

JAERI-Conf  
97-010



第2回「中性子科学研究計画」に関するワークショップ論文集  
1997年3月13日～3月14日，東海研究所，東海村

1997年11月

(編) 安田秀志・東稔達三\*

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

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.  
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷(株)

第2回「中性子科学研究計画」に関するワークショップ論文集

1997年3月13日～3月14日、東海研究所、東海村

日本原子力研究所東海研究所中性子科学研究センター

(編) 安田 秀志・東稔 達三<sup>+</sup>

(1997年10月3日受理)

原研では、高エネルギー陽子ビームを用いた大強度核破砕中性子源を開発し、これを利用して、広範囲の基礎研究と高レベル放射性廃棄物の消滅処理等の原子力技術の研究開発の展開を図る中性子科学研究計画を提案しており、このために、大強度陽子加速器（中性子科学用加速器）の研究開発及びターゲット開発等を進めている。また、これとともに、付属して設置する各種研究施設の概念検討も行っている。

昨年3月には第1回中性子科学ワークショップを開催して検討・開発状況を議論した。また、同年5月には中性子科学研究計画を強力に組織的に推進していくために、中性子科学推進特別チームを設置した。

第2回目である本ワークショップは、その後の検討の現状について報告し研究所内外の専門家を交えた議論を行うため、平成9年3月13日、14日の両日に日本原子力研究所東海研究所で開催した。プログラムは特別講演を含む9つのセッションから構成され、34件の講演があった。参加者は310名で、このうち原研144名、外部166名であった。本報告書はワークショップ後に投稿された論文を編集したものである。

The Second Workshop of Neutron Science Research Program  
March 13 and 14, 1997, JAERI, Tokai, JAPAN

(Eds.) Hideshi YASUDA and Tatsuzo TONE<sup>+</sup>

Center for Neutron Science  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 3, 1997)

The Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI) has been proposing the Neutron Science Research Program to explore a broad range of basic research and the nuclear technology including actinide transmutation with use of powerful spallation neutron sources. For this purpose, the JAERI is conducting the research and development of an intense proton linac, the development of targets, as well as the conceptual design study of experimental facilities required for applications of spallation neutrons and secondary particle beams. The Special Task Force for Neutron Science Initiative was established in May 1996 to promote aggressively and systematically the Neutron Science Research Program.

The second workshop on neutron science research program was held at the JAERI Tokai Research Establishment on 13 and 14 March 1997 for the purpose of discussing the results obtained since the first workshop in March 1996.

The workshop program consists of 34 presentations including two honorary invited lectures on the European Spallation Source and the Japanese Hadron Project. The workshop was attended by 310 participants including 144 from the JAERI and 166 from the outside. This volume of proceedings contains the invited and contributed papers which were submitted after the workshop.

Keywords: Neutron Science, Proton Linac, Neutron Scattering, Target, Transmutation, Spallation,  
Nuclear Physics, Materials Irradiation, Muon Science

---

<sup>+</sup> Office of Planning

## 目 次

1. ヨーロッパの核破砕中性子源 (ESS) 計画 .....	1
G. S. Bauer	
2. JHP計画の現状 .....	11
池田宏信	
3. 中性子科学研究計画 .....	14
向山武彦	
4. 中性子科学研究計画に関する国際及び国内協力 .....	25
大山幸夫	
5. 短パルス中性子源と長パルス中性子源の性能比較 .....	33
相澤一也、渡辺 昇、Ferenc Mezei、鈴木淳市、新村信雄、森井幸生、片野 進、 長壁豊隆、勅使河原誠	
6. パルス中性子源と中性子測定器群 .....	40
勅使河原誠、相澤一也、鈴木淳市、森井幸生、渡辺 昇	
7. 中性子科学研究計画についてのコメント .....	48
池田 進	
8. 高エネルギー陽子及び中性子に関わる最近の研究 .....	51
柴田徳思	
9. 中性子科学における中性子核物理研究 .....	61
千葉 敏	
10. 中性子構造生物学 .....	69
新村信雄	
11. 物質構造研究 .....	74
池田宏信	
12. 第3世代放射光を利用した構造解析 .....	76
大野英雄	
13. 21世紀の科学技術に備えて .....	85
伊達宗行	
14. スポレーションRI利用施設と重元素核化学 .....	87
永目諭一郎	
15. ドリップライン近傍の原子核の構造 .....	96
佐川弘幸	

