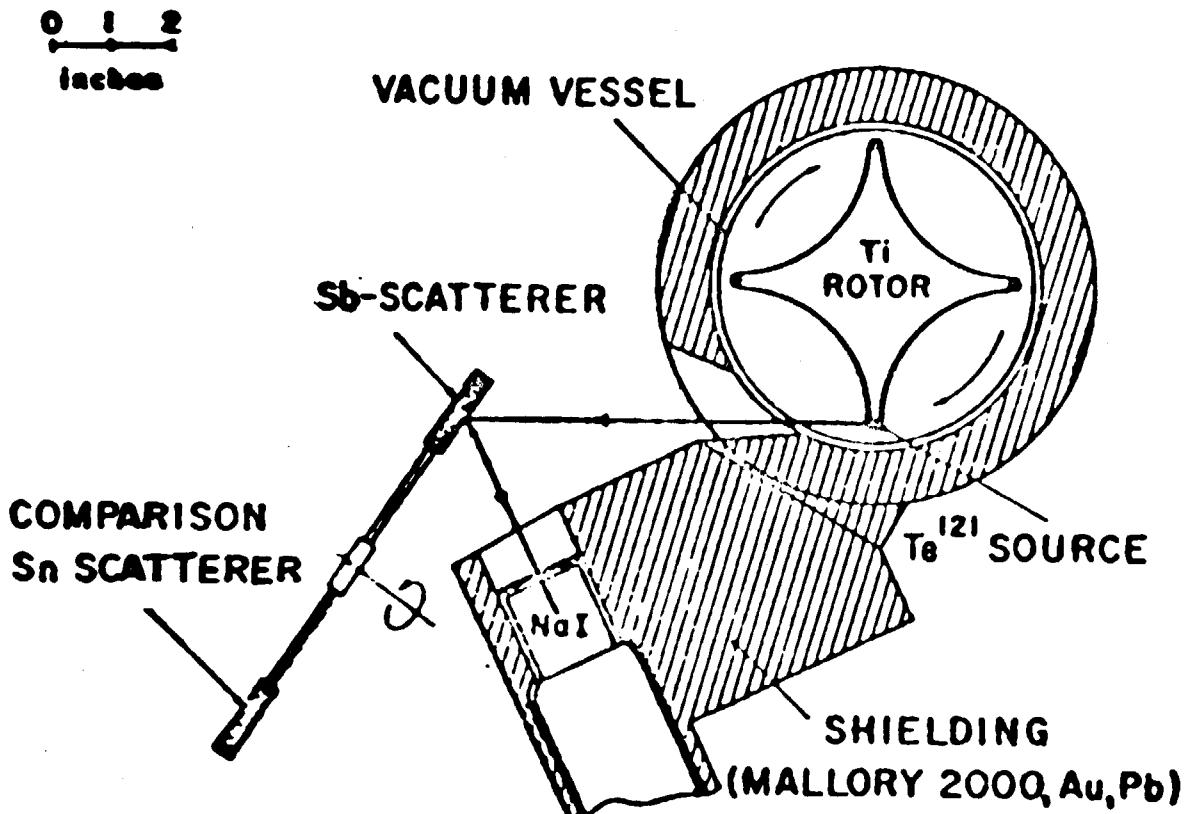


Fig. 11 Experimental arrangement for the scattering experiments with the centrifuge method (ref. 23).

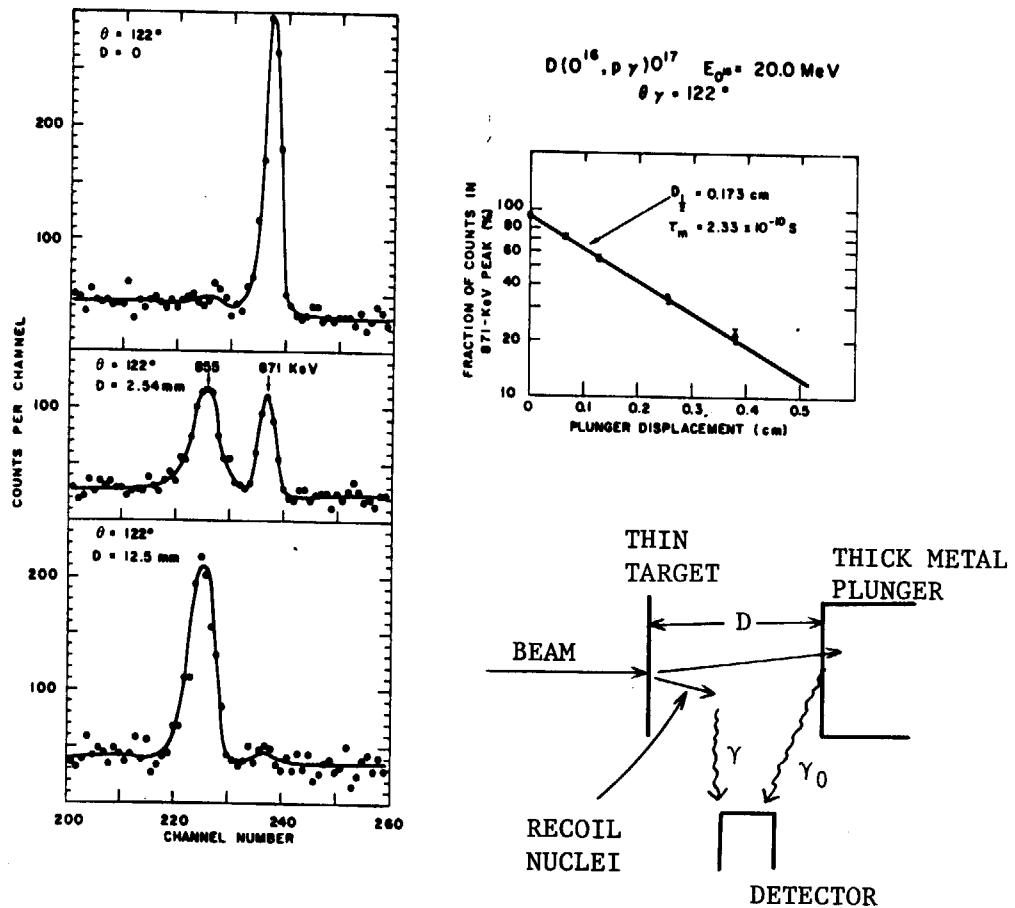


Fig. 12 An example of a recoil distance lifetime measurement<sup>24, 27)</sup> and a schematic diagram of the recoil distance method. The 855- and 871 keV  $\gamma$ -rays are the Doppler shifted and unshifted lines from moving and stopped nuclei,  $O^{17}$ , respectively. The decay curve is shown as a function of the target-to-plunger distance.

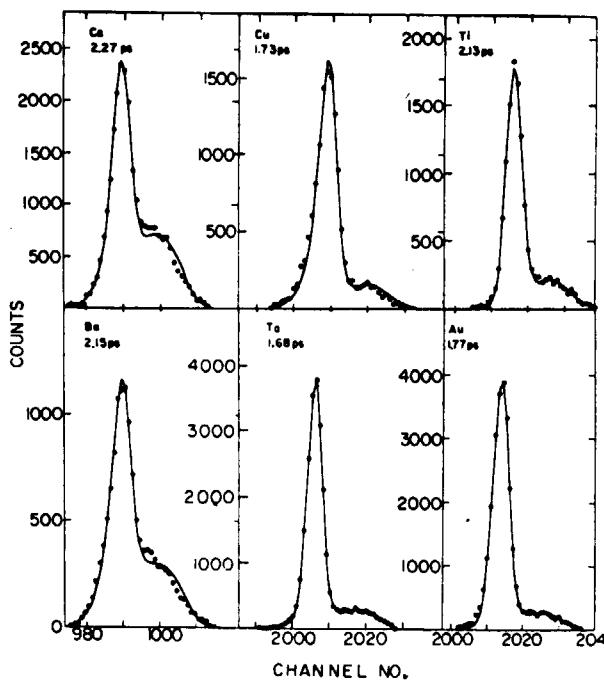


Fig. 13 Doppler-broadened lineshapes for the 1014 keV  $\gamma$ -ray from  $^{27}\text{Al}$  slowing down in six backing materials.<sup>25,27)</sup> The solid curves are the best computer fits to the data for the indicated mean lives and theoretical stopping cross sections for the indicated materials.

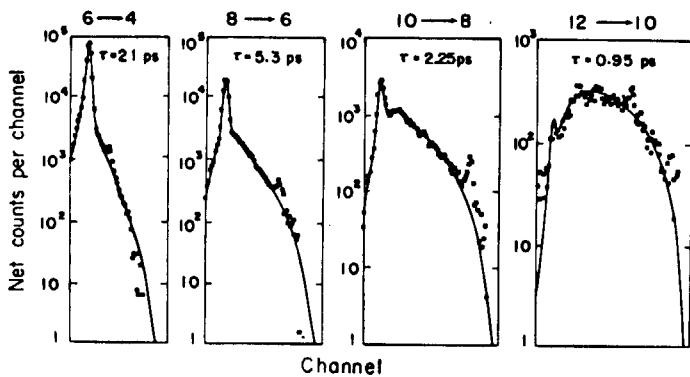


Fig. 14 Doppler-broadened lineshapes for transitions in  $^{174}\text{Yb}$  produced by 595 MeV  $^{136}\text{Xe}$  incident on a  $^{174}\text{Yb}$  target.<sup>26,27)</sup>

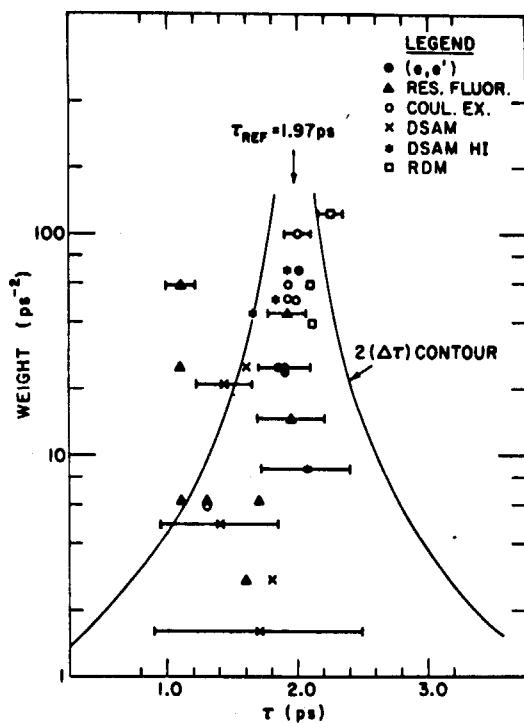


Fig. 15 A plot of the weights of lifetime measurements of the 1.37 MeV level in  $^{24}\text{Mg}$ -vs.-lifetime value. The weights of the measurement is taken to be  $(\Delta\tau)^{-2}$  where  $\Delta\tau$  is quoted uncertainty (ref. 27).

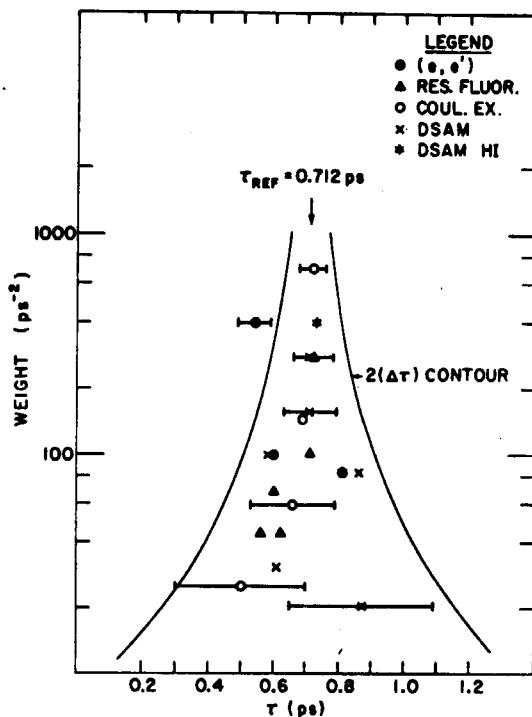


Fig. 16 A plot of the lifetime measurements of the 1.78 MeV level in  $^{28}\text{Si}$  (ref. 27).

Table 1. Lifetime measurements of the 1.37 MeV level in  $^{24}\text{Mg}$  (ref. 27)

Method	$\tau$ (pscc)	Reference
<b>Electron-scattering</b>	<b>1.9 ± 0.2</b>	<b>Hel 56</b>
	<b>1.85 ± 0.2</b>	<b>Tit 69</b>
	<b>1.89 ± 0.19</b>	<b>NT 72</b>
	<b>2.01 ± 0.12</b>	<b>JD 74</b>
<b>Resonance-fluorescence</b>	<b>1.7 ± 0.4</b>	<b>DS 58</b>
	<b>1.1 ± 0.4</b>	<b>OS 59</b>
	<b>1.1 ± 0.2</b>	<b>Kai + 65</b>
	<b>1.11 ± 0.13</b>	<b>HK 70c</b>
	<b>1.6 ± 0.6</b>	<b>MSR 60</b>
	<b>1.95 ± 0.26</b>	<b>Sko + 66</b>
	<b>1.3 ± 0.4</b>	<b>BCW 64</b>
	<b>1.92 ± 0.15</b>	<b>Swa 71</b>
<b>Coulomb-excitation</b>	<b>1.3 ± 0.4</b>	<b>And + 60</b>
	<b>1.98 ± 0.14</b>	<b>Häu + 70a</b>
	<b>2.01 ± 0.10</b>	<b>VHS 71</b>
	<b>1.92 ± 0.14</b>	<b>HDF 72</b>
	<b>1.92 ± 0.13</b>	<b>BPB 75</b>
<b>DSAM</b>	<b>1.60 ± 0.2</b>	<b>CJ 68</b>
	<b>1.4 ± 0.45</b>	<b>MRR 72</b>
	<b>1.7 ± 0.8</b>	<b>AR 69</b>
	<b>1.44 ± 0.22</b>	<b>RB 68</b>
	<b>1.8 ± 0.6</b>	<b>Bak + 72</b>
<b>DSAM HI</b>	<b>2.07 ± 0.34</b>	<b>Cur + 70</b>
	<b>1.65 ± 0.15</b>	<b>Pel + 69b</b>
	<b>1.82 ± 0.14</b>	<b>For + 74</b>
	<b>1.92 ± 0.12</b>	<b>Sch 73</b>
<b>RDM</b>	<b>2.11 ± 0.16</b>	<b>AB 70</b>
	<b>2.25 ± 0.09</b>	<b>BBE 73</b>
	<b>2.09 ± 0.13</b>	<b>Hor + 75</b>

Table 2. Lifetime measurements of the 1.78 MeV level in  $^{28}\text{Si}$  (ref. 27)

Method	$\tau$ (fsec)	Reference
Electron-scattering	600 $\pm$ 100	HeI 56
	540 $\pm$ 50	Lie 66
	810 $\pm$ 110	NT 72
Resonance-fluorescence	720 $\pm$ 60	SR 63
	560 $\pm$ 150	BCW 64
	710 $\pm$ 100	Sko+ 66
	600 $\pm$ 120	BI 67
	620 $\pm$ 150	CJF 68
Coulomb-excitation	500 $\pm$ 200	And+ 60
	660 $\pm$ 130	Afo+ 67
	718 $\pm$ 38	Häu+ 69b
	689 $\pm$ 83	NSD 70
DSAM	580 $\pm$ 100	GBM 68
	710 $\pm$ 60	RB 68
	710 $\pm$ 80	Mac+ 68
	860 $\pm$ 110	AR 69
	870 $\pm$ 220	GL 69
	610 $\pm$ 180	Ale+ 70
DSAM HI	730 $\pm$ 50	Pel+ 69a

## 11. ガンマ線強度の精密測定

岩田洋世\*, 吉沢康和\*, 加藤敏郎\*\*  
 賀来哲三\*, 飯沼寧雄\*, 阮 建治\*\*\*  
 小島敏行\*\*\*, 河田 燕\*\*\*\*

ゲルマニウム検出器を用いて280～2750 keVの範囲でガンマ線強度を測定した。ゲルマニウム検出器は8種類の標準線源と4種類のカスケードガンマ線源を用いて較正した。 $^{52}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Nb}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{198}\text{Au}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  のガンマ線の相対強度を測定し、強いものについては約0.5%の精度を得た。大部分のものについて相対強度の測定値から崩壊あたりの強度を求めた。

### Precision Measurements of Gamma-Ray Intensities

Yosei IWATA\*, Yasukazu YOSHIZAWA\*, Toshio KATOH\*\*,  
 Tetsuzo KAKU\*, Yasuo IINUMA\*, Jian-zhi RUAN\*\*\*,  
 Toshiyuki KOJIMA\*\*\* and Yasushi KAWADA\*\*\*\*

To determine relative intensities of gamma rays in the region of 280 ~ 2750 keV, two Ge(Li) detectors were calibrated with eight kinds of standard sources and four kinds of cascade gamma-ray sources. Relative gamma-ray intensities of  $^{52}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Nb}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{198}\text{Au}$  and  $^{207}\text{Bi}$  were obtained within the accuracy of about 0.5 % for strong gamma rays. Intensities per decays were obtained from the relative intensities for most of the nuclides.

### 1. はじめに

ガンマ線の相対強度は、2～5%の精度で測定されてきたが、近年 Braunschweig の Debertin ら<sup>1)</sup>～<sup>5)</sup>, Idaho の Gehrke ら<sup>6)</sup>, Livermore の Gunink ら<sup>7)</sup>によって1%程

---

* 広島大学	Hiroshima University
** 名古屋大学	Nagoya University
*** 立教大学	Rikkyo University
**** 電子技術総合研究所	Electrotechnical Laboratory

度の精度が得られるようになった。我々のグループでも次の3点に留意して、280～2750 keVの領域におけるガンマ線強度の精密測定をおこなった。

留意点は

- 1) 検出器の校正のため信頼のおける校正用線源を作ること。
- 2) 測定および解析を注意深くおこない精度を上げること。
- 3) 測定した検出効率を内挿して効率曲線を作ること。

である。測定は広島大学と名古屋大学でGe(Li)検出器を用いておこなった。

検出器の校正と<sup>56</sup>Co, <sup>88</sup>Y, <sup>110m</sup>Ag, <sup>133</sup>Ba, <sup>134</sup>Cs, <sup>152</sup>Eu, <sup>154</sup>Eu, <sup>192</sup>Ir および<sup>207</sup>Biの測定については、すでに JAERI - M 8196 に発表した。<sup>8)</sup> また、<sup>52</sup>Mn, <sup>90</sup>Nb, <sup>198</sup>Auについては、近日中に Nucl. Instr. and Meth. に発表する予定である。<sup>9)</sup> 従ってこの報告では簡単に概要を述べるにとどめる。

## 2. 実験

### 2.1 標準線源

検出器の校正に用いたガンマ線を Table 1 に示す。<sup>88</sup>Y, <sup>60</sup>Co, <sup>22</sup>Na, <sup>46</sup>Sc, <sup>54</sup>Mn, <sup>134</sup>Cs, <sup>85</sup>Sr, <sup>203</sup>Hg の 8 核種の線源は電総研において  $4\pi\beta-\gamma$  あるいは  $4\pi X-\gamma$  同時計数の方法により、標準線源を作成した。核種ごとに約 1  $\mu$ Ci の線源をそれぞれ 10 個調製し、このうち 5 個を名古屋大学で、5 個を広島大学で使用した。これらの壊変率の精度は 0.5% 以内である。

半減期などの関係から標準線源を作ることが困難であった<sup>24</sup>Na, <sup>52</sup>Mn, <sup>90</sup>Nb, <sup>108m</sup>Ag はカスケードガンマ線の相対強度を利用する相対線源として用いた。

### 2.2 ガンマ線の測定

測定は広島大学と名古屋大学でそれぞれ ORTEC 製 5.7 cm<sup>3</sup> true coaxial 型と CANBERRA 製 5.5 cm<sup>3</sup> closed-end 型の Ge(Li) 検出器を用いておこなった。

線源は、カプセルによるガンマ線の吸収が同じになるように、同じ線源カプセルを使用した。これを検出器のケースから 20 cm のところに置かれた線源台に固定した。広島では中心から 3 cm、名古屋では中心から 2 cm はなれたところに 3～4 個の線源をおき、順次おきかえて測定した。こうすることによって、線源の場所による検出効率の差が打消されている。また、3～4 個の線源を同時に測定しているので、エネルギー領域の異なる測定をおこなう場合に同じガンマ線を両方のスペクトルに入れることができるのである。この場合、必ず 2 本以上の同じガンマ線を両方のスペクトルで測定し、それらのガンマ線ピークの面積で dead time のちがいを補正した。

検出効率の測定は、まず 8 種類の標準線源と <sup>108m</sup>Ag (広島のみ) を使って、279 keV (<sup>203</sup>Hg) から 1836 keV (<sup>88</sup>Y) の間の校正をおこなった。ひきつづいて、広島では<sup>24</sup>Na, <sup>52</sup>Mn, <sup>90</sup>Nb を用いて、名古屋では<sup>24</sup>Na を用いて高いエネルギー領域の検出効率を測定した。

次に、広島と名古屋において<sup>56</sup>Co, <sup>88</sup>Y, <sup>207</sup>Bi のガンマ線の相対強度を、広島において<sup>52</sup>Mn, <sup>90</sup>Nb, <sup>110m</sup>Ag, <sup>133</sup>Ba, <sup>134</sup>Cs, <sup>152</sup>Eu, <sup>154</sup>Eu, <sup>192</sup>Ir, <sup>198</sup>Au のものを測定した。

### 3. 解析

まず、測定したガンマ線スペクトルからバックグラウンドを差引いた。差引は次のような方法でおこなった。ピークの低エネルギー側の2ヶ所（ピークの中心から6 keV および12 keV 低いところ）を定めて、ピークとこの2ヶ所でのテールの高さの比を  $k_1, k_2$  とした。前もって単一ガンマ線を数本測定し、 $k_1, k_2$  とガンマ線エネルギーの関係を求めておき、スペクトル中のピークとテールの関係が再現するようにバックグラウンドを差引した。また、コンプトンエッヂの差引、接近したピークの差引には特に注意をはらった。これらの差引の後、ピークの高さの1/50以上のチャンネルの計数を加え合わせてピーク面積とした。

検出器と線源の距離が20 cm あるので、true coincidence のサム効果は小さい。しかし、強いカスケードのガンマ線の場合 0.1 % のオーダであり、これを無視することはできないので補正した。サムの補正には角相関を考慮に入れた。一方、chance coincidence のサム効果は我々の測定条件では、前者の1/100以下であり、無視できた。

測定値の誤差は注意深く検討した。Table 2 に  $^{60}\text{Co}$  の 1332 keV ガンマ線についての例を示す。

### 4. 検出効率曲線

得られた検出効率を両対数グラフにプロットすると、Fig. 1 に見られるように名古屋、広島ともに右下り45°の傾きの直線に近い。これはエネルギーと検出効率の積がほぼ一定であることを示している。実際、 $\epsilon E$  は全領域にわたって ±3 % 程度しか変化しない。Fig. 2 に示すように  $\epsilon E$  をプロットすると、細かい傾向を拡大して見ることができる。

1 % よりよい精度で検出効率曲線を定めるために、いくつかの経験式による適合を試みた。これらの経験式と  $\chi^2$ 、 $\chi^2_{\nu}$  を Table 3 に示す。 $\epsilon = a_i E^{-b_i}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) は全領域を 3 つの領域 280~500 keV, 500~1400 keV, 1400~2750 keV に分け、それぞれを log-log 直線で合せたものである。比較的よく適合した 2 つの曲線

$$\epsilon = a_1 e^{b_1 E} + a_2 e^{b_2 E} + a_3 e^{b_3 E} \quad (1)$$

$$\epsilon = \exp \left\{ \frac{a-1}{E-b} + a_0 + a_1 (E-b) \right\} \quad (2)$$

については、Fig. 2 に点線で書き入れた。最線的な検出効率曲線としては(2)をグラフ上で補正した曲線 (Fig. 2 の実線) を採用した。名古屋の高いエネルギーの領域は  $^{56}\text{Co}$  を用いて決めた。検出効率曲線の誤差は 0.3 ~ 0.5 % である。

## 5. 結 果

測定したガンマ線の相対強度を Table 4 に示す。広島と名古屋両大学で測定したものは、測定時間を荷重にして平均をとった。強いガンマ線については、0.3～0.5%の精度が得られた。これらの誤差には主に検出効率曲線の誤差が影響している。また、崩壊図式をもとに、ガンマ線の相対強度と内部変換係数、内部電子対発生係数より、崩壊あたりのガンマ線強度を  $^{152}\text{Eu}$  と  $^{154}\text{Eu}$  以外のものについて求めた。これを Table 4 に示す。

我々の測定の信頼性をチェックするために、あるレベルへの転移の相対強度の和と、そのレベルから出て行くものを比較した。 $^{52}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  が崩壊した  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{110}\text{Cd}$  の 5 つのレベルについてこれらを求め、Table 5 に示す。この結果は、両者が誤差の 2 乗和の範囲内にはいっており、我々の見積った誤差が小さすぎるものではないことを示している。

$^{56}\text{Co}$ ,  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  の強いガンマ線をとり上げて、他の文献の値<sup>3), 6), 7), 10) ~ 13)</sup> と Fig. 3, 4, 5 に比較した。これらの図ではそれぞれの文献の強度の和が等しくなるように規格化してある。全般的にみて、我々の値は Debertin ら<sup>1) ~ 5), 12)</sup> および Gehrke ら<sup>6)</sup> の値とよく一致している。

### 参考文献

- (1) U. Schötzig, K. Debertin and H. M. Weiß: Bestimmung von Gammastrahlen-Emissionswahrscheinlichkeiten mit einem Ge(Li)-Spektrometer, PTB-Mitteilungen 83 (1973) 307
- (2) K. Debertin, U. Schötzig, K. F. Walz and H. M. Weiß: Gamma-Ray Emission Probabilities of the Fission Products  $^{144}\text{Ce}$ - $^{144}\text{Pr}$ ,  $^{106}\text{Rh}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ , Ann. Nucl. Energy 2 (1974) 37
- (3) K. Debertin, U. Schötzig and H. M. Weiß: Kalibrierung der Nachweiswahrscheinlichkeiten von Ge(Li)-Spektrometer mit  $^{152}\text{Eu}$ , PTB-Mitteilungen 85 (1975) 187
- (4) K. Debertin, U. Schötzig and K. F. Walz: Messung von Gammastrahlen-Emissionswahrscheinlichkeiten, PTB-Jahresbericht (1976) 160
- (5) U. Schötzig, K. Debertin and K. F. Walz: Standardization and Decay Data of  $^{133}\text{Ba}$ , Int. J. Appl. Radiat. Isotop. 28 (1977) 503

- (6) R. J. Gehrke, R. G. Helmer and R. C. Greenwood: Precise Relative  $\gamma$ -Ray Intensities for Calibration of Ge Semiconductor Detectors, Nucl. Inst. Meth. 147 (1977) 405
- (7) R. A. Meyer: Multigamma-Ray Calibration Sources, Lawrence Livermore Laboratory M-100 (1978)
- (8) Y. Yoshizawa, T. Katoh, Y. Iwata, T. Kaku, Y. Iinuma, J. Ruan, T. Kojima and Y. Kawada: Precision Measurements of Gamma-Ray Intensities, JAERI-M 8196 (1979)
- (9) Y. Iwata and Y. Yoshizawa: Precision Measurements of Gamma-Ray Intensities III.  $^{52}\text{Mn}$ ,  $^{90}\text{Nb}$  and  $^{198}\text{Au}$ , to be submitted to Nucl. Inst. Meth.
- (10) T. Katou: Precise Measurement of Relative Intensities of Gamma-Rays from  $^{56}\text{Co}$ , Nucl. Inst. Meth. 124 (1975) 257
- (11) M. Hautala, A. Anttila and J. Keinonen: Relative Intensities of Gamma-Rays from  $^{56}\text{Co}$  Standard Source, Nucl. Inst. Meth. 150 (1978) 599
- (12) K. Debertin, U. Schötzing, K. F. Walz and H. M. Weiß: Efficiency Calibration of Semiconductor Spectrometers - Techniques and Accuracies, ERDA-Symposium on X- and Gamma-Ray Sources and Applications (1976) Ann Arbor
- (13) K. Debertin: International Intercomparison of Gamma-Ray Emission-Rate Measurements by Means of Germanium Spectrometers and  $^{152}\text{Eu}$  Sources, Nucl. Inst. Meth. 158 (1979) 479

Table 1 Evaluated values of calibration gamma rays.

Nuclide	Half-life	Gamma-ray energy (keV)	Intensity per decay (%)
<sup>24</sup> Na	$14.987 \pm 0.020$ h	2754.0 1368.6	99.881 $\pm 0.008$ 99.994 $\pm 0.003$
<sup>90</sup> Nb	14.6 h	2319.1 1129.1	81.81 $\pm 0.08$ 94.22 $\pm 0.09$
<sup>88</sup> Y	$106.61 \pm 0.21$ d	1836.1	99.24 $\pm 0.07$
<sup>52</sup> Mn	5.67 d	1434.3 935.5	99.9871 $\pm 0.0014$ 94.89 $\pm 0.03$
<sup>60</sup> Co	$5.272 \pm 0.002$ y	1332.5 1173.2	99.9816 $\pm 0.0015$ 99.89 $\pm 0.02$
<sup>22</sup> Na	$2.603 \pm 0.004$ y	1274.5	99.94 $\pm 0.02$
<sup>46</sup> Sc	$84.34 \pm 0.13$ d	1120.5 889.3	99.9871 $\pm 0.0012$ 99.9836 $\pm 0.0016$
<sup>54</sup> Mn	$312.16 \pm 0.11$ d	834.8	99.9746 $\pm 0.0025$
<sup>134</sup> Cs	$2.061 \pm 0.005$ y	795.8 604.7	85.51 $\pm 0.05$ 97.64 $\pm 0.06$
<sup>108m</sup> Ag	127 $\pm 21$ y	722.9 614.3 434.0	99.7 $\pm 0.4$ <sup>a)</sup> 100.00 $\pm 0.03$ <sup>a)</sup> 99.48 $\pm 0.09$ <sup>a)</sup>
<sup>85</sup> Sr	$64.68 \pm 0.24$ d	514.0	98.4 $\pm 0.4$
<sup>203</sup> Hg	$46.60 \pm 0.02$ d	279.2	81.48 $\pm 0.08$

a) Relative intensity.

Table 2 Error estimate of  $^{60}\text{Co}$  1332 keV gamma rays.

Item	Error (%)	
	Hiroshima	Nagoya
Source Systematic	0.201	0.201
Statistical	0.042	0.042
Evaluated gamma-ray intensity	0.002	0.002
Half-life	0.002	0.002
Peak area Tail $k_1, k_2$	0.02	0.02
Counts	0.045 ~ 0.116	0.073
Background shape	0.01 ~ 0.04	0.01 ~ 0.04
Source-detector distance	0.14	0.14
Sum correction Total efficiency	0.005	0.013
Angular correlation	0.001	0.002
Normalization of counts a)	0.030	0.154
Total	0.261	0.303

a) Normalization of integrated peak counts for different energy range spectra.

Table 3  $\chi^2$  for various efficiency curves.  $\chi_v^2$  means the reduced  $\chi^2$  value,  $\chi_v^2 = \chi^2/v$ , where  $v$  is freedom. The last expression shows the final efficiency curve, where  $\Delta$  means the graphical correction.

Efficiency curve	Hiroshima		Nagoya	
	$\chi^2$	$\chi_v^2$	$\chi^2$	$\chi_v^2$
$aE^{-b}$	362	26	212	21
$\exp(a_0 + a_1 E + a_2 E^2 + a_3 E^3 + a_4 E^4)$	358	33	55	7.9
$a_1 e^{b_1 E} + a_2 e^{b_2 E} + a_3 e^{b_3 E}$	9.0	0.9	7.2	1.2
$a_i E^{-b_i}$ ( $i=1,2,3$ )	21	2.1	5.1	0.9
$\exp(a_{-1}/(E-b) + a_0 + a_1(E-b))$	26	2.2	13	1.7
$\exp(a_{-1}/(E-b) + a_0 + a_1(E-b)) + \Delta$	9.2		2.8	

Table 4 Gamma-ray intensities for  $^{52}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Nb}$ ,  
 $^{110}\text{Ag}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{198}\text{Au}$   
and  $^{207}\text{Bi}$ .

Nuclide	Gamma ray		
	Energy (keV)	Relative intensity	Intensity per decay
		(%)	(%)
$^{52}\text{Mn}$	346.0	1.032 $\pm$ 0.026	1.032 $\pm$ 0.026
	398.1	0.088 $\pm$ 0.011	0.088 $\pm$ 0.011
	399.6	0.170 $\pm$ 0.017	0.170 $\pm$ 0.017
	502.1	0.218 $\pm$ 0.026	0.218 $\pm$ 0.026
	600.1	0.387 $\pm$ 0.026	0.387 $\pm$ 0.026
	647.5	0.43 $\pm$ 0.03	0.43 $\pm$ 0.03
	744.2	90.8 $\pm$ 0.3	90.35 $\pm$ 0.07
	848.2	3.39 $\pm$ 0.03	3.39 $\pm$ 0.03
	935.5	95.0 $\pm$ 0.3	94.89 $\pm$ 0.03
	1246.2	4.32 $\pm$ 0.09	4.32 $\pm$ 0.09
	1247.8	0.37 $\pm$ 0.09	0.37 $\pm$ 0.09
	1333.6	5.07 $\pm$ 0.03	5.07 $\pm$ 0.04
	1434.1	100.0 $\pm$ 0.3	99.9871 $\pm$ 0.0014
	1645.8	0.056 $\pm$ 0.004	0.056 $\pm$ 0.004
	1981.1	0.036 $\pm$ 0.003	0.036 $\pm$ 0.004
$^{56}\text{Co}$	486.5	0.061 $\pm$ 0.010	0.061 $\pm$ 0.010
	733.6	0.193 $\pm$ 0.012	0.193 $\pm$ 0.012
	787.8	0.305 $\pm$ 0.013	0.305 $\pm$ 0.013
	846.8	100.0 $\pm$ 0.3	99.920 $\pm$ 0.007
	896.6	0.095 $\pm$ 0.018	0.095 $\pm$ 0.018
	977.4	1.435 $\pm$ 0.016	1.434 $\pm$ 0.016
	996.9	0.129 $\pm$ 0.014	0.129 $\pm$ 0.014
	1037.8	14.16 $\pm$ 0.05	14.15 $\pm$ 0.07
	1089.1	0.05 $\pm$ 0.03	0.05 $\pm$ 0.03
	1140.3	0.131 $\pm$ 0.021	0.131 $\pm$ 0.021
	1160.0	0.095 $\pm$ 0.014	0.095 $\pm$ 0.014
	1175.1	2.241 $\pm$ 0.012	2.239 $\pm$ 0.014
	1198.8	0.051 $\pm$ 0.009	0.051 $\pm$ 0.009
	1238.3	66.06 $\pm$ 0.21	66.0 $\pm$ 0.3
	1272.0	0.025 $\pm$ 0.008	0.025 $\pm$ 0.008
	1335.5	0.130 $\pm$ 0.006	0.130 $\pm$ 0.006
	1360.2	4.265 $\pm$ 0.017	4.262 $\pm$ 0.022
	1442.7	0.172 $\pm$ 0.007	0.172 $\pm$ 0.007
	1462.3	0.084 $\pm$ 0.006	0.084 $\pm$ 0.006
	1640.4	0.070 $\pm$ 0.011	0.070 $\pm$ 0.011

Table 4 (continued)

Nuclide	Gamma ray		
	Energy (keV)	Relative intensity	Intensity per decay
		(%)	(%)
	1771.4	15.49 ± 0.05	15.48 ± 0.07
	1810.7	0.657 ± 0.023	0.656 ± 0.023
	1963.8	0.707 ± 0.011	0.706 ± 0.011
	2015.4	3.026 ± 0.014	3.024 ± 0.017
	2034.9	7.766 ± 0.028	7.76 ± 0.04
	2113.3	0.363 ± 0.007	0.363 ± 0.007
	2213.0	0.389 ± 0.008	0.389 ± 0.008
	2276.1	0.124 ± 0.007	0.124 ± 0.007
	2373.5	0.083 ± 0.011	0.083 ± 0.011
	2523.8	0.068 ± 0.011	0.068 ± 0.011
	2598.6	16.96 ± 0.06	16.95 ± 0.08
	2657.4	0.021 ± 0.006	0.021 ± 0.006
<sup>88</sup> Y	898.0	94.4 ± 0.3	93.7 ± 0.4
	1836.1	100.0 ± 0.3	99.24 ± 0.07
<sup>90</sup> Nb	329.1	0.12 ± 0.07	0.12 ± 0.06
	371.3	2.14 ± 0.04	2.02 ± 0.04
	518.6	0.59 ± 0.09	0.56 ± 0.09
	561.6	0.124 ± 0.024	0.117 ± 0.023
	757.9	0.069 ± 0.024	0.065 ± 0.023
	827.7	1.30 ± 0.06	1.22 ± 0.06
	890.6	2.05 ± 0.06	1.93 ± 0.05
	1051.5	0.25 ± 0.03	0.23 ± 0.03
	1129.2	100.0 ± 0.3	94.22 ± 0.09
	1270.4	1.253 ± 0.020	1.181 ± 0.019
	1470.5	0.50 ± 0.03	0.471 ± 0.029
	1575.0	0.531 ± 0.025	0.499 ± 0.024
	1611.8	2.54 ± 0.03	2.40 ± 0.03
	1658.1	0.302 ± 0.023	0.294 ± 0.022
	1716.3	0.561 ± 0.025	0.528 ± 0.023
	1843.3	0.73 ± 0.03	0.69 ± 0.03
	1913.2	1.41 ± 0.03	1.33 ± 0.03
	2056.3	0.13 ± 0.05	0.12 ± 0.04
	2186.2	19.19 ± 0.08	18.11 ± 0.08
	2222.3	0.67 ± 0.03	0.630 ± 0.029
	2319.0	86.68 ± 0.28	81.82 ± 0.08
	2741.0	0.0102 ± 0.0026	0.0096 ± 0.0025
	2747.8	0.0081 ± 0.0026	0.0076 ± 0.0025
<sup>110m</sup> Ag	365.4	0.091 ± 0.019	0.086 ± 0.018
	387.1	0.08 ± 0.04	0.07 ± 0.03
	396.9	0.06 ± 0.03	0.06 ± 0.03
	446.8	3.955 ± 0.028	3.739 ± 0.027
	620.4	2.965 ± 0.019	2.803 ± 0.019

Table 4 (continued)

Nuclide	Gamma ray		
	Energy (keV)	Relative intensity (%)	Intensity per decay (%)
	626.3	0.228 ± 0.014	0.216 ± 0.013
	657.8	100.0 ± 0.4	94.54 ± 0.20
	676.6 }	11.09 ± 0.08	10.48 ± 0.09
	677.6		
	687.0	6.80 ± 0.06	6.43 ± 0.06
	706.7 }	17.66 ± 0.10	16.70 ± 0.12
	708.3		
	744.3	5.000 ± 0.027	4.73 ± 0.03
	763.9	23.55 ± 0.09	22.26 ± 0.13
	818.0	7.76 ± 0.04	7.33 ± 0.05
	884.7	76.76 ± 0.26	72.6 ± 0.4
	937.5	36.31 ± 0.12	34.33 ± 0.20
	997.2	0.142 ± 0.005	0.134 ± 0.005
	1085.4	0.066 ± 0.012	0.062 ± 0.012
	1117.5	0.041 ± 0.006	0.039 ± 0.005
	1125.7	0.038 ± 0.008	0.036 ± 0.007
	1163.2 }	0.079 ± 0.012	0.075 ± 0.011
	1164.9		
	1251.0	0.024 ± 0.007	0.023 ± 0.007
	1300.0	0.025 ± 0.008	0.024 ± 0.008
	1334.4	0.149 ± 0.006	0.141 ± 0.005
	1384.3	25.66 ± 0.08	24.25 ± 0.14
	1421.0	0.039 ± 0.003	0.037 ± 0.003
	1475.8	4.222 ± 0.017	3.992 ± 0.024
	1505.0	13.78 ± 0.05	13.03 ± 0.07
	1562.3	1.087 ± 0.007	1.028 ± 0.008
	1592.6	0.0221 ± 0.0013	0.0209 ± 0.0012
	1629.6	0.0061 ± 0.0011	0.0058 ± 0.0010
	1775.4	0.0067 ± 0.0011	0.0063 ± 0.0010
	1783.4	0.0103 ± 0.0011	0.0097 ± 0.0010
	1903.5	0.0158 ± 0.0015	0.0149 ± 0.0014
<sup>133</sup> Ba	276.4	11.53 ± 0.06	7.15 ± 0.03
	302.8	29.48 ± 0.14	18.28 ± 0.06
	356.0	100.0 ± 0.4	62.00 ± 0.14
	383.8	14.39 ± 0.06	8.92 ± 0.04
<sup>134</sup> Cs	563.1	8.57 ± 0.03	8.37 ± 0.05
	569.2	15.78 ± 0.06	15.40 ± 0.08
	604.7	100.0 ± 0.4	97.64 ± 0.06
	795.8	87.5 ± 0.3	85.52 ± 0.05
	801.8	8.89 ± 0.03	8.68 ± 0.04

Table 4 (continued)

Nuclide	Gamma ray		
	Energy (keV)	Relative intensity	Intensity per decay
		(%)	(%)
<sup>152</sup> Eu	1038.4	1.008 ± 0.005	0.984 ± 0.006
	1167.7	1.827 ± 0.008	1.783 ± 0.010
	1365.0	3.074 ± 0.013	3.001 ± 0.017
	295.9	2.14 ± 0.04	
	329.4	0.711 ± 0.014	
	344.3	127.9 ± 0.6	
	367.8	4.16 ± 0.04	
	411.1	10.90 ± 0.05	
	443.9	15.06 ± 0.06	
	488.7	2.031 ± 0.015	
	503.5	0.768 ± 0.018	
	564.0	2.43 ± 0.04	
	566.6	0.64 ± 0.06	
	586.3	2.19 ± 0.08	
	656.5	0.71 ± 0.05	
	674.6	0.94 ± 0.05	
	678.6	2.28 ± 0.05	
	688.6	4.20 ± 0.04	
	719.3	1.67 ± 0.03	
	764.8	0.95 ± 0.05	
	778.8	62.16 ± 0.22	
	810.4	1.56 ± 0.04	
	841.5	0.837 ± 0.023	
	867.3	20.33 ± 0.10	
	901.2	0.40 ± 0.05	
	919.3	2.08 ± 0.06	
	926.2	1.38 ± 0.06	
	930.5	0.37 ± 0.06	
<sup>96</sup> Ge	963.3	70.14 ± 0.23	
	964.0		
<sup>100</sup> Mo	1005.1	3.078 ± 0.024	
	1085.8	48.15 ± 0.16	
	1089.7	8.35 ± 0.04	
	1108.9	1.00 ± 0.05	
	1112.0	64.67 ± 0.21	
	1212.0	6.85 ± 0.05	
	1249.9	0.875 ± 0.024	
	1292.7	0.46 ± 0.03	
	1299.2	7.80 ± 0.05	
	1408.0	100.0 ± 0.3	
	1457.6	2.391 ± 0.029	
	1528.1	1.346 ± 0.013	

Table 4 (continued)

Nuclide	Gamma ray		
	Energy (keV)	Relative intensity	Intensity per decay
		(%)	(%)
<sup>154</sup> Eu	401.2	0.49 ± 0.04	
	444.5	1.64 ± 0.03	
	478.3	0.626 ± 0.027	
	557.6	0.758 ± 0.024	
	582.0	2.61 ± 0.03	
	591.7	14.35 ± 0.06	
	625.2	0.927 ± 0.021	
	676.5	0.47 ± 0.05	
	692.4	5.182 ± 0.025	
	723.2	58.19 ± 0.21	
	756.8	13.18 ± 0.07	
	815.5	1.51 ± 0.05	
	845.4	1.687 ± 0.021	
	850.7	0.692 ± 0.023	
	873.1	35.18 ± 0.12	
	892.8	1.497 ± 0.026	
	904.1	2.62 ± 0.03	
	996.2	30.09 ± 0.12	
	1004.7	52.04 ± 0.19	
	1128.5	0.90 ± 0.04	
	1140.7	0.671 ± 0.014	
	1241.4	0.38 ± 0.05	
	1246.2	2.49 ± 0.04	
	1274.4	100.0 ± 0.3	
	1494.2	2.058 ± 0.016	
	1596.7	5.247 ± 0.026	
<sup>192</sup> Ir	283.3	0.303 ± 0.022	0.251 ± 0.018
	296.0	34.62 ± 0.17	28.70 ± 0.28
	308.5	35.84 ± 0.18	29.71 ± 0.29
	316.5	100.0 ± 0.5	82.9 ± 0.6
	374.5	0.861 ± 0.008	0.714 ± 0.009
	416.5	0.800 ± 0.010	0.661 ± 0.010
	420.5	0.078 ± 0.009	0.065 ± 0.007
	468.1	57.50 ± 0.23	47.7 ± 0.4
	484.6	3.810 ± 0.018	3.16 ± 0.03
	489.1	0.525 ± 0.009	0.435 ± 0.008
	588.6	5.398 ± 0.021	4.48 ± 0.04
	593.4	0.052 ± 0.003	0.0432 ± 0.0026
	604.4	9.75 ± 0.04	8.08 ± 0.07
	612.5	6.336 ± 0.025	5.25 ± 0.05
	884.5	0.3420 ± 0.0024	0.284 ± 0.003
<sup>106</sup> Ru	1061.5	0.0631 ± 0.0011	0.0523 ± 0.0010
	1089.9	0.0010 ± 0.0005	0.0008 ± 0.0004
	1378.0	0.0016 ± 0.0005	0.0013 ± 0.0004

Table 4 (continued)

Nuclide	Gamma ray		
	Energy (keV)	Relative intensity (%)	Intensity per decay (%)
<sup>198</sup> Au	411.8	100.0 ± 0.4	95.56 ± 0.08
	675.9	0.841 ± 0.003	0.804 ± 0.005
	1087.7	0.1664 ± 0.0021	0.1591 ± 0.0021
<sup>207</sup> Bi	569.7	100.0 ± 0.4	97.74 ± 0.03
	897.3	0.122 ± 0.013	0.119 ± 0.012
	1063.6	75.79 ± 0.25	74.0 ± 0.3
	1442.2	0.132 ± 0.005	0.129 ± 0.005
	1770.2	7.026 ± 0.029	6.87 ± 0.04

Table 5 Intensity balances between feeding and outgoing transitions.

Transition energy (keV)					Relative intensity (%)
$^{52}\text{Cr}$ 2369.6 keV level					
398.1	744.2	1246.2	1645.8		95.34±0.34
935.5					95.02±0.32
$^{56}\text{Fe}$ 846.8 keV level					
1238.3	1810.7	2113.3	2276.1	2523.8	
2598.6	3009.7	3202.2	3253.5	3273.2	99.67±0.31
3451.4	3548.1	3611.7			
846.8					100.03±0.34
$^{110}\text{Cd}$ 657.8 keV level					
818.0	884.7	1125.7	1421.0	1505.0	
1562.3	1592.6	1629.7	1775.4	1903.5	99.70±0.35
2004.7	2235				
657.8					100.27±0.36
$^{110}\text{Cd}$ 1475.8 keV level					
603.1	687.0	744.3	774.8	957.4	
1085.4	1186.7				11.91±0.09
818.0	1475.8				11.99±0.06
$^{110}\text{Cd}$ 1542.4 keV level					
620.4	677.6	708.3	937.5	997.2	
1081.9	1117.5	1163.2	1164.9	1251.0	76.90±0.30
1300.0	1334.4	1384.3			
884.7					76.87±0.26

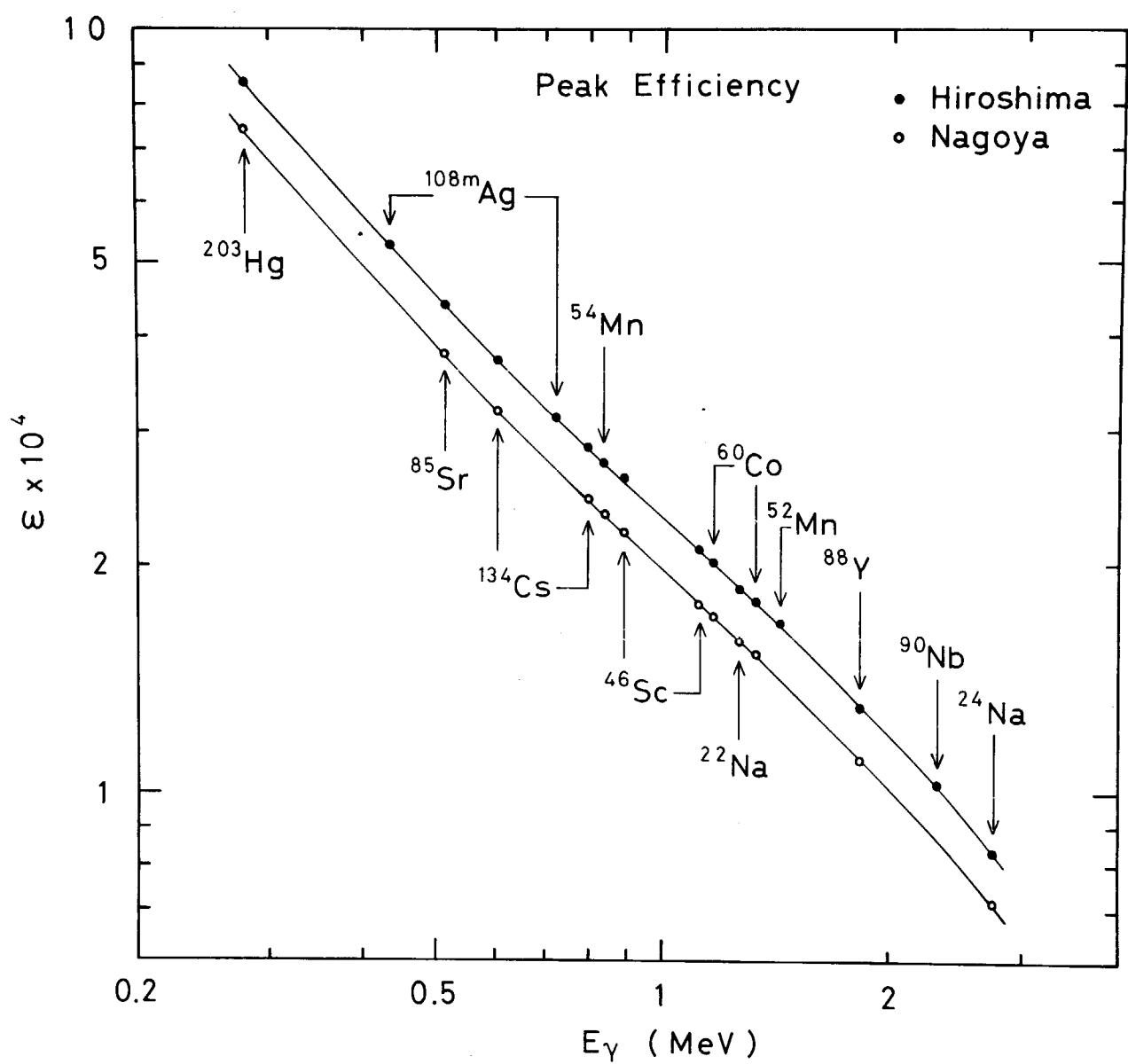


Fig. 1 Efficiency curves in logarithmic scale.

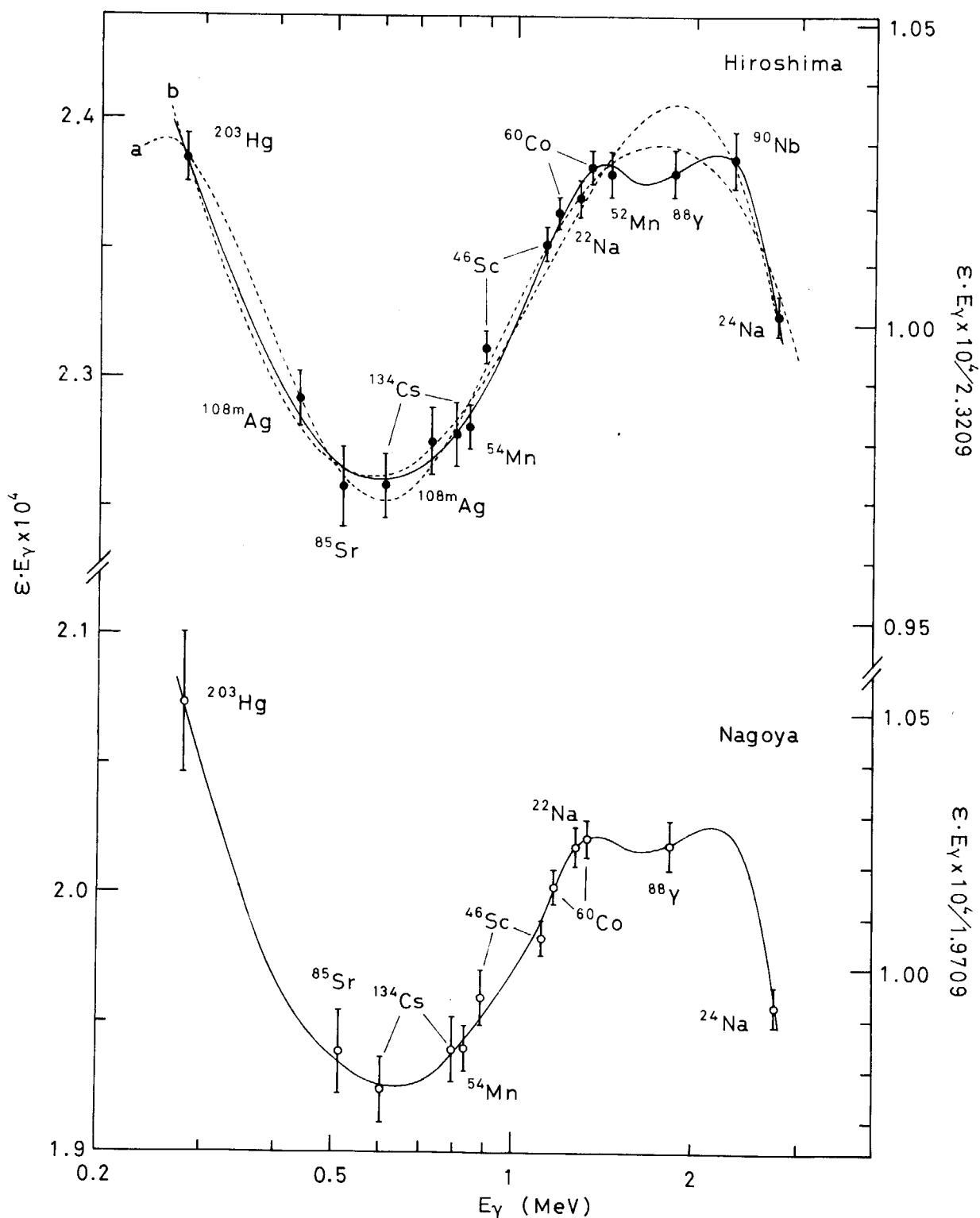
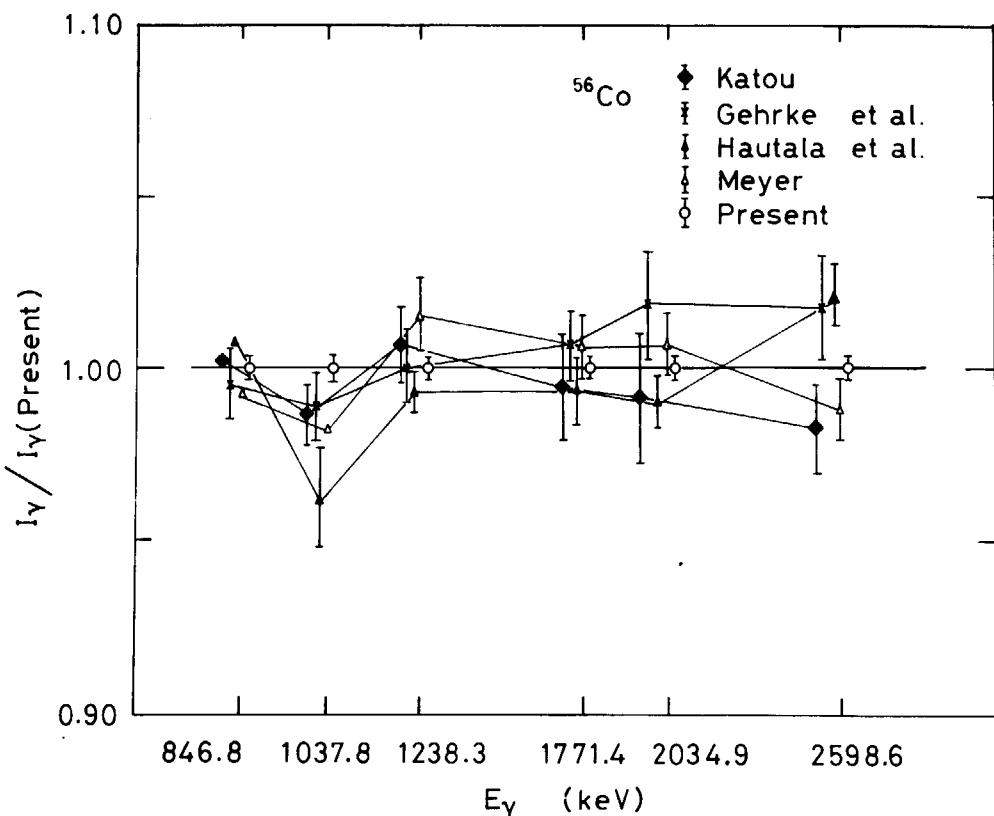
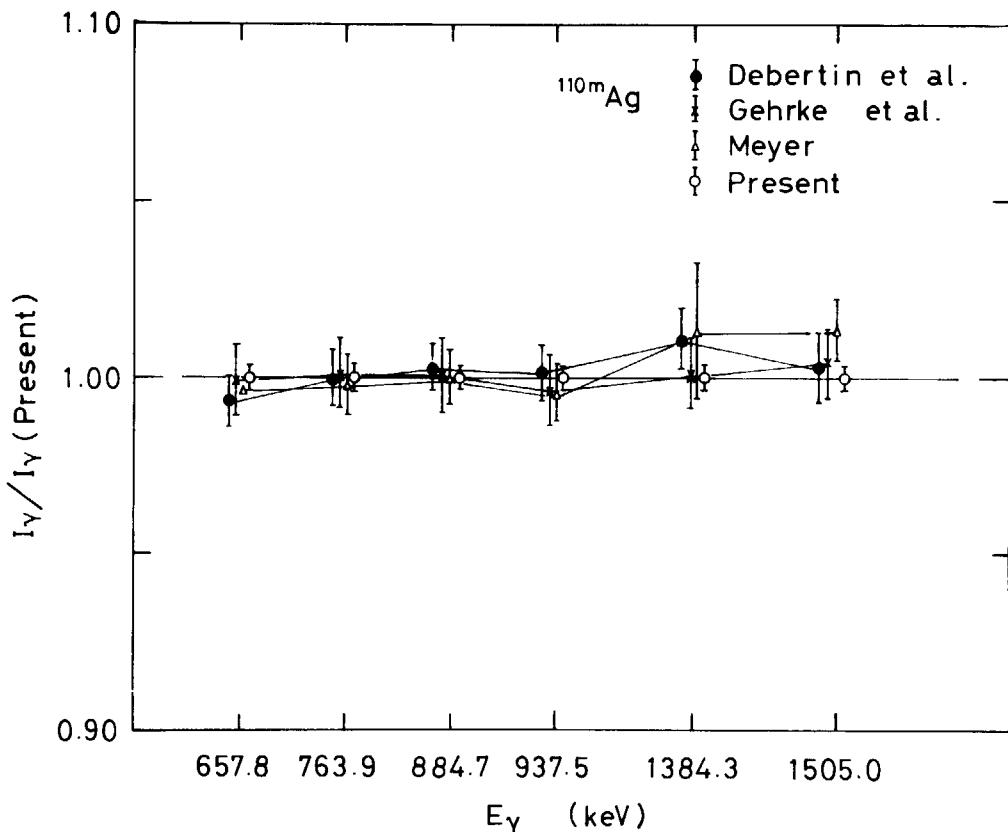


Fig. 2 Efficiency curves in Hiroshima and Nagoya. The circles indicate the observed efficiencies. The broken curve a is the best fitted curve given by Eq. (1), the broken curve b is the fitted curve by Eq. (2), and the solid curves indicate the final efficiency curves.

Fig. 3 Comparison between relative intensity measurements for  $^{56}\text{Co}$ .Fig. 4 Comparison between relative intensity measurements for  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ .

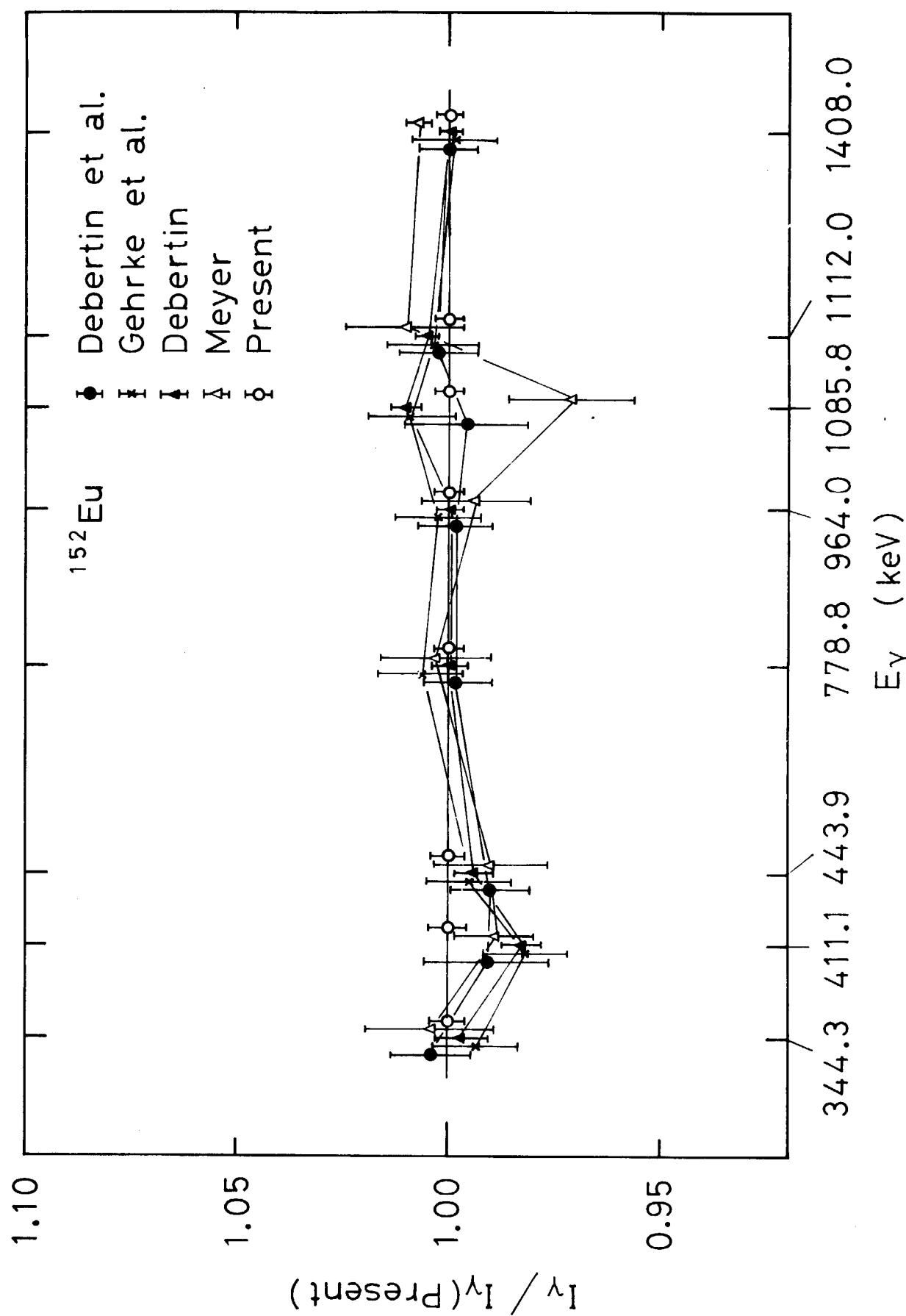


Fig. 5 Comparison between relative intensity measurements for  $^{152}\text{Eu}$ .

## 討 論

Q : 塚田甲子男 (日大, 原研)

世界各地の  $\gamma$  線測定の比較図において Hiroshima の data が flat になっているが, これはこの data を基準にしたのか?

A : 岩田洋世 (広島大)

そうです。

Q : 梶山一典 (東北大)

ガンマ線スペクトルのピーク面積の詳細とそれによる誤差はどの位か?

A : 岩田洋世 (広島大)

ピーク面積の求め方の詳細は本レポートの "3. 解析" 又は JAERI-M 8196<sup>8)</sup> を参照されたい。誤差については Table 2 の通り。

Q : 梶山一典 (東北大)

Ge (Li) 検出器の検出効率の uncertainty はどの程度の値が得られたか?

A : 岩田洋世 (広島大)

検出効率の測定値の誤差の例として  $^{60}\text{Co}$  1332 keV のものを Table 2 に示す。total の誤差は広島で 0.26 %, 名古屋で 0.30 % であった。他のものの誤差も 0.3 % ないし 0.5 % であった。また検出効率曲線の誤差は 0.3 % ないし 0.5 % である。

12.  $\gamma$  線生成断面積— $\gamma$ 線放出反応による核構造の研究—

梶山一典\*

$\gamma$  線生成中性子反応断面積の実験結果を核構造研究の観点から述べる。特に、励起準位位置、転移分岐比、スピンや多重度の決定について述べ、磁気スピン状態、集団励起や双極子励起について言及する。

Gamma-Ray Production from Neutron Interaction  
and Nuclear Structure Study

Kazusuke Sugiyama\*

A Survey is presented on the experimental results of neutron induced gamma-ray production cross sections,  $(n, n'\gamma)$  reactions, in viewpoint of nuclear structure study. Particular attentions are given to the determinations of level placements, branching ratios of the transition between the excited states, spin assignments, multipole mixing, and also to more detailed studies as magnetic substate populations, collective and dipole excitations.

## 1. はじめに

あるエネルギーをもつ粒子が原子核に入射すると、その粒子は原子核に捕獲されるか、あるいは原子核から何らかの粒子を放出し引続いて  $\gamma$  線が放出される。すなわち、 $(n, x\gamma)$ ,  $(p, x\gamma)$ ,  $(\alpha, x\gamma)$  ……または  $(HI, x\gamma)$  反応が生起する。この際に、粒子  $x$  の放出とともに  $\gamma$  線は残留核の励起状態に関係があることはよく知られていることである。

本題の話を中性子に限ることにすると、 $(n, x\gamma)$  反応の中味は  $(n, \gamma)$ ,  $(n, n'\gamma)$ ,  $(n, p\gamma)$  ……が考えられる。 $(n, \gamma)$  反応は熱領域中性子によっても生起し、Target 核 A に対して  $A + 1$  核の中性子結合エネルギー以下の励起状態の研究が行われ、また、高速中性子 radiative capture によるより高い励起状態の研究も近年とみに盛んになっている<sup>1)</sup>。 $(n, n'\gamma)$  反応では Target 核自身の励起状態の研究が可能であり、高速中性子エネルギー領域の反応断面積の大きさから  $(n, n'\gamma)$  反応による核構造研究が中性子励起の主力となっている。従って、以下では  $(n, n'\gamma)$  spectroscopy によってどのような核励起状態の研究が行われているかを最近の例について述べることにする。

---

\* 東北大学原子核工学科 Department of Nuclear Engineering, Tohoku University

## 2. 高速中性子による生成ガンマ線

数 MeV の中性子が核に入射して放出される  $\gamma$  線の測定スペクトルの例を Fig. 1 に示す<sup>2)</sup>。この結果から、放出  $\gamma$  線は discrete な line 成分 (resolved part) と continuum な成分 (unresolved part) とが存在していることが判る。原子炉構成物質中の放射線発熱や放射線遮蔽などの工学的研究には、この全体的な  $\gamma$  線生成の断面積が必要で、Fig. 1 のガンマ線収率が検出器レスポンス関数を用いて unfolding され Fig. 2 の形に convert され、基礎核データとして提供される<sup>3)</sup>。本研究会は核構造についてのものであるので、これについてはこれ以上詳しくは述べない。

核構造的研究では、low-lying excited states 間の transitions に対応づけられる discrete energy の  $\gamma$  線が重要となるので、Fig. 3 に見られるように対象としている  $\gamma$  線エネルギー領域について高分解能検出器を用いて測定される。

### 2.1 核励起状態の Spectroscopic probe としての ( $n, n'\gamma$ ) 反応

$(n, n'\gamma)$  反応で放出される  $\gamma$  線の解析から target 核の励起状態の level placement や level 間の transition を求めることは既に十数年前から行われている。 $\gamma$  線検出器が NaI (Tl) シンチレータから Ge (Li) 半導体検出器へと高分解能スペクトロスコピイが容易になり、さらに、パルス中性子と TOF fast Timing 技術の開発によるバックグラウンド低減化によって、1970 年代には精度の高い測定が行われるようになった。原研でも、西村、岡野をはじめ、菊池、杉山による測定<sup>4)</sup> が行われている。一方、理論面では Wolfenstein<sup>5)</sup> に引続いて Hauser と Feshbach<sup>6)</sup> による statistical model の計算が行われ、 $(n, n'\gamma)$  反応における、ある特定  $\gamma$  線生成断面積の中性子エネルギーによる変化（励起関数）は Target 核の initial state と final state の spins に依存していることが明らかとなった。さらに、ある  $\gamma$  線の角度分布はその  $\gamma$  線 transition の multipole mixing に依存すること (particle- $\gamma$  angular correlation) が研究され、その詳細な数値が Sheldon と van Patter によって計算された<sup>7)</sup>。このような状況から、 $(n, n'\gamma)$  反応の  $\gamma$ -ray spectroscopy の研究は最近 10 年間にわたって殆どすべての mass region にわたって行なわれてきた。

この  $(n, n'\gamma)$  反応による nuclear spectroscopy の特徴は、放射性核種を用いて行われる  $\beta\gamma$  spectroscopy では研究しえない高いエネルギーの励起状態や、親核の spin, parity の関係で transition が禁止されて測定にかかってこない low-lying states の研究が可能であることである。これは、高い励起状態まで含めた systematics を調べるためにも役立つものといえよう。また、 $(p, p')$ ,  $(\alpha, \alpha')$  や  $(p, {}^3\text{He})$  などの荷電粒子反応による spectroscopy に比べ、散乱粒子や競走反応放出粒子のバックグラウンドの複雑さがない点も有利といわれている。

### 2.2 最近の研究例

中性子を probe として行われた核励起状態の研究 (level placement, spin assignment, branching ratio of the transition および  $\gamma$ -ray multipolarity) から、最近行われた二、三の例を紹介する。

a.  $^{55}\text{Mn}$  の励起状態<sup>8)</sup>

この核は  $^{48}\text{Ca} + 1\text{f}_{7/2}$  proton +  $2\text{p}_{3/2}$ ,  $1\text{f}_{7/2}$  neutron の例として、また Bohr – Mottelson strong coupling for  $1\text{f}_{7/2}$  shell を調べるのに興味がもたれているものである。

Fig. 4 にみるように、 $^{55}\text{Mn}$  の励起状態は  $^{55}\text{Cr}$  や  $^{55}\text{Fe}$  の decay から調べるよりも ( $n$ ,  $n'\gamma$ ) spectroscopy を用いる方が有利であり、この結果、984, 1292, 1885, 2199 keV などの励起状態が明らかとなった。これらの励起状態の spins, parities の決定は、Fig. 5 のように ( $n$ ,  $n'\gamma$ ) 反応において放出される transition  $\gamma$  線の励起関数を測定し、statistical model にもとづいて作られた計算コード MANDYF<sup>9)</sup> と比較して行われている。Fig. 5 からみて、spin が一義的に決定しうるもの、一義的には決め難く可成りの ambiguity が入ってくるものがあるといえる。また、dipole – quadrupole の mixing ratio  $\delta$  は、角度分布（微分断面積）の測定から決められるが、ここでは Fig. 6 の様に  $\chi^2$  プロットが用いられている。例えば、1884 keV level は励起関数の測定では  $\frac{5}{2}^-$  or  $\frac{7}{2}^-$  であるが  $\chi^2$  プロットからは  $\frac{7}{2}^-$  で、mixing ratio  $\delta$  については  $\arctan \delta = -7^\circ \pm 7^\circ$  と結論している。基底状態への transition branching ratio として、Table 1 に示されているように、 $70 \pm 5\%$ を得ている。deformed model の計算では、 $7/2^-$  で基底状態への branching ratio は 87%，shell model の計算結果は 100% を与える。また、1292 keV level も興味のあるもので、クロトン励起による測定結果では  $1292 \rightarrow 984 / 1292 \rightarrow 0$  の値が  $76/4$  と報告されているが、( $n$ ,  $n'\gamma$ ) 測定では  $22/78$  であり、他の荷電粒子反応の値と一致している。

b.  $^{75}\text{As}$  の励起状態<sup>10)</sup>

この核種も Fig. 7 から判るように、核反応から調べる方が高い励起状態まで詳しく研究しうる。( $n$ ,  $n'\gamma$ ) 反応で放出される  $\gamma$  線は、Fig. 8 の波高分布にみられるように相当複雑であるが、 $^{55}\text{Mn}$  の場合と同様な方法で解析され Fig. 7 b および Table 2 に示した level scheme が組み立てられている。McMurray らは、( $n$ ,  $n'\gamma$ ) spectroscopy から得られた結果をもとに Fig. 9 に示した  $^{75}\text{As}$  の励起状態の negative parity および positive parity states について理論と比較し議論を行っている。

c.  $^{93}\text{Nb}$  の励起状態<sup>11)</sup>

Van Heerden は、( $n$ ,  $n'\gamma$ ) spectroscopy における一つの成果として  $^{93}\text{Nb}$  における 808.4 および 809.8 keV の doublet state を上げている。これは Fig. 10 の  $^{93}\text{Zr}$  あるいは  $^{93}\text{Mo}$  の decay からは報告されていない。また、一部の荷電粒子反応でも見出されていない。 $(n, n'\gamma)$  反応で放出される  $\gamma$  線 (Fig. 3) のうち 808.4 keV と 779.4 keV の  $\gamma$  線の励起関数を測定して、それぞれ、 $808.4 \rightarrow 0$ ,  $809.8 \rightarrow 304$  の transition であることが結論され、1 keV にも達しないエネルギー差の doublet state が見出された。

### 3. More Detailed Studies

#### 3.1 Magnetic substate population

spin  $J$  をもつ state の magnetic substates  $M (= -J, -J+1, \dots, J-1, J)$  の

population を  $(n, n' \gamma)$  spectroscopy から調べることが、Lowell 大学の group によって行われた<sup>12)</sup>。放出される  $\gamma$  線の角度分布は Legendre 多項式展開で表わすと次式のようになる。

$$W(\theta) = \sum_{\nu=0}^{(2J, 2J+1)} a_\nu \cdot P_\nu(\cos \theta) = 1 + \sum_{\nu: \text{even}} \rho_\nu(J) \cdot P_\nu(\cos \theta)$$

ここで、 $\rho_\nu(J)$  は statistical tensor で次式によって magnetic substates の population  $P(M)$  に関係している。

$$\rho_\nu(J) = \sum_{M=-J}^{+J} \rho_\nu(J, M) \cdot P(M)$$

Lowell group は

$$^{23}\text{Na} \text{における} \left\{ \begin{array}{l} 400 \text{ keV} (\frac{5}{2}^+) \rightarrow \text{基底状態} (\frac{3}{2}^+) \\ 2078 \text{ keV} (\frac{7}{2}^+) \rightarrow 400 \text{ keV} (\frac{5}{2}^+) \end{array} \right.$$

$$^{55}\text{Mn} \text{における} \left\{ \begin{array}{l} 126 \text{ keV} (\frac{7}{2}^-) \rightarrow \text{基底状態} (\frac{5}{2}^-) \\ 1528 \text{ keV} (\frac{3}{2}^-) \rightarrow \text{基底状態} (\frac{5}{2}^-) \end{array} \right.$$

について、それぞれの transition  $\gamma$  線の角度分布を測定し、Fig. 11, 12, 13 および 14 に示す様な入射中性子エネルギーによる population 変化を報告している。これらの結果から、<sup>23</sup>Na のような核に対しても statistical compound theory が、DWBA direct interaction theory に基づく計算結果よりよい一致を示すと結論している。

### 3.2 Collective excitation

deformed 核による中性子の散乱現象に、その核の deformation parameter の大きさが反映されることが明らかとなって以来、この分野の研究が盛んに行われるようになってきた。回転準位の high spin states ( $6^+, 8^+$ ) からの非弾性散乱中性子を TOF 法で測定するのでは、分解能からくる制限から困難があるので ( $n, n' \gamma$ ) 反応による  $\gamma$  線を測定する方法がとられている。

Alberta 大学の Hooper ら<sup>13)</sup>は <sup>162, 164</sup>Dy の vibrational states の測定を行い、また Kentucky 大学の Coope ら<sup>14)</sup>は <sup>148, 150, 152</sup>Sm を target 核としてとり上げ、Fig. 15 に示すように球形から変形核へ移行する状態を研究した。Table 3 に示すように球形核では Hauser Feshbach model (WHF) による計算値が、一方変形核では coupled-channel model (CC) を考慮した計算値が一致を示すことを結論している。Lowell 大学の Tripathi ら<sup>15)</sup>は、<sup>152</sup>Sm と <sup>150</sup>Nd について励起断面積を測定し、Table 4 に示すように ground state rotational band, octupole band および  $\beta-$ ,  $\gamma-$  band などの各 member state への励起の強さが等しいことを報告している。

## 3.3 Dipole excitation

上述のように、中性子によって振動および回転準位の励起、すなわち、強い E 2 励起を示すことが明らかにされたが、Kentucky 大学の Coope ら<sup>16)</sup>は E 1 励起の様子を調べている。1<sup>-</sup> state が比較的よく知られている <sup>208</sup>Pb を target 核として、励起の強さを Fig. 16 のように Hauser - Feshbach model による計算値との比として示し、一方 ( $\gamma$ ,  $\gamma$ ) 励起から知られている値を Weisskopf ratio と比較した。この結果は collectivity を強く示さない  $J = 1$  又は  $2$  の励起状態は殆ど複合核形成を経由して現れることを示している。一方、 $J = 2^+, 4^+, 8^+$  および  $0^+$  のような collective states は複合核形成によらず、直接に励起されることを明らかにしている。

## REFERENCES

- 1) R.E. Chrien and W.R. Kane (ed.), "Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Proc. Third Symposium, September, 1978), Plenum.
- 2) Y. Hino et al., Proc. International Conference on Nuclear Cross Sections for Technology at Knoxville, Tenn., October 1979 (NBS 1980) paper DB 6.
- 3) K. Sugiyama, ibid paper GB 5.
- 4) K. Nishimura et al., Nucl. Phys. 70 (1965) 421, S. Kikuchi, ibid A171 (1971) 480, Y. Sugiyama and S. Kikuchi, ibid A264 (1976) 179.
- 5) L. Wolfenstein, Phys. Rev. 82 (1951) 690.
- 6) W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366.
- 7) E. Sheldon and D.M. Van Patter, Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 143.

- 8) H.E. Siefken et al., Phys. Rev. 19 (1979) 365, J.A. Correia et al., Nucl. Phys. A286 (1977) 322.
- 9) E. Sheldon et al., Comp. Phys. Comm. 2 (1971) 272.
- 10) W.R. McMurray et al., Nucl. Phys. A225 (1974) 37, U. Abbondanno et al., ibid A305 (1978) 117.
- 11) I.J. Van Heerden et al., Z. Physik 260 (1973) 9.
- 12) D.R. Donati et al., Phys. Rev. 16 (1977) 939.
- 13) H.R. Hooper et al., Phys. Rev. 15 (1977) 1665.
- 14) D.F. Coope et al., Phys. Rev. 16 (1977) 2223.
- 15) S.N. Tripath et al., BNL-NCS-26133 (1979) p.69.
- 16) D!F! Coope et al., Phys. Rev. 19 (1979) 1179.

Table 1 Level energies and  $\gamma$ -branching ratios in  $^{55}\text{Mn}$ .

Level (keV)	$J^\pi$	Branching ratios (in %)				Theory			Adopted $J^\pi$
		present (n, n'γ)	previous (n, n'γ)	$s_2\text{Cr}(\alpha, p\gamma)$	$s^1\text{V}(^7\text{Li}, p2n\gamma)$	Coulomb exc.	E (keV)	$J^\pi$ branch ratio	
2429	( $\frac{1}{2}^+$ )	→ 1530 100	100	100	100				$\frac{1}{2}^+$
2399	( $\frac{1}{2}^-$ , $\frac{3}{2}^-$ )	→ 984 23±10	29	16					2399 ( $\frac{1}{2}^-$ ) (2380) ( $\frac{3}{2}^-$ )
2366	( $\frac{3}{2}^-$ , $\frac{5}{2}^-$ )	→ 126 77±10	71	84					2367 ( $\frac{3}{2}^-$ )
		→ 126 72±10	80	84					2312 ( $\frac{3}{2}^-$ )
2311	( $\frac{3}{2}^-$ )	→ 0 28±10	20	16					(2381) ( $\frac{3}{2}^-$ )
2266	( $\frac{3}{2}^-$ , $\frac{5}{2}^-$ )	→ 1292 100	100	100	100	100	100	100	2266 ( $\frac{3}{2}^-$ )
		→ 1530 26±15	14	15					
		→ 0 74±15	86	85					
2254	( $\frac{3}{2}^-$ , $\frac{5}{2}^-$ )	→ 0 100	100	100	100	100	100	100	2253 ( $\frac{3}{2}^-$ ) (2215) ( $\frac{5}{2}^-$ )
2215	( $\frac{1}{2}^-$ , $\frac{3}{2}^-$ )	→ 0	100	100	100	100	100	100	2199 ( $\frac{3}{2}^-$ )
2199	( $\frac{7}{2}^-$ , $\frac{9}{2}^-$ )	→ 984 45±7	47	43					2199 ( $\frac{3}{2}^-$ )
		→ 0 55±7	53	57					
1885	( $\frac{3}{2}^-$ , $\frac{5}{2}^-$ )	→ 126 30±5	41 ±1.5	32	34	100	100	100	1885 ( $\frac{3}{2}^-$ )
		→ 0 70±5	59 ±1.5	68	66				
1530	$\frac{3}{2}^-$	→ 126 6 ±0.5	6 ±0.5				1710	$\frac{3}{2}^-$	1 1529 ( $\frac{3}{2}^-$ )
		→ 0 100 94 ±0.5	100	100			100		99 1293 ( $\frac{3}{2}^-$ ) (1292) ( $\frac{1}{2}^-$ )
1292	$\frac{1}{2}^-$	→ 984 22±4	27	27	24	76±1	1330	$\frac{1}{2}^-$	38 1292 ( $\frac{1}{2}^-$ )
		→ 126 78±4	100 ±2	73	73	76	4±1		62 1290 ( $\frac{1}{2}^-$ )
		→ 0 0 ±2	0	0		20±1			
984	$\frac{1}{2}^-$	→ 126 93±2	97.5±0.5	96	93	91	97±1	980 $\frac{1}{2}^-$	0 984 ( $\frac{1}{2}^-$ )
		→ 0 7±2	2.5±0.5	4	7	9	3±1		
126	$\frac{1}{2}^-$	→ 0 100	100	100	100	100	100	100	126 ( $\frac{1}{2}^-$ )
0	$\frac{1}{2}^-$						0	$\frac{1}{2}^-$	0 0



Table 3 Measured inelastic scattering cross sections for  
 $^{148}$ Sm,  $^{150}$ Sm,  $^{152}$ Sm compared with theoretical calculations.<sup>14)</sup>

Isotope	Level	Measured		Theory		
		(n, n')	(n, n'γ)	WHF	CC	WHF+CC
$^{148}\text{Sm}$	2 <sup>+</sup>	504 ± 40	...	352	277	629
$^{150}\text{Sm}$	2 <sup>+</sup>	491 ± 30	...	227	439	666
$^{152}\text{Sm}$	2 <sup>+</sup>	600 ± 40	...	140	533	673
	4 <sup>+</sup>	271 ± 30	263 ± 35	94	65	159
	6 <sup>+</sup>	...	61 ± 10	23	9	32
	8 <sup>+</sup>	...	7 ± 2	0.6	...	...

Table 4 Measured inelastic scattering cross sections for  
 $^{152}\text{Sm}$  and  $^{150}\text{Nd}$ .<sup>15)</sup>

$^{152}\text{Sm}$				$^{150}\text{Nd}$			
J <sup>π</sup>	E <sub>x</sub> (keV)	$\sigma_n$ (mb)	$\sigma_b$ (mb)	J <sup>π</sup>	E <sub>x</sub> (keV)	$\sigma_n$ (mb)	$\sigma_b$ (mb)
2 <sup>+</sup>	121.8	600		2 <sup>+</sup>	130.1	617	
4 <sup>+</sup>	366.6	259	ground	4 <sup>+</sup>	381.2	282	ground
6 <sup>+</sup>	707.0	64	state	6 <sup>+</sup>	720.2	55	state
8 <sup>+</sup>	1123.6	6	929	8 <sup>+</sup>	1129.2	---	954
0 <sup>+</sup>	684.9	64		0 <sup>+</sup>	676.0	70	
2 <sup>+</sup>	810.5	195	β	2 <sup>+</sup>	850.1	170	β
4 <sup>+</sup>	1123.9	91	350	4 <sup>+</sup>	1137.2	67	307
1 <sup>-</sup>	963.3	224		1 <sup>-</sup>	852.5	171	
3 <sup>-</sup>	1041.1	168	octupole	3 <sup>-</sup>	934.4	148	octupole
5 <sup>-</sup>	1221.4	91	431	5 <sup>-</sup>	1128.9	60	379
2 <sup>+</sup>	1085.8	133		2 <sup>+</sup>	1061.6	199	
3 <sup>+</sup>	1233.8	100	γ	3 <sup>+</sup>	1200.0	151	γ
4 <sup>+</sup>	1371.5	55	288	4 <sup>+</sup>	1350.9	48	398
2 <sup>+</sup>	1292.6	85			1180.0	28	
1 <sup>-</sup>	1510.4	40		(1,2)	1283.6	53	
2 <sup>-</sup>	1529.8	65		(2,3)	1307.5	70	
3 <sup>-</sup>	1578.9	36			1426.7	37	
(2-4)	1650.3	43			1518.5	18	
(2-4)	1680.7	18			1544.4	28	
(5 <sup>-</sup> )	1730.0	27			1579.8	44	

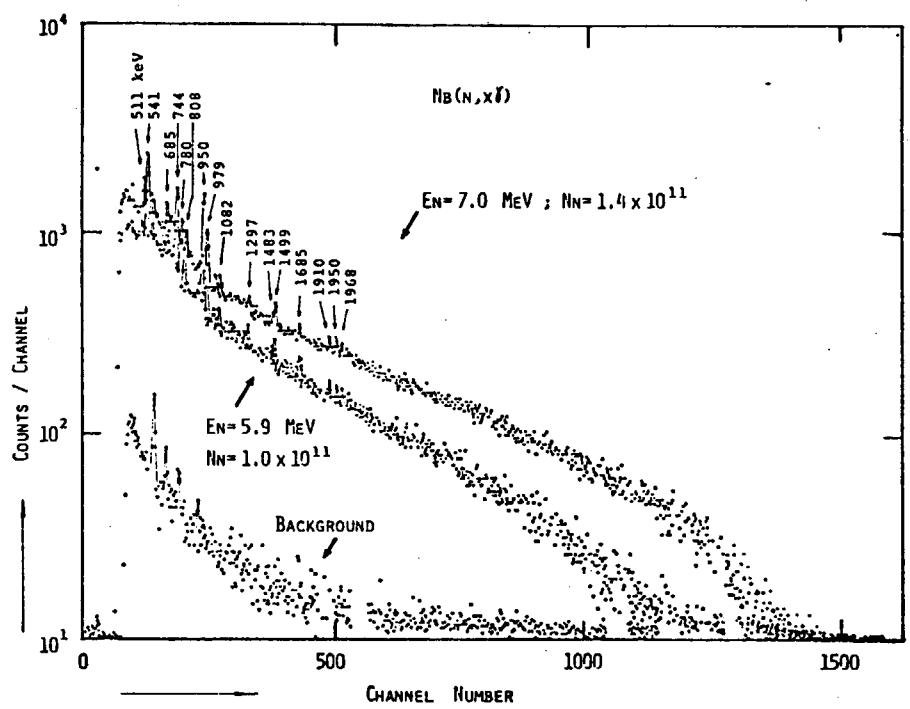


Fig. 1 Gamma-ray spectrum produced by neutron interactions with niobium.<sup>2)</sup>

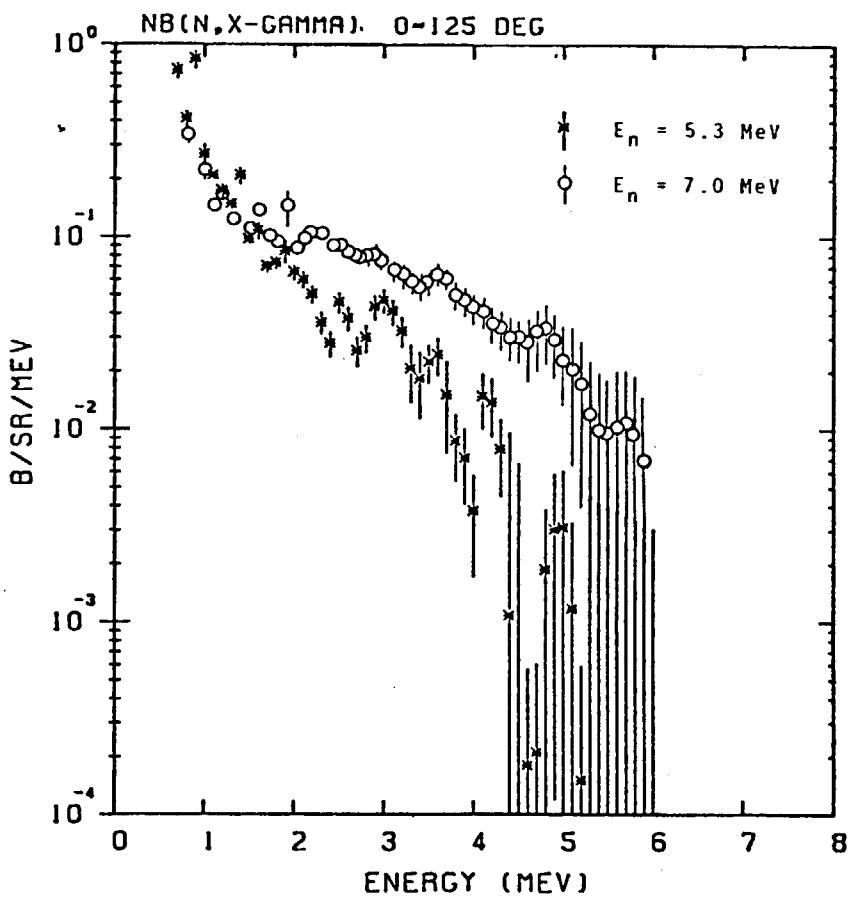


Fig. 2 Gamma-ray production cross sections of niobium.<sup>2)</sup>

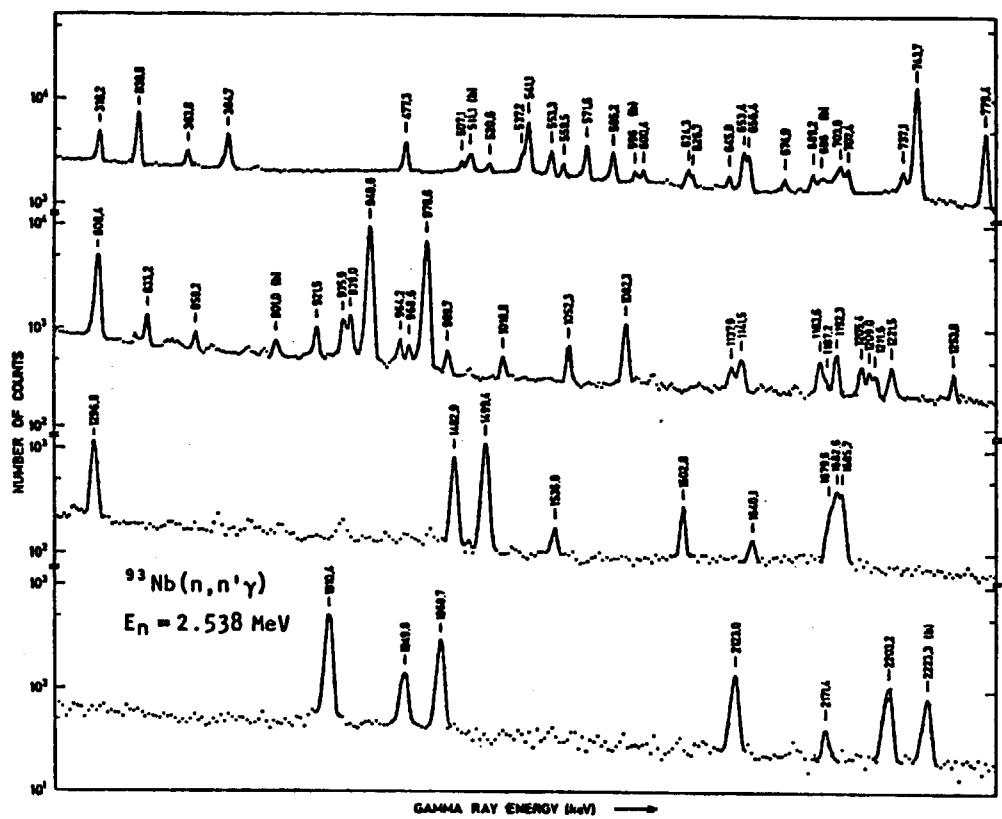


Fig. 3 Gamma-ray spectrum produced by neutron interactions with niobium. The spectrum was taken for study of nuclear structure.<sup>11)</sup>

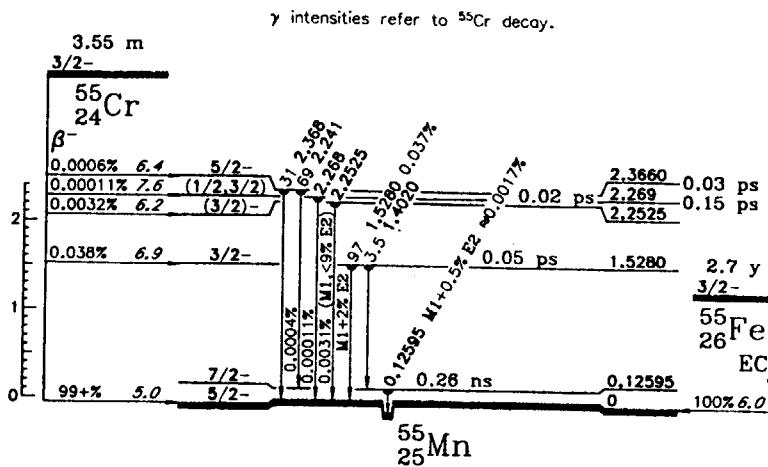


Fig. 4a Level scheme of  $^{55}\text{Mn}$  obtained by the decay of  $^{55}\text{Cr}$  and  $^{55}\text{Fe}$  (taken from "Table of Isotopes, 7th edition").

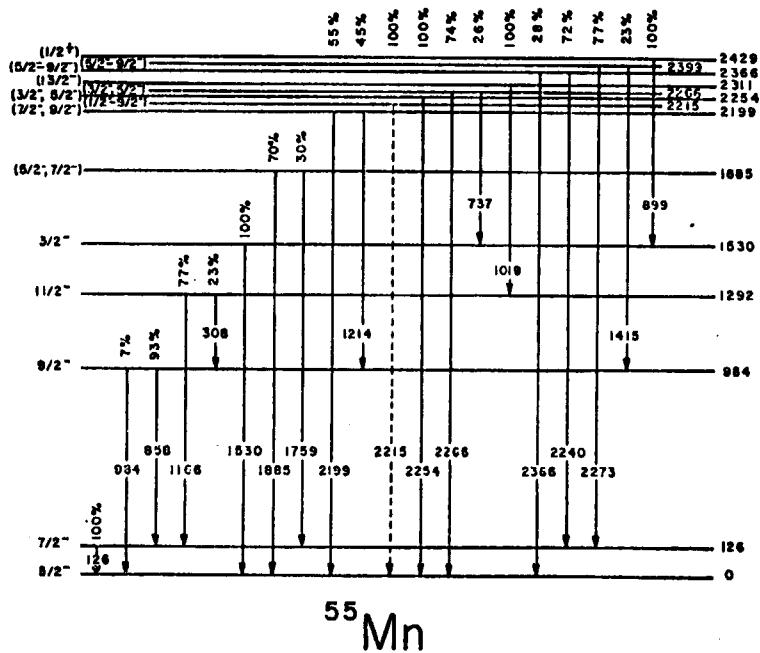


Fig. 4b Level scheme of  $^{55}\text{Mn}$  obtained by the  $(\text{n}, \text{n}'\gamma)$  reaction.

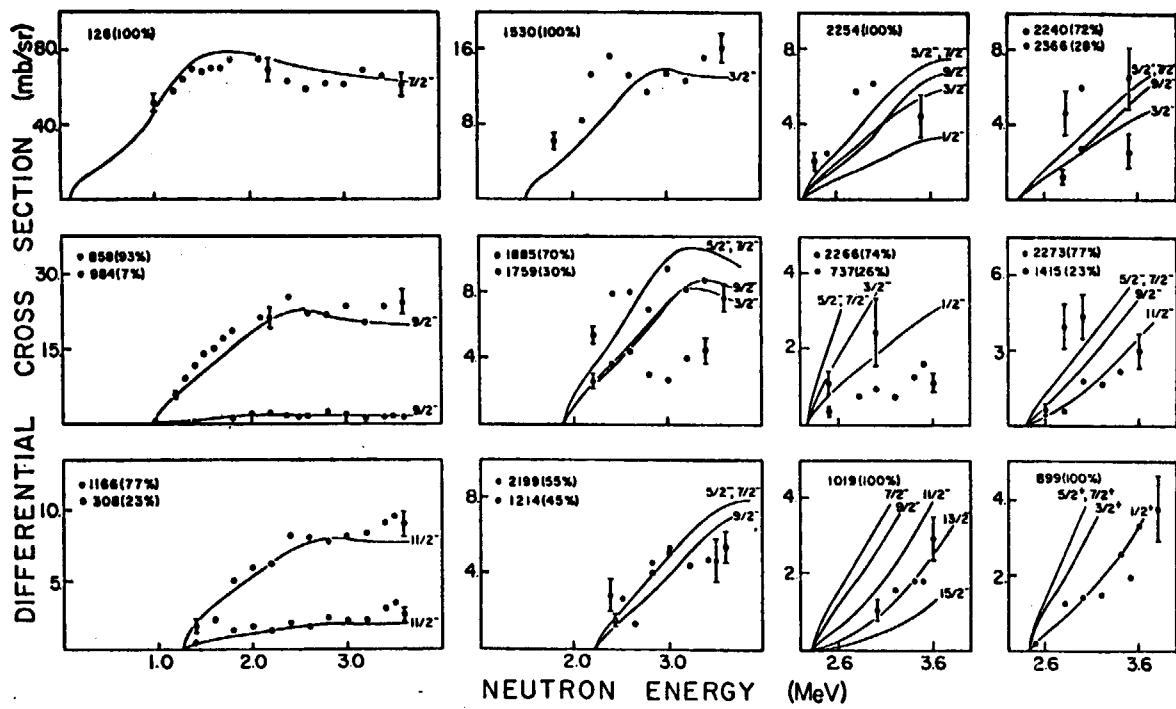


Fig. 5 Inelastic neutron excitation functions for  $^{55}\text{Mn}(n,n'\gamma)$  inferred from the  $\gamma$ -ray production cross sections.<sup>8)</sup>

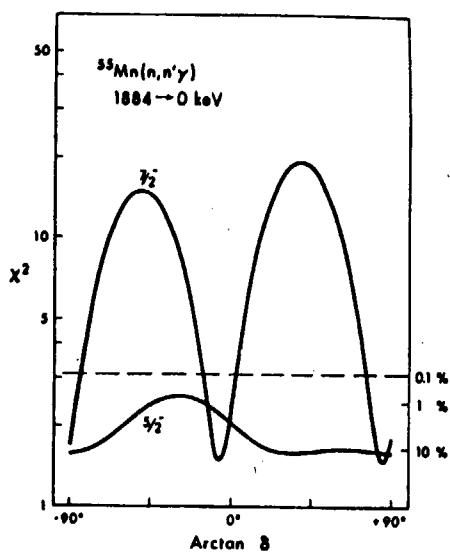


Fig. 6 A plot of  $\chi^2$  versus  $\arctan \delta$  for the 1884 keV for the 1884 keV level in  $^{55}\text{Mn}$ .<sup>8)</sup>

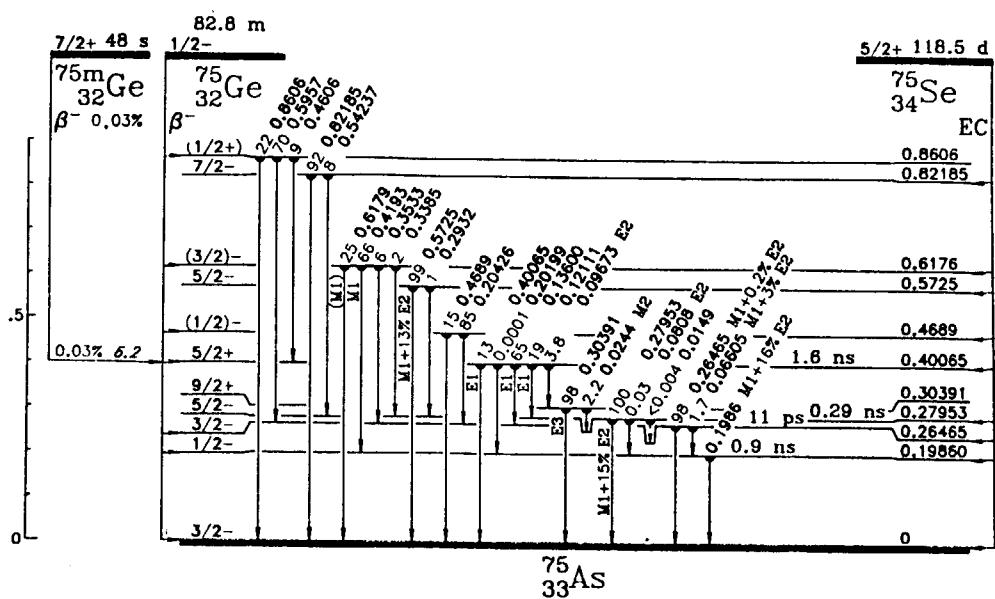


Fig. 7a Level scheme obtained by the decay of  $^{75}\text{Ge}$  and  $^{75}\text{Se}$  (taken from "Table of Isotopes, 7th edition").