16. 不安定核ビーム用負イオン源の開発 .....	97
篠塚 勉、金井康護、森 義治、藤田正広、神藤勝啓、高木 昭、吉井正人、 藤岡 学	
17. ターゲットシステムの概念検討と開発計画 .....	99
日野竜太郎、神永雅紀、羽賀勝洋、石倉修一、中村文人、内田正治	
18. 陽子ビームを受けるターゲット容器構造の応力波解析 .....	107
菊池賢司、石倉修一、二川正敏、日野竜太郎	
19. 固体ターゲット構造の概念検討 .....	118
羽賀勝洋、神永雅紀、日野竜太郎、高田 弘、I. M. Shafiqul、 辻 延昌、岡本太志、熊坂勝行、林 克己	
20. 水銀ターゲット構造の概念検討 .....	128
神永雅紀、羽賀勝洋、日野竜太郎、熊坂勝行、内田正治、中川 敏、 森 清治、西川 明	
21. 中性子科学研究用加速器の概要 .....	140
水本元治、草野譲一、長谷川和男、大内伸夫、小栗英知、金正倫計、 戸内 豊、本田陽一郎、椋木 健、伊野浩史、野田文章、赤岡伸雄、 金子広志、野口修一、斎藤健治	
22. 超伝導空洞の技術的課題 .....	147
斎藤健治	
23. 超伝導加速空洞の技術開発の現状 .....	153
大内伸夫、草野譲一、長谷川和男、水本元治、椋木 健、赤岡伸雄、 野口修一、斎藤健治、加古永治、小野正明、井上 均	
24. 原研中性子科学研究計画における蓄積リングについて .....	163
山根 功	
25. 200MeV陽子線型加速器の概要 .....	169
加藤隆夫	
26. 中性子科学研究における材料照射研究 .....	179
野田健治、大山幸夫	
27. 低温照射金属の陽電子消滅寿命測定法による研究 .....	185
蔵元英一	
28. 加速器駆動消滅処理の研究と実験施設の検討 .....	194
滝塚貴和	
29. KUCAにおける消滅処理炉物理実験 .....	205
代谷誠治	
付録 第2回中性子科学研究計画に関するワークショップ プログラム .....	211

## Contents

1. The Concept of a European Spallation Neutron Source (ESS) .....	1
G.S. Bauer	
2. Overview of the JHP Project .....	11
Hironobu Ikeda	
3. Overview of Neutron Science Project .....	14
Takehiko Mukaiyama	
4. International and Inter-laboratory Collaboration on Neutron Science Project .....	25
Yukio Oyama	
5. A Comparison between Short Pulse Spallation Source and Long Pulse Spallation Source .....	33
Kazuya Aizawa, Noboru Watanabe, Ferenc Mezei, Jun-ichi Suzuki, Nobuo Niimura, Yukio Morii, Susumu Katano, Toyotaka Osakabe and Makoto Teshigawara	
6. Pulsed Neutron Source and Instruments at Neutron Facility .....	40
Makoto Teshigawara, Kazuya Aizawa, Jun-ichi Suzuki, Yukio Morii and Noboru Watanabe	
7. Comments on Neutron Science Research Program .....	48
Susumu Ikeda	
8. Recent Research on Nuclear Reaction Using High-energy Proton and Neutron .....	51
Tokushi Shibata	
9. Neutron Nuclear Physics under the Neutron Science Project .....	61
Satoshi Chiba	
10. Neutron in Biology .....	69
Nobuo Niimura	
11. The Future Research of Material Science .....	74
Hironobu Ikeda	
12. Structural Analysis with High Brilliance Synchrotron Radiation .....	76
Hideo Ohno	
13. For the Science and Technology in 21st Century .....	85
Muneyuki Date	
14. Spallation RI Beam Facility and Heavy Element Nuclear Chemistry .....	87
Yuichiro Nagame	
15. Exotic Structure in Nuclei near Drip Lines .....	96
Hiroyuki Sagawa	
16. Development of the Negative Ion Source for Unstable Nuclear Beam .....	97
T. Shinozuka, Y. Kanai, Y. Mori, M. Fujita, K. Shinto, A. Takagi, M. Yoshii and M. Fujioka	

17. Developing Plan and Pre-conceptual Design of Target System for JAERI's High Intensity Neutron Source.....	99
Ryutaro Hino, Masanori Kaminaga, Katsuhiko Haga, Syuichi Ishikura, Fumito Nakamura and Shoji Uchida	
18. Structural Dynamic Response of Target Container against Proton Beam.....	107
Kenji Kikuchi, Syuichi Ishikura, Masatoshi Futakawa and Ryutaro Hino	
19. Preliminary Investigation of Solid Target Geometry.....	118
Katsuhiko Haga, Masanori Kaminaga, Ryutaro Hino, Hiroshi Takada, I.M.Shafiqul Nobumasa Tsuji, Hutoshi Okamoto, Katsuyuki Kumasaka and Katsumi Hayashi	
20. Preliminary Study of Mercury Target Structure.....	128
Masanori Kaminaga, Katsuhiko Haga, Ryutaro Hino, Katsuyuki Kumasaka, Shoji Uchida, Toshi Nakagawa, Seiji Mori and Akira Nishikawa	
21. An Outline of the Proton Accelerator for the Neutron Science Project.....	140
Motoharu Mizumoto, Joichi Kusano, Kazuo Hasegawa, Nobuo Ouchi, Hidetomo Oguri, Michikazu Kinsyo, Yutaka Touchi, Yoichiro Honda, Ken Mukugi, Hiroshi Ino, Fumiaki Noda, Nobuo Akaoka, Hiroshi Kaneko, Shuichi Noguchi and Kenji Saito	
22. Technical Tasks in Superconducting Cavities.....	147
Kenji Saito	
23. Present Status of Superconducting Cavity Developments.....	153
Nobuo Ouchi, Joichi Kusano, Kazuo Hasegawa, Motoharu Mizumoto, Ken Mukugi, Nobuo Akaoka, Shuichi Noguchi, Kenji Saito, Eiji Kako, Masaaki Ono and Hitoshi Inoue	
24. On the Compressor Ring for the JAERI Neutron Science Project.....	163
Isao Yamane	
25. The JHP 200-MeV Proton Linear Accelerator.....	169
Takao Kato	
26. Materials Irradiation Research in Neutron Science.....	179
Kenji Noda and Yukio Oyama	
27. Positron Annihilation Lifetime Study of Low Temperature Irradiated Metals.....	185
Eiichi Kuramoto	
28. Research on Accelerator-driven Transmutation and Studies of Experimental Facilities.....	194
Takakazu Takizuka	
29. Reactor Physics Experiments Related to Transmutation in the KUCA.....	205
Seiji Shiroya	
Appendix Program of the Second Workshop on Neutron Science Research Program.....	211

## 1. ヨーロッパの核破碎中性子源(ESS)計画

**The Concept of a European Spallation Neutron Source (ESS)<sup>1</sup>****G. S. Bauer**Paul Scherrer Institut, CH 5232 Villigen-PSI, Switzerland  
e-mail: bauer@psi.ch**Abstract**

The next generation neutron source in Europe, which was studied by a collaboration between twelve laboratories, has been conceived as a 5MW short pulse spallation source because of the superior overall scientific potential attributed to such a facility relative to all other options considered. While the accelerator side can use essentially established technology with some extensions in performance, a novel target concept based on the use of Mercury as a flowing liquid metal target was developed, which is not only expected to lead the way further into the future, but which was also found to give the best neutronic performance of all known choices. Close permanent interaction with a large user community yielded important input for the concept in general and for the upcoming R&D and design phases in particular.

**Introduction**

In Europe, a study for a high power short pulse spallation neutron source was recommended in 1991 by an Advisory Panel appointed by the European Commission. After 3 preparatory workshops sponsored by Forschungszentrum Jülich, Paul Scherrer Institut and Rutherford-Appleton Laboratory, funding for the work was requested in 1993 and was approved in 1994. In a two years effort involving 12 laboratories from 5 European countries (Table 1), the concept of a 5 MW beam power facility was developed and its technical feasibility and scientific potential were shown (1). The proposal features the novel concept of a pumped liquid Mercury target which was evaluated as the most promising option, a 1.334 GeV rf-linac with two pulse compressor rings and two target stations operating at 10 and 50 Hz respectively (Table 2). R&D work necessary to achieve the desired reliability and availability was defined and is now actively pursued in several international collaborations. The current schedule for realisation of the project is shown in Table 3. As can be seen from Fig. 1, ESS, when fully operational in 2010, would seem like a logical extension of the existing development in particle driven spallation neutron sources and would clearly be a major step forward in its peak neutron flux, while its average flux would practically match that of the present most powerful reactor sources, whose development seems to have levelled off since the mid-60ies.

**The technical concept**

The general layout of the facility is shown in Fig. 2. A 77 m long drift tube linac precedes the main 663 m long side coupled cavity linac which feeds into a 75 m long matching section. This is, in turn, followed by a 180 degree-42.5 m radius achromatic bend to shape the beam in exactly the way which is required for minimum loss injection into the two compressor rings located on top of one another in a common tunnel (Fig. 4). Arranged along the achromat are seven beam scraping sections with waste beam catchers (not shown in Fig. 2) to clean up the beam for low loss injection into the rings. The fraction of the beam particles not fully stripped in the stripper foil at injection is collected and forms a 60  $\mu$ A beam which can be used, e.g. for a radioactive beam facility.

The design of the injection system is governed by the lack of an  $H^-$  source that can provide the required beam current and duty cycle and by the need to chop the beam in a way suitable to keep a gap in the compressor rings open, during which the extraction kicker can be activated. As shown in Fig. 3, this requires a funneling section with two 175 MHz RFQs in each leg, where the beam choppers are located between the RFQs at an energy of 2 MeV to keep activation by the rejected

<sup>1</sup> Paper prepared for the Second JAERI Workshop on Neutron Science March 13-14, 1997

beam low. After funneling there results a 350 MHz bunch sequence which, after acceleration to 150 MeV in the 350 MHz drift tube section, fills every other bucket in the main 700 MHz side coupled cavity linac.

After extraction from the two rings, the beams must be funneled again into a common beam line (Fig. 5), which results in a double pulse of 92 A current and with two bunches of 400 ns duration each, separated by 200 ns to yield a total pulse length of 1  $\mu$ s. The individual pulses (or bunches) can be directed onto either one of the two target stations in a switchyard, or alternatively, can be passed on to a beam dump during set up periods of the accelerator/ring system to protect the targets from excessive thermal cycling. Space has been provided in the transfer line to the 50 Hz target for a muon facility, in which either one or both bunches of the ESS pulse can be used.

Although differing in their average power load, the two ESS target stations have to take the same pulse power, which is the more demanding requirement. For this reason both targets were chosen as of the same design, which should also simplify design and development efforts. Each target will be placed slightly eccentrically in a massive shielding block of about 14 m diameter (Figs. 6 and 7) which has experimental areas on both sides and a handling area completely separated from the experimental halls above its top. Accessible from this handling area will be the moderator-reflector system and the beam shutters which are of the disk design developed for the SNQ project, as well as the proton beam window in front of the target. This area will also serve to bring equipment into and out of the active handling cells and storage pits located downstream of the target. Ventilation and other auxiliary systems will be installed on both sides of the target top hall, while the main cooling circuits will be located in the basement level below the handling cells.

A schematic of the ESS-mercury target system is shown in Fig 8. The system is located on a trolley on which it can be moved between its operating position and the handling cells. The main components are protected from direct radiation from the target area. Exposed to the proton beam and intense neutron flux will be the front ca. 1 m of the mercury containment which is designed to be replaceable. For this procedure the target material will be drained from the circuit and will be stored in a shielded volume under the circuit. The active target region is surrounded by a separate, water cooled, shroud which would return any mercury back into the storage vessel if a leak developed in the primary containment.