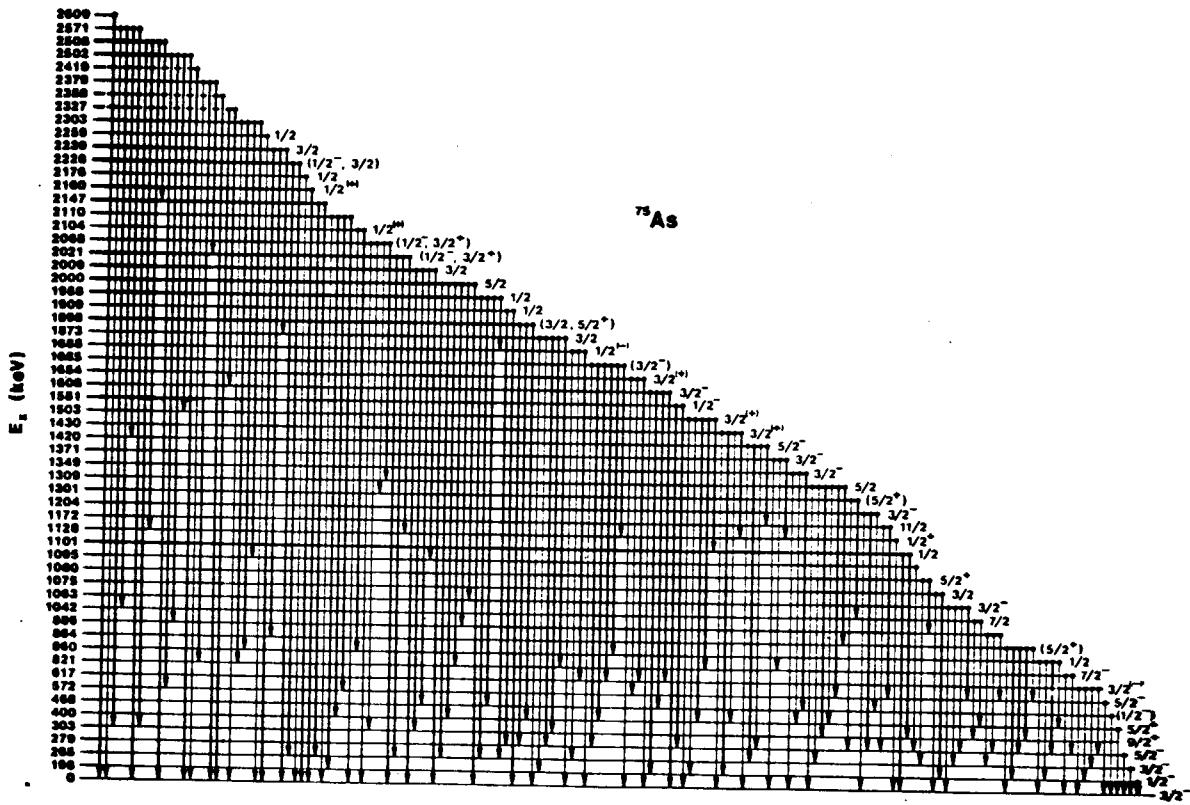


Fig. 7b Level scheme of  $^{75}\text{As}$  obtained by the  $(n, n'\gamma)$  reaction.<sup>10</sup>

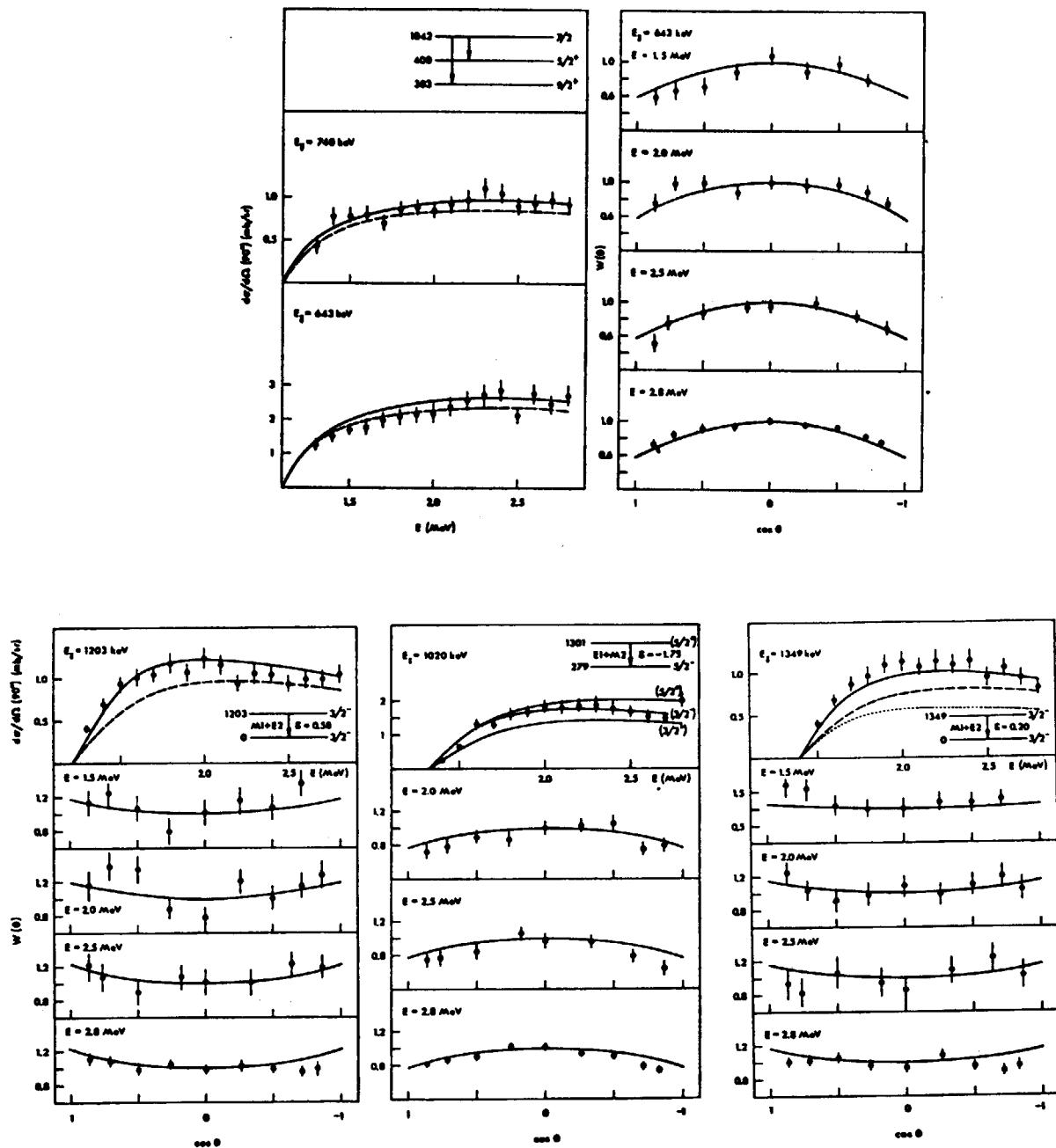


Fig. 8 Inelastic neutron excitation functions and  
 $\gamma$ -ray angular distributions in  $^{75}\text{As}$ .<sup>10)</sup>

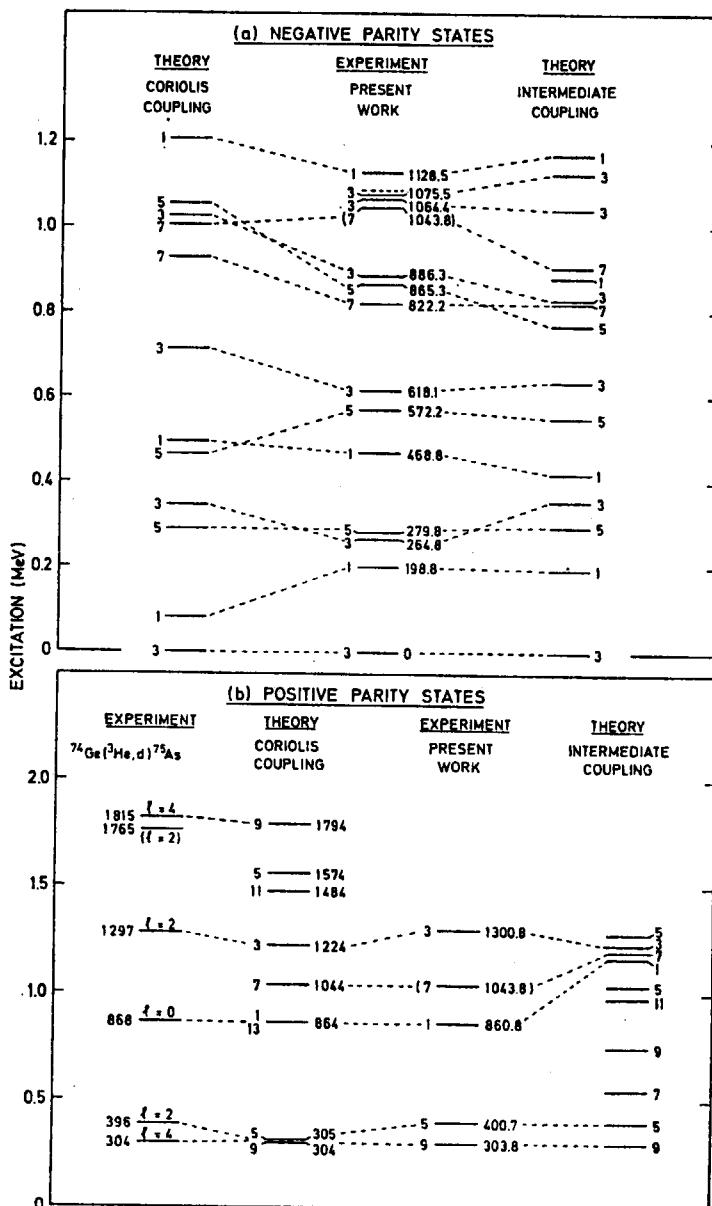


Fig. 9 A comparison of the experimental level scheme with that calculated from two models for <sup>75</sup>As. 10)

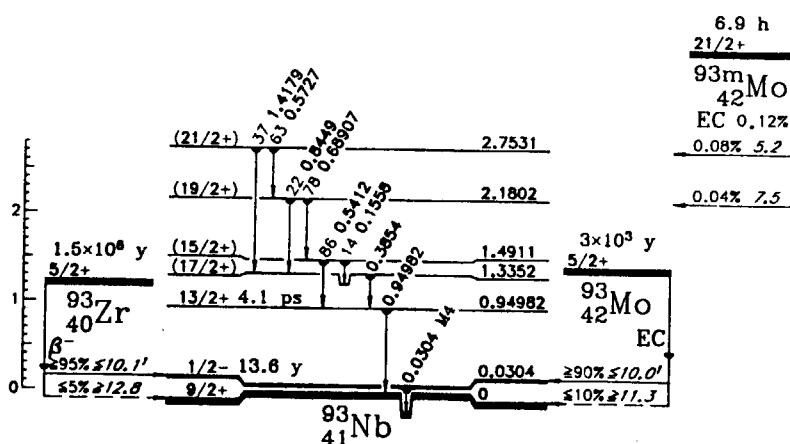


Fig. 10 Level scheme of <sup>93</sup>Nb obtained by the decay of <sup>93</sup>Zr and <sup>93</sup>Mo (taken from "Table of Isotopes, 7th edition").

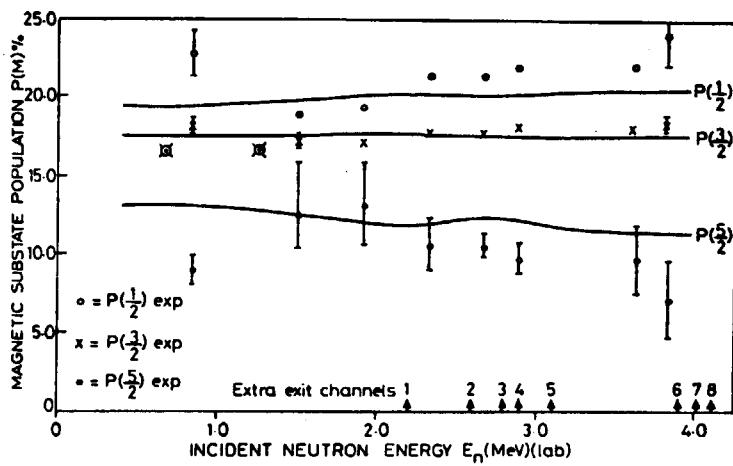


Fig. 11 Experimental and theoretical variation with energy of magnetic substate populations for the 440-keV( $5/2^+$ ) level in  $^{23}\text{Na}_{12}$

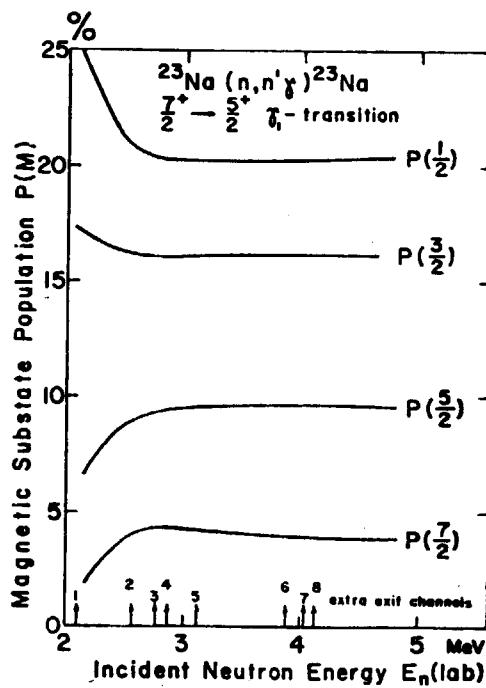


Fig. 12 Variation of theoretical magnetic substate populations of the 2078-keV( $7/2^+$ ) level in  $^{23}\text{Na}_{12}$ .

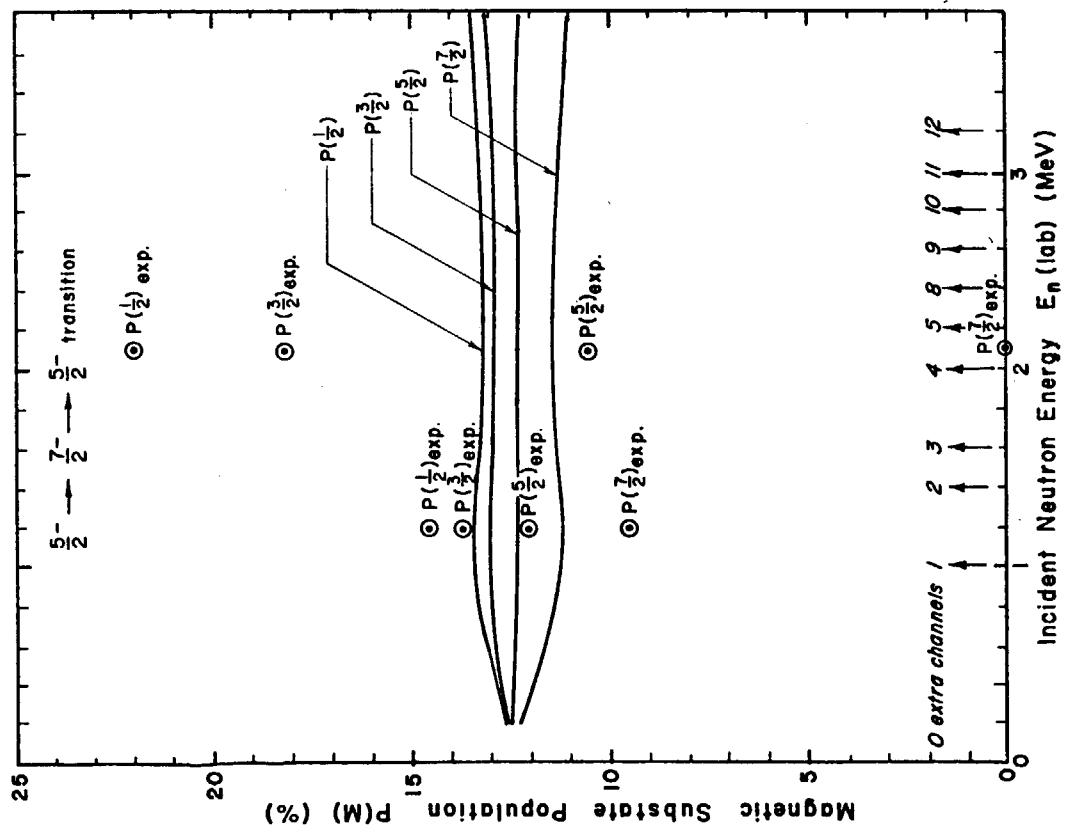
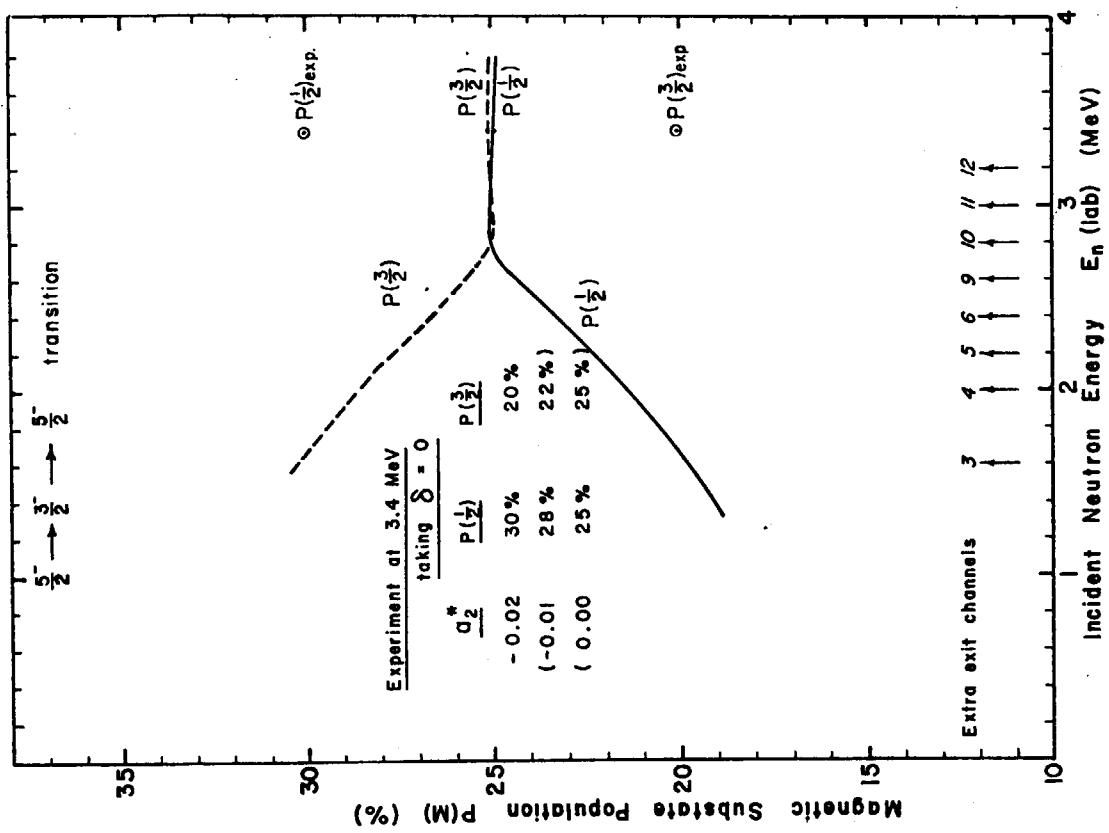


Fig. 13 Variation of the magnetic substate populations of the 126-keV ( $7/2^-$ ) level in  $^{55}\text{Mn}$ .

Fig. 14 Variation of the magnetic substate populations of the 1528-keV ( $3/2^-$ ) level in  $^{55}\text{Mn}$ .

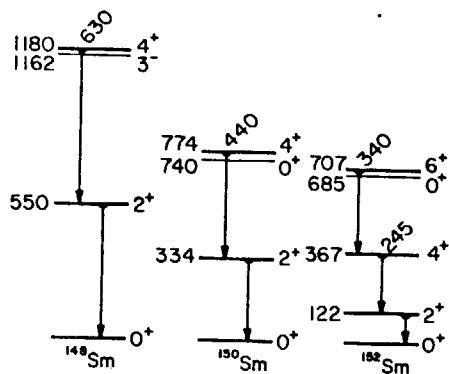


Fig. 15 The low-lying levels for Sm isotopes.

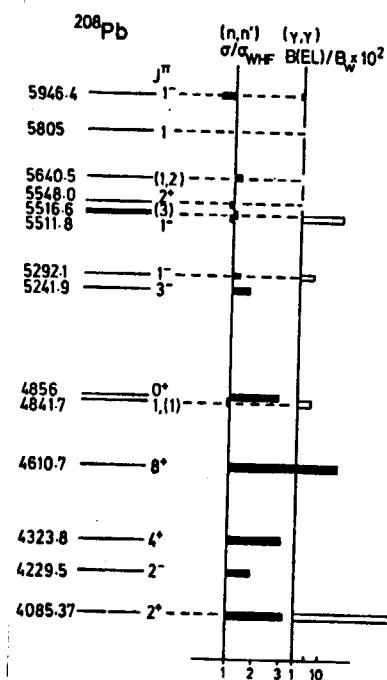


Fig. 16 Partial level scheme for <sup>208</sup>Pb and the ratios of measured to statistical model inelastic scattering cross sections.<sup>16)</sup>

## 討 論

Q: 塚田甲子男（日大、原研）

励起関数の理論計算には Moldauer effect を考慮したもの用いているのか。

A: 梶山一典（東北大）

ここで紹介したものでは、殆ど MANDY 又は MANDYF code を用いており、Moldauer effect を入れていない。それを考慮しても大きく変わらないためと思う。

A: 五十嵐信一（原研）

level - level interference (Moldauer effect) の効果は小さいので考慮していないかも知れないが、width fluctuation effect (Porter - Thomas distribution) は Hauser - Feshbach の結果を 20 ~ 30 % 下げるので、現在これを無視した計算はないと思われる。従って、問題の計算でも考慮していると思う。

A: 梶山一典（東北大）

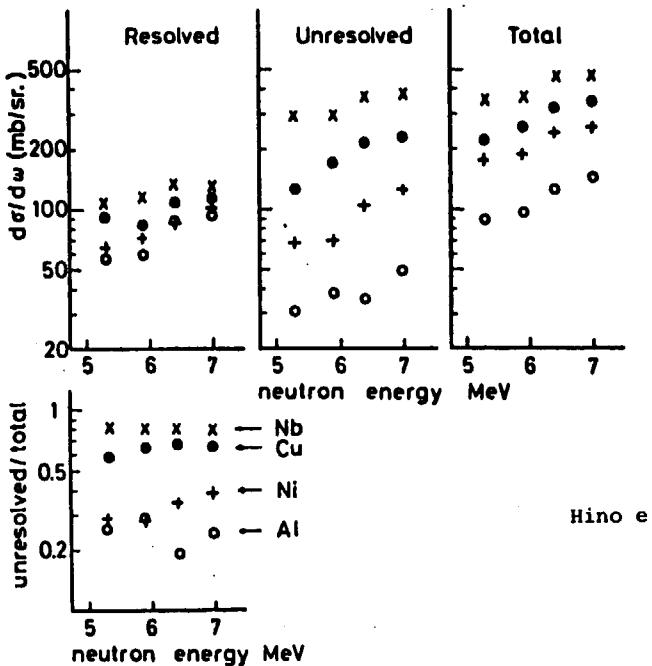
MANDYF コードを入手していないので、詳しいことは何ともいえない。(ref. 9 および Compt. Phys. Comm. 6 (1973) 99 によれば、Option として Moldauer level width fluctuation の補正があるが、上述の研究ではこの Option を使っていない。)

Q: 久武和夫（東工大）

高エネルギー  $\gamma$  線スペクトルの A - dependence はどうなっているか。

A: 梶山一典（東北大）

それについては昨年秋の原子力学会で報告した。東北大での研究によると、中性子エネルギー範囲は広くはないが、ほぼ次図の様な結果を得ている。



Q：原田吉之助（原研）

( $n, n'\gamma$ ) 反応からの連続 $\gamma$ 線の発生機構は分っているのか。

A：梶山一典（東北大）

( $n, x\gamma$ ) に関する実験報告では簡単に quasi-compound process として片付けている。一つの考え方として、昨年の本研究会での北沢らの報告 (JAERI-M 8163, p. 253, 特に Fig. 6) が参考になるだろう。（より明確にするには、continuum  $\gamma$ -rays の角度分布を調べてみる必要がある。）

## 13. レベル密度と中性子断面積

吉田 正\*

中性子断面積評価作業において、核理論に基くモデル計算は不可欠のものである。その際、核についての最も基本的な情報の一つであるレベル密度が入力として要求される場合が多い。ここでは、レベルスキーム、平均共鳴レベル間隔等の測定値から、励起エネルギーの関数としてのレベル密度を決定する際の問題点について述べる。また、高速炉核計算で必要とされる Kev ~ Mev 領域の FP の中性子断面積評価計算を例に、レベル密度の違いが計算結果にどのような影響をもたらすかを検討し、レベル密度の適性な決定の重要性を示す。

### Level Density and Neutron Cross Sections

Tadashi YOSHIDA\*

Nuclear level density is one of the most fundamental quantities needed in the nuclear model calculations, which are indispensable for neutron cross section evaluation work. Here, we discuss the problems which we encounter in determining the level density as a function of the excitation energy from experimental data such as the nuclear level schemes and the average resonance level spacings. Further, it is considered how large difference in calculated capture cross section of FP isotopes is brought about by an uncertainty of the level densities. This consideration will stress the importance of the pertinent determination of the level density to calculate the neutron cross sections.

#### 1. はじめに

中性子断面評価作業を行う過程で、種々の核モデル計算が行われるが、その際、スピン・パリティ等核の属性に関するデータ、あるいは光学ポテンシャル等モデル化に関連するデータが、計算のための入力として必要とされる。なかでも、レベル密度は核の基本的な属性の一つであり、モデル計算のさまざまな局面で必須のものである。

レベル密度を結定する方法としては、励起エネルギー毎に 1 粒子・レベルの組合せの数を数え上げて行く方法 (combinatorial method) と、統系力学的手法で、ある近似のもとでの励起エネ

\* 日本原子力事業株、NAIG 総合研究所

NAIG Nuclear Research Laboratory, Nippon Atomic Industry Group Co, Ltd.

ルギーの関数としてのレベル密度の具体的な表式を得、そこに含まれるパラメータを何らかの方法で決定してゆく方法に大別される。前者の具体的な応用例としては、これを Fe, Cr 等軽中重核のレベル密度決定に適用した文献<sup>1)</sup>もあるが、応用上からは、精度の点で問題も多く（一ヶタ以上のズレは容易に生じる）、後者の方法に一步をゆする。後者の方法の最も基本的な文献は Bethe のもの<sup>2)</sup>で、現在応用上良く用いられているレベル密度公式は、さまざまな観点からこれを改良発展させたものである。

中性子断面積評価計算に際して、現在まで最も広く利用されているのは、 Gilbert と Cameron<sup>3)</sup> に始まる Composite formula であろう。これは高エネルギー側で、 Bethe に由来する Fermi-gas 公式

$$\rho(U, J) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{au})}{a^{1/4} U^{5/4}} \frac{(2J+1) \exp[-(J+\frac{1}{2})^2/2\sigma^2]}{2\sqrt{2\pi} \sigma^3} \dots \quad (1)$$

低エネルギー側で、定温度公式は

$$\rho(E) = Ce^{E/T} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (2)$$

を用い、ある連結点 ( $E_X$ ) で両式をなめらかに（核温度に連続性）つないで用いようとするものである。こうすることで比較的広いエネルギーはんい（0～数 + MeV）にわたってレベル密度を記述することが出来るとされている。なお、(1)式中の  $\sigma$  は spin-cutoff パラメータ、  $U$  は実効的な励起エネルギーで、励起エネルギー  $E$  から、核内陽子及び中性子の pairing energy  $\Delta$  をさし引いて得られる。核分裂生成物 (FP) の高速中性子断面積に話を限っても、オランダ<sup>4)</sup>、イタリ<sup>5)</sup>、日本<sup>6)</sup>、米国<sup>7)</sup>の評価者達が、ことごとく composite formula を使用している。広く用いられる理由としては、i) 簡単な表式で広いエネルギー範囲がカバーされ、ii) また利用する際必要となるパラメータ値のセットが非常に多くの核種について用意されていることがあげられよう。しかし、パラメータについては、ある程度評価者が独自に決め直している場合が多い。

一方、同じく Fermi-gas 式を基礎としながら、  $a$  だけでなく  $\Delta$  をも任意パラメータと考えるやり方がある。この時は全エネルギー範囲を Fermi-gas 式でカバーし、定温度公式(2)の助けは借りない。Dilg らは、この方法で Ca から Cm までの約 200 のアイソトープのレベル密度を決定している。<sup>8)</sup> この扱いで面白い点は、パラメータ  $\Delta$  が odd-odd 核で  $-2 \sim -1$  MeV、 odd A 核で  $-1 \sim 0$  MeV、 even-even 核でやや正の値をとることである。これは実効励起エネルギー  $U = E - \Delta$  を得る際、  $\Delta$  として pairing energy を取る通常のモデルとくらべ、エネルギーを逆方向に shift させることを意味する。このモデルが back-shifted Fermi-gas モデルと言われる理由である。この back-shifted モデルは式も扱いやすく、パラメータの決定も straightforward に行えるので、今後、中性子断面積評価計算に利用することも考えてもよいだろう。

---

注2) 元々は Newton (Can. J. Phys. 38, 804 (1956)) と Cameron (ibid, 36, 1040 (1958)) に始まる。

## 2. Composite Formulaのパラメータの決定

### i) a パラメータ決定

高エネルギー側のレベル密度を記述する(1)式中のパラメータ  $a$  は、本来 1 粒子レベル間隔  $g$  から、  $a = \frac{1}{6} \pi^2 g$  なる関係で決定づけられる量である。しかし、普通はこれを任意パラメータと見做して、共鳴レベル間隔等の測定値を再現出来るようにその値を決める。ここでは、 Nd については、 Musgrave ら<sup>9)</sup> の、 Sm については Kirouac ら<sup>10)</sup> の中性子共鳴平均レベル間隔  $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$  から  $a$  を決定した。これらの  $a$  の値を中性子数  $N$  に対してプロットしたものを Fig. 1 に示す。図中、黒くぬりつぶした点が  $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$  から決められたもの。白ぬきの点は次節で述べるように low-lying level から推定した値である。このように、プロットが直線にのらず、おれ曲ったりすると、  $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$  のない核種に対して、  $a$  の値を内外挿により推定することはなかなか難かしい。そこで、  $a$  を shell correction energy  $S(N)$  に対してプロットしてみたものが Fig. 2 である。  $S(N)$  は Gilbert-Cameron の表<sup>3)</sup> から採った。白、黒のプロット点の意味は、 Fig. 1 と同じである。このプロットでは、各プロット点は、元素毎、 even-odd 毎にきれいに直線上にのる。  $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$  のない  $^{142}, ^{150}\text{Nb}$ ,  $^{147}, ^{149}, ^{154}\text{Sm}$  については、これらの直線から  $a$  値を決定した。なお、  $^{154}\text{Sm}$  を例外として、残りの 4 アイソトープについては、直線内外挿値 (+で表示) と low-lying levels からの推定値 (○, △) がかなり良い一致を示している点は注意して良い。 $a$ ,  $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$  等の数値は Table. 1, 2 にまとめられている。

ここで(1)式に含まれる他のパラメータ  $\Delta$ ,  $\sigma$  に言及しておこう。 $\Delta$  は、文献 3) の pairing energy の表から採った。 $\sigma$  については、同じく文献<sup>3)</sup> に与えられている表式、  $\sigma^2 = 0.0888 \sqrt{au} A^{2/3}$  が用いられることが多いが、ここでは Facchini ら<sup>11)</sup> に従って  $\sigma^2 = 0.146 \sqrt{au} A^{2/3}$  を採っておく。Facchini らによれば、前者は全角運動量の射影の二乗平均  $\langle m_i^2 \rangle$  に対する誤った表式に由来しているとされる。どちらの表式を採るかで、  $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$  の同じ値に対して  $a$  の値が一割がた変ってくる。従って Table 1, 2 の  $a$  の値を  $\sigma^2 = 0.0888 \sqrt{au} A^{2/3}$  と共に用いると、全くの誤りになるので注意されたい。上記の  $\sigma^2$  の表式のどちらをとるかで、計算された FP の  $\sigma_\gamma$  がどう違ってくるかは、後節で述べる。(この時、当然  $a$  の値はそれぞれの  $\sigma^2$  の表式とつじつまがあうように決める訳であるが。)

### ii) C, T パラメータの決定

定温度公式(2)を決定づけるパラメータ C と T は、イ) すでに決められた高エネルギー側の Fermi-gas 式とのつながり (出来るだけなめらかに) を考えながら、ロ) 低エネルギーレベルのレベル総数のプロットを良く再現するように決められる。ここでは、3 段階までの試行錯誤でイ), ロ) の 2 つの条件の妥当点をさがし、最後に C または T の値を微調整し、最終的に決定するという方法をとった。2 段階の試行錯誤の一例を Fig. 3 と 4 に示す。これは、特に困難なく C, T が決定出来た例である。しかし、Nd, Sm の 20 アイソトープ中には、ロ) の測定データとの consistensy を重視すると、イ) の(1)(2)の両式のつながりのなめらかさ (核温度の連続性) をかなり大きく犠牲にせざるを得ない核種も少なからずあった ( $^{146}, ^{148}, ^{150}\text{Nd}$ ,  $^{153}, ^{154}\text{Sm}$ )。但し、このうち  $^{150}\text{Nd}$  と  $^{154}\text{Sm}$  の場合は、  $a$  の値自体が Fig. 2 の内挿に基く推定値であり、数値の根拠は弱いので、  $a$  の値を更に動かしてなめらかなつながりを回復しても良いかも知れない。Fig. 5,

6にはC, T決定のプロセスが最も困難だった<sup>151</sup>Smの例を示す。Fig. 5に見られるように、レベル総数のプロットが途中でおれ曲る例がodd-A核で、のきなみ見られた。但しこの<sup>151</sup>Sm以外の例では、おれ曲る前（低エネルギー側）の傾斜をそのまま伸ばすと、Fermi-gas式とのつながりがうまく行く場合が多く、一応ここでは、これはmissing levelsに由来するおれ曲りと考えておく。しかし、このおれ曲りがほとんどのodd-AのNd, Smアイソトープで見られることから、より基本的な理由による可能性もあることを留意しておこう。なお、レベル総数のプロットは、1979年秋の時点でのlatest version of "Nucleas Data Sheets"と"Tables of sotopes"の第7版のレベルスキームに依った。

レベル総数のプロット図で最も確からしいfittingを行い、これとなめらかにつながるように、逆にFermi-gas式のパラメータaを決め直すことで、 $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$ の測定値のない核のaを推定することが出来る。こうして推定したaの値が、前述のFig. 1, 2の白ぬきのプロットである。この推定法では、基礎となるレベルスキームのデータがかなりしっかりしていないと、aの推定値の信頼度は低いものとなるが、2のi)で述べたsystematicsによる推定法と組み合わせるなどすれば、a（あるいは $D_{\text{obs}}$ ）の推定値の信頼性の向上に役立つであろう。

### 3. レベル密度と中性子断面積

高速炉核計算で問題になるKeV-MeV領域の中性子断面積を評価する際、光学モデルと統計モデルを組み合わせた理論計算が広く用いられている。我が国では五十嵐により作成されたCASTHYコード<sup>12)</sup>がJENDL-1, JENDL-2用中性子断面積評価作業を通じて、広範に利用された。Fig. 7を参照されたい。実線と破線の差は、CASTHY計算の際に用いられた新<sup>13)</sup>旧<sup>6)</sup>のポテンシャルパラメータの差異に由来している。この<sup>152</sup>Smは、Nd, Smの全アイソトープ中、新旧光学ポテンシャルの差異が最も顕著に $\sigma(n, r)$ の計算値にあらわれた核種であるが、それでも一線鎖線と破線の間の差異ほど著しくない。この一点鎖線と破線の差異は用いられたレベル密度パラメータの違いに起因している。（一線鎖線のJENDL-1はGilbert-Cameronのパラメータをそのまま用い、実線はTable 2のpresent valueを用いている。）FP核種では、少数の例外をのぞくと、大多数の核種に対し $\sigma(n, r)$ の測定値のエネルギー上限は高々数百KeVで終っている。近年、線形加速器を用いたデータが、かなり豊富に出るようになったが、MeV領域の $\sigma(n, r)$ 測定値には極く古いactivationによるデータしかないことが多く、またこれらのデータには規格化に問題がある場合も多い<sup>14)</sup>。いきおい、数百KeV~MeVの $\sigma(n, r)$ は計算値に重きをおかざるを得ない。その計算値が、レベル密度パラメータのとり方に大きく依存する訳であるから、レベル密度パラメータの適切な決定の重要性は容易に理解出来よう。ここで、 $\sigma(n, r)$ 計算値へのレベル密度パラメータの効き方を、もう少し詳しく見てみるとしよう。

$\sigma(n, r)$ 計算値は、イ)(n, n')との競争を通じてtarget核に対応するレベル密度に、またロ)r強度関数のエネルギー依存性を通じてcompound核のレベル密度にそれぞれ依存する。Fig. 8の下半部を参照されたい。実線は、新たに決め直された光学ポテンシャルとレベル密度パラメータ(Table 2)をベースに決定された<sup>151</sup>Smの新しい評価曲線<sup>13)</sup>、破線はRCN-2の評価曲線である。ここで前者のtarget核のレベル密度パラメータをRCN-2のもので置き換えると

(一点鎖線), RCN-2評価曲線にはほぼ一致してしまうことがわかる。つまり, この核種の2つの評価の差異は, 実質的にはtarget核に対して用いられた密度パラメータの違いに由来しているということになる。同じように, compound核のレベル密度パラメータが2つの評価曲線の違いを決定づけている例として,  $^{152}\text{Sm}$ の $\sigma(n, r)$ をFig. 8の上半部に示す。なお, 同図には, 同じ $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$ に基きながら,  $\sigma$ に $\sigma^2 = 0.146\sqrt{a_0} A^{2/3}$ を採るか,  $0.0888\sqrt{a_0} A^{2/3}$ を採るかで,  $\sigma(n, r)$ にかなりの差(実線と細い破線)を生じることも示されている。中性子断面積の評価者, つまりレベル密度パラメータの利用者の側は,  $\sigma$ の決め方についてこれまであまり注意を払わなかった面があるが, この結果は $\sigma$ の決め方にもっと注意する必要のあることを示唆している。また,  $\sigma(n, r)$ の計算値が, 用いられたtarget及びcompound核のレベル密度パラメータに敏感であることは, 逆に, 数百KeV~MeV領域の $\sigma(n, r)$ の精度の良い測定値が多くのFP核種について得られるようになれば, レベル密度, 特にその励起エネルギー依存性について重要な示唆が得られるだろうことと示している。Nd, Smを例にとれば, レベルスキームのある0からせいぜい2~3 MeVと, 共鳴レベル間隔の判っている6~8 MeV近傍の1点(中性子結合エネルギーに対応)だけが測定データに基いておさえられるだけで, 両者の中間のエネルギー領域と, 結合エネルギーより上のエネルギー依存性は, 採用したレベル密度公式によって決められてしまう。また, composite formulaを採用したとしても, spin cutoffパラメータ $\sigma$ の採り方でエネルギー依存性がかなり違ってくる。その一方で, 上記の2エネルギー領域以外では, レベル密度の値に対する実験的な裏づけはほとんど無い訳であるから,  $\sigma(n, r)$ からの時間的な示唆でも, 非常に有益であると言えよう。

#### 4. まとめ

本報告では, 高速核計算の際必要となる核分裂生成物(FP)の吸収断面積評価計算を例にとり, レベル密度パラメータの重要性を示摘した。数百KeV~MeV領域の吸収断面積評価値を決定する上で, レベル密度パラメータの採り方は, 光学ポテンシャル等, 他のどんなパラメータの採り方より決定的である場合もある。一方, レベル密度パラメータの決定の仕方についても, 核種によってはかなりの問題を残している。現在のところ, Fermi-gas公式と定温度公式を組み合わせた composite-formula が断面積評価の分野で広く用いられているが, その理由には, それではいけないという否定材料が, これといって無いといった消極的な側面がある。今後, たとえば back-shifted モデルの活用等もう少し視野を広げていく必要があろう。また話を composite-formula に限るとしても, spin-cutoffパラメータの決め方など, 考えておく必要のある問題も多い。

## 5. 謝 辞

CASTHYコードで、様々なレベル密度パラメータを入力、処理出来るようにして下さった原研、関根信雄、五十嵐信一、計算の一部で御援助下さった菊池康之の各氏に感謝の意を表します。またNAIG、飯島俊吾氏にはRCN-2のレベル密度パラメータを算出する際、御助力をいただきました。

## 参考文献

- 1) G.P. Ford: Nucl. Sci. Engn., 66, 334 (1978).
- 2) H. Bethe: Rev. Mod. Phys., 9 69 (1937).
- 3) A. Gilbert and A.G.W. Cameron: Canadian J. of Phys. 43, 1446 (1965).
- 4) for example, Gruppelaar: Tables of RCN-2 FP cross section evaluation, Vol.3, ECN-65 (1979).
- 5) Centro di Calcolo de CNEN, Bologna, Fission product library for 22 isotopes, unpublished (1975).
- 6) S. Iijima, T. Nakagawa, Y. Kikuchi, M. Kawai, H. Matsunobu, K. Maki and S. Igarasi: J. Nucl. Sci. Technol. 14, 161 (1977).
- 7) National neutron cross section center (Brookhaven), Evaluated neutron data file B, version 4 (1974).
- 8) W. Dilg, W. Schantl, H. Vanach and M. Uhl: Nucl. Phys., A217, 269 (1973).
- 9) A.R. de L. Musgrave, B.J. Allen, J.W. Boldeman and R.L. Macklin: Proc. Int. Conf. on Neutron Phys. Nucl. Data, Harwell, Sept. 1978, p.438.
- 10) G.J. Kirouac and H.M. Eiland: Phys. Rev., C11, 895 (1975).
- 11) U. Facchini and E. Saetta-Menichella: Energia Nucleare, 15, 54 (1968).
- 12) S. Igarasi: private communication.
- 13) S. Iijima, T. Watanabe, T. Yoshida, Y. Kikuchi and H. Nishimura: Specialist Meeting on FP Nuclear Data, Petten (1979).
- 14) 松延廣幸：日本原子力学会誌 21, 637 (1979)。

Table 1. Level density parameters of Nd isotopes. Comparison of present and RCN-2 evaluation

Compound nucleus	$B_n$ (MeV)	$\Delta$ (MeV)	D <sub>obs</sub> (eV)	a ( $\text{MeV}^{-1}$ )		E <sub>x</sub> (MeV)		T (MeV)		C ( $\text{MeV}^{-1}$ )	
				Present	RCN-2	Present	RCN-2	Present	RCN-2	Present	RCN-2 <sup>a</sup>
Nd-142	9.813	2.03	-	-	12.88	16.40	4.50	3.975	0.718	0.469	0.320
143	6.125	1.18	680	680	18.26	18.28	4.00	3.859	0.480	0.497	0.598
144	7.817	1.94	35	35	17.71	17.72	4.65	5.512	0.585	0.553	0.593
145	5.760	1.18	450	450	20.54	20.56	4.50	5.199	0.514	0.530	2.52
146	7.565	2.10	19	19	20.19	20.20	3.35	6.536	0.768	0.557	1.33
147	5.302	1.18	270	270	23.93	23.99	3.80	5.185	0.502	0.482	5.68
148	7.324	2.17	-	8.6	23.59	23.60	4.00	6.813	0.606	0.518	1.68
149	5.068	1.18	170	170	26.57	26.75	5.00	6.097	0.479	0.493	12.45
150	7.357	2.28	-	-	24.15	24.10	5.50	7.418	0.550	0.534	2.10
151	5.309	1.18	120	160	26.18	25.25	5.30	5.996	0.480	0.506	11.50
											14.57

a) Calculated by assuming continuity of level density at  $E = E_x$ .

Table 2. Level density parameters of Sm isotopes. Comparison of the present and RCN-2 evaluations

Compound nucleus	$B_n$ (MeV)	$\Delta$ (MeV)	Dobs (eV)	a ( $\text{MeV}^{-1}$ )		$E_x$ (MeV)	T (MeV)	C ( $\text{MeV}^{-1}$ )
				Present	RCN-2			
Sm-147	6.373	1.22	-	22.75	21.00	4.50	5.198	0.459
148	8.140	2.14	7.0	6.3	20.56	20.77	6.00	6.358
149	5.873	1.22	-	107	24.95	23.78	4.50	5.865
150	7.985	2.21	2.38	2.0	23.62	24.00	6.50	6.853
151	5.596	1.22	56.5	56.5	26.87	26.88	5.00	6.806
152	8.258	2.32	1.72	1.72	23.75	24.23	8.00	7.611
153	5.867	1.22	53.8	53.8	25.62	25.63	3.50	7.360
154	7.979	2.14	-	-	22.35 (21.90)b	22.80 (5.0)b	4.75	7.287
155	5.814	1.22	112.6	130	24.02	23.66	5.50	7.201

a) Calculated by assuming continuity of level density at  $E = E_x$ .

b) Revised value, not used in the present cross section calculation.

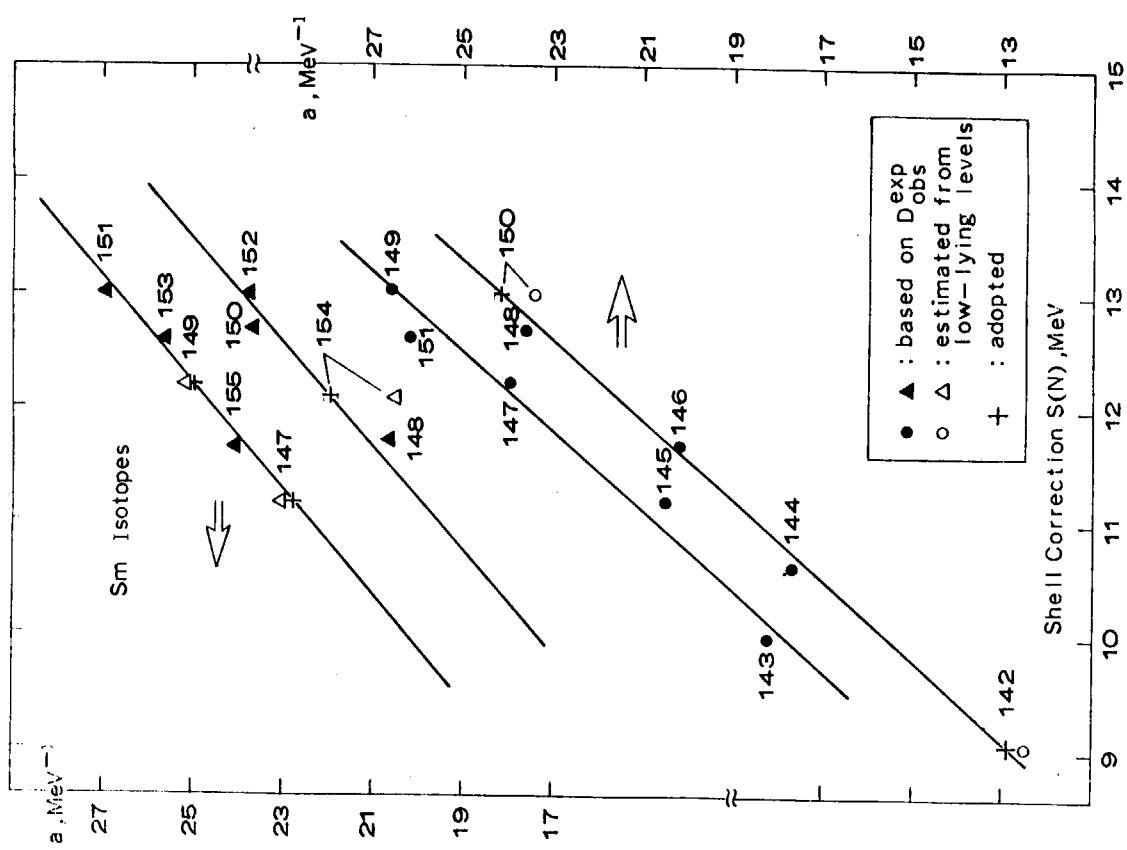


Fig. 2 Level density parameters  $a$  as a function of Cameron's shell correction energy

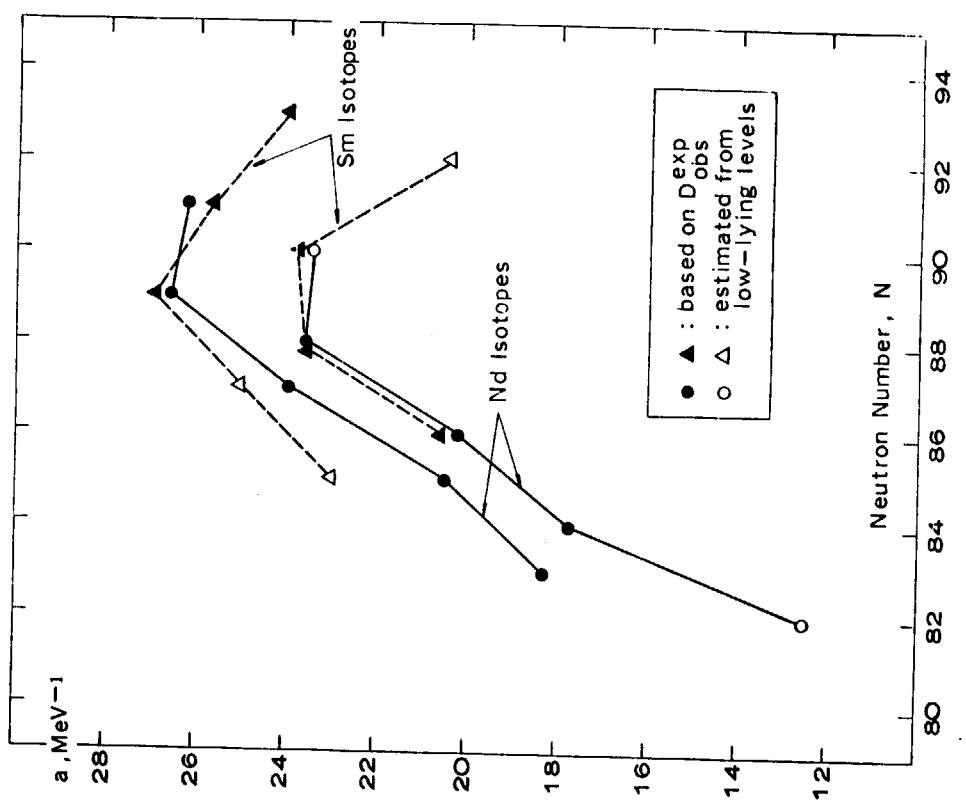
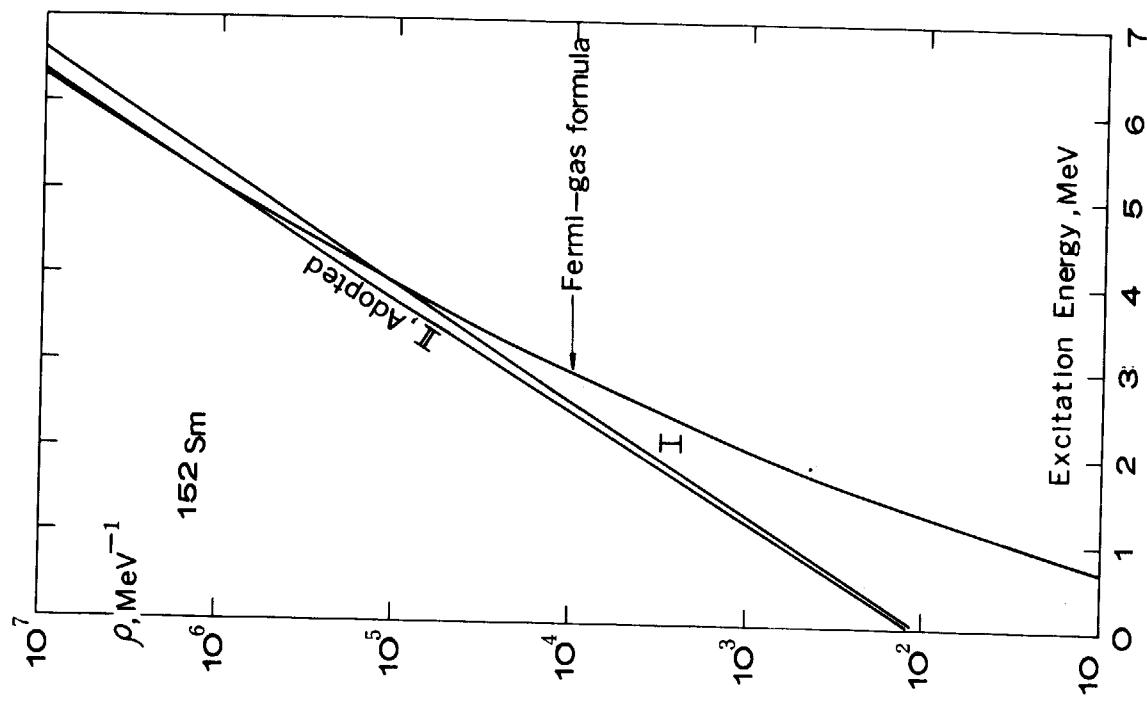
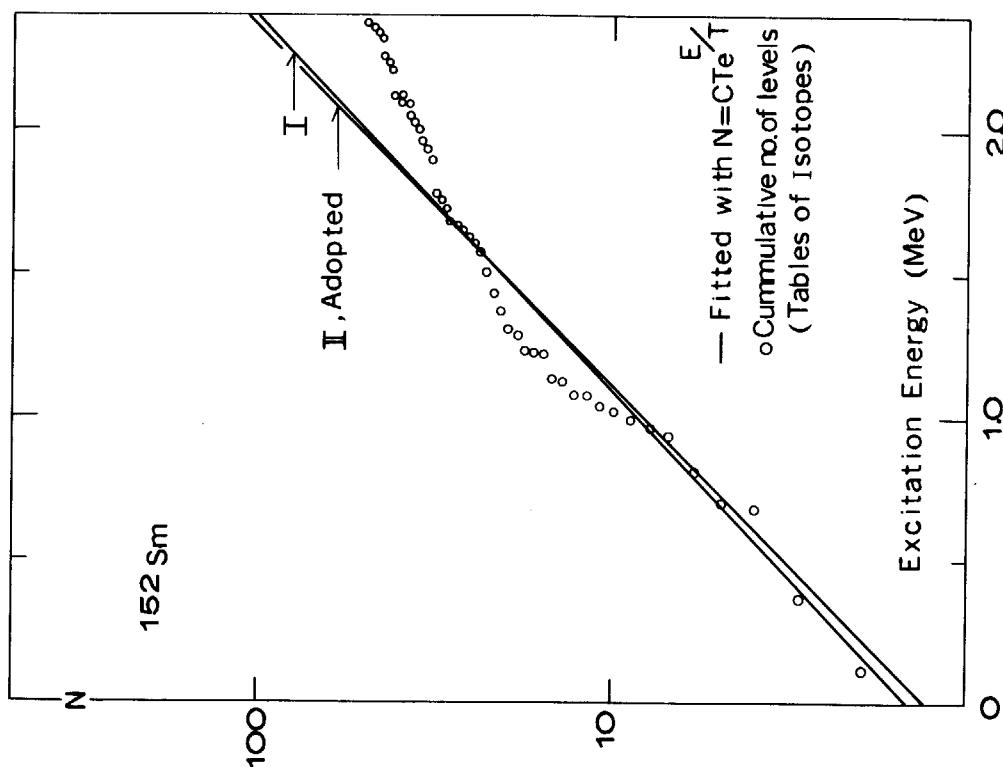


Fig. 1 Level density parameters  $a$  as a function of neutron number  $N$

Fig. 4 Determination of level density of  $^{152}\text{Sm}$ Fig. 3 Cumulative plot of number of low-lying levels of  $^{152}\text{Sm}$  and fitted lines with constant temperature formula

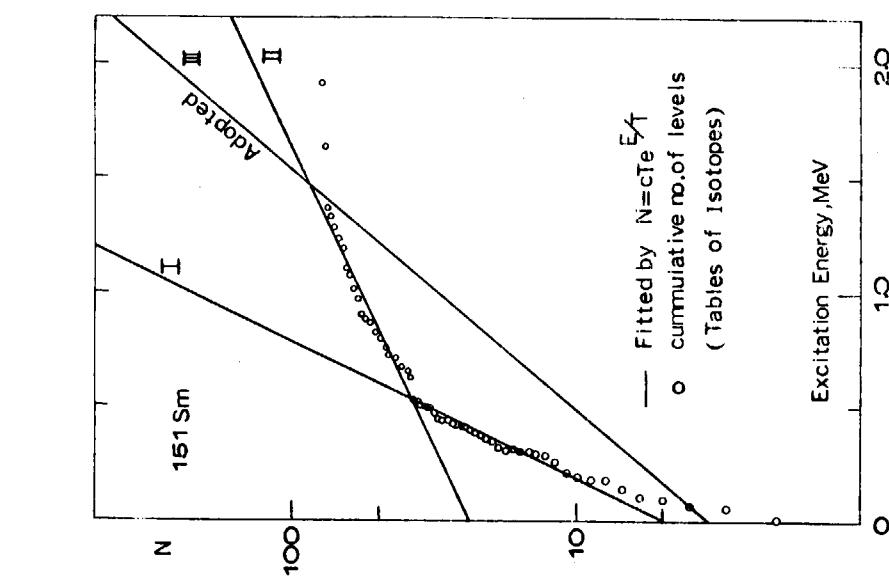


Fig. 5 Cumulative plot of number of low-lying levels of  $^{151}\text{Sm}$  and fitted lines with constant temperature formula

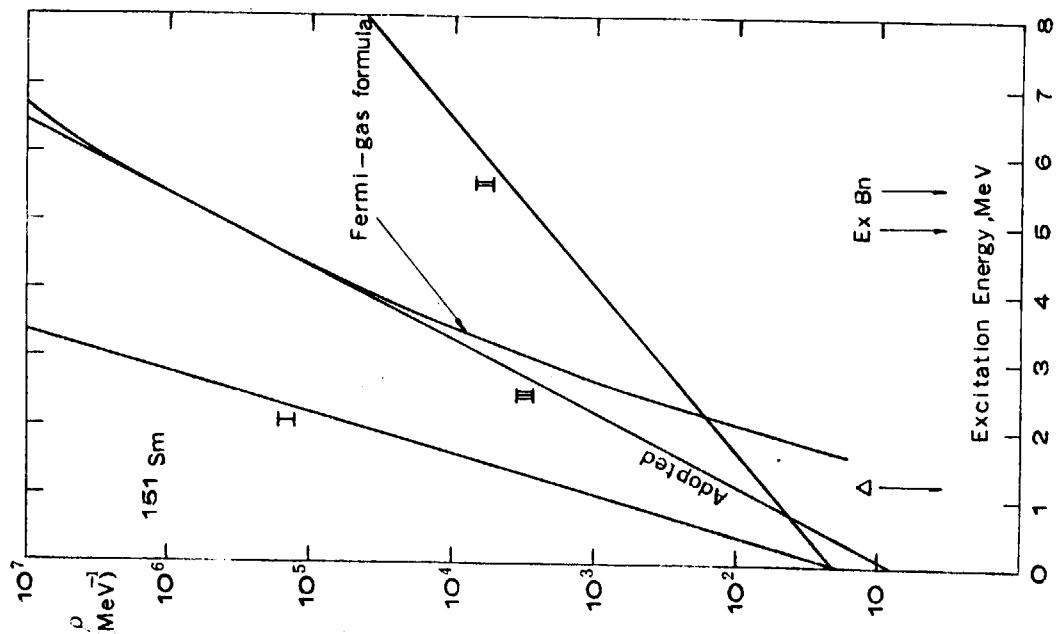


Fig. 6 Determination of level density of  $^{151}\text{Sm}$ .  
The most difficult case in smooth joining  
between constant temperature and Fermi-  
gas regions

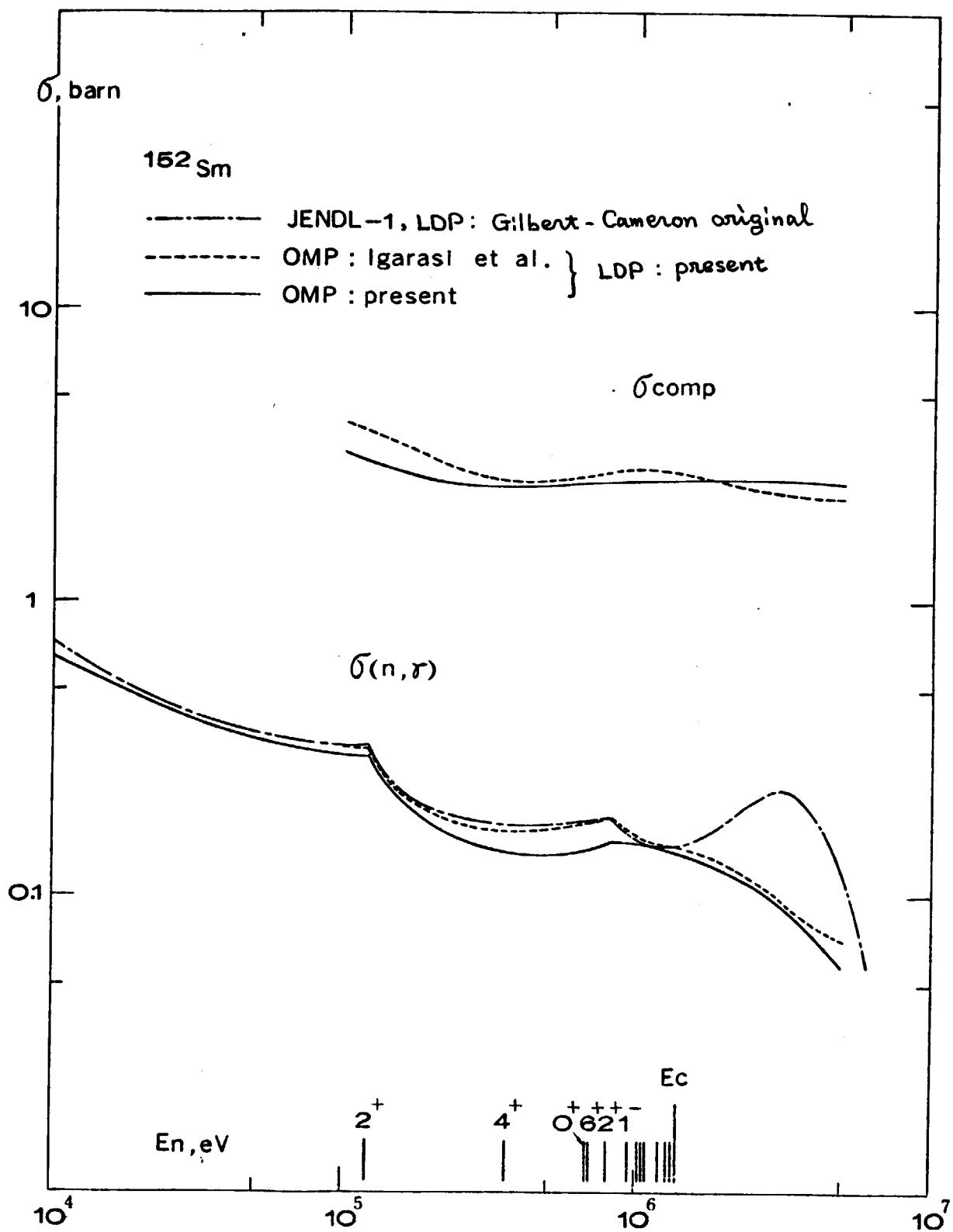


Fig. 7 The effect of optical model parameters and level density parameters on calculated  $\sigma_\gamma$  of  $^{152}\text{Sm}$ .

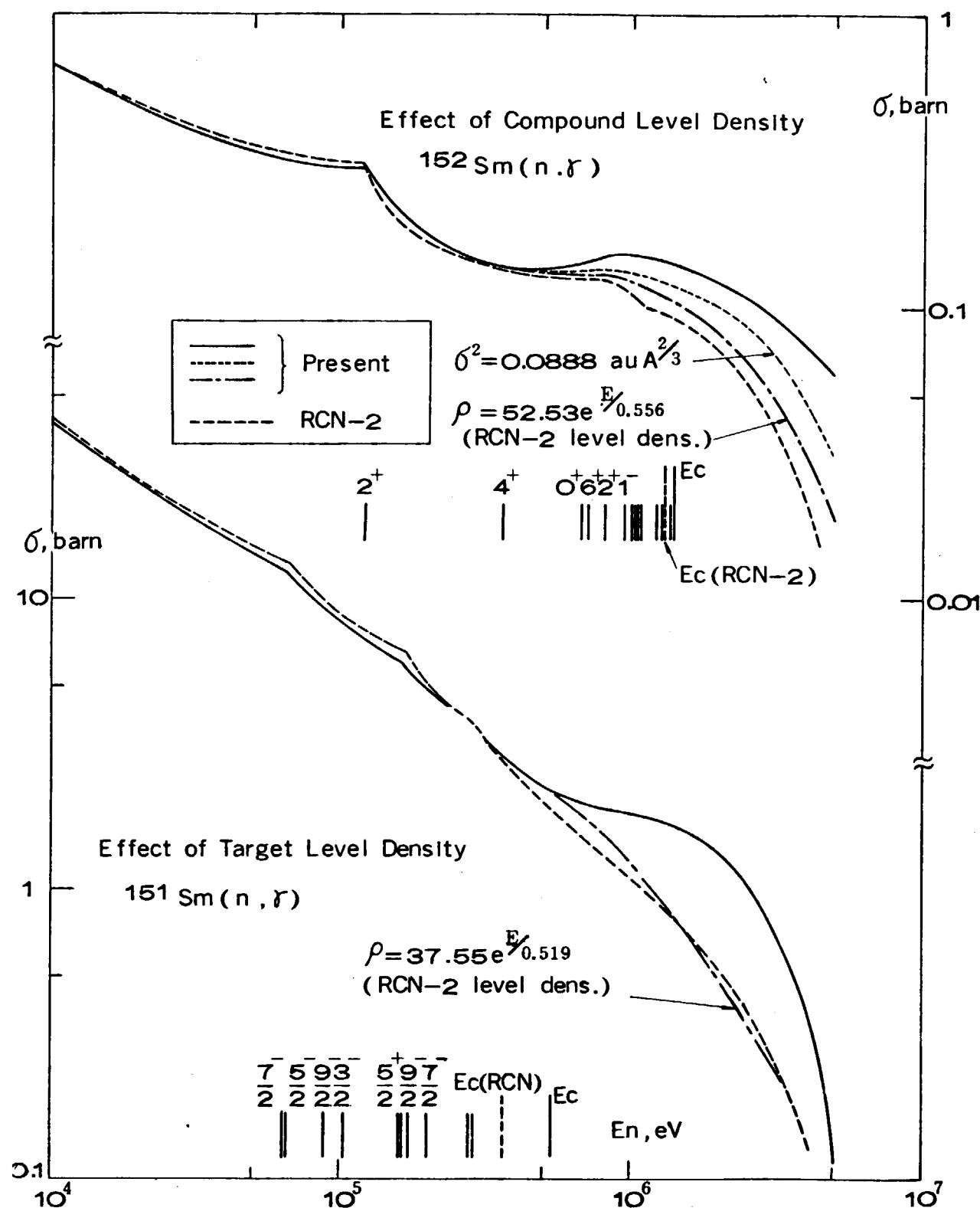


Fig. 8 The effect of level densities on capture cross section calculation. Upper figure shows the effect of compound nucleus level density on  $\sigma_\gamma$  of  $^{152}\text{Sm}$ . Lower figure shows the effect of target nucleus level density on  $\sigma_\gamma$  of  $^{151}\text{Sm}$ .

## 質 譲

Q： 塚田甲子男（日大原研）

level density の energy dependence を直線で fit すると折れ曲る事について、我々の実験でも同様な傾向が現れており、 mass-dependence の systematics を測定しているが、その論文を知っているか。

A： 吉田 正（NAIG）

測定値については、今のところ原論文まで逆昇って調べていないので、その論文はまだ読んでいない。しかし、折れ曲りについて実験的な、あるいは理論的な根拠が少しでも判っていれば、レベル密度パラメータ決定の際に有力なガイドラインとなるので、ぜひ調べてみたい。

C： 田中茂也（原研）

塚田さん達の研究では shell closure の近くで level density の折れ曲りがあったと記憶するが、<sup>151</sup>Smの場合 off-shell nucleus なので、その点、数え上げ方式で曲りが出るかどうか。その後、rotational region の核に対して数え上げした論文が出ているはずである。

Q： 関根俊明（原研）

Gilbert-Cameron の spin cutoff パラメータの式の係数に誤りがあるとのことだが、正しい係数を使った場合とどれ位違つて来るか。

A： 吉田 正（NAIG）

$\sigma$  の値で 3割ほど。同じ  $D_{\text{obs}}^{\ell=0}$  を再現するよう  $a$  の値で調節すると、 $a$  が 1割弱変つくる。

Q： 関根俊明（原研）

spin cutoff パラメータ  $\sigma$  が個々の核によって異なると言つたが、 separation energy 付近での  $A = 50, 100, 160$  で  $\sigma = 3, 4, 5$  位の systematics がある。それは満されているか。隣り合つ核で fluctuate するということか。

A： 吉田 正（NAIG）

$\sigma^2 = 0.146\sqrt{au} A^{2/3}$  をとると、関根さんのおっしゃつた値より、全体やや大きめとなる。また low-lying levels に対して maximum likelihood 法で  $\sigma$  の値を求めるとき、かなり fluctuate する。neutron separation energy まで励起エネルギーが上つても、fluctuation は残るのでないかと考えている。

Q： 久武 和夫（東工大）

(1) level density の折れ曲りと、N（中性子数）との関係を図で示されたが、N=90 で核が変形することと関係しないか。

(2) それに関連して核が変形すると rotational level があらわれてくるだろうから、head (odd の場合は Nilsson level) から回転レベルを数えあげて、level density を説明出来ないか。

A： 吉田 正（NAIG）

(1) 関連していると思う。(2)とも関連するが、レベルの数え上げで得られる level density を断面積計算にそのまま利用するとなると、精度の点で困難があるが、そのような方法で、核

の領域毎のレベル密度の性格が判ってくると、測定値をベースにしてレベル密度パラメータを決定するにしても、強力なガイドラインとなると思う。このような観点から、数え上げの方方法を調べてみたい。

C： 原田吉之助（原研）

level density が励起エネルギーに関し不連続的に変る時、無理して smoothing することはないのではないか。

A： 吉田 正（NAIG）

確かにそうだと思う。但し、測定の不備によるレベルの数え落しでなく、本当に密度が変るのだという根拠が判っていれば、いちばん望ましい。

Q： 八谷雅曲（三井造船）

レベル密度の shell correction はどのように考慮したのか。

A： 吉田 正（NAIG）

a パラメータの変動として自然に考慮されていると考えている。Dilg らは<sup>8)</sup>、(1)式の a と  $\Delta$  の両方を free parameters とした 200 核種に及ぶ fitting の結論として “ contrary to the pairing effect, the shell effects manifest themselves mainly by means of the level density parameter a ” と述べており、参考になる suggestion である。

14.  $^{93}\text{Nb}$  の二重中性子捕獲における核異性体生成比関根俊明<sup>+</sup>

$^{93}\text{Nb}$  をターゲット核とする二重中性子捕獲によって生成する  $^{95}\text{Nb}$  異性体の収率を調べた。Westcott の熱外中性子パラメーター  $r\sqrt{T/T_0}$  の値が 0.022 という条件のもとで、 $^{94}\text{Nb}$  ( $n, \gamma$ ) $^{95m}\text{Nb}$  と  $^{94}\text{Nb}$  ( $n, \gamma$ ) $^{95g}\text{Nb}$  反応の実効断面積はそれぞれ  $0.61 \pm 0.03$  b と  $14.6 \pm 0.2$  b であった。核異性体生成比の実験値を統計モデルによる理論値と比較することによって、複合核のスピンおよびガンマ線放出過程における四極子遷移の寄与を推定した。

The Isomeric Cross-Section Ratio in  
Double Neutron Capture of  $^{93}\text{Nb}$

Toshiaki SEKINE<sup>+</sup>

Japan Atomic Energy Research Institute

## Abstract

The yields of  $^{95}\text{Nb}$  isomers were investigated by means of the double neutron capture of  $^{93}\text{Nb}$  target. The effective cross sections of  $^{94}\text{Nb}$  ( $n, \gamma$ ) $^{95m}\text{Nb}$   $^{94}\text{Nb}$  ( $n, \gamma$ ) $^{95g}\text{Nb}$  reactions were found, by the activation method, to be  $0.61 \pm 0.03$  b and  $14.6 \pm 0.3$  b, respectively, with the choice of Westcott's epithermal index  $r\sqrt{T/T_0} = 0.022$ . The observed isomeric cross-section ratio of the reaction was compared with the theoretical prediction on the basis of the statistical model. As a result, the spin of the compound nucleus and the contribution of the quadrupole transition in the gamma cascade process were deduced.

+ 日本原子力研究所 Japan Atomic Energy Research Institute

## 1. まえがき

ニオブ ( $^{93}\text{Nb}$  100 %) を中性子照射すると Fig. 1 に示すような核反応が起きる。 $^{94}\text{Nb}$  の熱中性子捕獲断面積についてはいくつかの報告があり<sup>1-3)</sup>, 共鳴パラメーターの測定も行われている<sup>4)</sup>。しかし, 準安定状態  $^{95m}\text{Nb}$  を生成するさいの熱中性子断面積は知られていない。準安定状態の生成断面積が知られれば, 核異性体生成比が得られる。

これまでの熱中性子捕獲における核異性体生成比に関する実験は安定核をターゲットとしているが, この場合のターゲット核  $^{94}\text{Nb}$  は不安定な奇一奇核である。 $^{94}\text{Nb}$  核のスピンは, これまで調べられたことのない 6 という大きな値である点が興味深い。本研究では合理的と思われる仮定による統計モデルによって, 核異性体生成比の実験値を再現できるか否か調べる。

Fig. 1 に示したように,  $^{93}\text{Nb}$  の中性子捕獲によって準安定状態と基底状態の  $^{94}\text{Nb}$  が生成する。しかし, ここでは基底状態のみ問題にする。なんとなれば,  $^{93}\text{Nb}$  から  $^{94}\text{Nb}$  の基底状態への熱中性子断面積は 1.0 b であるのに対し, 準安定状態へのそれは 0.1 b と小さいことと, 基底状態の半減期に比べて準安定状態の半減期が短いことのために, 圧倒的に準安定状態にある原子核の数が少ないからである。ちなみに, 100 時間照射後の原子核の数は準安定状態 1 に対し, 基底状態 7000 である。準安定状態の断面積が基底状態のそれよりも数千倍大きければ, 準安定状態での熱中性子捕獲の影響は無視できない。後述する実験では照射時間を変えているが, 準安定状態での熱中性子捕獲の寄与は認められず, 上の近似が妥当なことが示された。

## 2. 実験

予備的な実験から, 市販の金属ニオブ試薬を中性子照射したときに生成する放射能は  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{187}\text{W}$  等の不純物に起因する放射能が圧倒的に多いことが見出された。この実験の場合, 長半減期の  $^{182}\text{Ta}$  が最も妨害する放射性不純物である。そこで, 照射前または照射後にニオブ試料からタンタルを化学的に除去した。Run 1 では, この精製操作を照射後に行った。Run 2 では, 金属ニオブを精製してから, 酸化ニオブとして中性子照射した。ここでは Run 2 の実験について詳述する。

### ターゲットの調製

Johnson Matthey 社製 Specpure の金属ニオブ 170 mg をポリエチレン製のビーカーに投入し, 10 mL の 4.6 % HF と 0.5 mL の濃硝酸で溶解した。次に, Thodore<sup>5)</sup> の方法に従ってヘキソン (メチルイソブチルケトン) 抽出を行った。試料溶液に 4 mL の濃塩酸, 1 mL の濃硝酸, 40 mL の蒸留水を加えてから分液ロートに移した。ここに 40 mL のヘキソンを加えて 3 分間振り混ぜると, ニオブは水層に残り, タンタルは有機層に移る。この抽出操作を合計 3 回行った。水溶液中のニオブは 16 mL の濃アンモニア水を加えて, 水酸化ニオブとして沈殿させた。ろ過してから, 紙と共に磁製のつぼ中で 1 時間強熱して酸化ニオブ  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  とした。計算の結果, ニオブの回収率は 4.6 % であった。

### 中性子照射と放射能測定

上記の方法によって得た酸化ニオブのうち 30.0 mg をアルミニウム箔に包み, JRR-3 原子

炉の VR - 2 照射孔で 216 時間照射した。

照射後数日してからターゲットを溶解して、 $\gamma$ 線測定用試料を調製した。まず、ニッケルつぼ中に蒸留水を入れ、ターゲットをアルミニウム箔に包んだまま投入し、ピンセットを使って水中でアルミニウム箔を開いて酸化ニオブを取り出した。アルミニウム箔を取り除いてから赤外ランプで加熱濃縮した。これに 6 mL の 10 M KOH を加え、赤外ランプで加熱することにより酸化ニオブを溶融し、冷却後、4 mL の熱水で溶解した。この融解操作において黒色の沈殿が生じたので、これをろ別した。ニオブを含む 6 mL の溶液が得られたので、このうち 2 mL をポリエチレン製の棒ビンに取って $\gamma$ 線を測定した。

8 %の相対計数効率を持つ Ge (Li) 検出器から 10 cm 離してニオブ試料の $\gamma$ 線スペクトルを測定した。Fig. 2 にスペクトルの例を示す。なお、 $^{94}\text{Nb}$  の熱中性子捕獲断面積は  $^{94}\text{Nb}$  ,  $^{95m}\text{Nb}$  ,  $^{95g}\text{Nb}$  の生成放射能の比から求められる。

#### 中性子束モニター

中性子束のモニターのために、0.475 %のコバルトを含む Co - Al 合金線（直径 0.75 mm）をニオブ試料とともに照射した。また、別に 0.5 mm の厚さのカドミウム円筒に Co - Al 合金線を封じて照射することによって、 $^{60}\text{Co}$  の生成におけるカドミウム比を求めた。得られた  $^{60}\text{Co}$  の生成量から、 $2200 \text{ m sec}^{-1}$  中性子束と Westcott の熱外中性子インデックス  $r\sqrt{T}/T_0$  を算出した。文献<sup>6)</sup> に示した方法と核データとから、この実験に用いた照射位置での  $r\sqrt{T}/T_0$  の値として 0.022 を得た。なお、 $n_{V_0}$  の値については Table 2 に示す。

### 3. 結 果

#### 生成放射能と妨害反応

Fig. 2 に示したように、 $\gamma$ 線スペクトルには  $^{94}\text{Nb}$  の 702 keV と 871 keV,  $^{95g}\text{Nb}$  の 765 keV のピークが明瞭に認められる。 $^{95m}\text{Nb}$  の放出する 236 keV の $\gamma$ 線は非常に微弱である。しかし、Fig. 3 に示すように、その半減期が 87 時間であって文献<sup>7)</sup> の値 86.6 時間に良く一致することが確かめられたので、 $^{95m}\text{Nb}$  の生成は確実であると考えられる。

Table 1 に生成放射能を計算するさいに用いた半減期と $\gamma$ 線放出率を示す。また、236 keV と 800 keV では試料による自己吸収の差が無視できない。 $\gamma$ 線は水によって吸収・散乱されるので、Stormら<sup>8)</sup> の水に対する全断面積の計算値を使って補正した。得られた $\gamma$ 線の自己吸収補正係数  $G_\gamma$  を Table 1 に示す。

このような補正を行って得られた放射能の値を Table 2 に示す。ここには  $n_{V_0}$ 、照射時間の合計  $t$ 、照射終了時から放射能測定までの経過時間  $t'$  も示されている。得られた放射能の不確定さは、 $\gamma$ 線スペクトルにおけるピーク面積の外に計数効率の不確定さ（236 keV  $\gamma$ 線については ± 1.5 %、他は ± 1.0 %）を考慮した。しかし、 $\gamma$ 線の放出率の不確定さは含めなかった。

ここで、他の反応による  $^{94}\text{Nb}$  ,  $^{95m}\text{Nb}$  ,  $^{95g}\text{Nb}$  の生成の可能性について推定してみる。 $^{94}\text{Nb}$  については  $^{94}\text{Mo} (n, p) ^{94}\text{Nb}$  反応が考えられる。この反応による  $^{94}\text{Nb}$  の生成量は、試料中に検出された  $^{99}\text{Mo}$  の量をもとにして、 $^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$  反応の断面積<sup>9)</sup> ,  $^{94}\text{Mo} (n, p) ^{94}\text{Nb}$  反応の断面積<sup>10)</sup> , 中性子束  $n_{V_0}$  速中性子束の値を用いて推定した。その結果、この反応による

$^{94}\text{Nb}$  の量はここで検出された量の  $1/10^9$  であって、全く無視できると結論された。

$^{95}\text{Nb}$  を生成する反応としては、(1)  $^{95}\text{Mo}(\text{n}, \text{p})^{95}\text{Nb}$  反応と(2)  $^{94}\text{Zr}(\text{n}, \gamma)^{95}\text{Zr}$  または  $^{235}\text{U}(\text{n}, \text{f})$  反応による  $^{95}\text{Zr}$  (半減期 65 日) の  $\beta$  崩壊による生成が考えられる。(1)については、 $^{94}\text{Nb}$  の場合と同じ方法で計算したところ、ここで検出された量の  $1/10^6$  であることが結論された。(2)については、 $^{95}\text{Zr}$  の崩壊に伴う 724 keV と 756 keV の  $\gamma$  線が全く検出されないことから、その可能性が否定された。

以上により、ここで得られた  $^{95m,g}\text{Nb}$  は  $^{93}\text{Nb}$  の二重中性子捕獲によることが確実と考えられる。

#### 熱中性子捕獲断面積

$^{93}\text{Nb}$  を時間  $t$  の間中性子照射し、 $t'$  の間冷却したとき、 $^{94}\text{Nb}$ 、 $^{95m}\text{Nb}$ 、 $^{95g}\text{Nb}$  の放射能  $\lambda_2$   $N_2$ 、 $\lambda_3 N_3$ 、 $\lambda_4 N_4$  について次式が成り立つ。

$$\frac{\lambda_2 N_2}{N_1 \hat{\sigma}_{12} (nv_0)} = (1 - e^{-\lambda_2 t}) e^{-\lambda_2 t'} \quad (1)$$

$$\frac{\lambda_3 N_3}{N_1 \hat{\sigma}_{12} (nv_0)^2} = \frac{\hat{\sigma}_{23}}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_3)} [(\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_3 t}) - \lambda_3 (1 - e^{-\lambda_2 t})) e^{-\lambda_3 t'} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_4 N_4}{N_1 \hat{\sigma}_{12} (nv_0)^2} &= \hat{\sigma}_{23} \left\{ \frac{1}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_3)} [(\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_3 t}) - \lambda_3 (1 - e^{-\lambda_2 t})) \right. \\ &\times \frac{\lambda_4}{\lambda_4 - \lambda_3} (e^{-\lambda_3 t'} - e^{-\lambda_4 t'}) + \left[ -\frac{\lambda_3 \lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_4)} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_4 t}) \right. \\ &+ \left. \frac{\lambda_2 \lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_3 - \lambda_4)} (e^{-\lambda_3 t} - e^{-\lambda_4 t}) + (1 - e^{-\lambda_4 t}) \right] e^{-\lambda_4 t'} \left. \right\} \\ &+ \frac{\hat{\sigma}_{24}}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_4)} [(\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_4 t}) - \lambda_4 (1 - e^{-\lambda_2 t})) e^{-\lambda_4 t'} \quad (3) \end{aligned}$$

ここで添字 1, 2, 3, 4 は、それぞれ  $^{93}\text{Nb}$ 、 $^{94}\text{Nb}$ 、 $^{95m}\text{Nb}$ 、 $^{95g}\text{Nb}$  に対応する。そして、 $\lambda$  は崩壊定数、 $N$  は原子核の数を表わす。 $\hat{\sigma}_{12}$ 、 $\hat{\sigma}_{23}$ 、 $\hat{\sigma}_{24}$  はそれぞれ  $^{93}\text{Nb}(\text{n}, \gamma)^{94}\text{Nb}$ 、 $^{94}\text{Nb}(\text{n}, \gamma)^{95m}\text{Nb}$ 、 $^{94}\text{Nb}(\text{n}, \gamma)^{95g}\text{Nb}$  反応の実効断面積を意味する。

$\lambda_2 \ll \lambda_3$ 、 $\lambda_2 \ll \lambda_4$ 、 $\lambda_2 t \ll 1$ 、 $\lambda_2 t' \ll 1$  であるため、これらの式はもっと簡単な形になる。

$$\frac{\lambda_2 N_2}{N_1 \hat{\sigma}_{12} (nv_0)} = \lambda_2 t \quad (1')$$

$$\frac{\lambda_3 N_3}{N_1 \hat{\sigma}_{12} (nv_0)^2} = \hat{\sigma}_{23} \left[ t - \frac{1}{\lambda_3} (1 - e^{-\lambda_3 t}) \right] e^{-\lambda_3 t'} \quad (2')$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\lambda_4 N_4}{N_1 \hat{\sigma}_{12} (n v_0)^2} = & \hat{\sigma}_{23} \left\{ \left[ t - \frac{1}{\lambda_3} (1 - e^{-\lambda_3 t}) \right] \frac{\lambda_4}{\lambda_4 - \lambda_3} (e^{-\lambda_3 t'} - e^{-\lambda_4 t'}) \right. \\
 & + \left[ t - \frac{\lambda_4}{\lambda_3 (\lambda_3 - \lambda_4)} (e^{-\lambda_3 t} - e^{-\lambda_4 t}) - \left( \frac{1}{\lambda_3} + \frac{1}{\lambda_4} \right) (1 - e^{-\lambda_4 t}) \right] e^{-\lambda_4 t'} \Big\} \\
 & + \hat{\sigma}_{24} \left[ t - \frac{1}{\lambda_4} (1 - e^{-\lambda_4 t}) \right] e^{-\lambda_4 t'} \tag{3'}
 \end{aligned}$$

$n v_0$  が照射中常に一定の場合は、これらの式から直ちに  $\sigma_{23}$ ,  $\sigma_{24}$  を決定できる。しかし、照射中に原子炉の停止があった場合は煩雑な計算を要する。Run 1 では 2 回、Run 2 では 3 回の原子炉の停止があった。この計算には馬場らの作成したプログラム "DOUBLE" <sup>11)</sup> を利用した。

まず、<sup>94</sup>Nb と <sup>95m</sup>Nb の生成量の比から

$$\sigma_{23} = 0.61 \pm 0.03 \text{ b}$$

が得られた。次に、この値を用いて <sup>94</sup>Nb と <sup>95g</sup>Nb の生成量の比から

$$\sigma_{24} = 14.6 \pm 0.2 \text{ b}$$

が得られた。

Table 3 に結果をこれまでに報告されている値とともに示す。比較のために、 $2200 \text{ m sec}^{-1}$  中性子の断面積  $\sigma_0$  を示したが、この値の算出のためには文献 <sup>3)</sup> の共鳴積分の値と  $r \sqrt{T/T_0}$  の値を用いた。本研究の結果は Schuman のそれに良く一致していると言える。

核異性体生成比  $\sigma_m/\sigma_g$  として、

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_g} = \frac{\hat{\sigma}_{23}}{\hat{\sigma}_{24}} = 0.042 \pm 0.002$$

が得られたので、次節で統計モデルによる解析を試みる。

#### 4. <sup>94</sup>Nb ( $n, \gamma$ ) <sup>95</sup>Nb 反応における核異性体生成比についての考察

ここでは、これまでに得られている原子核についての知識と合理的な仮定により、実験値が理論的に説明し得るか否かを検討する。初めに Huijenga と Vandenbosch <sup>12)</sup> の理論によって計算し、次により厳密な Pöntz <sup>13)</sup> の理論によって計算する。

##### Huijenga と Vandenbosch <sup>12)</sup> の理論による計算

この理論には計算を簡単にするために次のような仮定が置かれている。(1)  $\gamma$  線の放出は双極子遷移によって行われる。(2)  $\gamma$  カスケードの過程の多重度は実験もしくは  $\gamma$  線の平均エネルギーから決める。(3) 基底状態に行くか準安定状態に行くかは、 $\gamma$  カスケード放出の最終段階によって決まる。(4) 最終段階でのスピンが 2 つの状態のうちスピンのより近い方に落着く。

これらの仮定による計算法を次に示す。スピン  $J_C$  を持つ複合核は仮定(1)によって、 $\gamma$  カスケードの第1段階ではスピンが  $J_C - 1, J_C, J_C + 1$  の3つの状態に遷移する。このときのこれらの状態への遷移の確率は、次式で理論的に与えられる核準位密度のスピン依存項<sup>14), 15)</sup> に比例する。

$$\rho(J) \propto (2J + 1) \exp \left[ -(J + \frac{1}{2})^2 / 2\sigma^2 \right] \quad (4)$$

ここで  $J$  はスピンを意味し、 $\sigma$  はスピン分布を特徴づけるパラメーターで spin cutoff parameter と呼ばれる。 $\gamma$  カスケードの第2段階においても、同様にしてそれぞれ3つの状態に遷移する。 $\gamma$  カスケードの多重度の平均を  $\bar{N}_\gamma$  で表わすと、 $\bar{N}_\gamma - 1$  本の  $\gamma$  線の放出が終わるまで、この計算を繰り返す。そして、仮定(3)により  $\bar{N}_\gamma$  本目の  $\gamma$  線の放出のさいに準安定状態か基底状態に落着く。<sup>95</sup>Nb の安定状態のスピンは  $1/2$ 、基底状態のスpinは  $9/2$  であるので、仮定(4)によって  $J > 5/2$  の状態からは基底状態に落着き、 $J > 5/2$  の状態からは準安定状態に落着く。 $J = 5/2$  の状態からは等しい割合で2つの状態に到るものとする<sup>16), 17)</sup>。

Spin cutoff parameter は多くの研究で使われている Gilbert と Cameron<sup>18)</sup> の方法によって算出した。文献<sup>19)</sup>によれば <sup>95</sup>Nb の中性子結合エネルギーは 8.496 MeV であるので、有効励起エネルギー  $U$ 、準位密度パラメータ  $a$ 、spin cutoff parameter  $\sigma$  が次の値をとる。

$$U = 7.38 \text{ MeV}, \quad a = 12.4 \text{ MeV}^{-1}, \quad \sigma = 4.2$$

熱中性子の捕獲においては s 波の中性子が捕獲されると仮定できる<sup>注)</sup> ことと <sup>94</sup>Nb のスピンが 6 であることのために、複合核のスピン  $J_C$  は  $11/2$  または  $13/2$  をとる可能性がある。2つの  $J_C$  の値について、 $\bar{N}_\gamma$  を 3~5 に変えて核異性体生成比  $\sigma_m / \sigma_g$  を計算した結果を Table 4 に示す。理論値は  $\bar{N}_\gamma = 5$ 、 $J_C = 11/2$  のとき最も良く実験値に一致している。なお、 $\bar{N}_\gamma$  は Groshev ら<sup>20)</sup> の式

$$\bar{N}_\gamma = \frac{\sqrt{aU}}{\ell + 1} \quad (5)$$

によって計算することもできる。ここで  $\ell$  は  $\gamma$  遷移の多重極度を与える。双極子遷移については  $\bar{N}_\gamma = \sqrt{aU}/2$  となる。この式によると  $\bar{N}_\gamma = 4.8$  となり、 $\sigma_m / \sigma_g$  の理論値が  $\bar{N}_\gamma = 5$  のとき最も良く実験値と一致することと符号する。

以上から、<sup>94</sup>Nb の熱中性子捕獲反応の核異性体生成比は Huizenga ら<sup>12)</sup> の理論によって良く説明でき、複合核のスpinは  $11/2$  である可能性が高いと結論される。

#### Pönnitz の方法による計算

Pönnitz<sup>13)</sup> は Huizenga ら<sup>12)</sup> の導入した仮定を含まない計算法を発表している。この計算法では基底状態付近のエネルギー、スpin、パリティが知られている準位を考慮している。また、

注) Nb の場合はエピサーマル領域では p 波の中性子の捕獲される割合がかなり高いと予想されるので、複合核のスpinとして  $9/2$  または  $15/2$  の寄与がある程度混在する可能性があるが、ここでは無視する。

双極子遷移と共に四極子遷移も取り入れている。計算は次のようにして行われる。

複合核状態の占有確率は次式のように表わせる。

$$W_{n=0}(E, J, \pi) = \delta(E - E_C) \cdot \delta_{J J_C} \cdot \delta_{\pi \pi_C} \quad (6)$$

ここで  $\delta(x)$  はデイラックのデルタ関数,  $\delta_{x x'}$  はクロネッカーデルタ記号である。そして,  $E_C$ ,  $J_C$ ,  $\pi_C$  はそれぞれ複合核の励起エネルギー, スピン, パリティである。添字  $n$  はカスケードの過程で既に生じた  $\gamma$  線の数である。

ここで励起エネルギー  $E_{th}$  より低いエネルギーの領域の準位は不連続で,  $E_{th}$  から  $E_C$  までの準位は連続的であると仮定する。こうすると  $n$  回の  $\gamma$  遷移の後の連続領域の準位の占有確率は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} W_n(E, J, \pi) &= \sum_{J'} \sum_{\pi'} \int_E^{E_C} W_{n-1}(E', J', \pi') \rho(E', J', \pi') \\ &\times \frac{S(E', J', \pi' \rightarrow E, J, \pi)}{B(E', J', \pi')} dE' \\ B(E', J', \pi') &= \sum_J \sum_{\pi} \int_{E_{th}}^{E'} S(E', J', \pi' \rightarrow E, J, \pi) \rho(E, J, \pi) dE \\ &+ \sum_k S(E, J, \pi \rightarrow E_k, J_k, \pi_k) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ここで  $S(E', J', \pi' \rightarrow E, J, \pi)$  は準位間の遷移確率を,  $\rho(E, J, \pi)$  は核準位密度を表わす。また  $E_k, J_k, \pi_k$  の添字  $k$  は  $k$  番目の不連続準位であることを意味している。

同様にして  $i$  番目の不連続準位の占有確率が次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} W_n(E_i, J_i, \pi_i) &= \sum_{J'} \sum_{\pi'} \int_{E_{th}}^{E_C} W_{n-1}(E', J', \pi') \rho(E', J', \pi') \\ &\times \frac{S(E', J', \pi' \rightarrow E_i, J_i, \pi_i)}{B(E', J', \pi')} dE' \\ &+ \sum_k W_{n-1}(E_k, J_k, \pi_k) \frac{S(E_k, J_k, \pi_k \rightarrow E_i, J_i, \pi_i)}{B(E_k, J_k, \pi_k)} \\ B(E_k, J_k, \pi_k) &= \sum_i S(E_k, J_k, \pi_k \rightarrow E_i, J_i, \pi_i) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

最終的には原子核は準安定状態か基底状態かのどちらかに落着く。準安定状態と基底状態をそれぞれ  $m$  と  $g$  の添字で表わすと, 核異性体生成比  $\sigma_m / \sigma_g$  は次式で与えられる。

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_g} = \frac{\sum_n W_n(E_m, J_m, \pi_m)}{\sum_n W_n(E_g, J_g, \pi_g)} \quad (9)$$

さて、遷移確率SはPonitz<sup>12)</sup>の用いた式と類似の式で表わし、E1, M1, E2, M2遷移を考慮する。

$$\begin{aligned} S(E', J', \pi' \rightarrow E, J, \pi) = & C_{E1} \eta_{E1} (E' - E)^3 + C_{M1} \eta_{M1} (E' - E)^3 \\ & + C_{E2} \eta_{E2} (E' - E)^5 + C_{M2} \eta_{M2} (E' - E)^5 \end{aligned} \quad (10)$$

ここで定数Cは遷移の強度を与える。ηは許容遷移に対しては1、その外の場合は0である。なお、E2とM1の両遷移が可能な場合には、スピン差の小さいM1遷移だけを考慮する。同様にE1とM2両遷移が可能な場合には、E1遷移だけを考慮する。

連続領域の準位密度はパリティに依存しないと仮定すると次式で与えられる。

$$\rho(E, J, \pi) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \cdot \frac{\rho(E)}{2} \quad (11)$$

上式の最後の  $\frac{1}{2}$  は一方のパリティだけを含んでいることによる。Gilbert と Cameron<sup>18)</sup>によれば、高い励起エネルギーにおける  $\rho(E)$  を次式で表わしたとき、

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (12)$$

$$U = E - U_0 \quad (13)$$

spin cut off parameter  $\sigma$  は次式で与えられる。

$$\sigma^2 = 0.0888(aU)^{1/2} A^{2/3} \quad (14)$$

ここでaは準位密度パラメーター、Uは有効励起エネルギー、 $U_0$ はpairing energyである。励起エネルギーが  $U_x = 2.5 + 150/A$  (MeV) より小さい場合には、

$$\rho(E) = \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{E - E_0}{T}\right) \quad (15)$$

が使われる。定数Tと  $E_0$  は、(12)式と(13)式とが  $U_x$ において滑らかに接続するように定められる<sup>18)</sup>。

これまで述べた方法によって核異性体生成比  $\sigma_m/\sigma_g$  を計算するには、FACOM 230-75電子計算機を用いた。(7)式と(8)式とにはエネルギーについての積分があるが、実際の計算では和に置き換えている。このさいに分割した区間の数mを大きくすると計算の精度は良くなるが、計算に要する時間はmに比例して長くなる。mを種々変えて計算を試みたところ、m=20であれば十分であることが確認された。なお、連続領域のスピンは、励起状態から準安定状態または基底状態に双極子遷移か四極子遷移だけで行きつけるように制限した。このような条件のもとで計算時間は100秒を要した。

実験によって知られている<sup>95</sup>Nbの基底状態付近の準位をFig. 4に示す<sup>7)</sup>。1つの準位にスピン, パリティが2通り記してあるのは, 実験からは一方に定めることができないことによる。なお, これらの準位のスピン, パリティは強い実験的根拠に基づいているとは言えない部分もあり, 誤っている可能性が無いわけではない。

実験データによっては明らかでないのは, 複合核のスピン, パリティ  $J_C^\pi$  と遷移確率の式(10)における定数Cである。なお, 共鳴パラメーターの実測値<sup>4)</sup> が存在するが,  $J_C^\pi$ の値は知られていない。しかし, 既に述べたように熱中性子の捕獲においてはs波の中性子が捕獲されると仮定できる。ターゲット核<sup>94</sup>Nbのスピン, パリティは $6^+$ であるので,  $J_C^\pi = 11/2^+$ と $13/2^+$ との2通りの可能性がある。次に, 定数Cに関してであるが, E1, M1, M2遷移の確率はいわゆる Weisskopf estimate<sup>21)</sup> より数桁小さく, E2遷移の確率は多くの場合それより大きいことが知られている<sup>22)</sup>。Weisskopf estimateからのずれの規則性が変形核について認められるが<sup>23)</sup>, 質量数100付近の核ではそのような規則性は知られていない。しかしながら, E2遷移とM1遷移とが大体において同程度の遷移確率を持ち, M2遷移がそれらより1桁以上小さいことを考慮して次のように仮定する<sup>13)</sup>。

$$C_{E2} = C_{M1} = 10 C_{M2} \quad (5-16)$$

そして, 計算結果に大きく影響を及ぼす比  $C_{E2}/C_{E1}$  を種々変化させて計算を行った。なお, Cの絶対値はこの計算においては関係がない。

Fig. 5に計算の結果を示す。Fig. 4に示したように, 不連続領域の準位にはスピンに2通りの可能性がある準位が含まれている。これらの可能性のうち, それぞれの準位が全て低い方のスピンをとると仮定した場合と全て高い方のスピンをとると仮定した場合について計算した。実線は低い方のスピンをとると仮定した場合で, 点線は高い方のスピンをとると仮定した場合である。実際には低い方のスピンをとる準位と高い方のスピンをとる準位があるので, 実線と点線との中間の値をとるであろう。

Fig. 5から,  $J_C^\pi = 13/2^+$  の場合は  $J_C^\pi = 11/2^+$  の場合に比して, かなり大きい四極子遷の寄与を仮定しなければならないことが分る。これは  $J_m^\pi = 1/2^-$ ,  $J_g^\pi = 9/2^+$  であるから,  $J_C^\pi = 13/2^+$  の方が  $J_C^\pi = 11/2^+$  より準安定状態とのスピンの差が大きいことによる。 $\sigma_m/\sigma_g$  の実験値に計算値を一致させるには,  $J_C^\pi = 11/2^+$  に対しては  $C_{E2}/C_{E1} = 6 \times 10^{-3} \sim 4 \times 10^{-2}$ ,  $J_C^\pi = 13/2^+$  に対しては  $C_{E2}/C_{E1} \sim 0.1$  にとる必要がある。

$C_{E2}/C_{E1}$  の値は各遷移毎に2~3桁の程度で変化すると考えられる<sup>22)</sup>。また, Weisskopf estimate<sup>21)</sup> では  $C_{E2}/C_{E1} \approx 10^{-5}$  であって, 各遷移の平均として0.1という大きな値をとる可能性は少いと言えよう。従って,  $J_C = 11/2$  の可能性が高いと言える。この推論の結果は Huizenga らの理論のそれに一致している。

結論として, <sup>94</sup>Nbの中性子捕獲での核異性体生成比は統計モデルによって良く説明し得ると見える。なお, 核異性体生成比からより意味のある知見を得るために, 各準位のスピンの正確な値が知られること,  $\gamma$ 遷移における四極子遷移の寄与について系統性が知られることが望まれる。

## 参考文献

- (1) D.L.Douglass, A.C.Mewherter and R.P.Schuman: A Long-Lived Activity in Neutron-Irradiated Niobium, Phys. Rev. 92 (1953) 369
- (2) R.E.Druschell and J.Halperin: Chemistry Division Progress Report, ORNL-4306 (1968) p.2
- (3) R.P.Schuman: Reports to the AEC Nuclear Cross Sections Advisory Committe Meeting, WASH-1136 (1969) p.52
- (4) T.E.Young and M.R.Serpa: Nuclear Technology Branch Annual Progress Report, IN-1407 (1970) p.43
- (5) M.L.Theodore: Determination of tantalum in niobium, Anal. Chem. 30 (1958) 465
- (6) T.Sekine and H.Baba: Yields of  $^{28}\text{Mg}$  in the Irradiation of Magnesium and Aluminium, J. Inorg. Nucl. Chem. 40 (1978) 1457
- (7) L.R.Medsker and D.J.Horen: Nuclear Data Sheets for A=95, Nucl. Data B8 (1972) 29
- (8) E.Storm and H.I.Israel: Photon Cross Sections from 0.001 to 100 MeV for elememts 1 through 100, LA-3753 (1967)
- (9) S.F.Mughabghab and D.I.Garber: Neutron Cross Sections, BNL-325, 3rd Edn., Vol.1 (1973)
- (10) A.Calamand: Handbook on Nuclear Activation Cross-Sections, STI/DOC/10/156 (1974) p.273
- (11) H.Baba and H.Okashita: unpublished
- (12) J.R.Huizenga and R.V.Vandenbosch: Interpretation of isomeric cross-section ratios for  $(n,\gamma)$  and  $(\gamma,n)$  reactions, Phys. Rev. 120 (1960) 1305

- (13) W.P.Pönitz: A Gamma-Ray Cascade Model for the Calculation of Average  $\gamma$ -Ray Multiplicities and Isomeric Cross Section Ratios, Z. Physik 197 (1966) 262
- (14) C.Bloch: Theory of Nuclear Level Density, Phys. Rev. 93 (1954) 1094
- (15) T.Ericson: The Statistical Model and Nuclear Level Densities, Phil. Mag. 9 (1960) Suppl. p.425
- (16) N.D.Dudey and T.T.Sugihara: Statistical Model Analysis of Isomer Ratios in  $(\alpha, xn)$  Compound Nuclear Reactions, Phys. Rev. 139 (1965) B896
- (17) G.B.Saha and L.Yaffe: Calculation of Isomer Ratios Based on the Statistical and Cascade-Evaporation Theories, Nucl. Phys. A188 (1972) 409
- (18) A.Gilbert and A.G.W.Cameron: A Composite Nuclear-Level Density Formula with Shell Corrections, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- (19) N.B.Gove and A.H.Wapstra: The 1971 Atomic Mass Evaluation, Nucl. Data All (1972) 127
- (20) L.V.Groshev, A.M.Demidov, V.N.Lutsenko and V.I.Pelekhov: Proc. 2nd Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, United Nations, New York, 15 (1958) p.138
- (21) J.M.Blatt and V.F.Weisskopf: Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, New York (1952)
- (22) D.H.Wilkinson: Nuclear Spectroscopy, Part B, Academic Press, New York (1960) p.852
- (23) K.E.G.Löbner: Systematics of Absolute Transition Probabilities of K-Forbidden Gamma-Ray Transitions, Phys. Lett. 26B (1968) 369

- (24) D.C.Kocher: Nuclear Data Sheets for A=94, Nucl. Data Sheets  
10 (1973) 241
- (25) Chr.Meixner: Gammaenergien, JÜL-811-RX (1971)

Table 1 Nuclear data and self-shielding factor,  $G_{\gamma}$ , for the  $\gamma$  ray used for the determination of radioactivities induced in niobium with neutrons.