Some detail of the target design and its surroundings is shown in Fig. 9. The target volume is subdivided into four chambers, three of which, namely the ones on the sides and the one on the bottom carry the forward flow, while the return flow occurs in the main chamber where also the interaction with the proton beam takes place (2). Apart from providing adequate cooling for the beam window and minimising recirculation in the main volume, this design also moves the hot spot away from the window, down into the position where the protons are ranged out. The calculated temperature distribution in the vertical and horizontal planes containing the peak temperature is shown in Fig. 10 (half of the horizontal plane only). While the peak temperature rise is about 135 degrees, the fluid in contact with the walls is much cooler everywhere. Nevertheless, the maximum temperature in the 3 mm thick wall is found to be about 150 degrees higher than the forward flow temperature of the fluid. Consequently, the wall thickness was reduced to 1.5 mm in the window region. Detailed analyses have been started on the mechanical and temperature induced stress on the walls (3) and will be continued during the R&D-phase of the project, as experimental verification of some of the underlying assumptions becomes available.

### **Expected performance and scientific potential**

In order to evaluate the expected performance characteristics and to give some guidance to the detailed design of the facility, neutronic and nuclear modelling of the facility was performed. Although there exists some uncertainty on the quality of nuclear data for mercury, results obtained so far are considered sufficiently reliable to base performance predictions on. One important outcome of the early calculations was that, despite its lower mass and density relative to the candidate solid target materials tantalum and tungsten, mercury shows a significantly higher fast neutron leakage, especially in a reflected system (Fig. 11). This is attributed to the high epithermal neutron absorption cross section, especially of tantalum, and the need to have a sufficient amount of cooling water ( $D_2O$ ) in the

target. Not only the higher total yield, but also the wider axial distribution in Mercury favours the coupling of more than one moderator into the target. A parameter study, varying the positions relative to the target head of two moderators with mutually fixed distance resulted in the data shown in Fig. 12. If one moderator is placed to yield maximum intensity, the other one is down to about half of this value. Alternatively, different positions can be chosen, the symmetric one resulting in about 80% of the possible maximum for both moderators. As a next step, the separation between the two moderators will be optimised.

Fig. 12 also shows the difference in peak intensities obtained for Lead and Beryllium as reflector materials. Although the integrated (time average) intensity is higher for Be than for Pb, the figure clearly shows that this is not true for the peak intensity. For this reason, Lead was chosen as reflector material, since it yields a better pulse shape for coupled and, by the same token, a higher intensity for decoupled moderators because very little moderation takes place in the reflector. The pulse shape obtained for a coupled ambient temperature H<sub>2</sub>O moderator in optimum position is shown in Fig. 13. The full width at half maximum is 25  $\mu$ s and, due to a rapid long time effective decay constant of only 150  $\mu$ s, the pulse has a very short tail. (The dashed curve in the insert shows the pulse expected for a decoupled and poisoned moderator.)

Throughout the whole study period close interaction was sought with potential future users of such a source in particular, and with the interested scientific community in general. This was accomplished by joint status meetings and by several workshops funded by the European Science Foundation (ESF), the most prominent one being the one held at Autrans, France in January 1996 (4). It became obvious that ESS would not only enable major progress in all scientific fields currently investigated with neutrons, but would also open up new opportunities not accessible with currently available neutron sources.

With a pulse flux some 25 to 30 times higher than what is presently available at ISIS, two target stations specially adopted to their respective use and a time average flux at its most intense moderator that is comparable to that on present high flux reactors, ESS has been predicted to have a major impact on many fields of science and technological development, such as

- polymers and soft matter,
- disordered materials,
- structural material chemistry,
- chemical activity and molecular motion,
- biology and biotechnology,
- earth and environmental science,
- engineering,
- condensed matter and fundamental physics.

The gain in intensity provided by ESS will manifest itself in improved experimental accuracy and detail in several different ways:

- faster and hence cheaper data taking in „conventional“ experiments
- real time studies on catalytic and chemical processes
- investigations on inherently small systems, such as strain around a crack tip, thin layers etc.
- much increased sensitivity to subtle effects that often govern the behaviour of materials
- much higher precision than previously achievable to study more complex systems

This superior performance on the source side will be complemented by advanced instrument designs taking advantage of experience that has accrued on existing pulsed sources and incorporating novel ideas at the same time.

One important feedback to the source design came from the result of an analysis of proposed instruments and their requirements to moderator characteristics shown in Table 4. The striking feature is that there is not a single request for a coupled ambient temperature moderator, neither on the 50 Hz nor on the 10 Hz target. This may result from the fact that, at present, most of the research that would use this kind of moderator can be carried out on existing high performance reactors and hence may change by the time ESS actually becomes available. (The relative ease of switching to a moderator with different characteristics is one of the beauties of spallation neutron sources.)

Nevertheless, the survey clearly underpins the urgent need for developing high performance cryogenic moderators.