Radionuclide	Half-life	$\gamma$ -ray energy (keV)	Intensity (per decay)	$G_{\gamma}$
$^{94}\text{Nb}$	$2.03 \times 10^4$ y*	702	1.00 <sup>§</sup>	0.913
		871	1.00 <sup>§</sup>	0.921
$^{95m}\text{Nb}$	86.6 hr**	236	0.25 <sup>§</sup>	0.868
$^{95g}\text{Nb}$	35.15 d**	765	1.00 <sup>§</sup>	0.916

\* Reference<sup>24)</sup>. \*\* Reference<sup>7)</sup>. § Reference<sup>25)</sup>.

Table 2 Observed radioactivities produced in the neutron irradiation of  $^{93}\text{Nb}$ .

Run No.	$n v_0$ ( $10^{13}$ n cm $^{-2}$ sec $^{-1}$ )	Irradiation duration(hr)	Cooling time(hr)	Radio-nuclide	Radioactivity ( $10^2$ dps)
1	$2.11 \pm 0.03$	282.1	237.2	$^{94}\text{Nb}$	$8.71 \pm 0.14$
				$^{95m}\text{Nb}$	$9.1 \pm 0.3$
				$^{95g}\text{Nb}$	$245 \pm 3$
2	$1.59 \pm 0.02$	193.1	145.7	$^{94}\text{Nb}$	$1.28 \pm 0.03$
				$^{95m}\text{Nb}$	$1.76 \pm 0.06$
				$^{95g}\text{Nb}$	$20.6 \pm 0.3$

Table 3 Thermal-neutron cross sections of  $^{94}\text{Nb}$ 

Reaction	Cross section ( b )		
	Present work	Literature	Reference
$^{94}\text{Nb}(n,\gamma)^{95m}\text{Nb}$	$\hat{\sigma} = 0.61 \pm 0.03^*$		
$^{94}\text{Nb}(n,\gamma)^{95g}\text{Nb}$	$\hat{\sigma} = 14.6 \pm 0.3^*$		
$^{94}\text{Nb}(n,\gamma)^{95m+g}\text{Nb}$	$\hat{\sigma} = 15.2 \pm 0.3^*$	$\hat{\sigma} = 15 \pm 4^{\S}$	[1]
	$\sigma_0 = 12.5 \pm 0.3$	$\sigma_0 = 13.6 \pm 1.5$	[3]
		$\sigma_0 = 16.8 \pm 1.5$	[2]

\*  $\frac{r}{T/T_0} = 0.022$ .

$\S$  The value of  $\frac{r}{T/T_0}$  is not given.

Table 4 Isomer ratio in the thermal neutron capture reaction of  $^{94}\text{Nb}$  calculated by the theory of Huizenga and Vandenbosch<sup>12)</sup>.

	Experimental	Theoretical	
		$J_C$	
	$\frac{N}{\gamma}$	11/2	13/2
	3	0	0
0.042 $\pm$ 0.002	4	0.022	0
	5	0.043	0.009

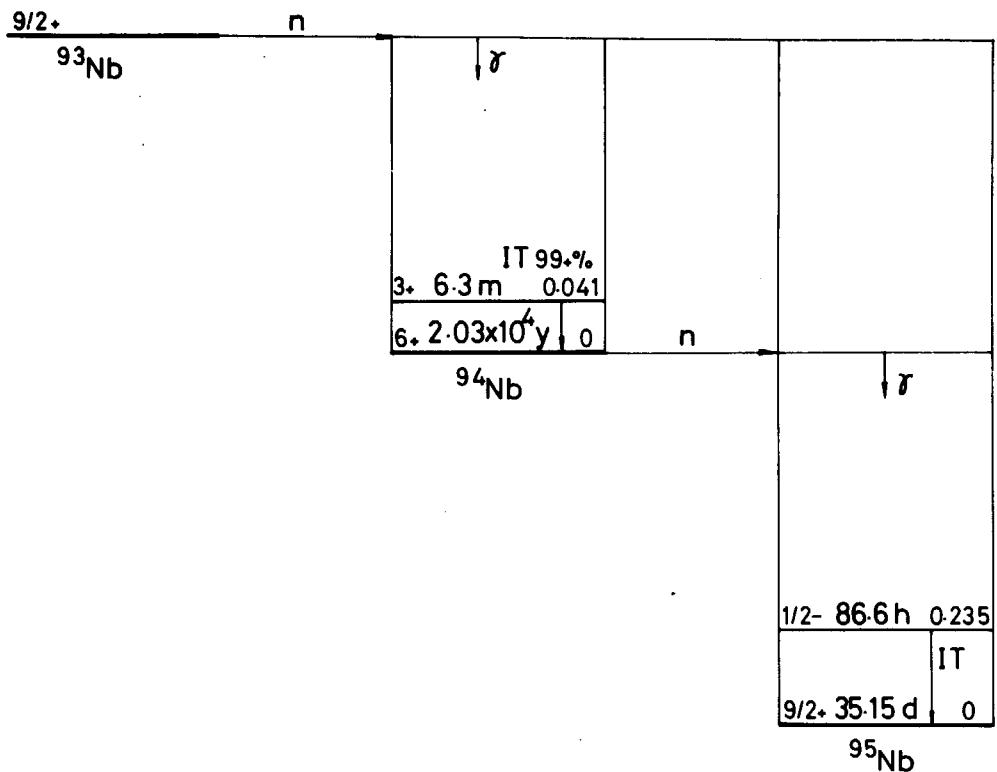


Fig. 1 A schematic drawing for the reactions initiated by the neutron capture of  $^{93}\text{Nb}$ . Data on energy, spin, parity, and half-life on the metastable and the ground state of  $^{94}\text{Nb}$  and  $^{95}\text{Nb}$  are indicated.

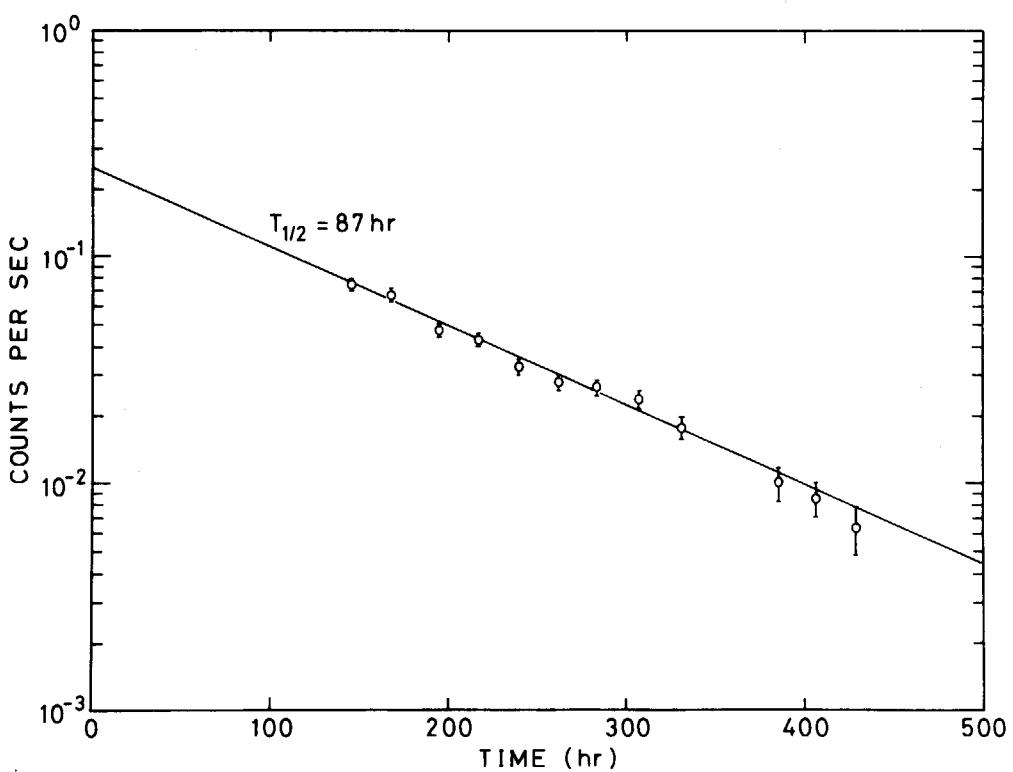


Fig. 3 A decay curve of the 236-keV  $\gamma$  ray measured in Run 2. The  $\gamma$  ray was assigned to  $^{95m}\text{Nb}$  with the half-life of 86.6 hr<sup>7)</sup>.

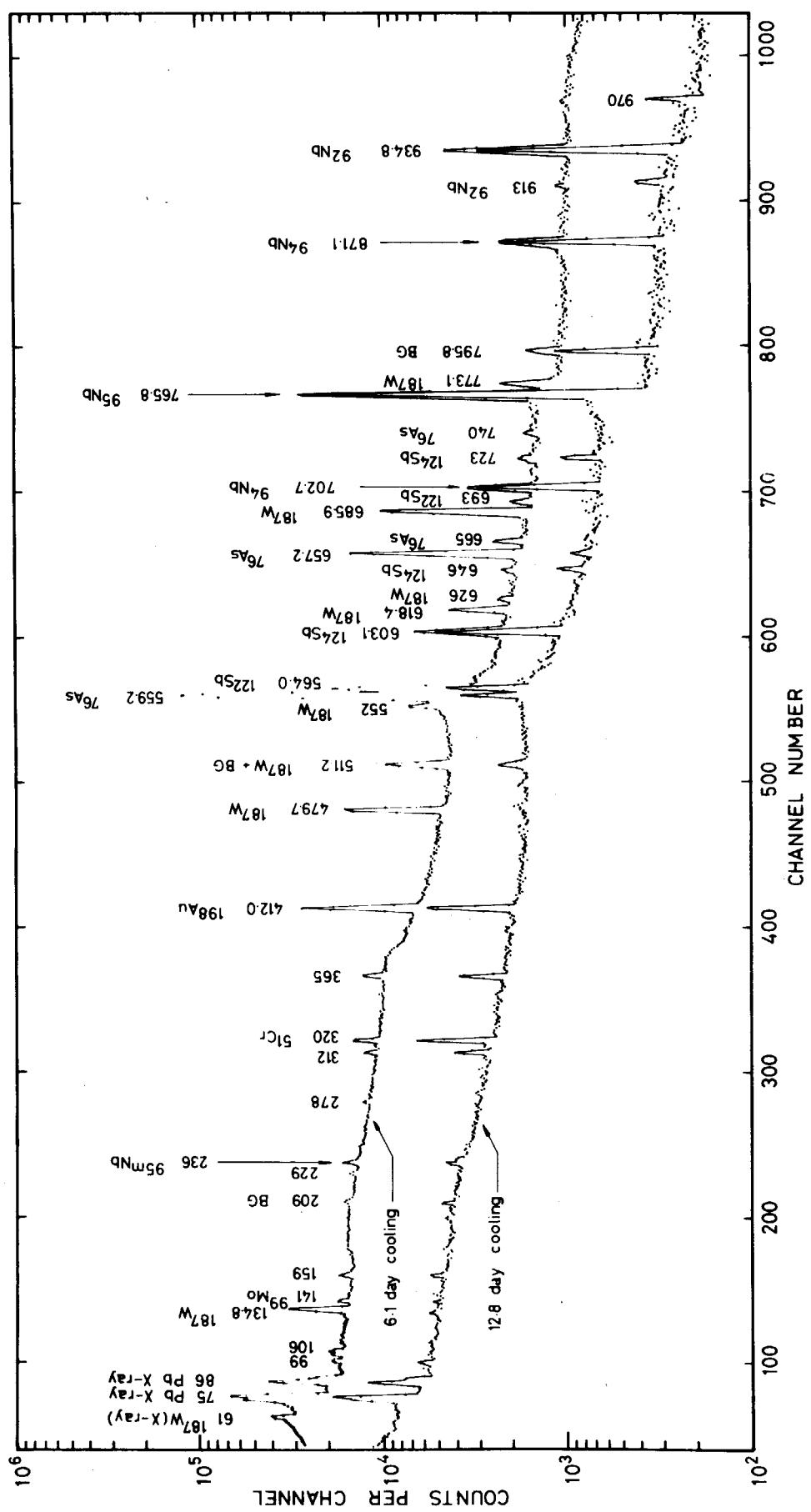


Fig. 2 A Ge(Li)  $\gamma$ -ray spectrum of the niobium source, counted for 80 ksec (Run 2).

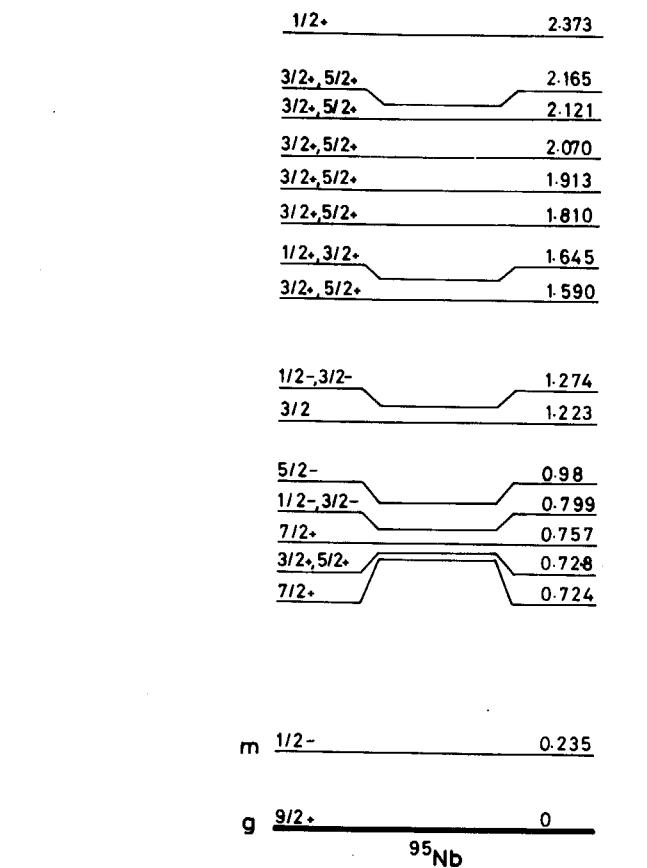


Fig. 4 Level scheme used in the calculation of the isomeric cross-section ratio.

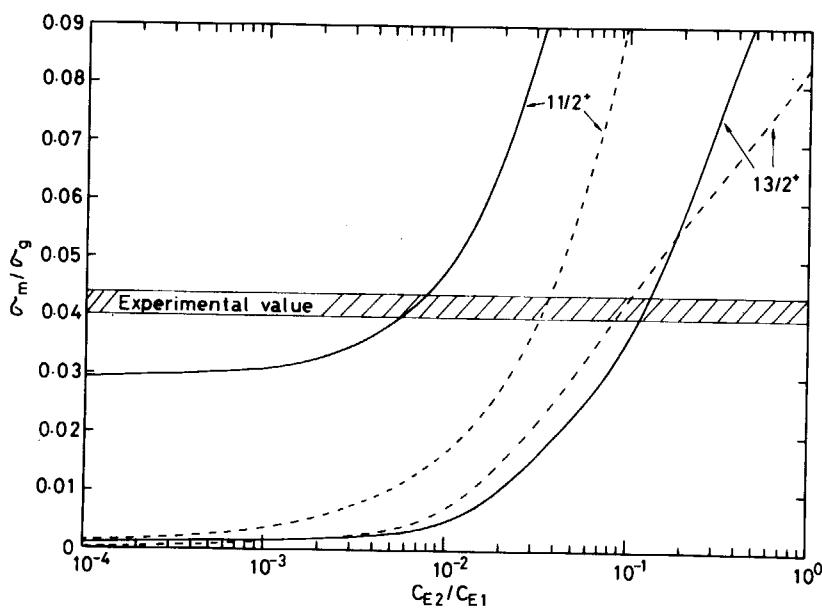


Fig. 5 The isomeric cross-section ratio plotted vs.  $C_{E2}/C_{E1}$ . The results of the calculation are represented for the two possible values of the spin of the compound nucleus and at the same time for two possible sets for the spin values of the  $^{95}\text{Nb}$  discrete levels: the low spin case (solid curves) and the high spin case (dashed curves).

## 討 論

Q : 原田吉之助 (原研)

解析に用いた  $C_{E\ell}$  及び  $C_{M\ell}$  について。Continuum  $\rightarrow$  bound, bound  $\rightarrow$  bound の transition について異なる値を採用した方が良くはないか?

A : 関根俊明 (原研)

厳密にはそのようにすべきであるが、今のところ  $C_{E\ell}$ ,  $C_{M\ell}$  に関するシステムテックスが明らかでないために出来ないでいる。なお、変形核領域の核について、そのような計算を試みた例は報告されている。

Q : 塚田甲子男 (日大理)

実用的には核融合炉で問題になるのは ( $n$ ,  $2n$ ) 反応ではないのか?

A : 関根俊明 (原研)

核融合炉の第1壁に Nb を使った場合、 $^{93}\text{Nb}$  ( $n$ ,  $2n$ )  $^{92m}\text{Nb}$  反応によって反跳放出された  $^{92m}\text{Nb}$  によるプラズマ汚染は問題となる。なお、中性子による長半減期の放射能  $^{94}\text{Nb}$  の生成も問題であろう。

Q : 久武和夫 (東工大)

計算ではアイソマーへの  $\gamma$  線の数は平均何本か?

A : 関根俊明 (原研)

この場合、複合核のスピンは基底状態のスピンに近いので、isomer への遷移には基底状態への遷移より  $\gamma$  線の数は多くなる。四極子遷移の寄与の大きさ  $C_{E2}/C_{E1}$  によって変化するが、おおよそ基底状態への遷移より 1 本多い。

## 15. 2回引続いた中性子捕獲断面積の現状

—核図表（半減期）の利用—

西村和明<sup>+</sup>

半減期  $T_{1/2}$  の長短により核種を4色（青、緑、赤、黄）に分類した吉沢らの核図表を利用して、熱中性子または原子炉中性子による2回引続いた中性子捕獲の断面積を調べた。青、緑、赤、黄というカラー・コードはそれぞれ  $5 \times 10^8 \text{ 年} \leq T_{1/2} \leq 30 \text{ 日}$ ,  $30 \text{ 日} \leq T_{1/2} < 5 \times 10^8 \text{ 年}$ ,  $10 \text{ 分} \leq T_{1/2} < 30 \text{ 日}$ ,  $T_{1/2} < 10 \text{ 分}$  を示す。2回引続いた中性子捕獲の過程に対して、次のカラー・パターンを選んだ；即ち 1) 青一緑一緑、2) 青一赤一緑、3) 青一緑一赤。そして上のカラー・パターンにおける26の中間生成核種（緑、赤、および緑）が系統的に同定された。これら26核種の中性子捕獲の実験的断面積を文献により調査した。その結果、 $^{60}\text{Co}$  (5.27年),  $^{193}\text{Os}$  (30.6時間) および  $^{124}\text{Sb}$  (60.3日) の実験的中性子捕獲断面積に、それぞれ約3倍、50倍および500倍の喰違いが見られた。

Present Status of Two Successive Neutron-Capture Cross Sections  
- Use of a Chart of the Nuclides (Half-Life) -

Kazuaki NISHIMURA<sup>+</sup>

A chart of the nuclides by Yoshizawa et al., in which the nuclides were classified into four colors (blue, green, red and yellow) according to their half-lives  $T_{1/2}$ , was used for the survey of the two successive neutron-capture cross sections at thermal or reactor neutron energy. The color code of blue, green, red and yellow indicates  $5 \times 10^8 \text{ y} \leq T_{1/2} \leq 30 \text{ d}$ ,  $30 \text{ d} \leq T_{1/2} < 5 \times 10^8 \text{ y}$ ,  $10 \text{ m} \leq T_{1/2} < 30 \text{ d}$  and  $T_{1/2} < 10 \text{ m}$ , respectively. The following color patterns for the two successive neutron-capture process were selected, i.e. 1) blue-green-green, 2) blue-red-green, and 3) blue-green-red, and the 26 intermediate nuclides (green, red and green) in the above color patterns were systematically identified. Then, the experimental neutron-capture cross sections of these 26 nuclides were investigated bibliographically. The result indicates that there is a discrepancy of factor of about 3, 50 and 500 among the experimental neutron-capture cross sections of  $^{60}\text{Co}$  (5.27 y),  $^{193}\text{Os}$  (30.6 h) and  $^{124}\text{Sb}$  (60.3 d), respectively.

---

<sup>+</sup> 日本原子力研究所 Japan Atomic Energy Research Institute

## 1. まえがき

放射性核種の中性子捕獲断面積  $\sigma_{n\gamma}$  の測定は、試料の入手が難かしいため、普通あまり行われていない。また測定が行われていても、実験値に大きな喰違いがある場合が多い。たとえば  $\sigma_{n\gamma}$  が約 500 倍も喰違っている例として  $^{124}\text{Sb}$  (60.3d) がある。

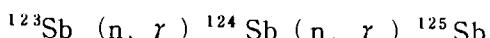
最近我々は、原子炉中性子によるこの核種の捕獲断面積を測定した。<sup>1)</sup> この場合、実験手順としては  $^{123}\text{Sb}$  の単一中性子捕獲により  $^{124}\text{Sb}$  (60.3d) を生成し、引続いた 2 回の中性子捕獲により  $^{125}\text{Sb}$  (2.77y) を生成した。生成された両者の壊変  $\gamma$  スペクトルの測定および分析から  $^{124}\text{Sb}$  と  $^{125}\text{Sb}$  の生成放射能比を決定し、 $^{124}\text{Sb}$  (60.3d) の  $\sigma_{n\gamma}$  を求めた。

この  $^{124}\text{Sb}$  の場合のように、 $\sigma_{n\gamma}$  に大きな喰違いのある放射性核種がほかにもあるかどうか、またこの場合のように 2 回引続いた中性子捕獲を利用して放射性核種の  $\sigma_{n\gamma}$  を測定することができるかどうか、調べてみると興味あることである。この調査を系統的に行なう 1 手段として、吉沢・堀口・山田<sup>2)</sup> の核図表（半減期）を用いてみた。ここでは、この核図表の利用と、2 回引続いた中性子捕獲断面積の現状調査について述べる。

## 2. 2回引続いた中性子捕獲に関する核種の半減期

熱中性子または原子炉中性子の捕獲により生成された放射性核種の  $\sigma_{n\gamma}$  を網羅的に調べることは、対象となる核種の数が多いので容易ではない。しかし 2 回引続いた中性子捕獲反応における標的核と生成核の半減期に着目して、それらが比較的長いものに限定すれば、測定時間にも余裕があるであらうし、対象核種も少なくなる。

上に述べた  $^{124}\text{Sb}$  (60.3d) を例にとると、1 回および 2 回の中性子捕獲の反応過程は



となっている。これを半減期  $T_{1/2}$  でみると、

$^{123}\text{Sb}$  [安定],  $^{124}\text{Sb}$  (60.3d),  $^{125}\text{Sb}$  (2.77y)  
となる。この系列は吉沢等<sup>2)</sup> の核図表（半減期）によれば

Blue	Green	Green
------	-------	-------

というカラー・パターンになっている。ここで Blue は安定核種 ( $T_{1/2} \geq 5 \times 10^8$  y), Green は  $30\text{d} \leq T_{1/2} < 5 \times 10^8$  y の核種である。

したがって、このような B-G-G のカラー・パターンが核図表の他の場所にもあるかどうかを調べれば、2 回引続いた中性子捕獲に関する核種を系統的に同定できる。この結果、 $^{124}\text{Sb}$  の系列を含め、B-G-G のパターンには 8 種類あることがわかった。

さらに範囲を拡げて  $T_{1/2}$  がもう少し短い Red の核種 ( $10\text{m} \leq T_{1/2} < 30\text{d}$ ) を含むパターン : B-R-G および B-G-R, についても調べると、それぞれ 10 および 8 種類があった。以上まとめると、2 回引続いた中性子捕獲反応に関与する標的核と生成核の組合せは、それらの半減期の組合せにより

- (i) B-G-G : 8 種類
- (ii) B-R-G : 10 種類

## (iii) B-G-R : 8種類

に分類される。ここでB, G, Rは

$$B : T_{1/2} \geq 5 \times 10^8 \text{ y}$$

$$G : 30\text{d} \leq T_{1/2} < 5 \times 10^8 \text{ y}$$

$$R : 10\text{m} \leq T_{1/2} < 30\text{d}$$

の核種を表す。

## 3. 2回引続いた中性子捕獲の断面積

## 3.1 現状

上記のパターン分類に従えば、B-G-G, B-R-G, B-G-Rというパターンの中間生成核種（すなわち、G, R, G）が、核図表の中で具体的に決まる。したがって、核種が決まればこれらの中性子捕獲断面積  $\sigma_{n\gamma}$  の実験値または評価値の現状を、CINDA等で調べることができる。

また生成された放射性核種の  $\gamma$ 線スペクトルを利用して捕獲断面積を測定するという立場からみれば、これらの核種の  $\gamma$ 線スペクトルがすでに測定されていて容易に利用できるかどうかを知ることは、実験計画上有意義なことである。したがって、これら標的核および生成核の  $\gamma$ 線スペクトルがカタログ<sup>3)</sup>に収納されているかどうかについても調べてみた。

以上の調査結果を、(i) B-G-G, (ii) B-R-G, (iii) B-G-Rのパターン別に、それぞれ Table 1, Table 2, Table 3 に示す。

上記の Table からわかるように、2回引続いた中性子捕獲の断面積について、それらの実験値が全くない核種は、

(i)  $^{59}\text{Fe}$ ,  $^{170}\text{Tm}$ ,  $^{181}\text{Hf}$

(ii)  $^{125}\text{Sn}$ ,  $^{128}\text{I}$ ,  $^{209}\text{Pb}$

(iii)  $^{166}\text{Ho}$ ,  $^{177}\text{Lu}$ ,  $^{194}\text{Ir}$

である。

## 3.2 問題点

上記の Table 1, 2, 3において、断面積の実験値が2つ以上あり、かつそれらの間で約3倍以上の喰違いのある核種は、測定上問題があると思われる。これらは

$^{124}\text{Sb}$  (6.0.3d) :  $\sigma_{n\gamma} = 6.5 \sim 2990\text{b}$

$^{193}\text{Os}$  (3.0.6 h) :  $\sigma_{n\gamma} = 8 \sim 1500\text{b}$

$^{60}\text{Co}$  (5.27y) :  $\sigma_{n\gamma} = 2 \sim 6\text{b}$

の核種である。喰違いの大きいこれら3種類の  $\sigma_{n\gamma}$  の測定状況を図示すると、それぞれ Fig. 1, Fig. 2, Fig. 3 のようになる。これらの図において横軸は測定年代、縦軸は断面積である。図の中の文献については、図中の下から（年代の古い順番に）次の通りである。

Fig. 1 ( $^{124}\text{Sb}$ ) : (10), (11), (12), (1),

Fig. 2 ( $^{193}\text{Os}$ ) : (23), (24), (25), (26).

Fig. 3 ( $^{60}\text{Co}$ ) : (29), (30), (31), (26)

Table 3において実験値の多い $^{182}\text{Ta}$  (115d)について特に述べる。測定状況を図示すると Fig. 4 のようになり、文献は (34), (35), (36), (37), (38), (39), (40), である。さらに文献 (41) は ENDF/B-N の評価値で、図中では [•] で示してある。一見すると昔の実験値の間に喰違いが多い (10000~47000b) ように見える。この問題に明確な解決を与えたのは、MTR の fast chopper による最新の実験である<sup>40)</sup>。0.01ev から 1kev の中性子エネルギー範囲での全断面積測定で、0.025ev で 8200b という値を得ている。したがって $^{182}\text{Ta}$  (115d) の中性子捕獲断面積はこれ以下ということになる。Stokes<sup>40)</sup> は、0.147ev に 47000b という大きな共鳴があるため、 $^{182}\text{Ta}$  の原子炉中性子断面積または有効断面積が入射中性子束の温度により大きく変わると述べている。当然のことながら、中性子エネルギーの関数として断面積を測定することが、問題解決に如何に重要であるかが解かる。

また Table 1 にある $^{154}\text{Eu}$  の  $\sigma_{n\gamma}$  の調査に関連して、 $^{153}\text{Eu}$  から 3 回引続いた $^{155}\text{Eu}$  の中性子捕獲断面積にも  $\sigma_{n\gamma} = 4000 \pm 150\text{b}$ <sup>8)</sup>,  $7900\text{b} \pm 15\%$ <sup>14)</sup>,  $13000\text{b}$ <sup>31)</sup> という喰違のあることがわかった。

なお  $2200\text{m/s}$  に対する中性子断面積の推定値を集めたものに  $Z = 32 \sim 56$ <sup>42)</sup>,  $Z = 57 \sim 71$ <sup>43)</sup> がある。また 0.025ev における中性子断面積を編集したものとしてよく知られた BN L-325<sup>8)</sup> のほかに、原子炉中性子の共鳴積分および熱中性子断面積を編集した新しい文献:  $Z = 1 \sim 52$ <sup>44)</sup> および  $Z = 53 \sim 100$ <sup>45)</sup> があることを附記する。

## 参考文献

- 1) K. Nishimura, S. Ogawa and T. Tsuchiya: J. Nucl. Sci. Tech. 16, 546 (1979).
- 2) Y. Yoshizawa, T. Horiguchi and M. Yamada: Chart of the Nuclides, (1977), JNDC and Nuclear Data Center, JAERI.
- 3) R.L. Heath: Gamma-ray Spectrum Catalogue, 3rd ed. Vol.2-2, ANCR-1000-2, Physics TID-4500.
- 4) L.P. Roy and J.C. Roy: Can. J. Phys. 35, 1215 (1957).
- 5) D.L. Douglas, A.C. Mewherter and R.P. Schuman: Phys. Rev. 92, 369 (1953).
- 6) R.E. Druschel and J. Halperin: ORNL-4306, 2 (1968).
- 7) T.E. Young and M.R. Serpa: IN-1407, 43 (1970).
- 8) S.F. Mughabghab and D.I. Garber: BNL-325, 3rd ed. Vol.1 (1973).
- 9) T. Sekine and H. Baba: NEANDC(J) 44L (1976).
- 10) A.N. Murin, V.D. Nefedov, D.K. Popov and V.I. Baranovsky: J. Atomic Energy 7, 265 (1957).
- 11) R. Courtemanche, T.A. Eastwood and R.D. Werner: Can. J. Phys. 44, 2956 (1966).
- 12) M.F. Elgart: DA/B 32, 3245 (1971).
- 13) J.G. Bayly, F. Brown, G.R. Hall and A.J. Walter: J. Inorg. Nucl. Chem. 5, 259 (1958).
- 14) R.J. Hayden, J.H. Reynolds and M.G. Inghram: Phys. Rev. 75, 1500 (1949).
- 15) E. Adam: ZFK-201 (1970).
- 16) L.P. Roy and L. Yaffe: Can. J. Chem. 35, 176 (1957).
- 17) S. Katcoff: Phys. Rev. 87, 886 (1952).
- 18) R.W. Stoenner, O.A. Schaeffer and S. Katcoff: Science 148, 1325 (1965).
- 19) R.R. Smith and S.D. Reeder: J. Chem. Phys. 23, 2108 (1955).
- 20) B.L. Sharma: Nuovo Cimento 17, 687 (1960).
- 21) L.P. Roy and L. Yaffe: Can. J. Chem. 34, 238 (1956).
- 22) J.H. Gillette: ORNL-4013, 5 (1966).
- 23) M. Lindner: Phys. Rev. 84, 240 (1951).
- 24) D.C. Williams and R.A. Naumann: Phys. Rev. 134, B289 (1964).
- 25) R.F. Casten, W.F. Davidson, D.D. Warner, H.G. Borner and A.I. Namenson: Bul. Am. Phys. Soc. 22, 997 (1977).
- 26) C.M. Lederer and V.S. Shirley: Table of Isotopes 7th ed. (1978).
- 27) I.A. Kondurov, A.I. Egorov, M. Kaminkov, E.M. Korotkin and A.M. Nikitin: Atom. Energy. 24, 533 (1968).

- 28) Zong-Tschun Bak and P. Riehs: Intern. J. Appl. Radiation Isotopes 19, 593 (1968).
- 29) F. Brown and J.L. Wolfson: Can. J. Phys. 31, 903 (1953).
- 30) C.H. Hogg and L.D. Weber: IN-1024 (1966).
- 31) C.M. Lederer, J.M. Hollander and I. Perlman: Table of Isotopes 6th ed. (1967).
- 32) R.G. Hart and R.L. Graham: Can. J. Phys. 41, 1321 (1963).
- 33) R.R. Smith, S.D. Reeder and R.H. Lewis: J. Chem. Phys. 25, 502 (1956).
- 34) J.W. Mihelich: Phys. Rev. 91, 427 (1953).
- 35) J.W.M. DuMond, H.C. Hoyt, P.E. Marmier and J.J. Murray: Phys. Rev. 92, 202 (1953).
- 36) E. der Mateosian: Phys. Rev. 97, 1023 (1954).
- 37) J.J. Murray, F. Boehm, P. Marmier and J.W.M. DuMond: Phys. Rev. 97, 1007 (1954).
- 38) R.R. Smith, S.D. Reeder and R.H. Lewis: IDO-16238 (1955).
- 39) J.H. Gillette: ORNL-4013, 4 (1966).
- 40) G.E. Stokes, R.P. Schuman and O.D. Simpson: Nucl. Sci. Eng. 33, 16 (1968).
- 41) E.H. Ottewitte, J.M. Otter, P.F. Rose and C.L. Dunford: AI-AEC-12990 (1971).
- 42) A.F. Fedorova and Zh. I. Pisanko: 77 Kiev 4, INDC (CCP)-118/G.
- 43) A.F. Fedorova, Zh. I. Pisanko and G.M. Novoselov: 75 Kiev 1, INDC (CCP)-99/G.
- 44) E.M. Gryntakis and J.I. Kim: J. Radioanaly. Chem. 29, 175 (1976).
- 45) E.M. Gryntakis and J.I. Kim: J. Radioanaly. Chem. 42, 181 (1978).

Table 1 B-G<sub>1</sub>-G<sub>2</sub> のパターンにおける  $\sigma_{n\gamma}$  と壊変  $\gamma$  スペクトル

G <sub>1</sub>		$\sigma_{n\gamma}$ (b)		Decay	$\gamma$ - spectra *
A - Z	T <sub>1/2</sub>	Exp. Value	Ref.	G <sub>1</sub>	G <sub>2</sub>
<sup>59</sup> Fe	4.5.1d			○	×
<sup>89</sup> Sr	5.0.5.5d	0.49 ± 0.10	(4)	×	No $\gamma$ rays observed
<sup>95</sup> Nb	2 × 10 <sup>4</sup> y	1.5 ± 4	(5)	○	○
		1.6.8 ± 1.5	(6)		<sup>95</sup> Zr (decay)
		1.5 ± 7	(7)		
		1.3.6 ± 1.5	(8)		
		1.5.4 ± 0.6	(9)		
<sup>124</sup> Sb	6.0.3d	6.5 ± 1.5	(10)	○	○
		2.000	(11)		
		2.900 ± 2.60	(12)		
		1.7.4 ± 2.8 2.5	(1)		
<sup>134</sup> Cs	2.0.6.1y	1.34 ± 1.2	(13)	○	No $\gamma$ rays observed
<sup>154</sup> Eu	8.5y	8.80 ± 1.5%	(14)	○	○
		1.500 ± 4.00	(15)		<sup>154</sup> Sm (n, $\gamma$ )
<sup>170</sup> Tm	1.2.8.6d			○	×
<sup>181</sup> Hf	4.2.4d			○	×

\*  $\gamma$  線カタログ<sup>3)</sup>にスペクトルが収納されているもの(YES)は○印,  
いないもの(NO)は×印。

Table 2 B-R-Gのパターンにおける  $\sigma_{n\gamma}$  と壊変  $\gamma$  スペクトル

R		$\sigma_{n\gamma}$ (b)		Decay $\gamma$ -spectra	
A-Z	T <sub>1/2</sub>	Exp. Value	Ref.	R	G
<sup>31</sup> Si	2.62 h	600 year/barn = T <sub>1/2</sub> ( <sup>32</sup> Si)/ $\sigma$ ( <sup>31</sup> Si)	(16)	×	No $\gamma$ rays observed
<sup>41</sup> Ar	1.83 h	> 0.06 0.5 ± 0.1	(17) (18)	○	No $\gamma$ rays observed
<sup>90</sup> Y	64.1 h	< 6.5	(19)	○	○
<sup>90m</sup> Y	3.19 h				
<sup>105</sup> Ru	4.44 h	0.20 ± 0.02	(20)	○	No $\gamma$ rays observed
<sup>125</sup> Sn	9.64 d			○	×
<sup>128</sup> I	25.0 m			○	×
<sup>143</sup> Ce	137.5 d	6.0 ± 0.7	(21)	×	○ U(n, f)
<sup>187</sup> W	2.38 h	64	(22)	○	×
<sup>193</sup> Os	30.6 h	190 ~ 8 31 ± 5 1550	(23) (24) (25) (26)	×	×
<sup>209</sup> Pb	3.25 h			No $\gamma$ rays observed	○ <sup>226</sup> Ra (decay)

Table 3 B-G-Rのパターンにおける  $\sigma_{n\gamma}$  と壊変  $\gamma$  スペクトル

G		$\sigma_{n\gamma}$ (b)		Decay	$\gamma$ -spectra
A-Z	T <sub>1/2</sub>	Exp.	Value	Ref.	G R
<sup>46</sup> Sc	8.3.8d		8.3 ± 1.4	(27)	○ ○
			7.5 ± 1.7	(28)	<sup>47</sup> Ti (n, p)
<sup>60</sup> Co	5.272y		6.0 ± 1.4	(29)	○ ○
			2.0 ± 0.2	(30)	<sup>62</sup> Ni ( $\gamma$ , p)
<sup>60m</sup> Co	1.047m		(6)*, (2)* 9.5 ± 4.5	(31), (26) (29)	○
			5.8 ± 8 (100)*, (58)*	(30) (31), (26)	
<sup>110m</sup> Ag	2.50.4d		8.2 ± 1.1	(32)	○ ○ <sup>110</sup> Pd (n, $\gamma$ )
<sup>160</sup> Tb	7.2.3d		5.25 ± 1.00	(33)	○ ×
<sup>166m</sup> Ho	1.200y			○	×
<sup>166</sup> Ho	1.12d			○	
<sup>177m</sup> Lu	1.61.0d			○	×
<sup>177</sup> Lu	6.71d			○	
<sup>182</sup> Ta	1.15d		170.000 ( $\delta_2/\delta_3$ )	(34)	○ ×
			>10.000	(35)	
			47.000 ± 5.000	(36)	
			13.000 ± 3.900	(37)	
			15.000 ± 2.000	(38)	
			17.000	(39)	
			8.200 ± 600	(40)	
			(8,249)*	(41)	
<sup>194</sup> Ir	1.9.4h			○	×
<sup>194m</sup> Ir	1.71d			×	

\* ( )内は推奨値または評価値

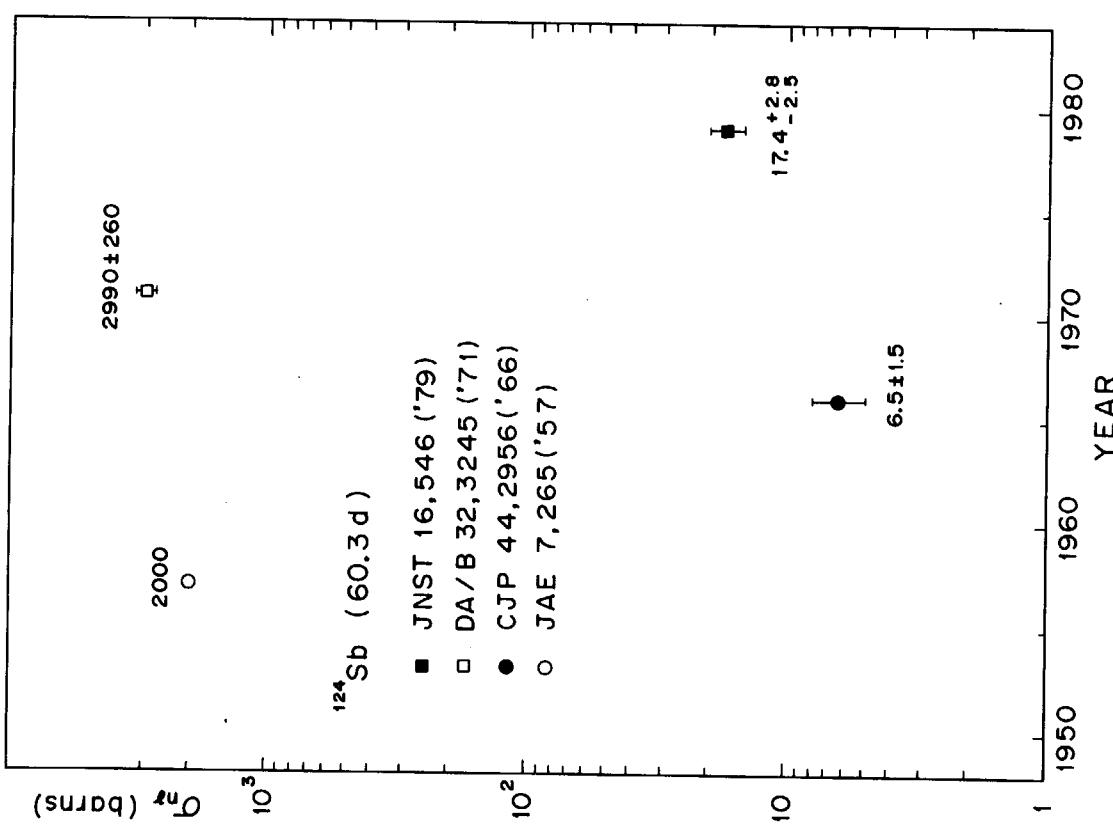


Fig. 1. Thermal or reactor neutron capture cross sections for  $^{124}\text{Sb}$ .

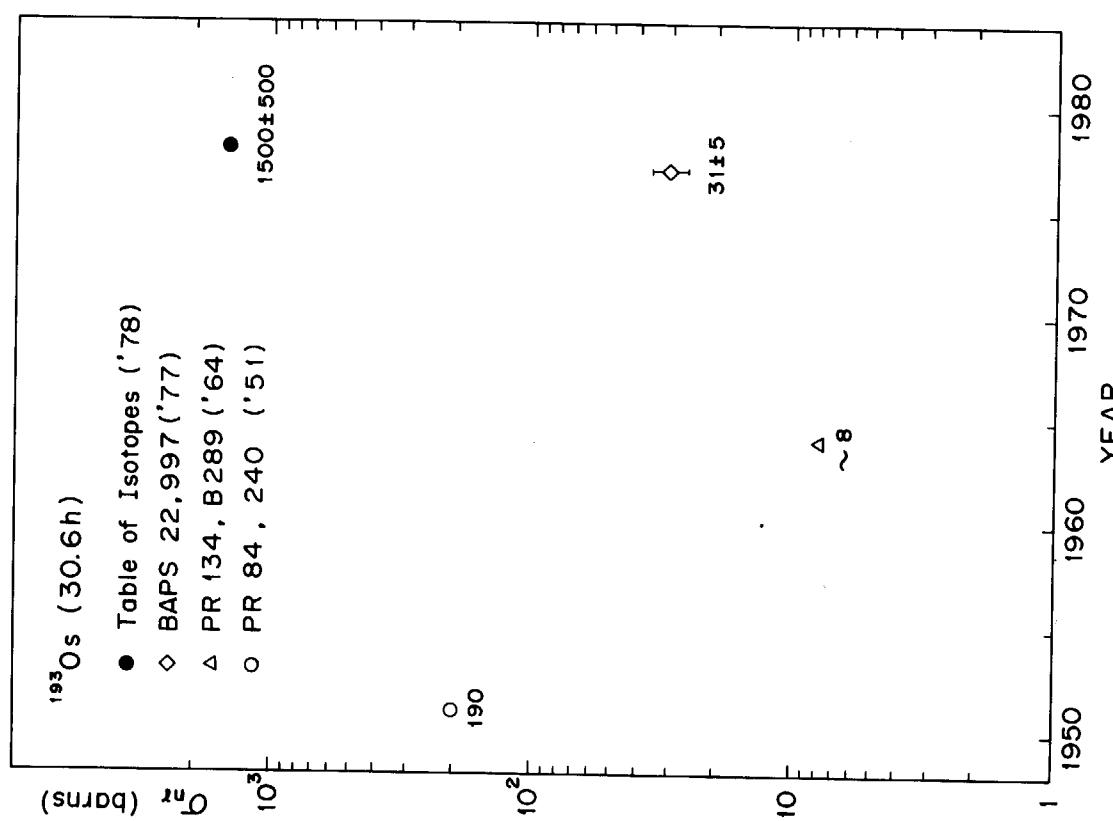


Fig. 2. Thermal or reactor neutron capture cross sections for  $^{193}\text{Os}$ .

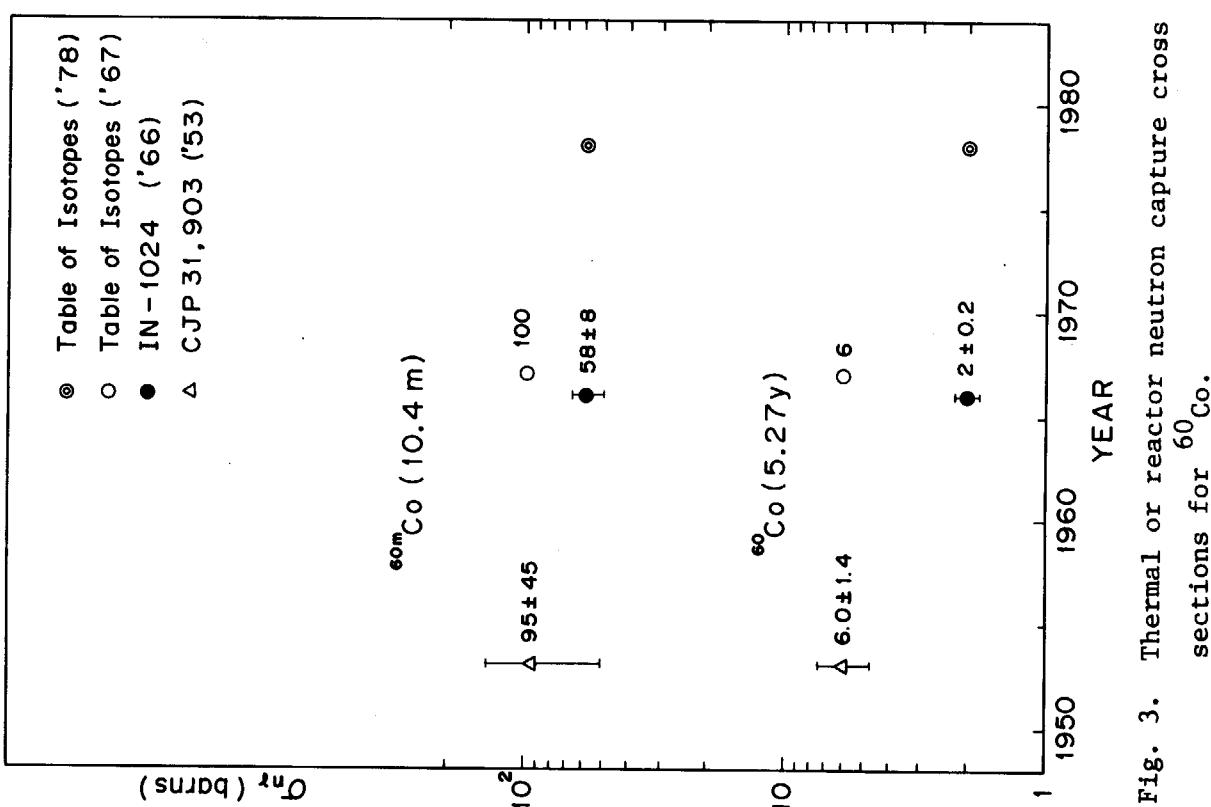


Fig. 3. Thermal or reactor neutron capture cross sections for  $^{60}\text{Co}$ .

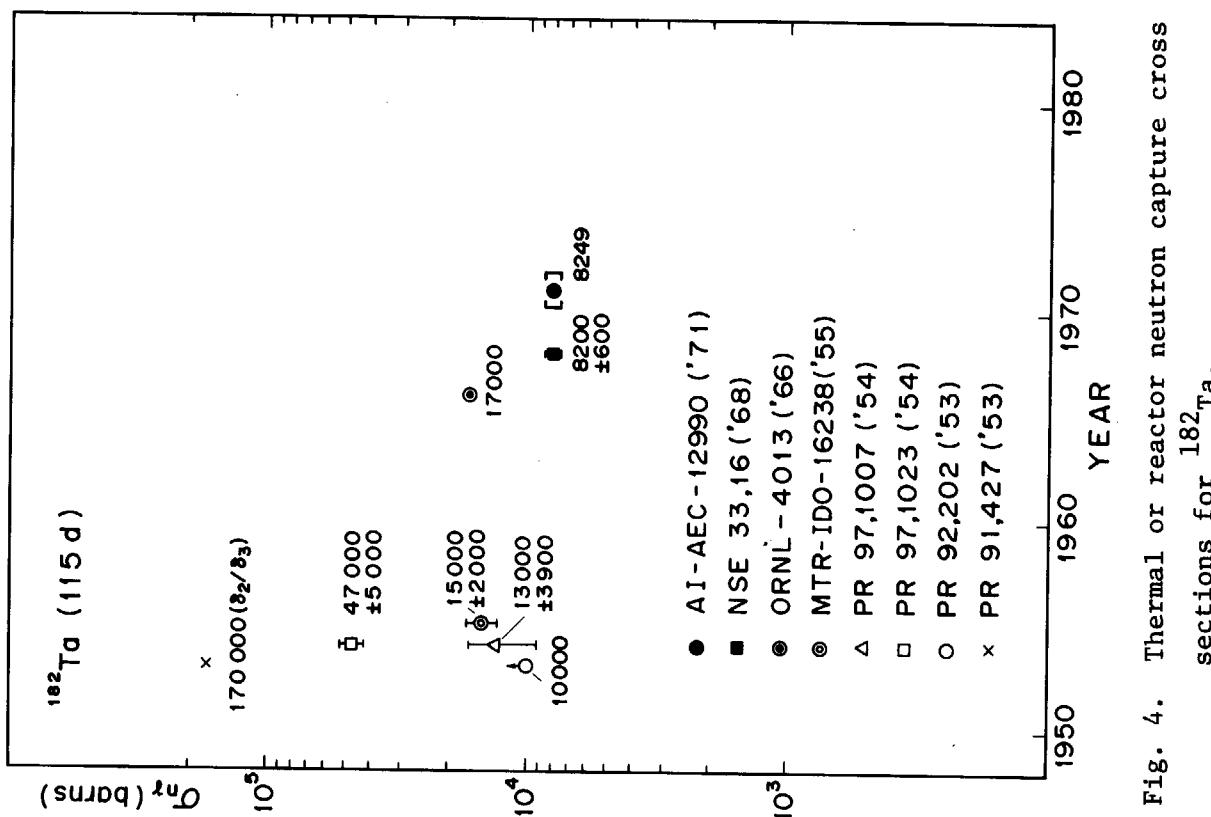


Fig. 4. Thermal or reactor neutron capture cross sections for  $^{182}\text{Ta}$ .

討 論

Q : 梶山一典 (東北大)

Taにおける中性子エネルギー依存性が強いとすれば、Sbの場合にも同様なことがあって、断面積が大きくくい違う測定値が出たのではないか。

A : 西村和明 (原研)

$^{124}\text{Sb}$ の中性子断面積をエネルギーの関数として正確に測定した人がいないのでわからないが、 $^{182}\text{Ta}$ と同じようなことがあるのかも知れない。

Q : 梶山一典 (東北大)

Reactor neutron を用いてこのような測定を行なう場合、あるいは double capture 核を作る場合に、neutronの硬さを十分考える必要があるのではないか。

A : 西村和明 (原研)

その通りである。

Q : 久武和夫 (東工大)

測定方法としては、安定核の照射により引きつづいた ( $n, r$ ) 反応 (double neutron capture)を利用する例が多いのか。または予め ( $n, r$ ) で radioactive target を作って、それを照射する例が多いのか。

A : 西村和明 (原研)

半減期が比較的長い放射性核種の場合、それを radioactive target として測定に用いることがあるが、この例としては  $^{182}\text{Ta}$  (115d) しか知らない。ただしこの場合は全断面積の測定である。このほかは安定核種を targetとした double neutron capture による測定である。

Q : 関根俊明 (原研)

$^{182}\text{Ta}$  の断面積を求めるに当って、Cd カットオフで中性子のエネルギーを分けないと間違ひ易いと云われたが、放射化学的手法、例えば Cd でカットするという方法では不可能である。もし行なうとすれば、熱中性子温度を変えることによって、ある程度正しい値に近づけられるが、0.0253 eV の断面積は放射化学的方法では得られない。

A : 西村和明 (原研)

Cd の中性子吸収ピークは、 $^{182}\text{Ta}$  の 0.14 eV の共鳴ピークに重なるのでその通りである。

チョッパーによるエネルギー分析の方法が有効である。

## 16. 崩壊熱の諸問題

田坂 完二<sup>+</sup>

核分裂生成物の崩壊熱の測定および総和計算の現状について概説し、その問題点についても述べる。

## Recent Topics on Decay Power

Kanji TASAKA<sup>+</sup>

Recent results of the measurements and summation calculations for the decay power of fission products are described briefly.

## 1. はじめに

核分裂生成物の崩壊熱は原子炉の安全性の面から非常に重要である。原子力発電に関し今日おもに問題となっているのは冷却材喪失事故（LOCA）であり、その防護系は非常用炉心冷却系（ECCS）と呼ばれている。このECCSがいかに有効に機能するかが原子力発電所の出力密度を制限する1つの大きな因子となっている。ECCSの機能およびLOCAの影響を評価する上で精度のよい崩壊熱データはきわめて重要である。またLOCAをはじめとする事故時以外の通常停止後の冷却系の設計にも崩壊熱は重要である。使用済燃料の貯蔵プールおよび輸送キャスクの設計の面からも崩壊熱は重要である<sup>(1)</sup>。

以上のように崩壊熱は原子力プラントの設計において重要な因子となっており、その問題となる時間範囲が各系統毎に異なっている。原子炉停止後長い冷却時間範囲に対する精度のよい崩壊熱データが望まれる。

これまで崩壊熱データとしてはアメリカ原子力学会の漸定的規準値ANS 5.1<sup>(2)</sup>が幅広く使われてきた。これはK. Shureの評価<sup>(3), (4)</sup>にもとづいており、LOCAにおいて問題となる10<sup>3</sup>秒以下の冷却時間範囲において、+20%，-40%という大きな誤差をもっていた。したがってLOCA/ECCSの評価にさいしてはANS 5.1の20%増の値を崩壊熱データとして使うように規準<sup>(5)</sup>が定められた。20%増は過度に保守的な誤差評価と考えられており、このことが精度のよい崩壊熱の測定および総和計算の精度向上をうながす原動力となった。以下に最近の崩壊熱の測定および総和計算の現状および問題点につき記す。

## 2. 崩壊熱の測定

崩壊熱の測定法には大別してカロリメータによる方法と $\beta$ 線,  $\gamma$ 線スペクトル測定による方法との2つがある。それぞれの方法には1長1短がある。カロリメータによる方法では崩壊熱を熱として直接測定しうるという長所がある反面、短かい冷却時間における測定が時定数の限界から困難であった。スペクトル測定によっては多くの情報が得られ、計算結果と多くの点で比較することが出来、計算法の評価がきめ細かく行えるという長所がある反面、崩壊熱としての規格化の精度に問題があった。1973年以来、4つの精度のよい崩壊熱測定が行われた。それらは(a) Oak Ridge National Laboratory (ORNL) における $\beta$ ,  $\gamma$ 線スペクトル測定<sup>(6)-(8)</sup>, (b) Los Alamos Scientific Laboratory (LASL) におけるカロリメータによる測定<sup>(9)(10)</sup>, (c) Intelcom Radiation Technology (IRT) における $\beta$ ,  $\gamma$ 線の全吸収測定<sup>(11), (12)</sup>, および(d) University of California, Berkeley (UCB) におけるカロリメータによる測定<sup>(13)</sup>である。以下にこれらの方法および結果について簡単に記す。

### 2.1 ORNLにおける測定

Dickens, et al.<sup>(6)</sup> はORNLにおいて $^{235}\text{U}$ の熱中性子核分裂に対する崩壊熱を測定した。試料は $1 \sim 10 \mu\text{g}$ であり気送管によりOak Ridge Research Reactorに送り $1, 10, 100 \text{ s}$ の3種類の照射を行った。 $\beta$ 線および $\gamma$ 線スペクトルは $2 \text{ s}$ から $14000 \text{ s}$ の冷却時間範囲にわたって測定された。 $\gamma$ 線スペクトルの測定はNaI検出器によって行われ、 $\beta$ 線スペクトルの測定はNE-110検出器により行われた。生データは応答関数を使ってスペクトルデータに変換し、 $\beta$ 線崩壊熱および $\gamma$ 線崩壊熱はそれぞれのスペクトルを積分して求められた。測定精度( $1\sigma$ )は $2 \sim 7\%$ である。 $\beta$ 線、 $\gamma$ 線崩壊熱の測定結果をそれぞれ計算結果<sup>(14)</sup>と比較してFig. 1に示す。横軸は瞬時照射に換算した冷却時間であり、

$$t = t_w + 0.5 (t_r + t_m)$$

と与えられる。ここで $t_w$ ,  $t_r$ ,  $t_m$ はそれぞれ測定前の待ち時間、照射時間、測定時間である。縦軸は崩壊熱に冷却時間 $t$ を乗じて表わされている。Fig. 2には全崩壊熱を計算値との比の形で示す。Fig. 1, 2から短かい冷却時間において田坂の計算結果の方がENDF/B-1Vによる結果と比較してORNLの測定結果とよく一致することが分る。これはおもに短寿命核種の未知の核データの推定法の差によっている。

Dickens, et al.<sup>(7)</sup> は $^{239}\text{Pu}$ の熱中性子核分裂に対しても同じ方法により崩壊熱を測定した。その結果をENDF/B-1Vによる計算結果と比較してFig. 3, 4に示す。また $^{241}\text{Pu}$ に対しても同じ方法により熱壊熱を測定した<sup>(8)</sup>。

### 2.2 LASLにおける測定

Yarnell and Bendt<sup>(9)</sup> はLASLにおいて液体ヘリウム沸騰型のカロリメータにより $^{235}\text{U}$ の熱中性子核分裂に対する崩壊熱を測定した。照射時間は $2 \times 10^4 \text{ s}$ であり、冷却時間は $10 \text{ s}$ から $10^5 \text{ s}$ の範囲にわたっている。測定精度( $1\sigma$ )は短かい冷却時間においては $4\%$ に増加す

るが、 $10^2 - 10^4$  s の冷却時間範囲においては 2 % となっており、現在入手しうる最も精度のよい測定ということが出来る。カロリメータの主要部を Fig. 5, 6 に示す。試料からの  $\beta$  線および  $\gamma$  線のエネルギーは液体ヘリウムで 4 K に冷やされた 5.2 kg の銅塊に吸収される。そして 4 K では銅は非常によい熱伝導率をもち、銅塊に吸収された熱はただちに液体ヘリウムに伝えられ液体ヘリウムを蒸発する。ヘリウムの蒸発量は流量計により記録され、崩壊熱はヘリウムの蒸発熱をもとにヘリウムの蒸発量から求められる。本カロリメータの時定数は 0.85 s と非常に短かい。在来の Calvet 型カロリメータによる Lott, et al<sup>(15)</sup> の測定における時定数は 50 s であった。また  $\gamma$  線スペクトルの測定結果をもとにモンテカルロ法により求めた  $\gamma$  線の検出器から漏れる割合は 3 % 以下と計算されている。

$^{235}\text{U}$  の崩壊熱の測定結果を ENDF/B - 1 V による計算結果との比の形で Fig. 7 に示す。測定値と計算値との間には系統的なずれはあるものの測定値と計算値とはほぼ測定誤差 ( $1\sigma$ ) の範囲で一致している。

Yarnell and Bendt<sup>(10)</sup> は  $^{233}\text{U}$  および  $^{239}\text{Pu}$  の熱中性子核分裂に対しても同じカロリメータを使い崩壊熱を測定した。その結果を ENDF/B - 1 V による計算結果との比の形で Fig. 8, 9 に示す。 $^{235}\text{U}$  の場合と比較して大幅に誤差が大きくなっている。とくに  $^{239}\text{Pu}$  の場合には測定値の方が計算値より約 10 % 系統的に大きく、両者の差は測定誤差 ( $1\sigma$ ) よりはるかに大きく有意な差である。ORNL における  $^{239}\text{Pu}$  の結果との比較を Fig. 10 に示す<sup>(16)</sup>。いずれも ENDF/B - 1 V による計算値との比の形で示されている。両測定結果の傾向はよく一致しているが ORNL の測定結果の方が計算値との一致がよい。 $^{235}\text{U}$  の場合には LASL の測定結果の方が計算値との一致がよく ORNL の測定結果は約 7 % 系統的に低いのではないかといわれていた。LASL と ORNL の測定値の比は  $^{235}\text{U}$  の場合でも  $^{239}\text{Pu}$  の場合でも 7 % 程度である。したがって  $^{239}\text{Pu}$  と  $^{235}\text{U}$  の測定値の比はかなり信頼できると考えられ、おもに問題となるのは LASL, ORNL 両測定における規格化因子の求め方である。規格化因子の主要部分を占めるのは照射期間中の試料の核分裂数である。LASL, ORNL のどちらの規格化因子がより精度がよいかについての議論は、 $^{235}\text{U}$  の測定値と計算値はよく一致して  $^{239}\text{Pu}$  の場合にずれているのか、または  $^{239}\text{Pu}$  の測定値と計算値とはよく一致し  $^{235}\text{U}$  の場合にずれが大きいのかの議論と関連して重要であり、大きな問題となっている。

### 2.3 IRTにおける測定

Friesenhahn, et al.<sup>(11)</sup> は IRT Corporation において  $^{235}\text{U}$  の熱中性子核分裂に対する崩壊熱を測定した。照射時間は 1 day であり、冷却時間は 1 から  $10^5$  s の範囲にわたっている。測定の系統誤差は 2.4 % であり、統計誤差は 1 s の冷却時間において 2 %,  $10^5$  s において 4 % と増大する。彼らの測定法は Nuclear Calorimeter と呼ばれている。これは 4000 l の大きな液体シンチレータで  $\gamma$  線の全エネルギーを吸収するものであり、 $\beta$  線のエネルギーは試料近傍のプラスティックシンチレータで測定される。

測定結果を ENDF/B - 1 V による計算結果と比較して Fig. 11 に示す。<sup>(17)</sup>  $10^3$  s までは計算値は測定値と測定誤差の範囲でほぼ一致する。しかし  $10^3$  s 以後測定値は計算値と比較して系統的に小さくなる。これは  $\gamma$  線崩壊熱の測定値に系統誤差が増えたことによっていると考えられ

る。 $\beta$ 線、 $\gamma$ 線崩壊熱の測定結果を個別に計算値<sup>(14)</sup>と比較した結果をFig.12に示す。 $\beta$ 線崩壊熱の測定結果は測定誤差の範囲内で計算結果と一致している。しかし $\gamma$ 線崩壊熱の測定結果は計算値と系統的にずれ、 $10^3$ s以後ずれは急に大きくなる。 $\gamma$ 線崩壊熱の測定結果は計算値と比較して冷却時間とともに小さくなり、 $\gamma$ 線崩壊熱の系統的誤差の1つとして検出器に入る前の $\beta$ 線検出器および $\gamma$ 線検出器構造材による吸収を考えることが出来る。冷却時間とともに $\gamma$ 線スペクトルは軟化し検出される前に吸収される割合が増加するわけである。またT. R. England<sup>(16)</sup>は $\gamma$ 線崩壊熱測定の系統誤差の原因としてガス状FPの試料からの漏洩を考えている。Fig.13に示す如くガス状FPの $\gamma$ 線崩壊熱に占める割合は $10^3$ s以後急激に増加する。しかしFriesenhahn, et al.はこの可能性を否定している。彼らは同じ方法により $^{239}\text{Pu}$ の崩壊熱も測定している<sup>(12)</sup>。

#### 2.4 UCBにおける測定

Schrock, et al.<sup>(13)</sup>はUCB(University of California, Berkeley)において2.2節のLASLとは異なる原理に基づくカロリメータを使い $^{235}\text{U}$ の熱中性子核分裂に対する崩壊熱を求めた。照射時間は1, 4, 22.35hrの3種類であり、冷却時間は $10 - 10^5$ sの範囲である。測定誤差( $1\sigma$ )は冷却時間11sにおいて23%であり、400sにおいて3.4%まで低下し以後 $10^4$ sまで一定である。 $10^4$ s以後統計変動が大きくなり誤差は再び増大する。測定に使ったカロリメータの構造をFig.14に示す。本カロリメータにおいては崩壊熱は試料をとりかこむ水銀中に吸収され、崩壊熱は水銀の熱膨張および水銀からの熱のもれを測定して求められる。それぞれの応答関数をFig.15に示す。100s以下の冷却時間においては膨張計がおもに反応し、以後Thermopileの占める割合が増大する。

測定結果を他の測定結果および計算値と比較してFig.16に示す。UCBの測定値はShure<sup>(4)</sup>の評価値とは測定誤差( $1\sigma$ )の範囲内で一致している。また他の測定値および計算値とも40-400sの冷却時間範囲を除き測定誤差の範囲内で一致している。ただし100s以下の冷却時間においては他の測定と比較して測定誤差が大きく測定結果の意義は小さい。短かい冷却時間において誤差が大きいのは、試料輸送管が試料の発熱にもとづく熱応力により歪み、水銀溜の体積が変化して膨張計の精度が低下したことによっている。

### 3. 崩壊熱の総和計算

#### 3.1 基礎式と必要データ

原子炉中における各核分裂生成物の生成量 $N_i$ の時間変化は次式で記述される。

$$\frac{d N_i(t)}{dt} = y_i F(t) + \sum_j (\sigma_{ji} \phi(t) + f_{ji} \lambda_j) N_j(t) - (\sigma_i \phi(t) + \lambda_i) N_i(t), \quad (1)$$

ここで、 $y_i$  = 核種*i*の核分裂収率,  
 $F$  = 核分裂割合,

$\sigma_{ji}$  = 核種  $j$  が反応して核種  $i$  が生成する平均断面積,

$\sigma_i$  = 核種  $i$  の全反応断面積,

$\phi$  = 中性子束,

$f_{ji}$  = 核種  $j$  の崩壊により核種  $i$  が生成する分岐比,

$\lambda_i$  = 核種  $i$  の崩壊定数.

また各核種の生成量  $N_i$  が求まれば崩壊熱は各核種の崩壊エネルギーを重みにFP 全核種の放射能の総和をとり求められる。

$$P_\beta(t) = \sum_i E_{\beta i} \lambda_i N_i(t),$$

$$P_\gamma(t) = \sum_i E_{\gamma i} \lambda_i N_i(t),$$

$$P(t) = \sum_i (E_{\beta i} + E_{\gamma i}) \lambda_i N_i(t). \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

ここから崩壊熱の総和計算の名前が生じた。 $E_{\beta i}$ ,  $E_{\gamma i}$  はそれぞれ核種  $i$  の  $\beta$  線および  $\gamma$  線崩壊エネルギーである。(1), (2)式から明らかな如く崩壊熱の総和計算に必要な核データは

- a. 核分裂収率  $y_i$
- b. 崩壊系列  $f_{ji}$
- c. 崩壊定数  $\lambda_i$
- d. 崩壊エネルギー  $E_{\beta i}$ ,  $E_{\gamma i}$ ,  $Q_i$ 
  - 放出  $\gamma$  線
  - 放出  $\beta$  線
- e. 中性子反応断面積  $\sigma_i$ ,  $\sigma_{ji}$

の 5 項目である。

(1)式の解法は Matrix Exponential 法と Bateman 法に 2 大別される。前者に基づくコードとしては ORIGEN<sup>(18)</sup> が有名であり、後者に基づくコードとしては DCHAIN<sup>(19)</sup>, CINDER<sup>(20)</sup> などがある。各コードにより使いやすさ、便利さには差があるものの等価の入力データに対しては同じ結果が得られることが確認されている。したがって計算結果の精度を支配するのは入力核データの精度である。崩壊熱には非常に多くの FP (約 1000 核種) が関与し、核データがよく分っている核種もあるが、測定値のない核データも多い。とくに短寿命核種には非常に多くの未測定データがある。測定値がある場合にも充分精度が良いとはいがたい。以下に各核データの現状および推定法につき簡単に記す。

### 3.2 核分裂収率

原子炉燃料として使われる核種の核分裂収率はすべては測定されていない。むしろ測定されているものの方が少なく、測定値は  $^{235}\text{U}$  と  $^{239}\text{Pu}$  とに集中している。また測定値も長寿命核種と安定核種に対する累積収率が主であり、短寿命核種に対する測定値は少ない。原子炉停止後、短かい冷却時間における FP の崩壊熱を精度よく計算するためには短寿命核種の核分裂収率は重要

である。しかし、1日以下の半減期の核種の収率測定には、迅速分離などの特殊実験技術を要するため、良い実験値はなかなか得られない。そこで現状では、きわめて限られた核種の収率データをもとに、適当なモデルに立脚した半経験的な系統性により未知の収率を推定している。系統性には質量分布に対するものと核荷電分布に対するものとがあり、系統性に必要なパラメータは、<sup>235</sup>Uの熱中性子核分裂の結果から定められた値が他の場合にも援用されている。その適用には検討の余地が大きい。

Musgrove, et al.<sup>(20)</sup>は質量分布の求められている核種についてその質量分布を5つのガウス関数で合せて、そのパラメータの分裂性核種の質量数に対する系統性を求めた。Sidebotham<sup>(21)</sup>は、より直接的に質量分布の軽い方のピークも重い方のピークもその幅が核分裂核種に依存しないと仮定し、質量分布が既知の核種の質量分布を質量数に関して平行移動させて未知の核種の質量分布を推定した。

核分裂収率の核荷電分布は、通常Z<sub>p</sub>を中心とするガウス分布をしていると仮定されている。

$$P(Z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left\{ \frac{-(Z - Z_p)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad \dots \quad (3)$$

分裂破片の核荷電密度は核分裂核種の値から少しずれており、軽い方の分裂片は約0.5単位電荷が多く、重い方の破片は逆にそれだけ小さい。このずれは

$$\Delta Z(A) = Z_p(A) - (Z_F/A_F) A \quad \dots \quad (4)$$

と表わされる。最確荷電近傍の核種は非常に短かい半減期をもっているのでZ<sub>p</sub>(A)や△Z(A)を実験的に求めることは非常にむつかしい。Wahl<sup>(23)</sup>は134以上と102以下のAに対して|△Z|=0.45とし、分散に対してはσ=0.56±0.06という値を得た。Musgrove, et al.<sup>(21)</sup>は△Zの質量数に対する1次式の依存性を考慮し、分散に対してはσ=0.569という値を得た。またZが偶数の核に対しては核分裂収率が大きく、Zが奇数の核に対しては小さい傾向があることを指摘し、(3)式においてそれぞれ1.206および0.794という因子を乗じ、再規格化した。

熱中性子および高速中性子による核分裂のさいの核分裂収率の現状に関してはそれぞれ Walker<sup>(24)</sup>およびCunningham<sup>(25)</sup>の概説がある。核分裂収率の評価値としては、Meek-Rider<sup>(26)-(28)</sup>, Crouch<sup>(29),(30)</sup>, Walker<sup>(31)</sup>, Lammer-Eder<sup>(32)</sup>, von Guten<sup>(33)</sup>などによるものがある。

崩壊熱の計算精度を向上させるためには、重要な核種の未知の収率を測定するのが必要なことはいうに及ばず、質量分布および核荷電分布に関するより優れた系統性を見出し、核分裂収率全体の精度の向上をはかることが重要である。また、系統性に必要なパラメータを決めたり、適用限界の検討を目的とした実験を行うことも必要である。

### 3.3 崩壊系列

F Pで問題となる崩壊形式はβ<sup>-</sup>, β<sup>+</sup>/EC, IT, α, および遅発中性子放出の5種類であるが、おもに問題となるのは最初の3形式である。崩壊系列データとして必要なのは分岐比であり、準安定状態に関連して、β<sup>-</sup>崩壊によりそれぞれ基底状態と準安定状態が出来る分岐比、準安定状態からそれぞれITおよびβ<sup>-</sup>崩壊する分岐比などが必要である。問題となる準安定状

態のF P核種は100-200核種あるが、分岐比が精度よく分っている核種は少ない。関係する準位のスピン、パリティが分っている場合にはある程度分岐比の推定は可能であるが、スピンおよびパリティが不明な場合にはその推定は非常に困難である。分岐比に関する崩壊熱の感度解析を行って重要データを洗い出し、非常に重要でありながら未知の分岐比に関しては測定を行うことが必要となろう。

### 3.4 $\beta$ 崩壊のQ値

$\beta$ 崩壊のQ値は直接は崩壊熱計算に使われないが、未知の崩壊データを推定するために使われ重要である。F Pの崩壊熱計算において問題となるのは短寿命核種の未知のQ値の推定法であり、おもに質量公式を使って推定される。質量公式には半経験的な Weizsäcker - Bethe の公式、理論的傾向の強い Myers - Swiatecki <sup>(34)</sup> の公式、経験的傾向の強い宇野 - 山田 <sup>(35)</sup> の公式などがある。いずれの公式も測定値のあるQ値の領域ではよく一致するが、短寿命核種に対する外挿領域ではかなり大きな差がある。崩壊熱に対する感度解析が重要である。各質量公式をもとに未知のQ値を推定し、そのQ値をもとに3.5、3.6節に示す何らかの方法によって未知の崩壊定数および崩壊エネルギーを推定し、崩壊熱に対する影響を調べることになる。

### 3.5 $\beta$ 崩壊の崩壊定数

測定値のある崩壊核データの評価としては Nuclear Data Sheets が有名であり信頼度も高い。ただし改訂のサイクルは長く最新の測定データは含まれていない場合が多いのでENSDFなどによるデータの補足が必要である。測定値のある崩壊定数にも大きな誤差がある場合があり、重要核種については慎重に崩壊定数を評価する必要がある。<sup>96</sup>Yは崩壊熱に大きな寄与をしその半減期は2.3 minといわれていた。<sup>235</sup>Uの熱中性子による長時間照射の場合、<sup>96</sup>Yは400s以下の冷却時間において崩壊熱に1%以上の寄与をし、最大寄与率は4.5%に達する。最近の測定によれば<sup>96</sup>Yには2.3 minの半減期のIsomerはなく、6 sと10 sの2つのIsomerから成っているといわれるようになった。この半減期の変更は崩壊熱計算に大きな影響を及ぼし慎重な評価が必要である。

安定核種から遠くへだった短寿命核種の崩壊定数には未知のものが数多く(～300)あるが、これらの核種は短かい冷却時間における崩壊熱に重要な寄与をし、その崩壊定数の推定が必要である。崩壊定数の推定は系統性により推定される場合が多い。この場合普通、崩壊定数およびQ値がともに既知の核種のデータを log - log 目盛上にプロットし線型の相関式が求められる。(36)-(39) 核分裂生成物を核種の奇偶性および質量数により6種類に分類し、それぞれの場合に対し崩壊定数  $\lambda$  と Q 値との相関式

$$\log \lambda = a \log Q - b \quad \dots \quad (5)$$

を最小2乗法により求めた結果を Table 1 に示す。Table 1 には定数 a, b のみならずその標準偏差も与えられている。また質量数が 115 以下の奇数質量数核に対する相関式を例として測定データと比較して Fig. 17 に示す。Fig. 17 において点線で示されているのは相関式の標準偏差である。崩壊定数の未知の核種は大きなQ値をもち、その領域では測定データの相関式のまわ

りのバラツキは比較的小さい。

未知の崩壊定数は  $\beta$  崩壊の平均的性質を取扱う  $\beta$  崩壊の大局的理論<sup>(40)</sup>により推定することも可能である。いずれにせよ短寿命核種の寄与が問題となる短かい冷却時間においては非常に多くの核種が崩壊熱に寄与し、個々の核種に対するデータの誤差が最終結果に及ぼす影響は比較的小さい。ただし崩壊熱を精度よく計算するためには平均的性質を正しく与える必要がある。この意味では系統性も  $\beta$  崩壊の大局的理論も崩壊定数の推定法としては適している。

### 3.6 $\beta$ 崩壊にともなう崩壊エネルギー

崩壊熱の計算で問題となるのは  $\beta$  崩壊にともなう有効発熱エネルギーであり、これは  $Q$  値から中性微子のエネルギーを差し引いたものである。 $\beta$  線崩壊熱、 $\gamma$  線崩壊熱、 $\beta$  線スペクトル、 $\gamma$  線スペクトルなどが個別に必要な場合には各核種から放出される  $\beta$  線および  $\gamma$  線エネルギーと強度に関するデータが必要となる。短寿命核種の崩壊エネルギーには未知のものが非常に多く(～600)，それらは  $\beta$  崩壊の大局的理論<sup>(40)</sup>または  $Q$  値から系統性<sup>(14)(38)</sup>により推定することが可能である。(2)式から明らかな如く各核種の崩壊エネルギーは直接崩壊熱に影響を及ぼし、精度よく推定することが重要である。

ENDF/B-1Vにおいては  $\beta$  線および  $\gamma$  線崩壊エネルギーは質量数  $A$ 、中性子過剰 ( $N - Z$ )、ペアリングエネルギー  $P$  の 1 次式として

$$E_\beta = Q [a_\beta + b_\beta A + C_\beta (N - Z) + d_\beta P],$$

$$E_\gamma = Q [a_\gamma + b_\gamma A + C_\gamma (N - Z) + d_\gamma P], \quad \dots \quad (6)$$

で表わし、既知の崩壊エネルギーから定数を定め、未知の崩壊エネルギーを推定している<sup>(41)</sup>。

田坂<sup>(14)</sup>は未知の  $E_\beta$  および  $E_\gamma$  をそれぞれ ( $E_\beta/Q$ ) および ( $E_\gamma/Q$ ) と  $Q$  との相関式から推定している。 $(E_\gamma/Q)$  と  $Q$  値との相関式は  $E_\gamma$  と  $Q$  値とともに既知の核種のデータをもとに

$$(E_\gamma/Q) = 0.133, \quad Q \leq 0.5 \text{ MeV}$$

$$(E_\gamma/Q) = 0.3, \quad Q > 0.5 \text{ MeV} \quad \dots \quad (7)$$

と求められた(Fig. 18 参照)。Fig. 18において測定値は  $Q$  値の幅 0.5 MeV ごとに平均されており、大きな標準偏差をもっていることが分る。 $Q$  値が 0.5 MeV 以下で ( $E_\gamma/Q$ ) を小さくしたのは、この領域では親核と娘核の基底状態の間にレベルがあることが少なく、娘核の基底状態への崩壊が主である点を考慮したためである。 $(E_\beta/Q)$  と  $Q$  値との相関関係は ( $E_\gamma/Q$ ) と  $Q$  値との相関関係をもとに次のようにして求められた。親核と娘核の基底状態の間のレベルは 4 つのレベル A (1.0 Q), B (0.6 Q), C (0.3 Q), D (0.0 Q) で代表された(Fig. 19 参照)。それぞれのレベルの  $\beta$  崩壊に対し  $\beta$  線の平均エネルギーと最大エネルギーの比  $R = (\epsilon_{\beta \text{ au}} / \epsilon_{\beta \text{ max}})$  は許容遷移に対する Fermi 関数を使い求められた。中間レベル B および C への遷移確率はそれぞれ 1 % の幅で増加させ、レベル A への遷移確率は  $\gamma$  線崩壊エネルギーの保存則から

$$f_A = (E_\gamma/Q)_Q - 0.6 f_B - 0.3 f_C \quad \dots \quad (8)$$

と求められた。レベルDへの遷移確率は遷移確率の規格化から定められた。負の遷移確率の場合を除外し約1000組の遷移確率の組合せを作り、各遷移確率の組合せに対して( $E_\beta/Q$ )はRをもとに

$$\left(\frac{E_\beta}{Q}\right)_Q = 0.4 f_B R_B + 0.7 f_C R_C + f_D R_D \quad \dots \quad (9)$$

と求められる。 $(E_\beta/Q)$ とQとの相関式は(9)式を遷移確率の組合せに対して単純平均して求められた。結果を測定値と比較してFig.20に示す。求められた相関式は測定値のバラツキの範囲内で測定値と一致している。

$^{235}\text{U}$ の熱中性子核分裂に対する崩壊熱のORN L<sup>(6)</sup>, LASL<sup>(9)</sup>, IRT<sup>(11)</sup>における最新の測定結果と総和計算の結果とを比較してFig.21に示す。Fig.21においてENDF/B-1Vによる計算結果はそれぞれの測定結果のレポートに参照してあるものを示した。またPresent resultとして示されているのは田坂<sup>(38)</sup>による計算結果である。10s以下の短かい冷却時間において田坂の結果の方がENDF/B-1Vの結果と比較して測定結果とよく一致していることが分かる。両計算結果の短かい冷却時間における差はおもに短寿命核種の未知の崩壊核データ推定法のちがいによっている。

### 3.7 中性子捕獲断面積

(1)式から明らかな如く燃料を高い中性子束レベルで長時間照射すると、FPは中性子を吸収して別の核種に変換され、その結果照射後のFPの崩壊熱に影響を与える。安定FP核種が中性子捕獲反応を起すと中性子過剰となり $\beta$ 崩壊核種となることが多く、一般にFPの中性子捕獲反応を考慮することにより崩壊熱は増加する。たとえば安定核種 $^{133}\text{Cs}$ は大きな核分裂収率をもっており、その中性子捕獲反応により半減期2.3yrの放射性核種 $^{134}\text{Cs}$ を生成する。しかし逆に $^{135}\text{Xe}$ は半減期9.2hrの放射性核種であるにもかかわらず非常に大きな熱中性子捕獲断面積をもち、熱中性子炉体系における照射においては多くの割合が安定核種 $^{136}\text{Xe}$ に変換する。したがって $^{135}\text{Xe}$ の中性子捕獲反応は崩壊熱を小さくする働きがある。

軽水炉体系および液体金属冷却高速炉体系に対し、FPの中性子捕獲反応が崩壊熱に及ぼす影響を調べた結果<sup>(42)</sup>をそれぞれFig.22, 23に示す。Fig.22から軽水炉の冷却材喪失事故(LOCA)において問題となる10<sup>3</sup>s以下の冷却時間範囲に対しては中性子捕獲反応の影響が小さいことが分かる。Fig.22には $^{135}\text{Xe}$ の中性子捕獲反応を無視した場合も示しており、 $^{135}\text{Xe}$ の中性子捕獲反応が全FPの中性子捕獲反応を短かい冷却時間範囲において小さくおさえるため重要な寄与をしていることが分かる。10<sup>8</sup>s近傍での大きな影響は $^{134}\text{Cs}$ の生成によっている。Fig.23に示した高速炉体系の場合には熱中性子炉体系の場合と比較して全体的に中性子捕獲反応の影響は小さくなっている。ただし高速炉体系においては $^{135}\text{Xe}$ の中性子捕獲断面積は小さく、中性子捕獲反応の影響は常に正となっている。

中性子捕獲断面積の測定値のない核種については断面積は理論計算により推定されている。ま

た測定値のある核種についても全エネルギー範囲についての測定値がある場合はまれであり、理論計算による補足がどうしても必要である。測定データならびに推定データの精度の検討、およびその崩壊熱に対する感度解析が重要である。中性子捕獲断面積の値自身が大きくても当核核種が安定核種でありその中性子捕獲により生成されるのがまた安定核種の場合には崩壊熱にはほとんど影響がない。崩壊熱に対する F P の中性子捕獲反応を考慮するさい重要な寄与をするのはたかだか 30 数核種である (Table 2 参照) <sup>(16)</sup>。

#### 4. 崩壊熱の感度解析

$^{235}\text{U}$  の熱中性子核分裂の場合にたいし、推定した崩壊データが崩壊熱に及ぼす影響を調べた結果<sup>(39)</sup>を簡単に以下に示す。約 300 核種の未知の崩壊定数を推定法の誤差の範囲で系統的に動かし崩壊熱に対する感度解析を行った結果を Fig. 24 に示す。未知の崩壊定数は系統性により 3.5 節の(5)式および Table 1 の定数をもとに推定し、推定崩壊定数の誤差 ( $1\sigma$ ) は Table 1 の定数の標準偏差をもとに誤差の伝播の式により求めた。Fig. 24 から明らかなごとく、推定崩壊定数の誤差 ( $1\sigma$ ) が 40 ~ 550 % と非常に大きいのに比較して、推定崩壊定数の不確定さが崩壊熱に及ぼす影響が小さいことが分る。瞬時照射の場合でも崩壊熱に与える影響は 2 % 以下であり、無限照射の場合には 0.5 % 以下である。100 s 以上の冷却時間においては影響はさらに小さくなり、 $10^3$  s 以上においては無視しうる大きさとなる。これは崩壊定数の未知の短寿命核種の崩壊熱への寄与が冷却時間とともに小さくなることに対応している。

推定した崩壊エネルギーの誤差が崩壊熱に及ぼす影響を調べた結果を Fig. 25, 26 に示す。Fig. 25 は瞬時照射に対する場合であり、Fig. 26 は無限照射に対する場合である。未知の崩壊エネルギーは 3.6 節で示した系統性により ( $E_\beta/Q$ ) と  $Q$ 、および ( $E_\gamma/Q$ ) と  $Q$  の相関関係により推定した (Fig. 18, 20 参照)。 $Q$  値が 0.5 MeV 以上の範囲に対して相関式 ( $E_\gamma/Q$ ) を測定値の標準偏差の範囲で 0.1 から 0.5 まで変化させた (Fig. 27 参照)。基準となる値は 0.3 である。そしてそれぞれの場合に対して ( $E_\beta/Q$ ) と  $Q$  の相関関係を 3.6 節で述べた方法に従い求めた (Fig. 28 参照)。Fig. 25, 26 から明らかのように崩壊エネルギーの精度は崩壊熱に非常に大きな影響を及ぼす。瞬時照射において ( $E_\gamma/Q$ ) を 0.3 から 0.5 に変化させた場合  $\gamma$  線、 $\beta$  線、および全崩壊熱は 1 s の冷却時間においてそれぞれ +56 %, -24%, +13 % 变化する。 $\beta$  線崩壊熱と  $\gamma$  線崩壊熱の感度が逆の符号をもっている点に注意すべきである。また  $\beta$  線崩壊熱と全崩壊熱の感度の絶対値は  $\gamma$  線崩壊熱の感度のそれぞれ約 1/2 および 1/4 となっている。冷却時間とともに未知核種の崩壊熱への寄与が小さくなることに対応して、推定崩壊エネルギーの誤差が崩壊熱に及ぼす影響も小さくなり、 $10^4$  s 以上では無視しうる大きさとなる。無限照射の場合 (Fig. 26) の感度は瞬時照射の場合と比べて小さく、1 s の冷却時間において  $\beta$  線、 $\gamma$  線、および全崩壊熱に対してそれぞれ +22 %, -9 %, +5.5 % となっている。これは未知核種の崩壊熱への寄与率が無限照射の場合の方が小さいことによっている。無限照射の場合にも感度は冷却時間とともに小さくなり、 $10^4$  s 以上において無視しうる大きさとなる。

推定崩壊定数および崩壊エネルギーの誤差が崩壊熱に及ぼす影響をあわせて Fig. 29 に示す。崩壊エネルギーの誤差の影響と比較して崩壊定数の誤差が崩壊熱に及ぼす影響が小さいことが分る。

両崩壊データの不確定さによる崩壊熱の誤差は冷却時間 1 s において瞬時照射、無限照射に対してそれぞれ 15 % および 6 % である。冷却時間とともに推定崩壊データによる誤差は小さくなり、<sup>(41)</sup> 10<sup>4</sup> s 以上においては無限しうる大きさとなる。今回の誤差評価は Schmittroth - Schenter による結果と推定崩壊データによる誤差が主要部を占める短かい冷却時間においてよく一致している。Schmittroth - Schenter は崩壊データのみならず核分裂収率に対する誤差評価も行った。測定値のある核データの誤差による影響も調べている。<sup>235</sup>U(thermal), <sup>238</sup>U(fast), <sup>239</sup>Pu(fast) に対する誤差評価の結果をそれぞれ Fig. 30, 31, 32 に示す。<sup>235</sup>U の場合に比べて他の場合とくに <sup>239</sup>Pu の場合に核分裂収率の影響が大きいことが分る。

## 5. おわりに

ここ数年来の実験、計算両面の進歩により崩壊熱をかなり精度よく求めることが可能となった。崩壊熱の測定は  $\beta$ ,  $\gamma$  線の測定 (ORNL, IRT), カロリメータによる測定 (LASL, UC Berkeley) の両面から行われている。個々の測定の実験者の評価した誤差は UC Berkeley の測定を除き 2.5 % と非常に小さい。しかし異なる実験者による測定値相互には測定誤差をはるかにこえた矛盾があり誤差の再評価が望まれる。測定値の時間変化の傾向そのものはほぼ一致しており、規格化因子（おもに核分裂数）おもに問題があると考えられる。またガス状 FP の試料からの洩れの検討も重要である。

崩壊熱の測定でカバーできる範囲には必然的に限界があり、総和計算は不可欠である。総和計算の計算法そのものの精度には問題は少なく、崩壊熱の精度を支配するのは核データの精度である。測定値のあるデータ、測定値がなくて推定したデータの両方についての崩壊熱感度解析が重要である。感度解析を通じて核データの選択、特定の核データ測定の必要性の提唱、未知の核データ推定のための相関式の改良、などを行うことが出来、総和計算の精度向上が可能となる。

1974 年以来シグマ委員会の崩壊熱評価ワーキンググループにおいても崩壊熱の評価を行っており、核データの評価、推定、崩壊熱への感度解析の成果をふまえ、FP の核データライブラリの第 1 次版が 1979 年度中に完成の予定である。現在、FP の崩壊熱は軽水炉の LOCA 解析の面からおもに着目されているが、今後 LOCA 解析は当然としより広い範囲への適用を考慮した息の長い核データ評価が必要であろう。

## 参考文献

- 1) 中嶋龍三, 他, "核分裂生成物の崩壊熱", 日本原子力学会誌 Vol. 17, No. 1, pp. 3 - 22 (1975).
- 2) American Nuclear Society Proposed Standard, ANS 5.1 "Decay Energy Release Rates Following Shutdown of Uranium-Fueled Thermal Reactors", October (1971), Revised October (1973).
- 3) K. Shure, Fission product decay energy, Bettis Technical Review, WAPD-BT-24, pp.1-17, (1961).

- 4) K. Shure,  $^{235}\text{U}$  fission product decay heat 1972 re-evaluation, WAPD-TM-1119, October, (1972).
- 5) The Code of Federal Regulations, 10 CFR Part 50, Appendix K, (39 FR 1003, January 4, 1974).
- 6) J.K. Dickens, J.F. Emery, T.A. Lover, J.W. McConnell, K.J. Northcutt, R.W. Peelle and H. Weaver: Fission-product energy release for times following thermal-neutron fission of  $^{235}\text{U}$  between 2 and 14,000 seconds, Oak Ridge National Laboratory, ORNL NUREG-14, October, (1977).
- 7) J.K. Dickens, J.F. Emery, T.A. Lover, J.W. McConnell, K.J. Northcutt, R.W. Peelle and H. Weaver, Fission-product energy release for times following thermal-neutron fission of  $^{239}\text{Pu}$  between 2 and 14,000 seconds, Oak Ridge National Laboratory, ORNL NUREG-34, April, (1978).
- 8) J.K. Dickens, J.F. Emery, T.A. Lover, J.W. McConnell, K.J. Northcutt, R.W. Peelle and H. Weaver, Fission-product energy release for times following thermal-neutron fission of  $^{241}\text{Pu}$  between 2 and 14,000 seconds, Oak Ridge National Laboratory, ORNL NUREG-47, (1978).
- 9) J.L. Yarnell and P.J. Bendt, Decay heat from products of  $^{235}\text{U}$ -thermal fission by fast-response boil-off calorimetry, Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-NUREG-6713, (1977).
- 10) J.L. Yarnell and P.J. Bendt, "Calorimetric Fission Product Decay Heat Measurements for  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$ ", NUREG/CR-0349 (LA-7452-MS) September 1978.
- 11) S.J. Friesenhahn, N.A. Lurie, V.C. Rogers and N. Vagelatos,  $^{235}\text{U}$  fission product decay heat from 1 to  $10^5$  seconds, EPRI Report NP-180, February, (1976).
- 12) S.J. Friesenhahn and N.A. Lurie, Measurement of fission-product decay heat for  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$ , Proc. ANS Topical Meeting on Thermal Reactor Safety, Vol.2, pp.163-177, Sun Valley, August, (1977).
- 13) V.E. Schrock, L.M. Grossman, S.G. Prussin, K.C. Sockalingam, F. Nuh, C-K. Fan, N.Z. Cho and S.J. Oh, A calorimetric measurement of decay heat from  $^{235}\text{U}$  fission products from 10 to  $10^5$  seconds, EPRI Report, NP616, Vol.1, February, (1978).
- 14) K. Tasaka, "Nuclear Data Library of Fission Products for Decay Power Calculation", NUREG/CR-0705, TREE-1325 (1979).
- 15) M. Lott, G. Lhiaubet, F. Dufreche and R. Tourreil, Puissance residuelle total emise par les produits de fission thermique de  $^{235}\text{U}$ , J. Nucl. Energy 27, 597 (1973).

- 16) T.R. England, F. Schmittroth and R.E. Schenter, Integral decay-heat measurements and comparisons to ENDF B-IV and V, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-7422-MS, NUREG CR-0305, August, (1978).
- 17) M.A. Bjerke, J.S. Holm, M.R. Shay and B.I. Spinrad, A review of short-term fission-product-decay power, Nucl. Saf. 18, 596-615 (1977).
- 18) M.J. Bell, ORIGEN - The ORNL isotope generation and depletion code, ORNL-4628, May, (1973).
- 19) 田坂 完二 " DCHAIN : 放射性ならびに安定核種の生成崩壊解析コード ", JAERI 1250 (1977).
- 20) T.R. England, R. Wilczinski and N.L. Whittemore, CINDER-7: An interim report for users, Los Alamos Sci. Lab. Report LA-5885-MS, April, (1975).
- 21) A.R. Musgrove, et al., IAEA Meeting FP Nucl. Data Bologna, Review Paper No. 16.
- 22) E.W. Sidebotham, TRG 2143 (R), (1972).
- 23) A.C. Wahl, et al., IAEA-SM-122/116, Proc. 2nd IAEA Symp. Phys. Chem. Fission 813 (1969).
- 24) W.H. Walker, IAEA Meeting FP Nucl. Data Bologna, Review P. 11a, (1973).
- 25) J.G. Cuninghame, IAEA Meeting FP Nucl. Data, Bologna Review p.11b, (1973).
- 26) M.E. Meek and B.F. Rider, APED 5398-A, (1968).
- 27) idem, NEDO-12154, (1972).
- 28) idem, NEDO-12154-1, (1974).
- 29) E.A.C. Crouch, AERE-R 7209, (1973).
- 30) idem, AERE-R 7394, (1973).
- 31) W.H. Walker, AECL-3037, (Part II), (1973).
- 32) M. Lammer and O.J. Eder, IAEA/SM-170/13, (1973).
- 33) H.R. von Guten, Actinides Rev., 275 (1969).
- 34) W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys., 81, 1 (1966).
- 35) M. Uno and M. Yamada, "Atomic Mass Formulas with Empirical Shell Terms" Sixth International Conference on Atomic Masses, Michigan State Univ., Sept. 18-21, 1979.
- 36) K. Way and E.P. Wigner, The rate of decay of fission products, Phys. Rev. 73, 1318-1330 (1948).
- 37) K. Tasaka and N. Sasamoto, Nucl. Sci. Eng., 54, 177 (1974).
- 38) K. Tasaka, "Calculation of Fission Product Decay Power", Paper presented at ANS winter meeting, Washington D.C., Nov. 12-16, 1978; Transactions of ANS, 30, 734, 1978.