As a first approach supercritical hydrogen moderators (Fig. 14) have been incorporated in the concept because they are considered the safest choice, using widely proven technology. Contrary to what is shown in the figure, no decoupler will be required on the target side, due to the high thermal neutron absorption cross section of Mercury. Currently the possibility is being investigated of making the water coolant on the top side of the target shroud and water pockets in the reflector facing the cryogenic moderators into premoderators, which would not only simplify the design but would also improve the performance of the cryogenic moderators (5,6). Another novel concept pursued is a pellet bed moderator in which the pellets are circulated through the moderator vessel and melted afterwards to release polymerisation products and radiation damage. The scheme of such a system is shown in Fig. 15 (7). Gains of the order of a factor 2 to 3 are expected to result from the use of such a moderator over liquid or supercritical hydrogen. Also, a requirement was set forth by the users for an intermediate temperature (100K) moderator, which is another challenge for development. The concept of circulating pellets in a cryogenic fluid might offer a solution also for this problem.

### **R&D needs and activities**

Although the study clearly showed that a short pulse 5 MW spallation source is feasible, essentially with existing technology, research and development is needed in several fields to optimise the design and substantiate several of the predictions made on theoretical grounds. The following is a list of R&D topics to be pursued during the next several years:

#### Linac:

- $H^+$  ion source and low energy beam transport
- chopping for ring injection
- RFQ and funnelling
- high gradient quadrupoles for the drift tube linac (DTL)
- coupled cavity linac prototype module
- prototypes of high duty diagnostic elements
- simulations and code improvements for particle dynamics

#### Accumulator Rings:

- Carbon foil for  $H^-$  stripping
- special diagnostics devices
- simulations of space charge effects
- prototypes of injection components
- prototyping for the extraction kicker

#### Liquid Metal Target

- evolution of materials properties under the effect of a spallation-typical radiation field at relevant temperatures
- target-wall interactions (liquid metal corrosion) under stress and irradiation
- fluid mechanics code validation and effect of gas content in the coolant on heat transfer to the walls.
- effects of pulsed heat input on structure materials and strategies to mitigate these effects
- control of heat removal to minimise thermal quenches
- liquid metal technology to minimise corrosive and abrasive effects
- neutronic data, especially for mercury
- manufacturing techniques for the target container (prototype)

#### Moderators

- strategies to optimise peak flux over the whole energy range
- efficient cryogenic moderators (e. g. pellet concept)
- intermediate temperature (~100K) moderator

While there is an established international accelerator community, who interact regularly on development and use of accelerators, there is no such forum on the target side, except, perhaps, the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS) (8), who meet in intervals of between two and three years to discuss progress on existing spallation sources and projects. In order to make the best use of existing facilities and know-how world wide while pursuing the necessary research, several new international collaborations were formed, involving, also projects of comparable scale to ESS, in particular the National Spallation Neutron Source (NSNS) project based at Oak Ridge, USA and the Neutron Science Centre project of JAERI, Japan. Large existing facilities such as a nine ton liquid mercury loop at the Institute of Physics of the Latvian Academy of Sciences, the Alternating Gradient Synchrotron (AGS) at Brookhaven and the newly operational spallation neutron source SINQ at the Paul Scherrer Institut in Switzerland will be used in this context.

### Conclusions and summary

The ESS-study clearly showed that the next generation neutron source can be a 5 MW beam power short pulse spallation source, satisfying the manifested need of neutron scatterers for high resolution instruments at intensities up to two orders of magnitude above what is currently available. The accelerator system can use essentially proven technology with some need for development to improve performance and reliability. On the target side new developments are required to cope with the extreme conditions materials are exposed to in this situation. Suitable concepts have been put forward and have been substantiated on theoretical grounds. Experimental verifications will be carried out in the current R&D-phase, using existing facilities world-wide in several international collaborations. The realisation of such a project will require approximately one decade of intense work by a dedicated crew of scientists and engineers, but it has a potential to produce important information also for other applications of the spallation technology currently discussed and studied at many laboratories throughout the world.

### References

- (1) ESS-study, report ESS-96-53-M, ISBN 0902376500
- (2) Dury and B.L. Smith, *Design of the ESS liquid metal target using computational fluid dynamics*, report ESS-97-65-T
- (3) Ni, *On the dynamics of the ESS target under pulsed heating* report ESS-97-65-T
- (4) *Scientific prospects for neutron scattering with existing and future sources*. European Science Foundation. ISBN2-903148-90-2
- (5) G.S. Bauer, H. Conrad, W. Fischer, K Grünhagen, and H. Spitzer, *Leakage flux, life time and spectra of cold neutrons from h2 moderators with various reflectors* Proc. ICANS VIII, report RAL-85-110 (1985), pp. 344-354.
- (6) Y. Kyanagi, N. Watanabe and H. Iwasa, *Experimental studies on neutronic performance of a coupled liquid-hydrogen moderator for pulsed spallation neutron sources* Nucl. Inst. Meth., A312,561 (1992)
- (7) T.A. Lucas, G.S. Bauer and C.D. Sulfredge, *A pelletized solid methane moderator for a short pulse neutron source*, Proc. ICANS XIII, report PSI Proceedings 95-02,(1995) pp.644-653
- (8) ICANS. *International Collaboration on Advanced Neutron Sources* see <http://www.pns.anl.gov/icans/icansdescript.html>

### Tables

- Tab.1 Institutional members of the ESS study project
- Tab. 2 The main parameters of the ESS-facility
- Tab. 3 ESS master schedule
- Tab. 4 Result of an analysis of instrument requirements to moderator characteristics

Table 1

<p><b>ESS-</b>  <b>An International Collaboration</b>  <b>Towards a Next-Generation</b>  <b>Pulsed Spallation Neutron Source</b></p>	
<p><i>Technical Study:</i></p>	
<p>12 participating institutions                  from                  5 European countries</p>	
Forschungszentrum Jülich	Germany
Rutherford Appleton Laboratory	UK
Paul Scherrer Institut	Switzerland
Hahn-Meitner-Institut	Germany
University of Frankfurt	Germany
University of Wuppertal	Germany
Århus University	Denmark
Risø National Laboratory	Denmark
University of Naples	Italy
Technical University Eindhoven	NL
The Svedberg Laboratory	Sweden
University of Birmingham	UK

Table 2

<p><b>ESS Parameters</b></p>	
<p><u>Baseline</u></p>	
Power in the proton beam:	5 MW
Pulse repetition rate:	50 Hz
Proton pulse duration:	< 1 $\mu$ s
Two target stations, pulses shared	4:1 ratio
<p><u>Reference Concept</u></p>	
<p><i>Accelerator system:</i></p>	
<p>1.35 GeV rf-linac                  followed by two compressor rings</p>	
<p>Pulse of 2 m 400 ns (1 <math>\mu</math>s total) duration,                  74 <math>\mu</math>As (4.63 E14 protons, 100 kJ)</p>	
<p><i>Beam on target:</i></p>	
<p>2-dimensional parabolic,                  6 cm x 20 cm base width</p>	
<p><i>Target system:</i></p>	
(T1L)	1 MW beam power, 10 Hz, 1 $\mu$ s, horizontal injection, non-split Mercury target
(T1H)	5 MW beam power, 50 Hz, 1 $\mu$ s, horizontal injection, non-split Mercury target

Table 3

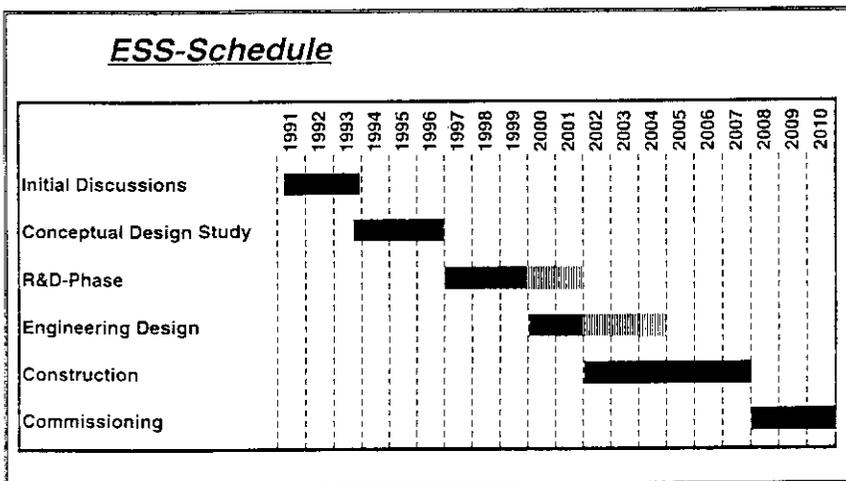


Table 4

Instrument Requests to Moderators 50 Hz / 10 Hz		
	Ambient	Cryogenic
High intensity	0/0	0/8
High resolution	9/0	11/12