- 39) K. Tasaka, "Sensitivity of Decay Power to Uncertainties in Estimated Decay Data", Paper presented at ANS annual meeting, Atlanta, Georgia, June 3-8, 1979; Transactions of ANS, 32, 741, 1979.
- 40) K. Takahashi, M. Yamada and T. Kondoh, Atom. Data Nucl. Data Tables, 12, 101 (1973).
- 41) F. Schmitroth F. and R.E. Schenter, Uncertainties in fission product decay-heat calculations, Nucl. Sci. Engng 63, 276-291 (1977).
- 42) K. Tasaka, Effect of neutron capture transformations on the decay power of fission products, Nucl. Sci. Engng 62, 167-174 (1977).

**TABLE I Correlations Between  $\lambda$  and Q**

$\log \lambda = a \log Q - b$	a	b
Odd A $\leq$ 115	7.3 $\pm$ 0.5	6.6 $\pm$ 0.3
Odd A > 115	5.7 $\pm$ 0.3	5.4 $\pm$ 0.2
Even A $\leq$ 115 (odd-odd)	10.6 $\pm$ 1.1	10.2 $\pm$ 0.8
Even A > 115 (odd-odd)	9.2 $\pm$ 0.7	8.8 $\pm$ 0.5
Even A $\leq$ 115 (even-even)	3.9 $\pm$ 0.4	3.5 $\pm$ 0.2
Even A > 115 (even-even)	5.8 $\pm$ 0.3	4.3 $\pm$ 0.2

INEL-S-18 725

Table 2  
FISSION PRODUCTS IMPORTANT IN DETERMINATION  
OF NEUTRON ABSORPTION EFFECTS ON DECAY POWER

<u>NUCLIDE</u>	<u>PRECURSOR(S)</u>	<u>NUCLIDE</u>	<u>PRECURSOR(S)</u>
$^{90}\text{Y}$	$^{89}\text{Y}$ , $^{90}\text{Sr}$	$^{148}\text{Pr}_M$	$^{147}\text{Nd}_D$ , $^{147}\text{Pr}_M$
$^{100}\text{Tc}$	$^{99}\text{Tc}$	$^{148}\text{Pr}_M^m$	$^{147}\text{Nd}_D$ , $^{147}\text{Pr}_M$
$^{104}\text{Ru}$	$^{103}\text{Ru}$	$^{149}\text{Pr}_M$	$^{147}\text{Nd}_D$ , $^{147}\text{Pr}_M$
$^{105}\text{Ru}$	$^{105}\text{Ru}$		$^{148}\text{Pr}_M$ , $^{148}\text{mPr}_M$
$^{116}\text{In}$	$^{115}\text{In}$	$^{150}\text{Pr}_M$	$^{147}\text{Nd}_D$ , $^{147}\text{Pr}_M$
$^{130}\text{I}$	$^{129}\text{I}$ , $^{130}\text{mI}$		$^{148}\text{Pr}_M$ , $^{148}\text{mPr}_M$
$^{134}\text{Cs}$	$^{133}\text{Cs}$		$^{149}\text{Pr}_M$
$^{135}\text{Xe}$	$^{135}\text{I}$	$^{151}\text{Sm}$	$^{150}\text{Sm}$
$^{136}\text{Cs}$	$^{135}\text{Xe}$ , $^{135}\text{Cs}$	$^{153}\text{Sm}$	$^{152}\text{Sm}$
$^{140}\text{La}$	$^{140}\text{Ba}$ , $^{139}\text{La}$	$^{154}\text{Eu}$	$^{153}\text{Eu}$
$^{142}\text{Pr}$	$^{141}\text{Pr}$	$^{156}\text{Eu}$	$^{155}\text{Eu}$
$^{144}\text{Pr}$	$^{144}\text{Ce}$ , $^{143}\text{Pr}$		
$^{147}\text{Nd}$	$^{146}\text{Nd}$		

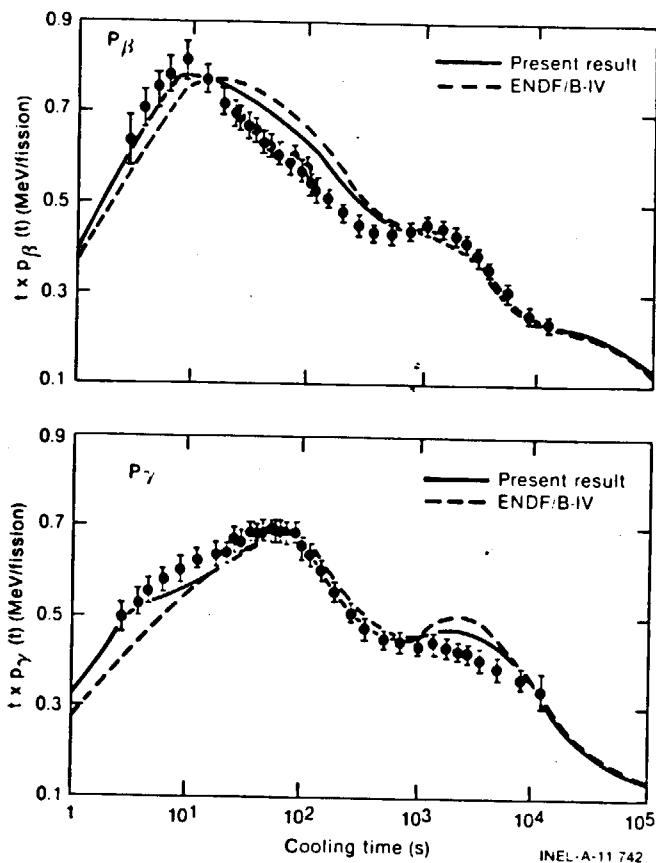


Fig. 1 Separate comparison of calculated beta- and gamma-decay powers with ORNL experiment.<sup>(14)</sup>

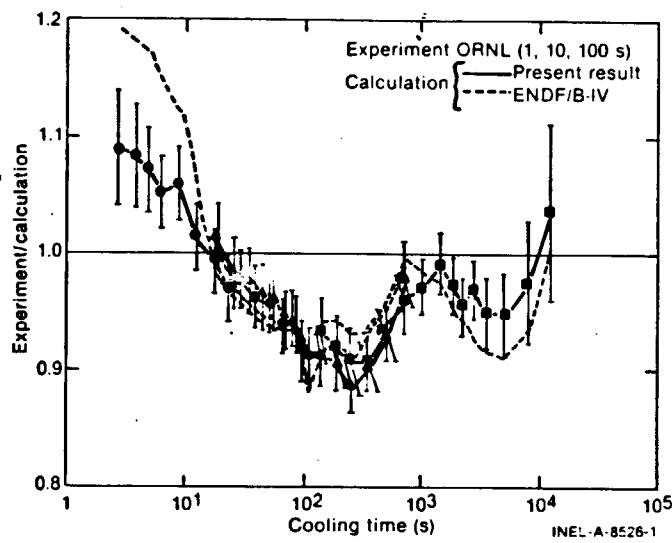


Fig. 2 Comparison of calculated decay power with experiment at ORNL for irradiations of 1, 10, and 100s.<sup>(14)</sup>

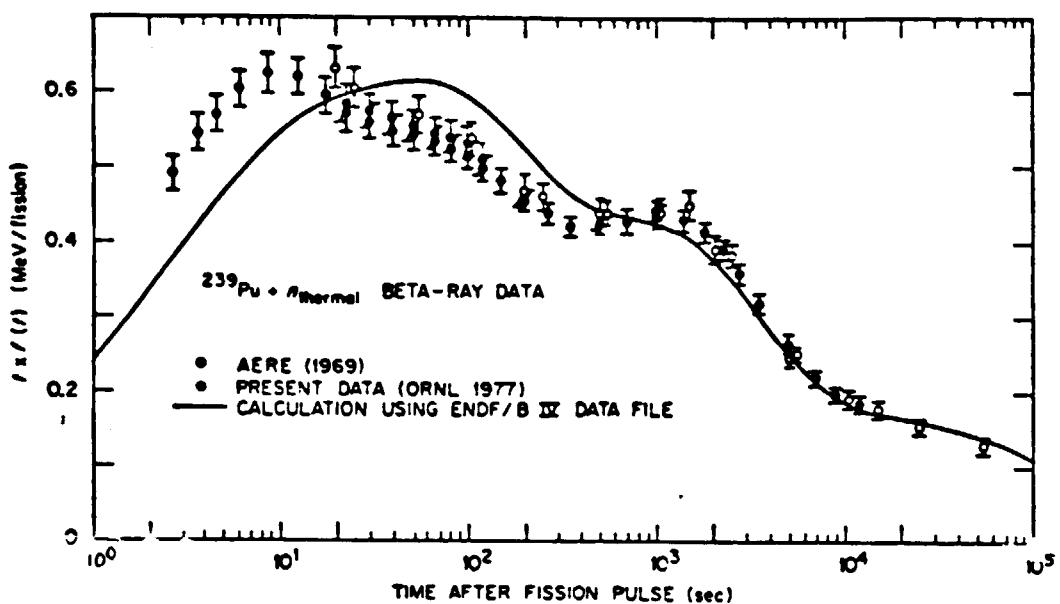


Fig. 3 ORNL  $^{239}\text{Pu}$  beta experimental decay heat compared to calculation (Ref. 7). (Three irradiation times combined on a pulse basis.)

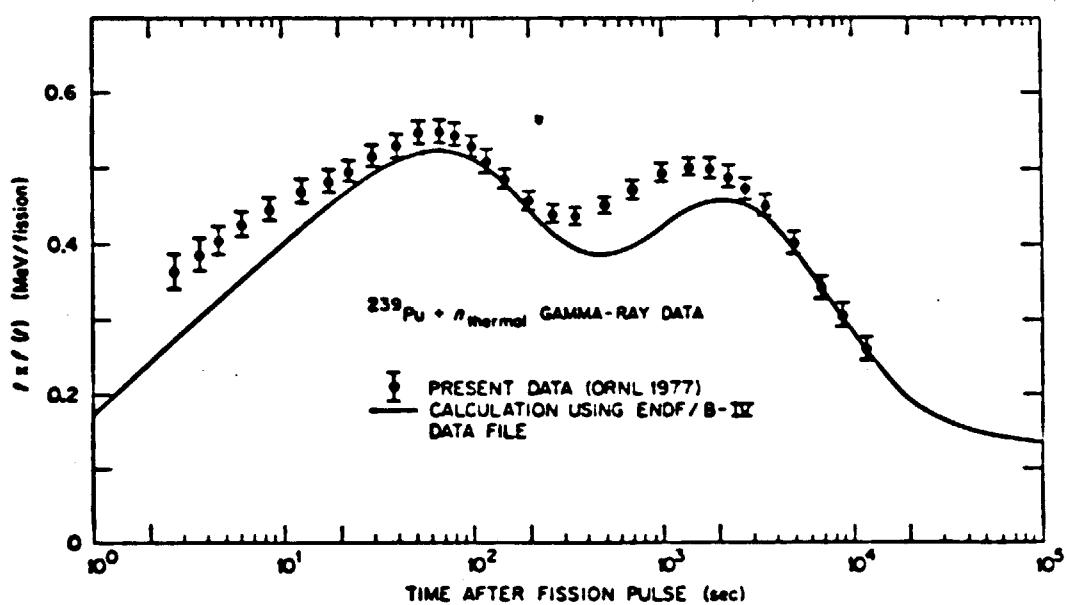


Fig. 4 ORNL  $^{239}\text{Pu}$  gamma experimental decay heat compared to calculation (Ref. 7). (Three irradiation times combined on a pulse basis.)

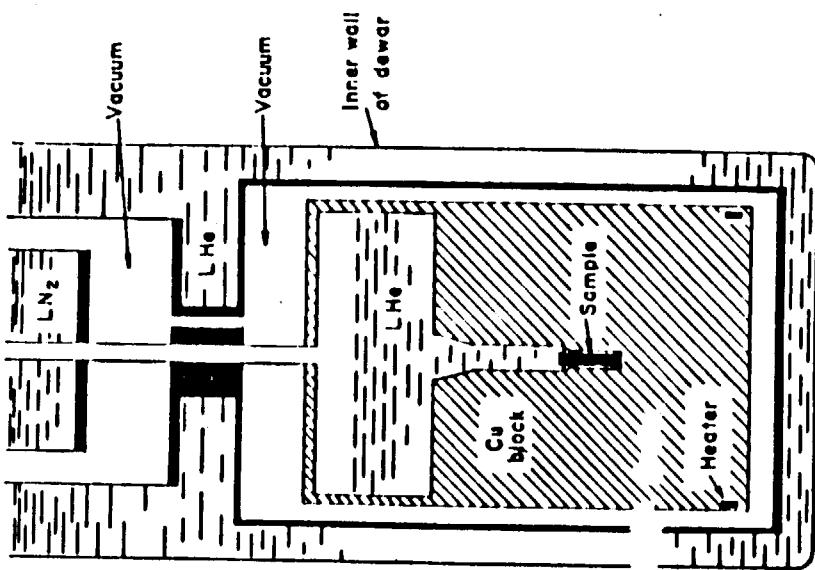


Fig. 5  
Active portion of the boil-off calorimeter. Radiation from the sample was absorbed in the copper block and was used to evaporate liquid helium from the reservoir in the top of the block. Heat leak into the copper block was prevented by the vacuum jacket and the outer helium bath.

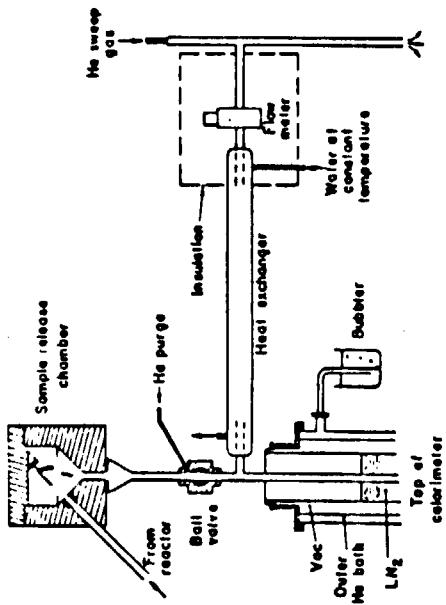


Fig. 6  
Upper portion of the boil-off calorimeter showing the piping used to transport the boil-off gas to the flowmeter. The ball valve was opened briefly to permit entry of the sample. The helium purge gas and sweep gas prevent air from entering the boil-off gas stream.

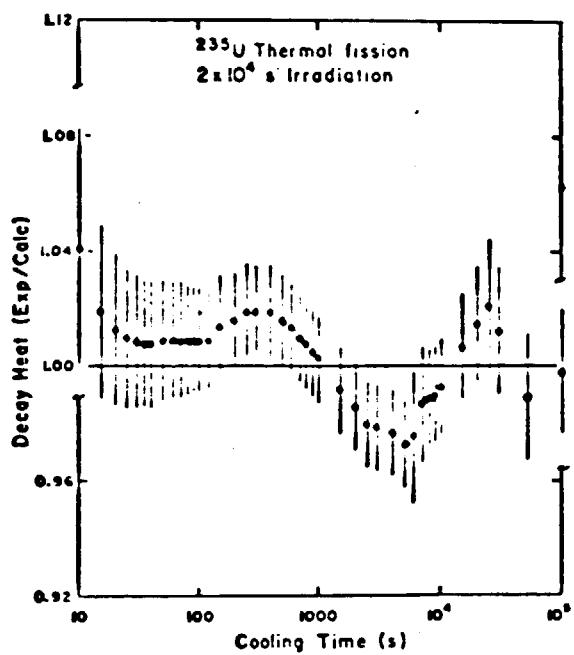


Fig. 7. LASL  $^{235}\text{U}$  experimental decay-heat ratio to calculation.  
(Calculation uses ENDF/B-IV.)

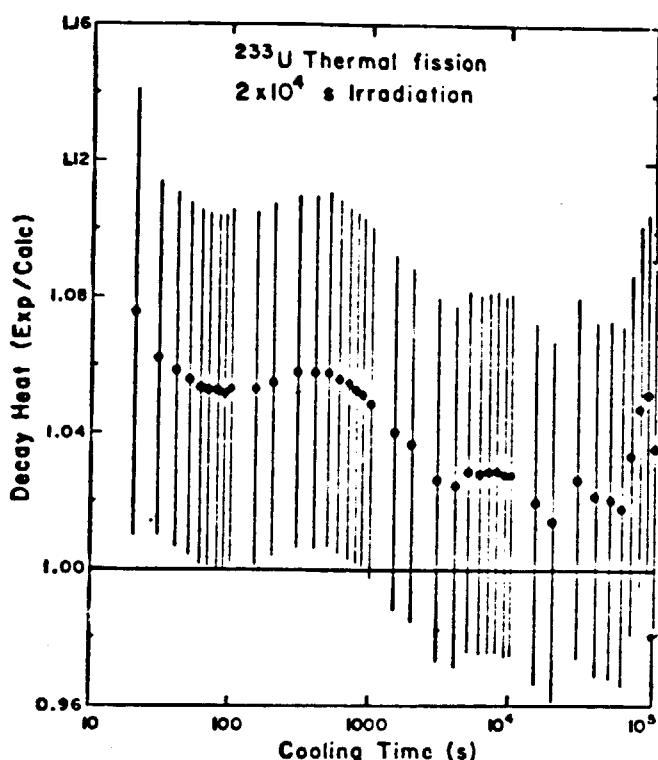


Fig. 8. LASL  $^{233}\text{U}$  experimental decay-heat ratio to calculation.  
(Calculation uses ENDF/B-IV.)

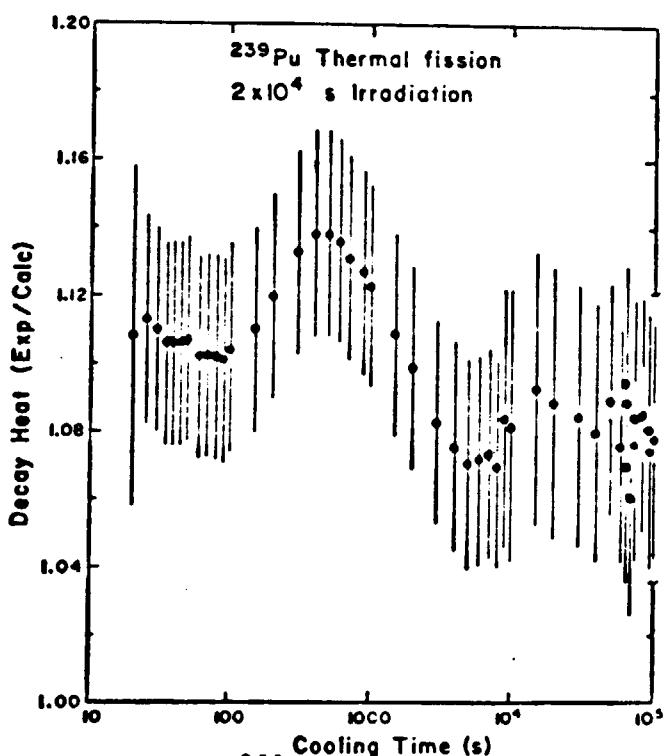


Fig. 9. LASL  $^{239}\text{Pu}$  experimental decay-heat ratio to calculation.  
(Calculation uses ENDF/B-IV.)

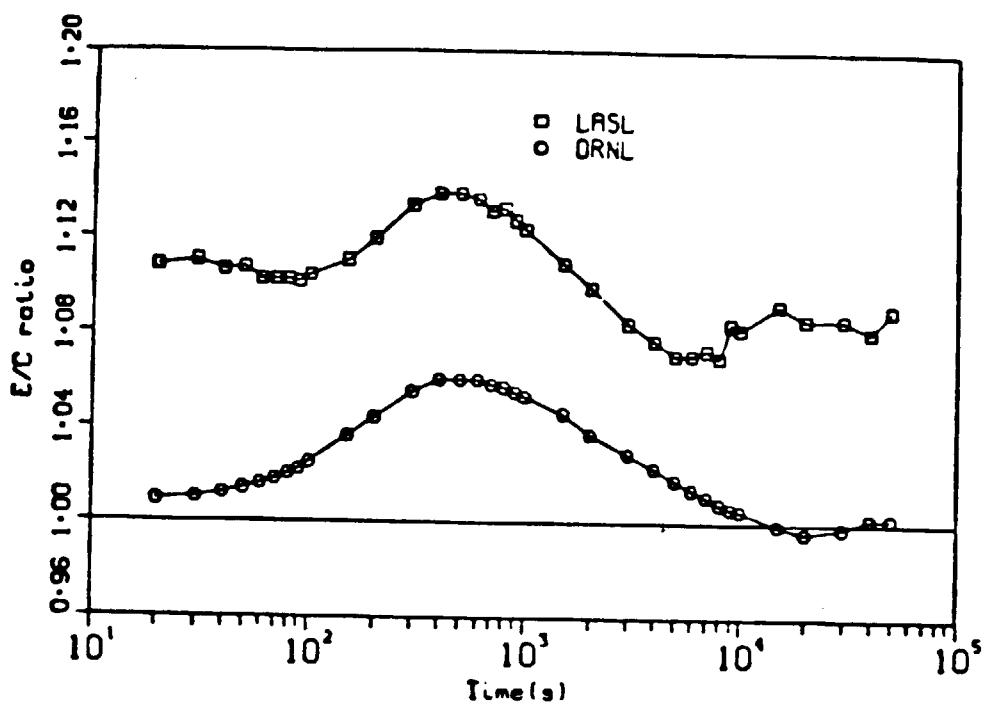


Fig. 10  $^{239}\text{Pu}$  decay-heat ratio of experiment to calculation following a 20 000-s irradiation (calculation uses ENDF/B-IV).

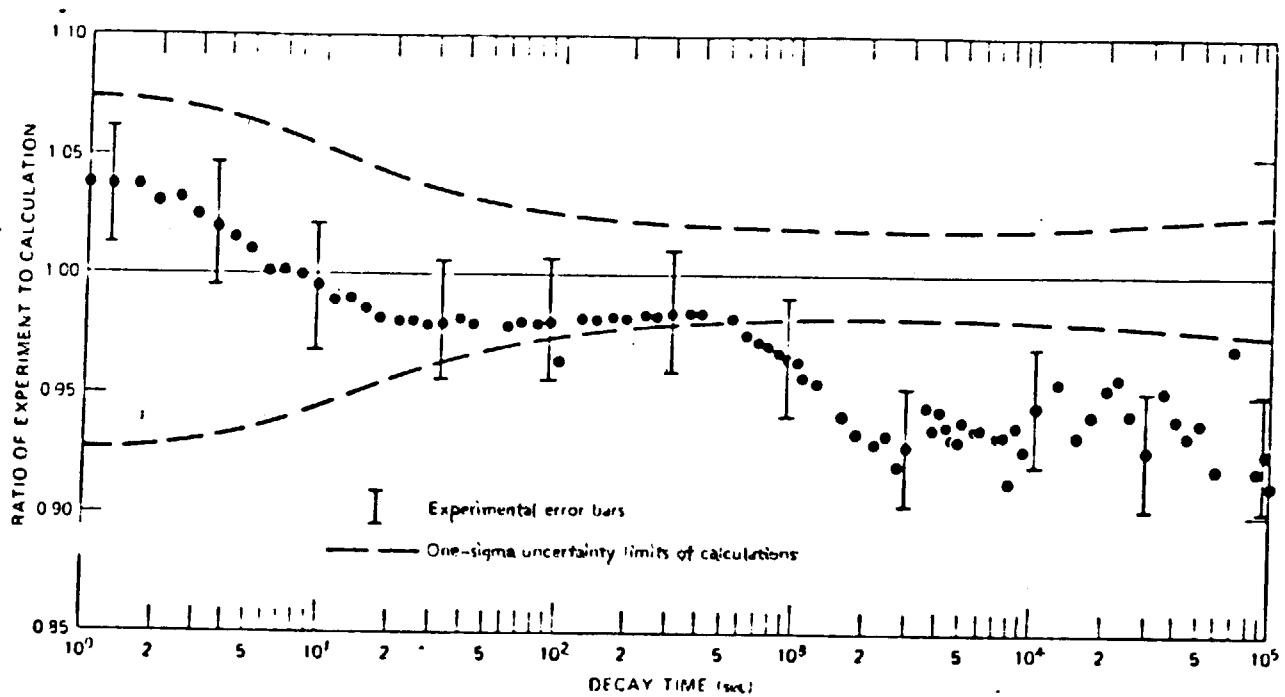


Fig. 11 Ratio of experimental results to ENDF B-IV summation calculations, IRT experiment.

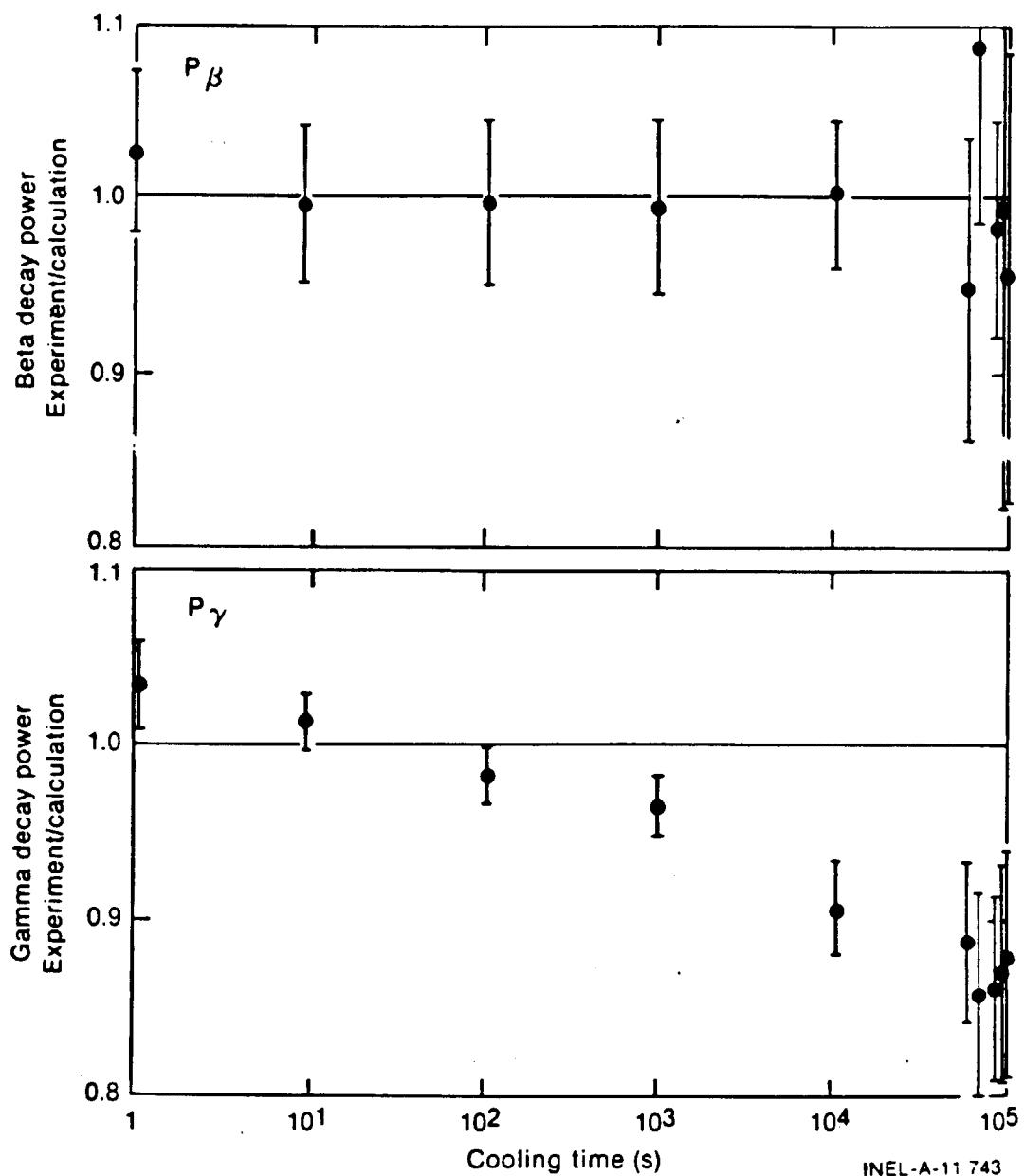


Fig. 12 Separate comparison of calculated beta- and gamma-decay powers with experiment at IRT Corporation for irradiation of 1 day.

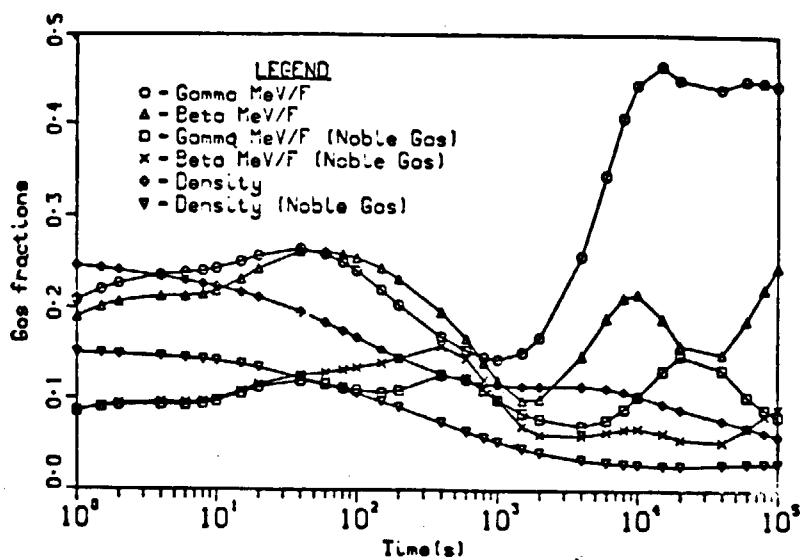


Fig. 13 Fractional gas content following a  $^{235}\text{U}$  fission pulse (fraction of total products).

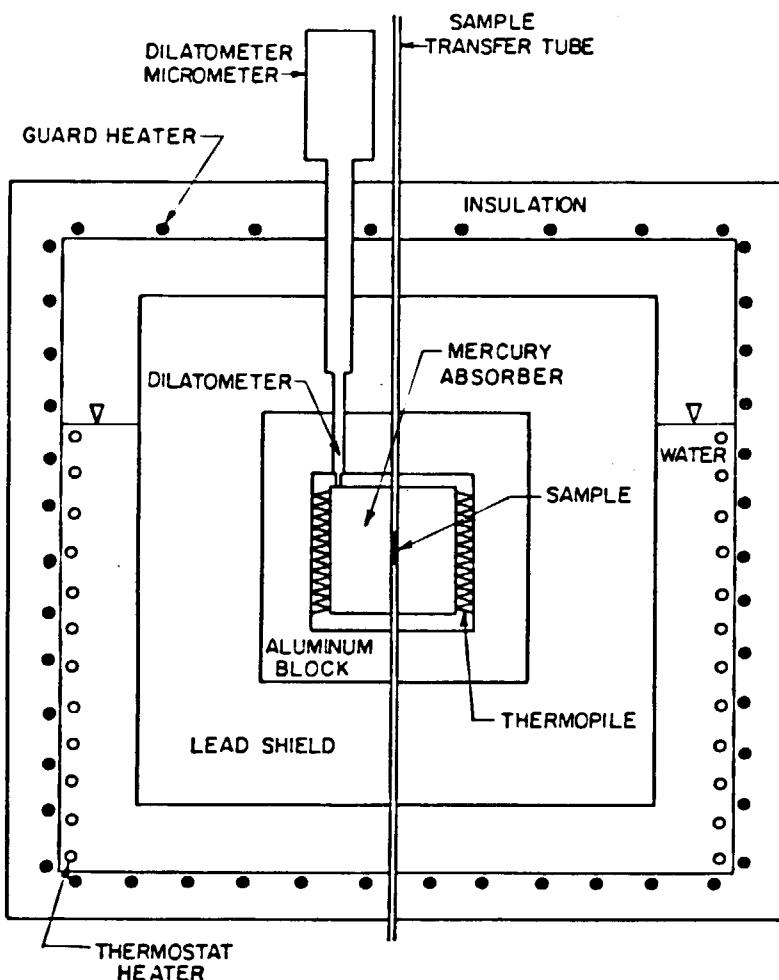


Fig. 14 Schematic of the calorimeter of UCB.

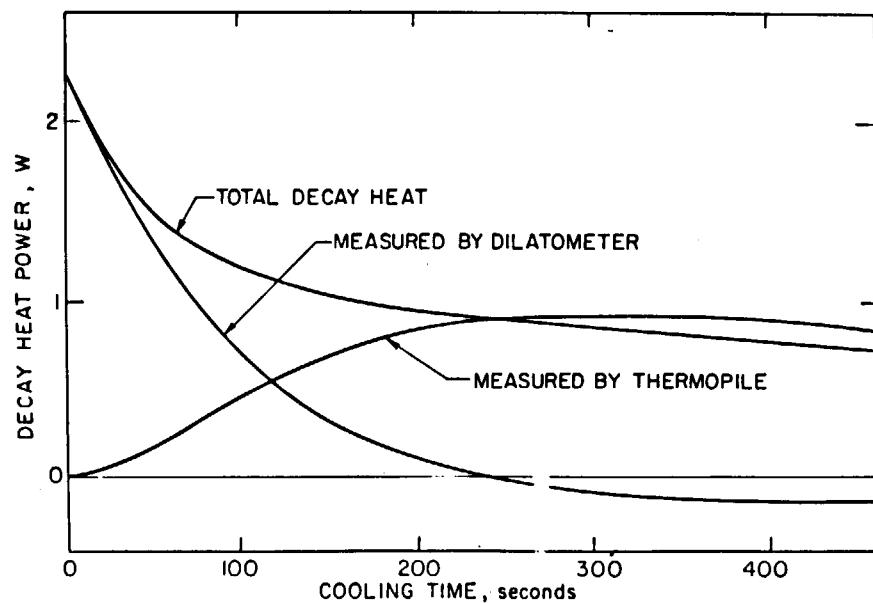


Fig. 15 Theoretical response to decay heat.

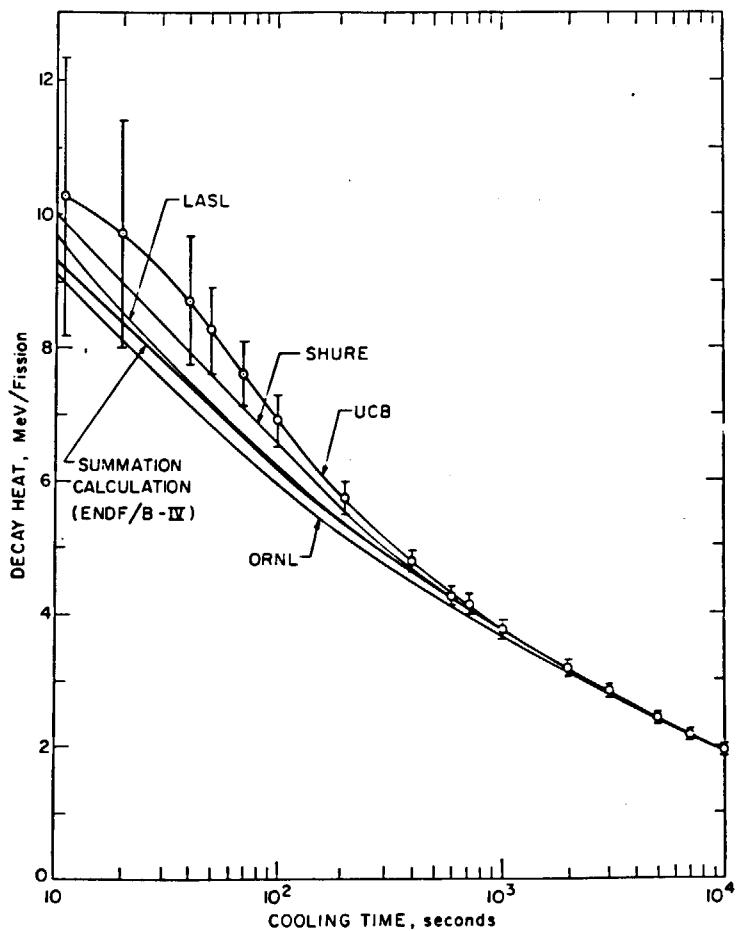
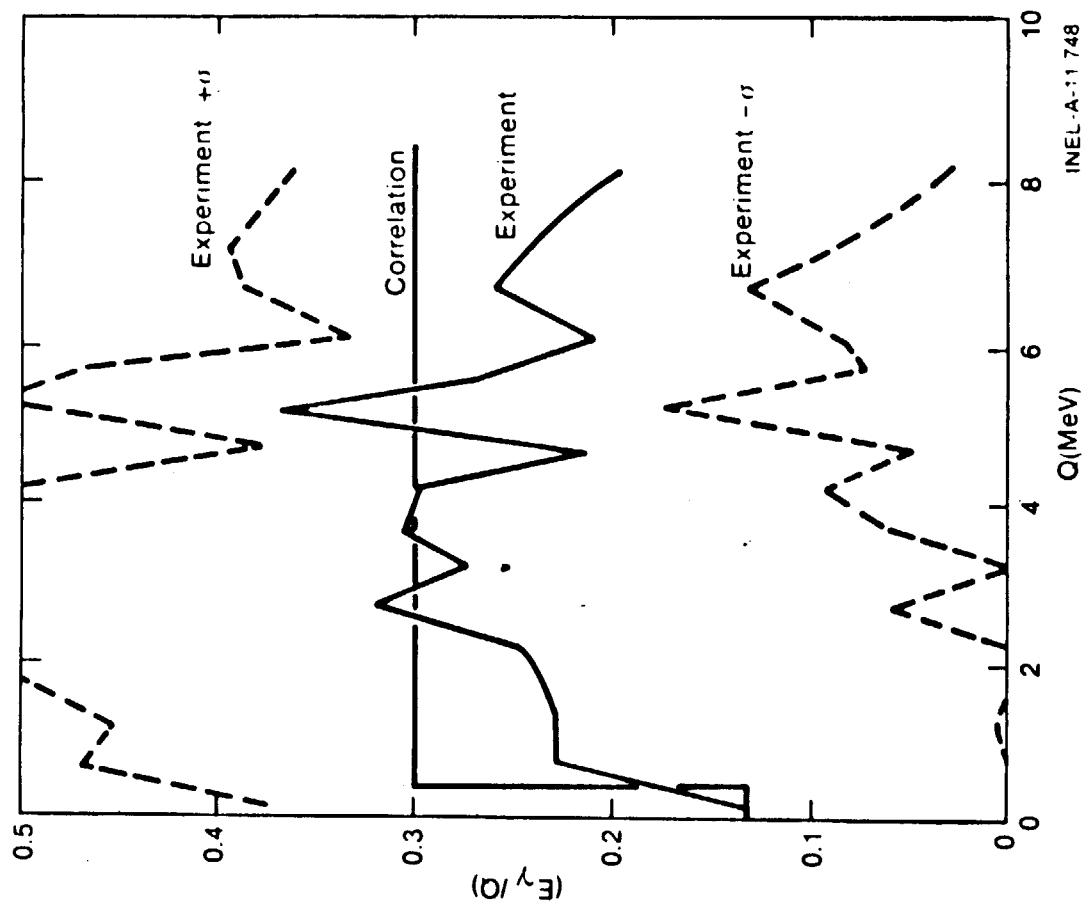
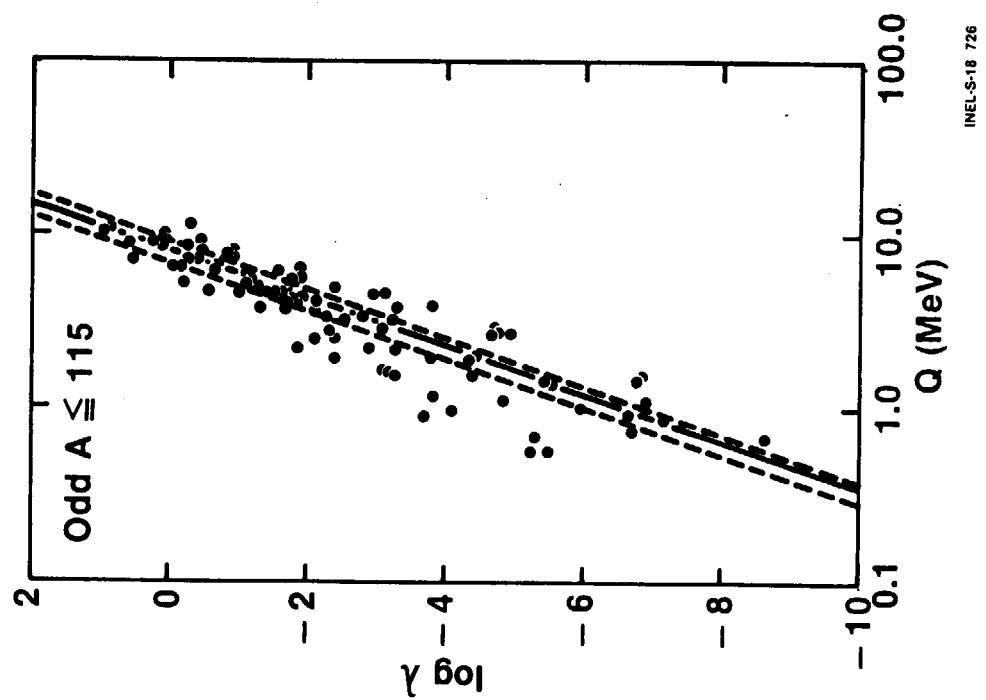
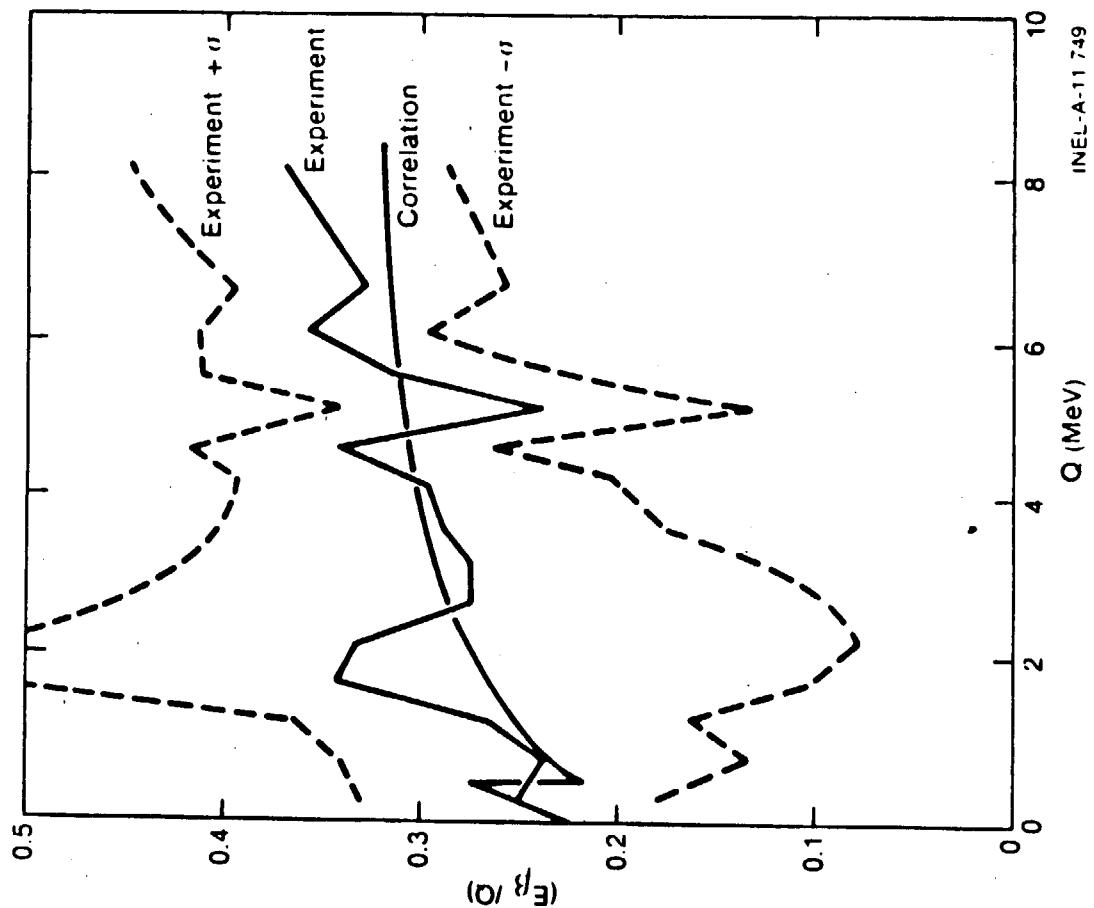
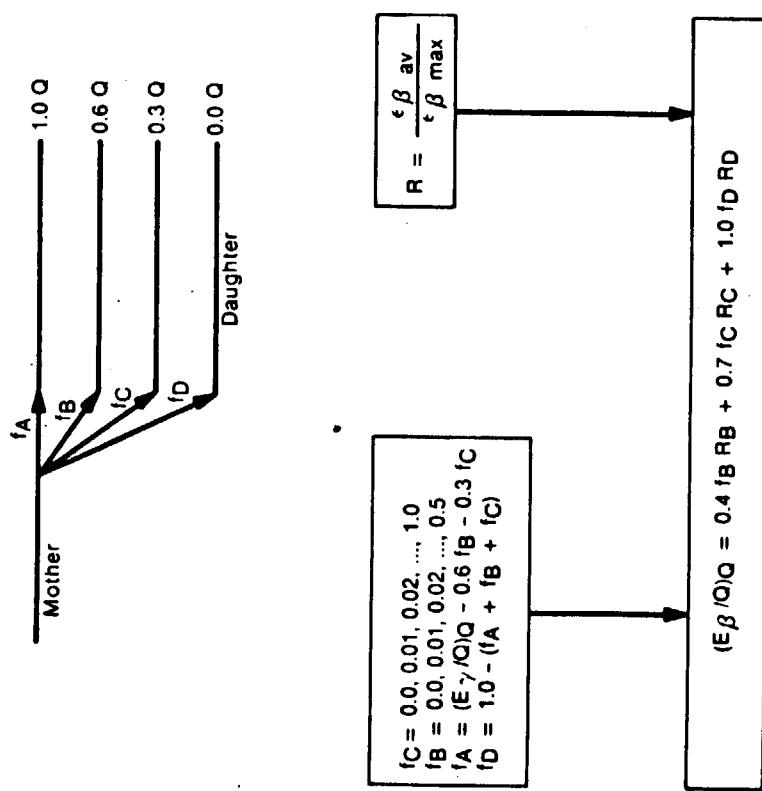


Fig. 16 Comparison of UCB results with others on infinite irradiation basis.

Fig. 18 Correlation between  $(E_\gamma/Q)$  and  $Q$ .Fig. 17 Correlation between  $\lambda$  and  $Q$ .

Fig. 20 Correlation between  $(E_\beta/Q)$  and  $Q$ .Fig. 19 Assumed decay scheme, transition probabilities, and equation for  $(E_\beta/Q)$ .  
INEL-A-11750

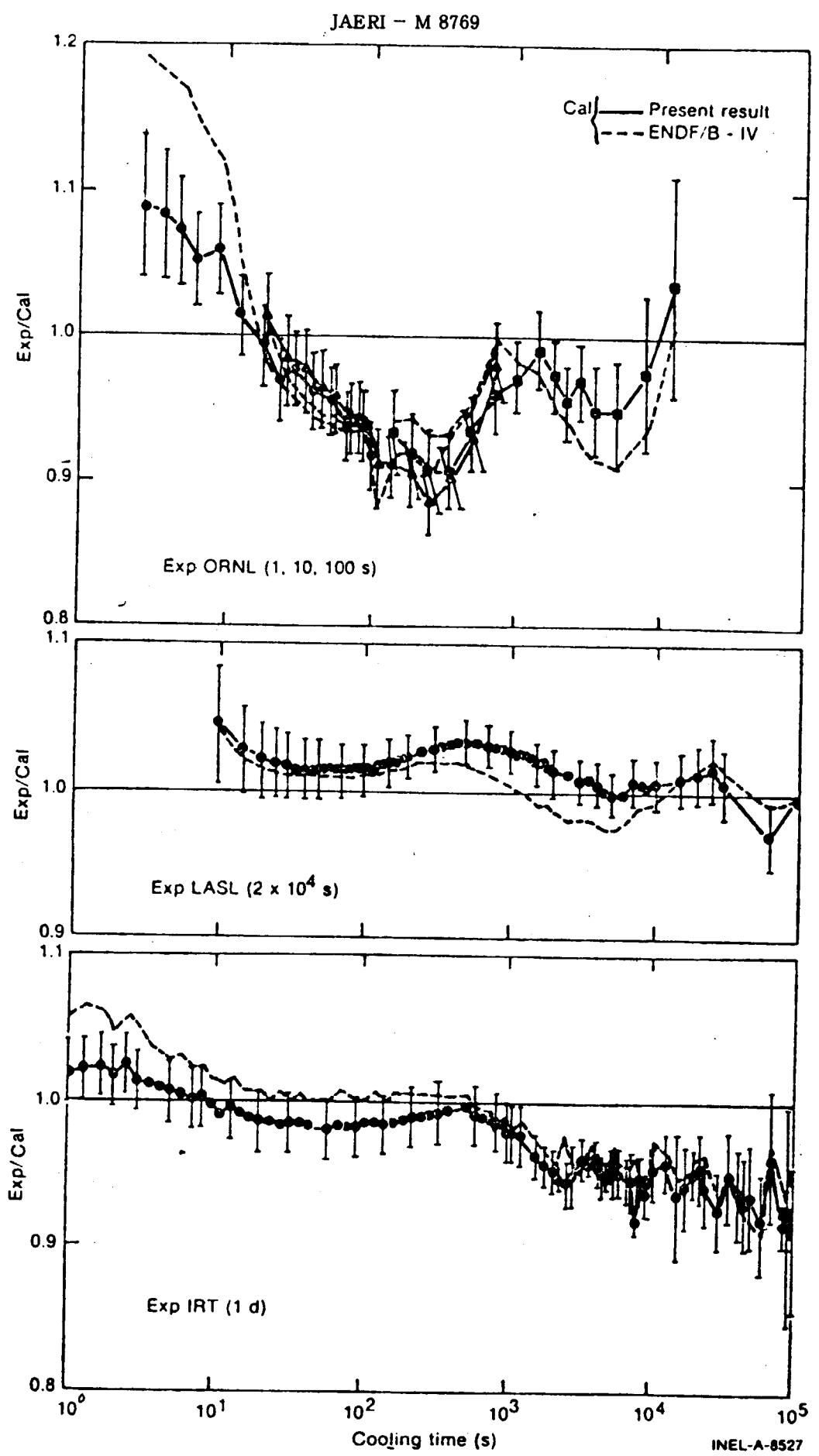


Fig. 21 Comparison of ORNL, LASL, IRT decay power measurements with calculations.

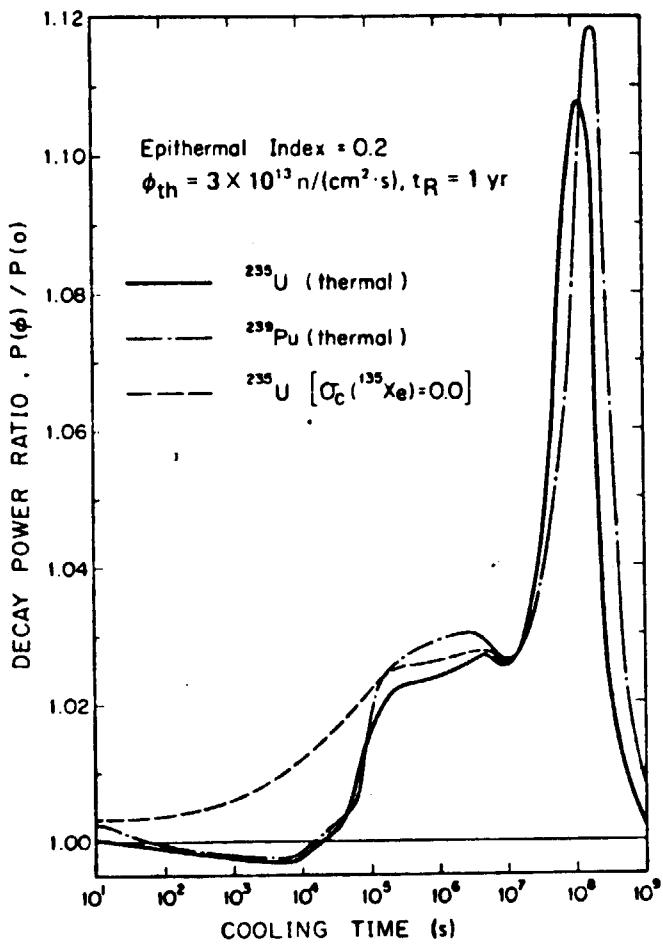


Fig. 22 The effect of neutron capture transformation is shown for an irradiation of 1 yr in an LWR with an epithermal index of 0.2 and a thermal neutron flux of  $3 \times 10^{13} n/(cm^2 \cdot s)$ .

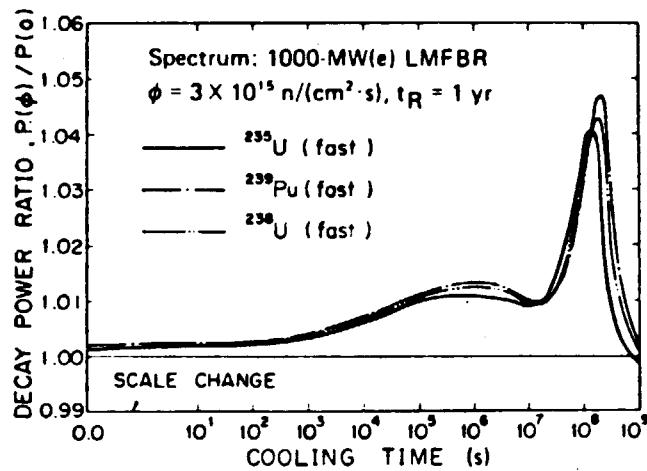


Fig. 23 The effect of neutron capture transformation is for an irradiation of 1 yr in a sodium-cooled FBR with an electric power of 1000 MW(e) and a neutron flux of  $3 \times 10^{15} n/(cm^2 \cdot s)$ .

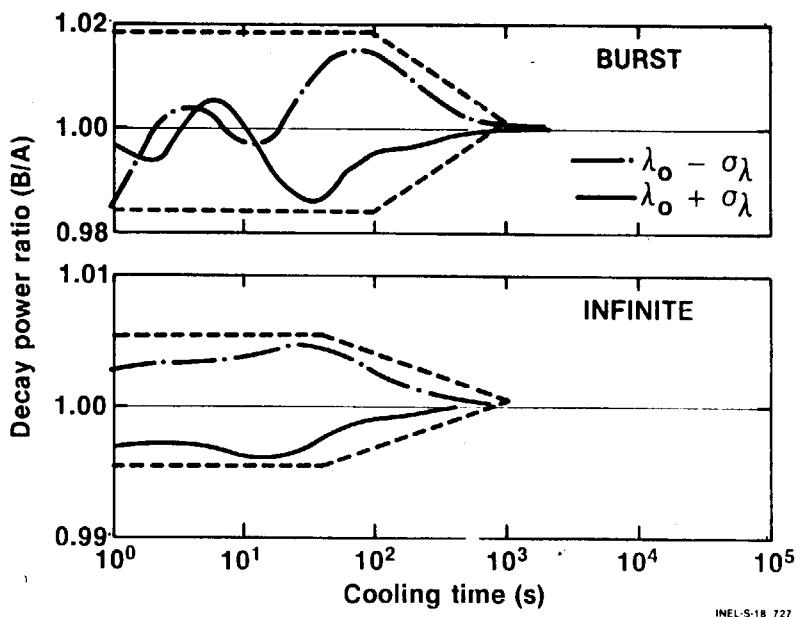
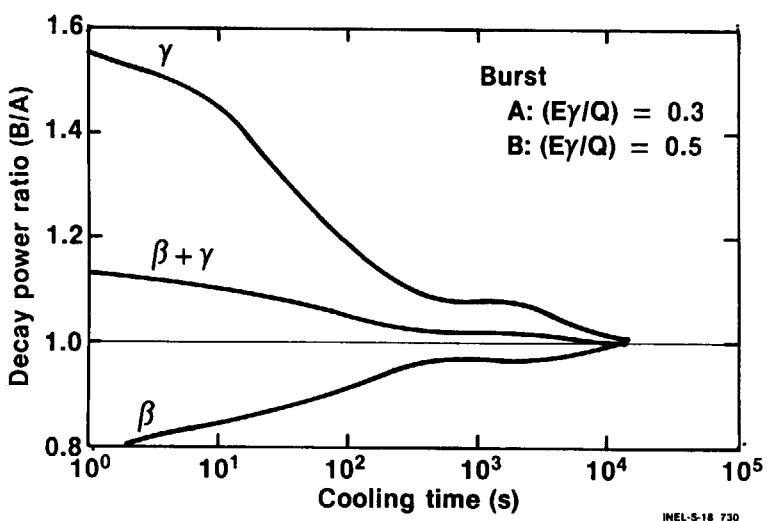
Fig. 24 Sensitivity of decay power to estimated  $\lambda$ .

Fig. 25 Sensitivity of decay power to estimated decay energies.

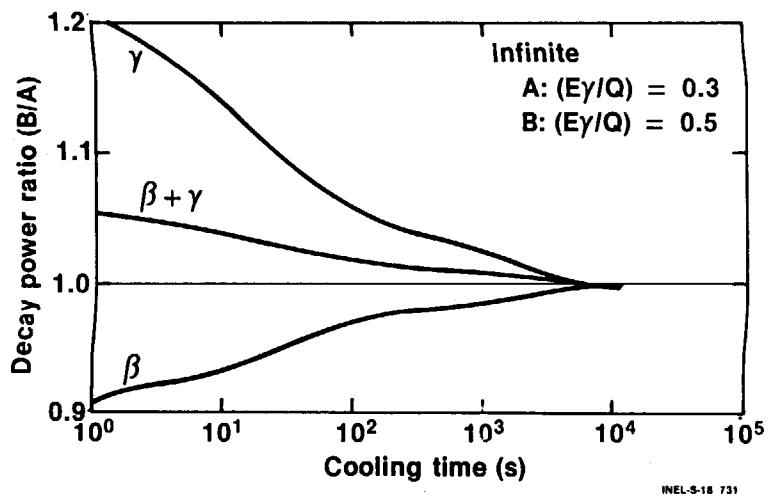


Fig. 26 Sensitivity of decay power to estimated decay energies.

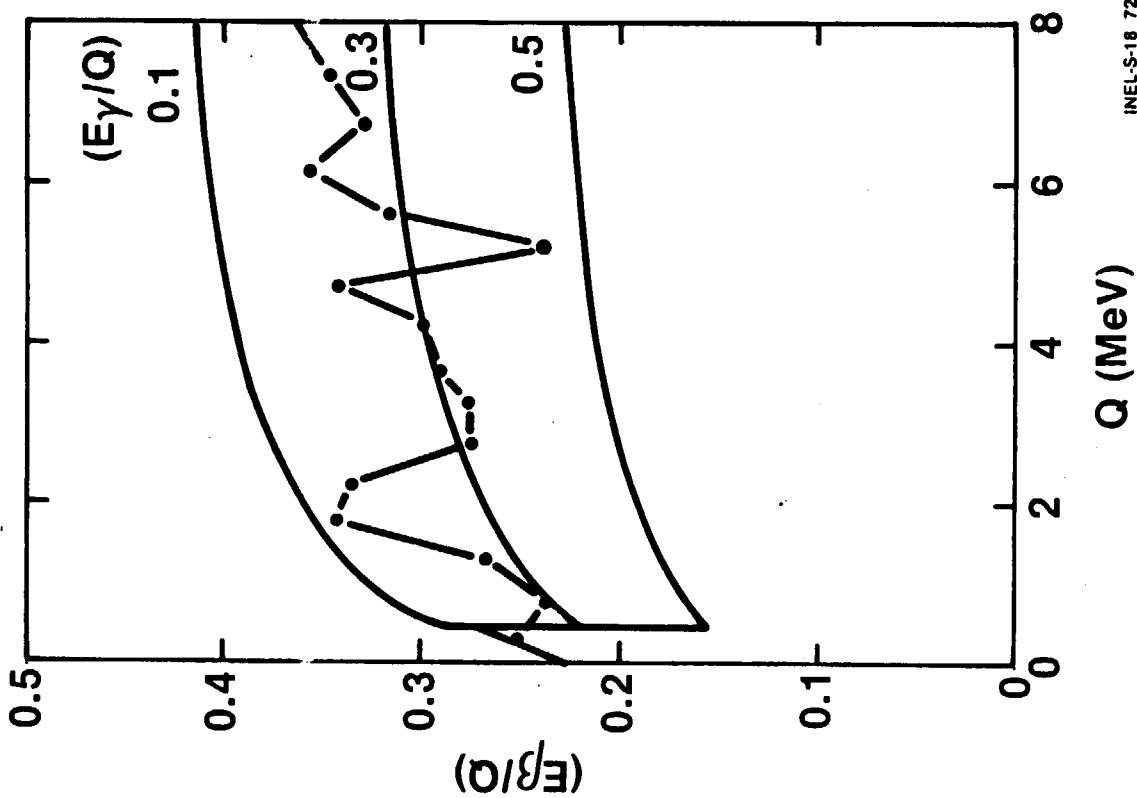


Fig. 28 Correlation between  $(E_\gamma/Q)$  and  $Q$ .

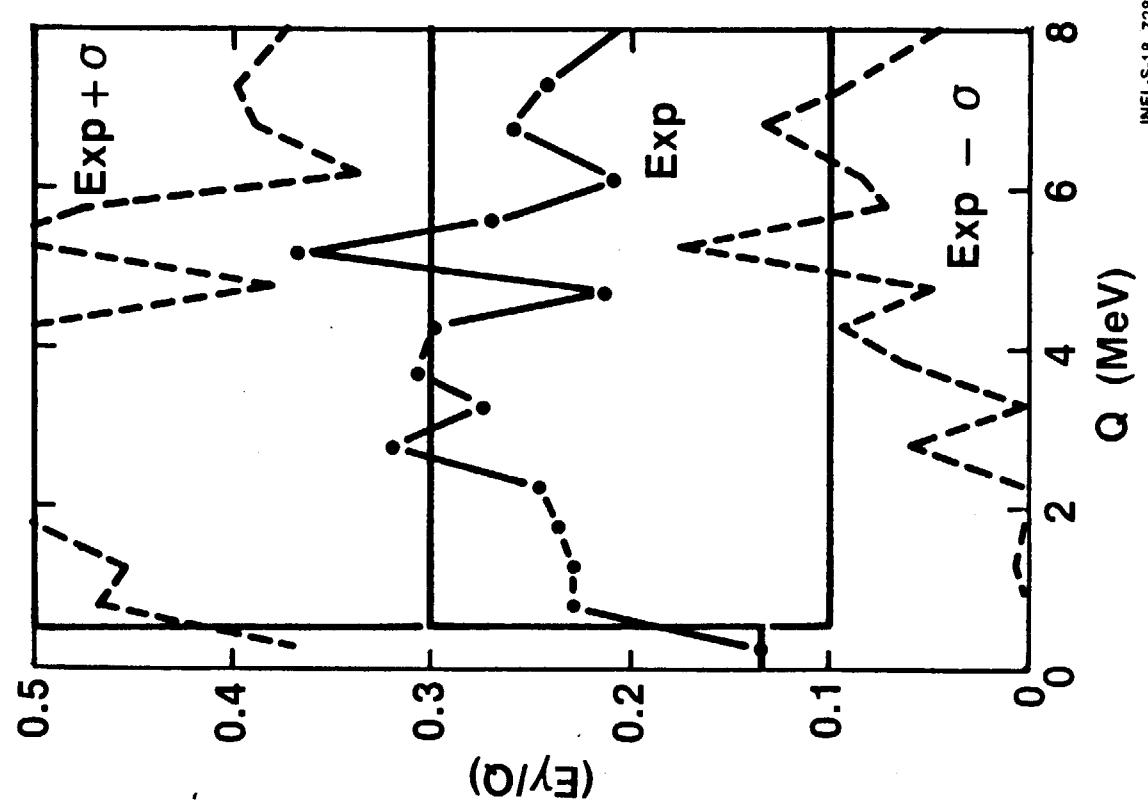


Fig. 27 Correlation between  $(E_\gamma/Q)$  and  $Q$ .

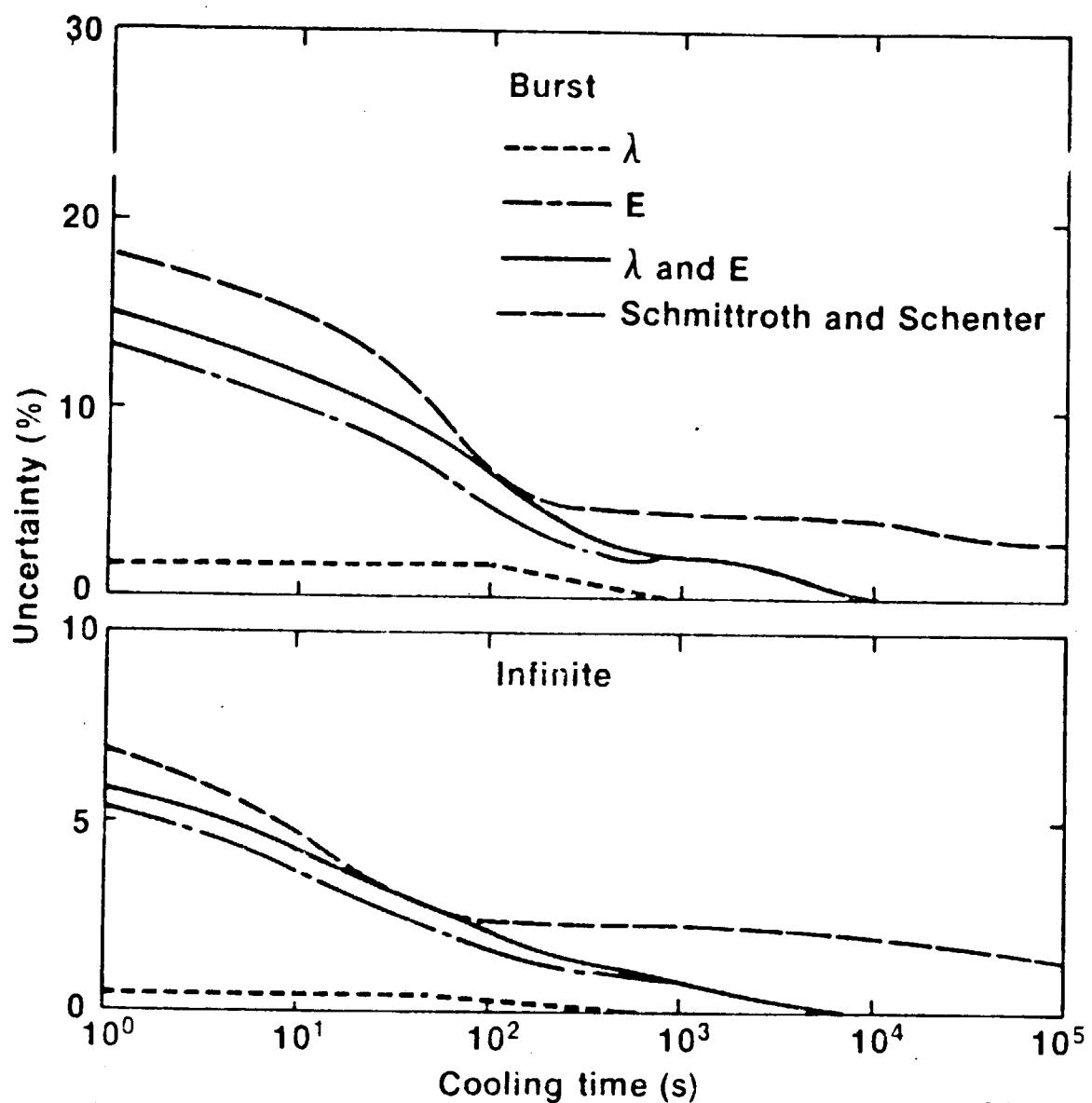


Fig. 29 Uncertainty of decay power by estimated decay data.

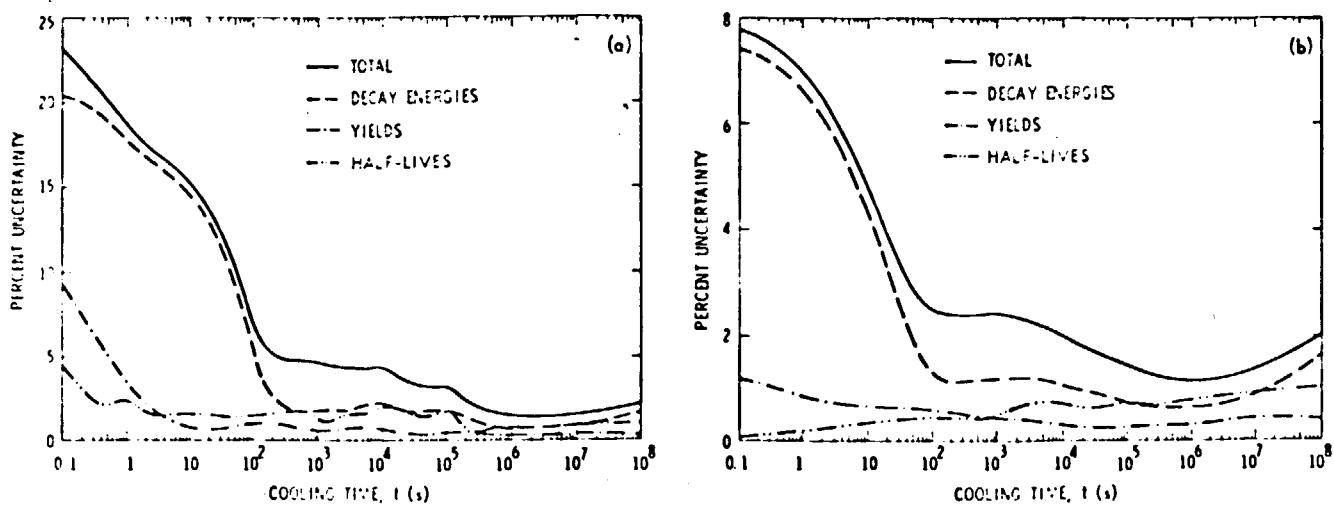


Fig. 30 Total decay-heat uncertainties for  $^{235}\text{U}$  (thermal).  
(a) Burst exposure, (b)  $10^7\text{-s}$  (116-day) exposure.

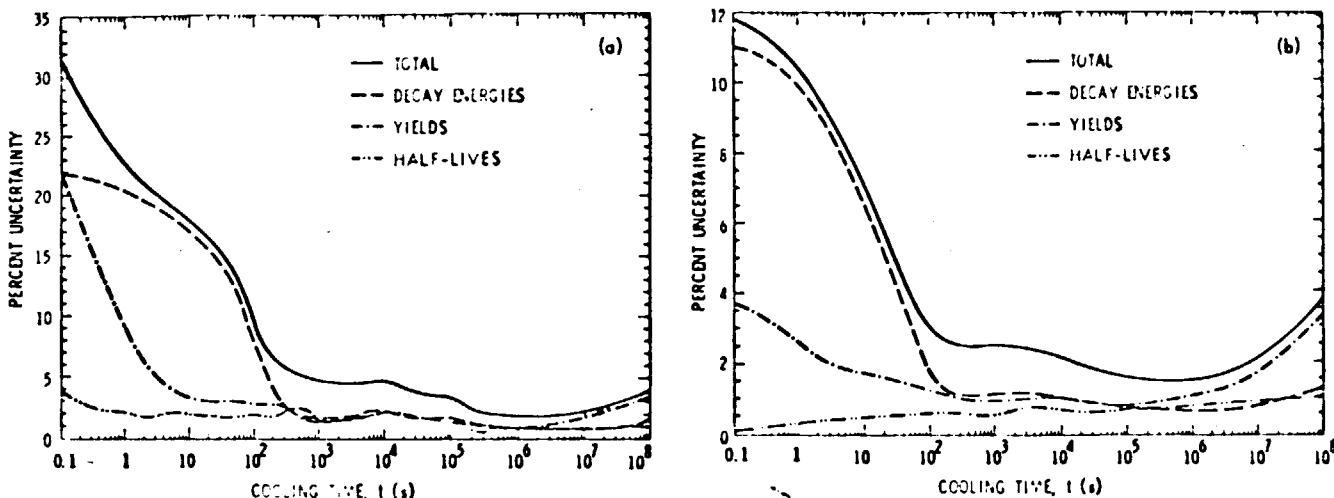


Fig. 31 Total decay-heat uncertainties for  $^{238}\text{U}$  (fast).  
(a) Burst exposure, (b)  $10^7\text{-s}$  (116-day) exposure.

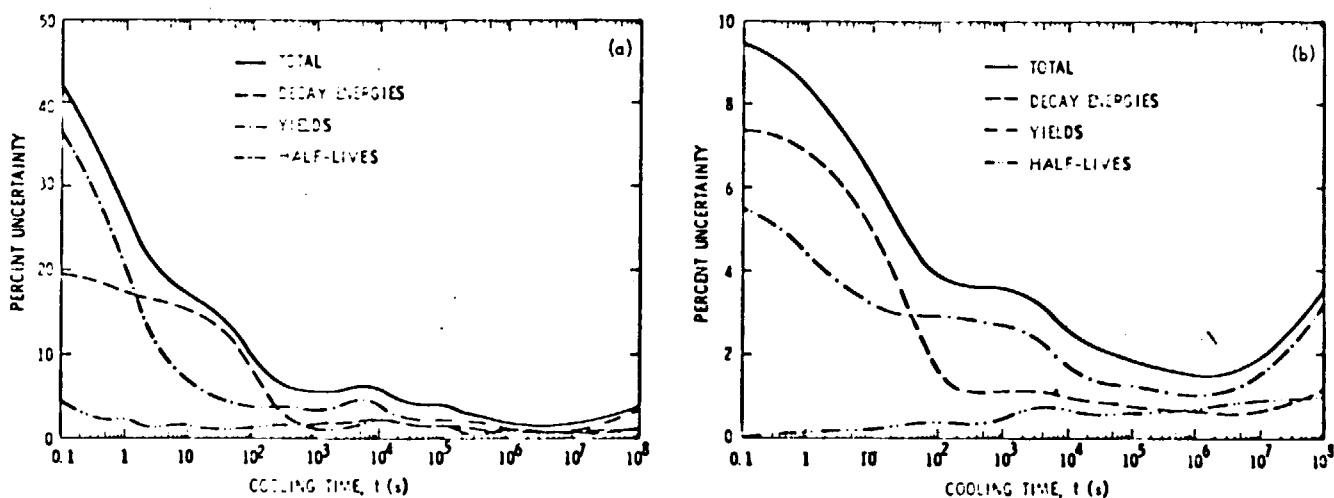


Fig. 32 Total decay-heat uncertainties for  $^{239}\text{Pu}$  (fast).  
(a) Burst exposure, (b)  $10^7\text{-s}$  (116-day) exposure.

## 討 論

Q : 八谷雅典（三井造船）

ANS Standard 5.1, Sept. 1978, Rev. Draft の Decay Heat Power は ORNL の実験結果とどの程度相違しているか。また田坂氏はこのデータをどのように修正したら良いと思われるか？

A : 田坂完二（原研）

ANS Draft Standard 5.1, Sept. 1978 Revision の崩壊熱と比較して ORNL の測定結果は全体的に約 7% 低くなっています。これは ANS 5.1 Standard の評価を最小 2 乗法で行うに際し LASL の測定誤差が小さかったことの直接の帰結です。一般に崩壊熱の測定によってはその時間変化はほぼ正しく求められるが、測定値の規格化には問題があるといわれてきました。測定誤差の評価は大きめに評価する人と少なめに評価する人があり人それぞれであり、統一性に欠けます。しかも崩壊熱の最小 2 乗法による評価においては測定誤差は支配的な働きをします。従って同一人による、異なる測定の規格化因子の見なおし、およびその誤差の再評価が必要と考えられます。そして最小 2 乗法を再度適用し崩壊熱の評価値を求めなおすべきであると考えられます。将来の方向としては測定値はすべて計算値の精度向上のため利用し、崩壊熱はすべて計算で行うのが望ましいと考えられます。これは計算の適用範囲に制限が少ないととなっています。

Q : 松延広幸（住原工）

F P Chain における  $Ni(t)$  の連立微分方程式を解く際、中性子束  $\phi$  は時間依存の形になっているが、 $t$  に関する任意の形で解けるのか？

原子炉の出力が一定という現実的な条件から、たとえば  $\phi(t)$  を  $t$  の一次式で近似するような方法はどうか？

A : 田坂完二（原研）

$Ni(t)$  の連続微分方程式を解析的に解くためには中性子束  $\phi(t)$  は一定であることが必要と考えられます。したがって中性子束  $\phi(t)$  の時間依存性は照射履歴をタイムステップに分割して表わし、各タイムステップ内では一定と仮定して取扱うこととなります。照射時間と共に変化するものには出力、中性子束以外にも中性子スペクトル、燃料組成などがあり 1 つの変数のみを関数近似する利点はありません、タイムステップ毎に与えることにより時間依存は充分考慮しうると考えられます。精度については、タイムステップ間隔を適当に選ぶことにより、必要精度を満たすことが出来ます。

Q : 田村 務（原研）

$^{96}Y$  の sec 程度のアイソマーの依頼性はどの程度であるか？

A : 田坂完二（原研）

$^{96}Y$  の 6 s, 10 s のアイソマーの存在は G. Sadler, et al., "Studies of the  $\beta$ -Decay of and the level scheme of  $^{96}Zr$ ", Nucl. Phys. A 252, 365-380 (1975) の評価  $6.0 \pm 0.3$  s,  $10.0 \pm 0.3$  s におもによっています。G. Sadler の評価は JOSEF, LOHENGRIN, OSIRIS という 3 つのオンライン質量分析器による測定結

果にもとづいている。また

G. Klein, et al., "Identification of  $^{96}\text{Y}$  in Fission by a Rapid Chemical Separation Procedure", Inorg. Nucl. Letters, 11, 511-518 (1975) も迅速化学分離により  $9.6 \pm 0.3$  s の半減期のアイソマーの存在を確認している。これらのデータの信頼性に関しては上記2論文を参照されたい。なお今まで  $^{96}\text{Y}$  の半減期と考えられていた  $2.3 \pm 0.1$  min は

D. G. Vallis and J. L. Perkins, "Yttrium-96 and Strontium-93: New Nuclear Data", J. Inorg. Nucl. Chem., 22, 1-5 (1961) による古い測定値によっている。彼らは  $^{96}\text{Zr}$  を 145 MeV の中性子で照射し ( $n, p$ ) 反応により  $^{96}\text{Y}$  を生成し、それを化学分離して  $^{96}\text{Y}$  の半減期を測定した。しかし Tables of Isotopes, Seventh Edition によれば 2.3 min の放射能は  $^{94}\text{Y} + ^{95}\text{Y}$  (+?) によっているのではないかと考えられている。

## 17. 医学生物学分野における核データの利用

喜多尾憲助\*

放射性核種のドシメトリにおける核構造データの利用の例として、評価ずみ核構造データファイル(ENSDF)の出力MEDLISTにもとづいて、放射性核種の照射線量率および比 $\gamma$ 線放射定数を計算したので、その一部を紹介する。また、若干の核種について、新らしく計算されたこれら定数について、実験値や既存計算値と比較した。

### Biological Application of the Nuclear Data

Kensuke KITA0\*

The exposure rate constants and the specific gamma-ray constants calculated on the basis of the MEDLIST from ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) are presented as an example of the application of the nuclear structure data in the radiation dosimetry related with the radioactive nuclide. Some results of the present calculation have been compared to experimental and reported calculated values.

#### 1. はじめに

1975年、私は本シグマ委員会の示唆により原子力総合シンポジウムにおきまして、本テーマに掲げた分野で必要とする核データについて解説を試みました。その意図は、この分野で必要とされるデータの種類を、データの生産者側に示すとともに、一方で、利用者向けデータ集の紹介と、データの精度などの現状を紹介し、利用者として、こうした現状に満足し得るのか、どうかを問うものがありました。しかし残念ながら、その後、十分な反響を得ておりません。

国外では、たとえば、イギリスでは1974年にUK Nuclear Data Committeeが、DennisをchairmanとするBiomedical Subcommitteeを作りました。アメリカでもNBS(全米標準局)のCasewellのchairmanshipのもとに同様な組織がありますし、また米核医学会はmedical Internal radiation dose committee(MIRD)を組織し、医療上使用され、体内に摂取される可能性のある放射性核種について、内部被曝推定のためのデータ整備が行なわれました。

最近、UKNDCのBiomedical committeeのP.D.HOLT<sup>(1)</sup>は、生物学、医学の分野で利用できる原子及び核データ集についてReviewを行っていますが、そのなかで、この分野のデータの

---

\* 放射線医学総合研究所、National Institute of Radiological Sciences

ユーザーは、しばしば、どのデータがもつとも Up-To-DATE であるか、そして、どれがもつとも適切なものであるか判断に苦しんでいると書いてあります。日常、Biomedical field の研究者と接している私も全くその通りだと思います。あるデータブックをひろげると、これは best value と書いている。しかし別な本では別の値を adopt しています。best, adopt, evaluate, recommended ……、いったいどれを使えばよいのか。核データの玄人にお尋ねしても、必ずしも明解な解答が与えられないのではないでしょうか。

それはさておき、Biomedical field で必要な原子核・放射線に関するデータは次のようなものです。

- イ. 放射性崩壊
  - ロ. 中性子反応断面積
  - ハ. 荷電粒子反応の励起関数
  - ニ. 中性子反応の Kinematics
  - ホ. 中性子および電子についての W 値
  - ヘ. X 線,  $\gamma$  線と物質との相互作用
  - ト. 電子, ベータ線と物質との相互作用
  - チ. 陽子,  $\alpha$  粒子, 中間子, 及び重荷電粒子のエネルギー損失
- こゝでは、このうちイ) のデータの利用について申し上げようと思います。

## 2. ENSDF-MEDLIST をもとにした照射線量率又は比 $\gamma$ 線放射定数

放射性核種を疾病の診断に利用するさいには、その照射線量率は云うまでもありませんが、その取扱いにあたる医療技術者の被曝線量の評価が必要です。また原子力利用にともなう各段階で放出され、人体に影響を及ぼす放射性核種についても、安全上、吸収線量や吸収線量当量の推定が必要ですが、その基礎になるデータが、放射性崩壊の諸データです。すなわち、崩壊にともなって放出されるすべての放射線について、その種類、エネルギー、放出率です。そしてまた絶対放出率を与えるものとしての半減期です。もちろん、あらゆる放射線がことごとく測定されなければ問題はありませんが、そのようなことは実際には不可能ですから、理論や実験値からの推測データをどうしても利用しなければなりません。この種のデータファイルとして、ORNL の評価ずみ核構造データファイル (ENSDF) からの出力 MEDLIST があります。これは、云うまでもなく、実験データをもとに、データのないところは理論値で補ない、 $\gamma$  線、X 線、 $\beta$  線、内部転換電子、オージェ電子のエネルギー、強度、内部被曝計算用の平衡吸収線量定数  $A$  が表に出力されます。（その例を Table 1 に示しました。ただし、放出強度が 1 崩壊当り 0.001 個以下のものは切り捨てられています。この出力を使うと、例えば、ある強さの放射能をもつ線源から、ある距離にある点での照射線量を推定することができ、それによってその線源の危険度を評価することができます。photon について、この値が照射線量率定数とか  $\gamma$  線比放射定数と呼ばれているものです。）

これは、次のように定義されます。<sup>(2)</sup> すなわち、エネルギー  $E_i$ 、放出率  $P_i$  の光子  $i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) を放出する放射能  $A$  の線源から、空気中、距離  $\ell$  の点での照射線量率  $X$  は、エネル

ギー  $E_i$  の光子に対する空気の減衰係数を  $\mu_i$ , ビルドアップ係数を  $B_i$  とすると

$$\dot{X} = \sum_i \frac{A P_i E_i (\mu_{en,i}/\rho)}{4 \pi \ell^2 (\bar{w}/e)} e^{-\mu_i} (1 + B_i) \quad (1)$$

で与えられる。ここに  $\mu_{en,i}/\rho$  は  $i$  光子に対する空気の質量吸収係数,  $\bar{w}/e$  は空気の  $w$  値,  $\rho$  は空気の密度である。空気中での光子の減衰及びビルドアップを無視すると, (1)式は

$$\dot{X} = \sum_i \dot{X}_i = \frac{A}{\ell^2} \Gamma_\delta \quad (2)$$

と書ける。ここに  $\Gamma_\delta$  は

$$\Gamma_\delta = \frac{1}{4 \pi (\bar{w}/e)} \sum_i P_i E_i (\mu_{en,i}/\rho) \quad (3)$$

と置きました。

この  $\Gamma_\delta$  が照射線量率定数 (exposure rate constant) です。添字  $\delta$  は対象とする光子エネルギーの下限を設定したことを意味します。また、対象となる光子を  $\gamma$  線のみに限定した場合、この値は比  $\gamma$  線放射定数 (specific gamma-ray constant)  $\Gamma$  と呼ばれます。(3)で  $\rho$  を  $1.293 \text{ mg/cm}^3$ ,  $w/e = 33.7 \text{ ev}^{(3)}$  とし、光子のエネルギーを MeV としますと

$$\Gamma_\delta = 19.52 \sum_i P_i E_i (\mu_{en,i}/\rho) \quad (4)$$

となります。今回の計算では、 $\mu_{en,i}/\rho$  に Hubbell<sup>(4)</sup> の値を使いました。この質量吸収係数は  $5 \text{ kev} \sim 10 \text{ Mev}$  の範囲で 2%,  $0.5 \text{ kev}$  から  $5 \text{ kev}$  の範囲で 5% の不確かさを含んでいます。放射能の絶対量はもちろん測定することができますから、照射線量率定数は測定することが可能ですが。あるいは又、たとえば  $^{226}\text{Ra}$  の 0.825 に対して相対的に決定することができます。しかし実際に測定された核種は私の知る限りでは 16 核種ほどにすぎません。これらの測定は、いずれも 1950 年代から 1960 年代はじめにかけたもので、最近のデータはほとんどありません。すべて計算によるものであります。いろいろな文献に引用されている値は、たがいにかなり違っており、また計算の基礎となっている数値も何をつかったか、はっきりしないものがあり、信頼性にかけるきらいがあります。今から 16 年ほど前に、日本放射性同位元素協会の鈴木ら<sup>(5)</sup> が、それまで流布している  $\gamma$  線放射定数をまとめて整理し、同時に、その時点で信頼できる  $\gamma$  線エネルギー放出データを使用して、自らの計算値を発表しています(この計算値は、たとえば、アイソトープ便覧の最新刊などにも引用されているものであります)。4 種ほどの核種について、既に公表されているこの定数を掲げておきます(Table 2)。数値自体のバラツキもひどいものですが、実測値との間で、このような差が生ずるようでは、信頼性を著しく欠くものといわざるを得ません。これらの計算に使用した  $\mu_{en,i}/\rho$ ,  $\bar{w}/e$  のバラツキは高々 4% 程度でありますので、結局、計算値のバラツキの主たる要因は、光子のエネルギーと強度にあることになります。したがいまして、この両者に、ENSDF のような信頼性のあるデータを使うことによって、得られた照射線量率定数 (あるいは比  $\gamma$  線放射定数) の信頼度は高くなるはずであります。

現在、われわれは生物学医学あるいは保健物理で問題になる核種250種を対象は計算をすすめ、現在120核種ほどについて計算すみであります。第3表にその1部を紹介します。なお、これらの値は  $\text{mRcm}^{-2} \text{ h}^{-1} \text{ mCi}^{-1}$  を単位としてあらわされています。

### 3. むすび

光子のエネルギーと強度は、精度の高い値が得られるようになったので、それらをもとにした ENSDF を使用することは十分意味あることです。また、信頼度が高まることにより、実測値との直接比較が可能になったことも、その意義は大きいと思われます。このことは、放射能測定において照射線量率を利用するとの合理性を保証するものです。なお  $\bar{w}/e$  の値について、最近 ICRP (国際放射線防護委員会) は、33.85 (15) eV という値を勧告しています。<sup>(6)</sup> 誤差の評価も行なわれているので、今後、この値を使って計算するつもりであります。

### 文 献

- (1) P. D. Holt, Phys. Med. Biol. 24 (1979) 1.
- (2) 厳密な定義は、ICRU Report 19 (1971) を参照されたい。
- (3) たとえば、ICRU Report 10b (1962), NBS Handbook 85 (1964)。
- (4) J. H. Hubbell, Radiat. Res. 70 (1977) 58.
- (5) 鈴木英也他, Radioisotopes 13 (1964) 427。
- (6) ICRU Report 31 (1979)。

Table 1 Example of MEDLIST program output

114IN IT DECAY (49.51 D 1)				I(MIN)= 0.10%
Radiation Type	Energy (keV)	Intensity (%)	Δ(g-rad/ μCi-h)	
Auger-L	2.34	64 3	0.0039	
Auger-K	20.1	6.0 12	0.0026	
ce-K-1	162.33 3	39.8 13	0.138	
ce-L-1	186.03 3	31.6 10	0.125	
ce-MNO-1	189.44 3	8.83 5	0.0356	
X-ray L	3.29	5.0 17	0.0004	
X-ray K $\alpha_2$	24.00 200 20	9.6 5	0.0049	
X-ray K $\alpha_1$	24.20 970 20	13.2 9	0.0094	
X-ray K $\beta$	27.3	6.0 3	0.0035	
$\gamma$ 1	190.27 3	15.41 8	0.0524	

114IN B- DECAY (71.9 S 4)				I(MIN)= 0.10%
Radiation Type	Energy (keV)	Intensity (%)	Δ(g-rad/ μCi-h)	
$\beta^-$ 1 max	685 3			
$\beta^-$ avg	222.3 11	0.200 13	0.0009	
$\beta^-$ 2 max	1985 3			
$\beta^-$ avg	776.9 13	99.25 11	1.64	
Total $\beta^-$				
$\beta^-$ avg	775.8 13	99.45 11	1.64	
$\gamma$ 1	1299.83 7	0.201 14	0.0056	

114SB EC DECAY (3.43 M 10)				I(MIN)= 0.10%
Radiation Type	Energy (keV)	Intensity (%)	Δ(g-rad/ μCi-h)	
Auger-L	3	9.7 6	0.0006	
Auger-K	21	1.4 3	0.0006	
$\beta^+$ 1 max	2356 20			
$\beta^+$ avg	1059 10	4.1 4	0.0925	
$\beta^+$ 2 max	2750 20			
$\beta^+$ avg	1242 10	3.4 5	0.0899	
$\beta^+$ 3 max	3073 20			
$\beta^+$ avg	1393 10	6.5 9	0.193	
$\beta^+$ 4 max	3960 20			
$\beta^+$ avg	1811 10	74.4 8	2.87	
Total $\beta^+$				
$\beta^+$ avg	1724 11	88.4 14	3.25	
X-ray L	3.44	0.8 3	≈0	
X-ray K $\alpha_2$	25.04 400 20	2.43 11	0.0013	
X-ray K $\alpha_1$	25.27 130 20	4.56 19	0.0025	
X-ray K $\beta$	28.5	1.54 7	0.0009	
$\gamma$ 1	322.0 10	5.5 4	0.0377	
$\gamma$ 2	392.0 10	1.10 20	0.0092	
$\gamma$ 3	716.6 3	4.9 3	0.0748	
$\gamma$ 4	887.7 5	18.3 8	0.346	
$\gamma$ 5	1299.8 3	100	2.77	
Maximum $\gamma\pm$ intensity = 176.80%				

Table 2 Published specific gamma-ray constants in  $\text{mR cm}^2 \text{ h}^{-1} \text{ mCi}^{-1}$ 

<b>Nuclides:</b>							
$^{24}\text{Na}$	$^{51}\text{Cr}$	$^{60}\text{Co}$	$^{76}\text{As}$	$^{124}\text{Sb}$	$^{131}\text{I}$	$^{141}\text{Ce}$	$^{198}\text{Au}$
<b>Published calculated value I<sup>a)</sup>:</b>							
1.83	0.015	1.29	0.24	0.98	0.223 <sup>c)</sup>	0.035	0.23
1.823	0.0164	1.29	0.22	0.90	0.204 <sup>c)</sup>	0.039	0.238
	0.016	1.296	0.34	0.79	0.231	0.06	0.248
		1.32	0.19	1.2	0.265	0.0326	0.234
		1.35	0.31	0.87	0.229	0.0314	0.58
		1.23	0.30	0.98			0.235
		1.5	0.33	1.30			0.232
				0.957			0.229
<b>Published calculated value II<sup>b)</sup>:</b>							
1.72	0.013	1.2	0.2	0.78	0.21	0.04	0.22
<b>Experimental value:</b>							
1.87	0.0183(4)	1.31		0.990(15)	0.220(5)	0.0460(13)	0.231(5)
1.83(3)		1.325(25)				0.0434(12)	
<b>Present calculated value</b>							
1.832	0.0178	1.300		0.995	0.216 (0.220) <sup>c)</sup>	0.034 (0.044) <sup>c)</sup>	0.232 (0.246) <sup>c)</sup>

a) 公表された値を機械的に並べただけのもので、順不同である。

b) Raf. 5

c) 照射線量率測定。

Table 3 Exposure rate constants ( $\Gamma_\delta$ ) and specific gamma-ray constants ( $\Gamma$ ) of some radionuclides in  $\text{mR h}^{-1} \text{mCi}^{-1}$  at 1 m

Radio-nuclide	Decay type, $T_{1/2}$	$\Gamma_\delta^*$ (or $\Gamma$ )	Radio-nuclide	Decay type, $T_{1/2}$	$\Gamma_\delta^*$ (or $\Gamma$ )
$^{7}\text{Be}$	EC 53.29(2)d	0.0286	$^{60}\text{Co}$	$\text{B}^-$ 5.271(1)y	1.300
$^{11}\text{C}$	$\text{B}^+$ 20.38(2)m	0.590	$^{67}\text{Ga}$	EC 78.26(3)h	(0.0795)
$^{13}\text{N}$	$\text{B}^+$ 9.965(4)m	0.591	$^{72}\text{Ga}$	$\text{B}^-$ 14.1(2)h	1.34
$^{15}\text{O}$	$\text{B}^+$ 122.24(16)s	0.591	$^{75}\text{Se}$	EC 119.8(1)d	0.66(0.206)
$^{18}\text{F}$	$\text{B}^+$ 109.74(4)m	0.568	$^{123}\text{I}$	EC 13.2(1)h	0.16(0.0725)
$^{22}\text{Na}$	$\text{B}^+$ 2.602(2)y	1.19	$^{131}\text{I}$	$\text{B}^-$ 8.04(1)d	0.220(0.216)
$^{24}\text{Na}$	$\text{B}^-$ 15.00(4)h	1.83	$^{134}\text{Cs}$	$\text{B}^-$ 2.062(5)y	0.882
$^{28}\text{Mg}$	$\text{B}^-$ 20.91(3)h	0.765(1.11)	$^{137}\text{Cs}$	$\text{B}^-$ 30.1	0.346(0.341)
$^{28}\text{Al}$	$\text{B}^-$ 2.240(1)m	0.843	$^{140}\text{Ba}^+$	$\text{B}^-$ 12.74(5)d <sup>†</sup>	1.29(1.21)
$^{38}\text{Cl}$	$\text{B}^-$ 37.21(4)m	0.685	$^{140}\text{La}$	$\text{B}^-$ 32.501(5)d	0.044(0.034)
$^{41}\text{Ar}$	$\text{B}^-$ 1.827(7)h	0.662	$^{141}\text{Ce}$	$\text{B}^-$ 10.98(1)d	0.0926(0.0670)
$^{43}\text{K}$	$\text{B}^-$ 22.6(2)h	0.556	$^{147}\text{Nd}$	$\text{B}^-$ 182.6(3)d	0.100** (0.0013)
$^{47}\text{Ca}$	$\text{B}^-$ 4.536(2)d	0.524	$^{170}\text{Tm}$	$\text{B}^-$ 115.0(2)d	1.01** (0.652)
$^{51}\text{Cr}$	EC 27.704(4)d	0.866(0.0178)	$^{182}\text{Ta}$	$\text{B}^-$ , EC	0.488** (0.454)
$^{54}\text{Mn}$	EC 312.5(5)d	1.26(0.467)	$^{197}\text{Hg}$	74.02(18)d	0.0071
$^{56}\text{Mn}$	$\text{B}^-$ 2.5785(6)h	0.860	$^{198}\text{Au}$	$\text{B}^-$ 2.696(2)d	0.246** (0.232)
$^{57}\text{Co}$	EC 270.9(6)d	1.33(0.066)	$^{203}\text{Hg}$	$\text{B}^-$ 46.60(2)d	0.181** (0.126)

\* K X-rayまで計算

\*\* K X-rayも含む

†  $^{140}\text{Ba}$  の  $T_{1/2}$

討 論

Q： 西村和明（原研）

$\gamma$  線又は光子の線量計算上の問題点について話されたのですが、 $\beta$  線や $\alpha$  線についての問題点は何かありますか。

A： 喜多尾憲助（放医研）

$\beta$  線や $\alpha$  線でも、信頼性の高い核データを使うことによって、線量計算の確かさが高まるこ  
とは、照射線量率定数の場合と同じことだと思います。 $\beta$  線では線量計算にあらわれてくる核  
データは、その平均エネルギーで、MEDLIST はこの値を出力してきます。 $\beta$  線エネルギーの  
吸収がいつでも平均エネルギーで議論できるかどうか問題です。いずれにせよ、 $\gamma$  線も含め線  
量評価ではエネルギー付与過程により多くの問題が残されていると思われます。

Q： 橋詰 朗（理研）

照射線量率定数の値がふらついているのは、使用したw値や $\gamma$  線のカット・オフ・エネルギー  
の影響もあると思うが、今までの値は誤差の estimation がないので、どこまで信用して良  
いかわからない。誤差の評価が大切と思う。

A： 喜多尾憲助（放医研）

その通りである。計算に入ってくる値はすべて、誤差付きなので、現在計算しているものに  
ついては、誤差が与えられるものと思う。

## 19. 総括、および閉会の辞

原田吉之助<sup>+</sup>

## Concluding Remarks

Kichinosuke HARADA<sup>†</sup>

この研究会のプログラム委員の一人である私が会の有用性を議論するのは、いささか面映ゆいが、総じて啓蒙的な話が多く有益な研究会であったと言ってよかろう。

多くの講演があったが大別すると微分的なものと積分的なものに分けられる。前者は、核物理的観点から核構造データを議論したものであり、後者は炉工学的立場から構造データに関する問題点を指摘したものである。

微分的な話からは、加速器や実験装置の進歩に伴い、ますます広領域の核種について、更にそれぞれの核種についてはより高い励起エネルギー領域までの構造データが測定されてきているという印象をうけた。今迄は見ることのできなかった原子核の新しい測面についての情報は、単に新しいということだけでなく、既存の知識を完全にするという点からも極めて重要である。そして、その性質は当然系統性のあるものと、それぞれの核の個性的なものとの重ね合せで定まるわけだが、それらをどの様に理解したらよいかについて、いくつかの啓蒙的な話を聞くことができた。

また、レベル密度についての話もあったが、核物理的には既に known とされているものも、炉工学的定量化の段階で問題点の所在がクローズアップされることに興味を覚えた。これ等は“古くて新しい問題”と言ってよかろう。

積分的な話の代表としては、田坂氏と黒井氏のものがあげられる。現在、われわれが遭遇している炉工学上の問題で、どんな核種のどんな種類のデータが何%くらいの精度で必要かを具体的に示すこの種の話は、本研究会の主題であるべきであった。にも拘わらず、この種の話は微分型のものに比べ数少く、特別に長く講演時間も与えなかったことについて、プログラム委員の一人として反省している。非弾性散乱断面積の例をとって見てもわかるように、炉工学上必要とされる核データを反応データと構造データの2種類に色分けすることは難かしい。言訳めぐが、今度の研究会のタイトルを“核構造データについて”としたことに、誤算があったのだろう。次回にはもっと積分型の話を増やすように心掛ける。

最後に、研究会を盛会裡に終了できたことに関し委員及び物理部事務室、核データセンターの方々に感謝いたします。

---

<sup>+</sup> 日本原子力研究所, Japan Atomic Energy Research Institute.