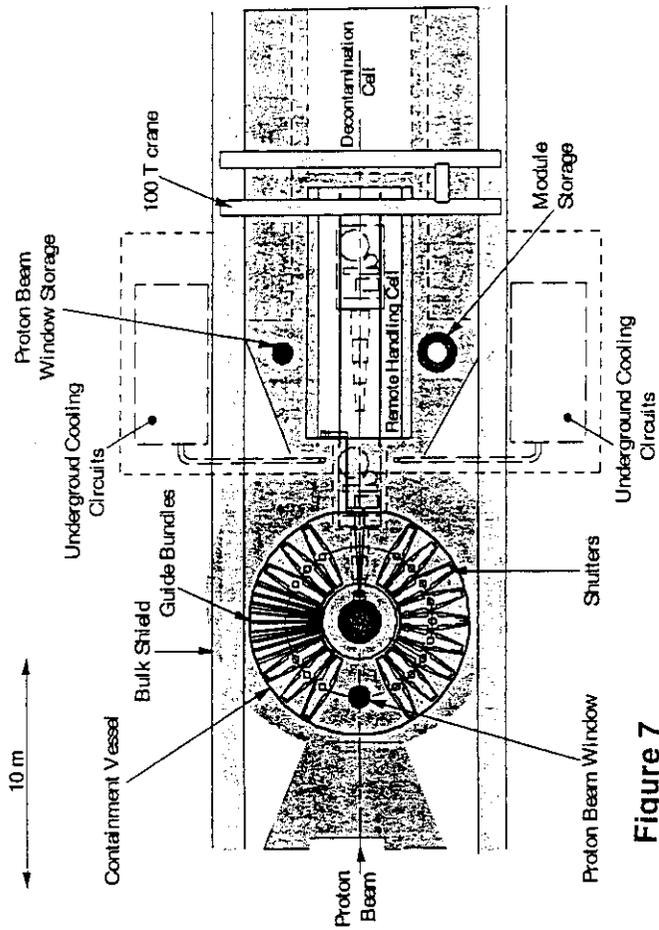


Figure 7

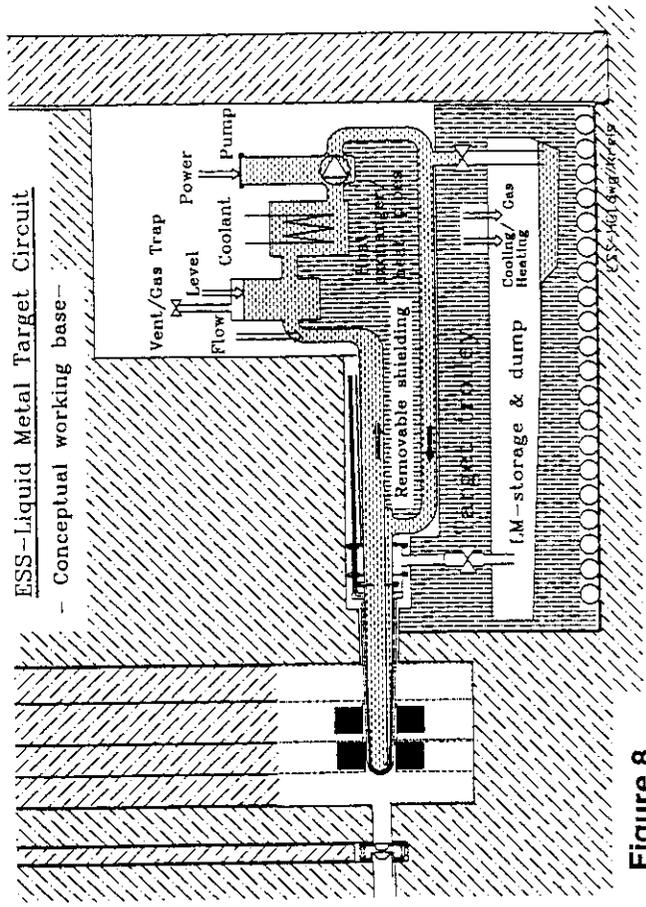


Figure 8

*The ESS-Proton Pulse*

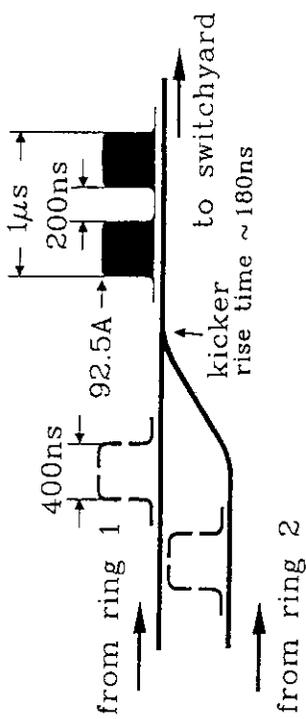


Figure 5

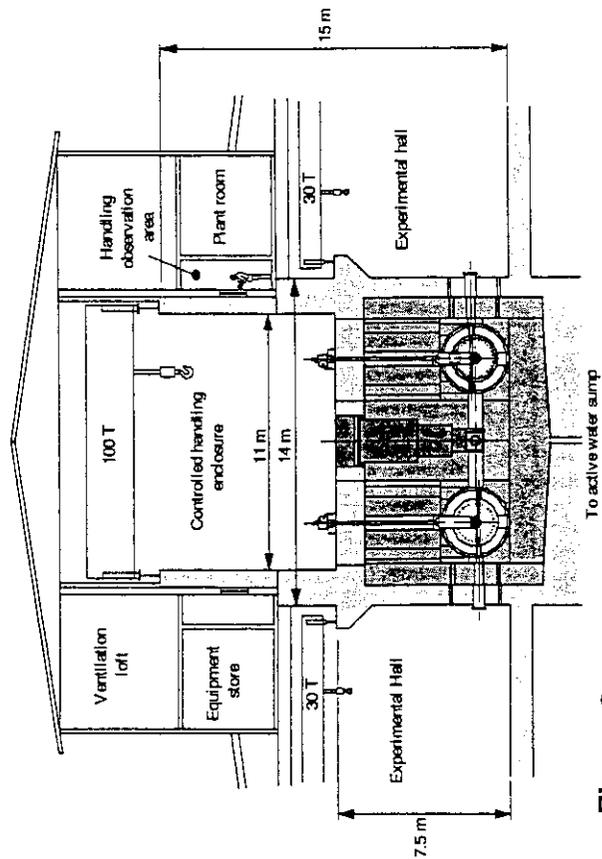


Figure 6

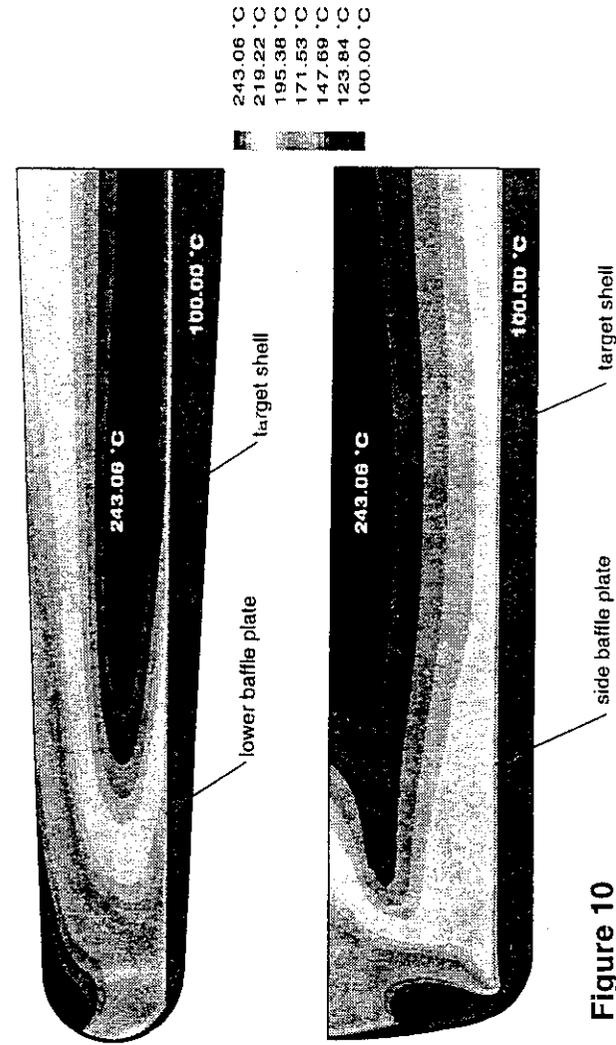


Figure 10

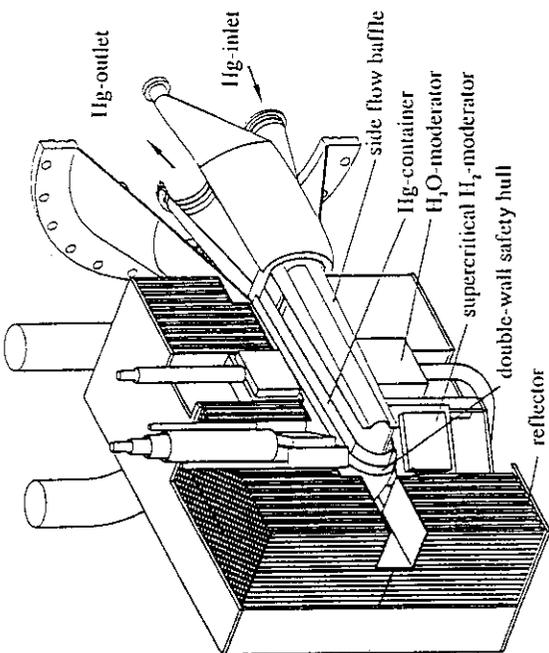


Figure 9

Calculated neutron leakage for different target materials for ESS in a lead reflector (KFA Jülich)

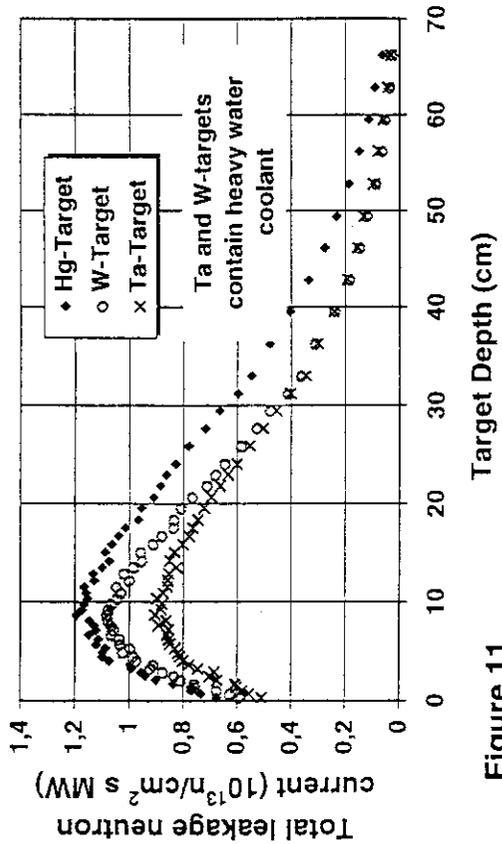


Figure 11

Peak thermal neutron flux for ESS-coupled moderators in different positions and for Pb and Be as reflector materials

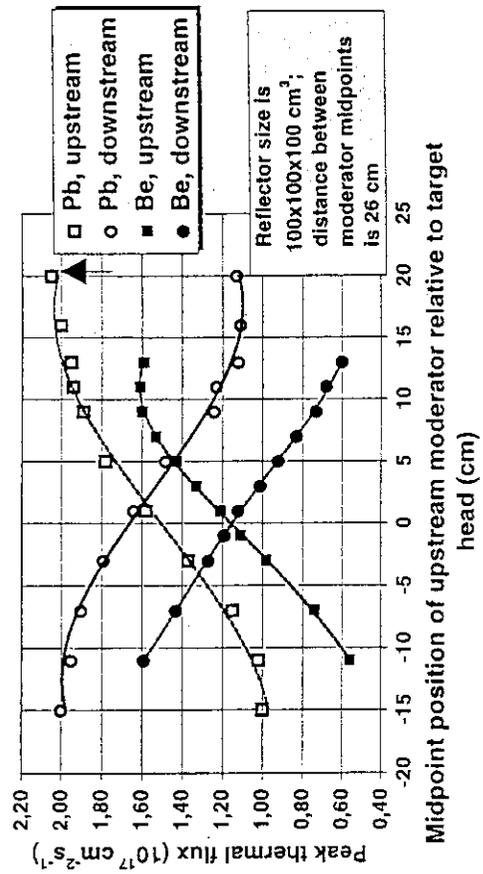


Figure 12

Supercritical H<sub>2</sub>-Moderators for ESS

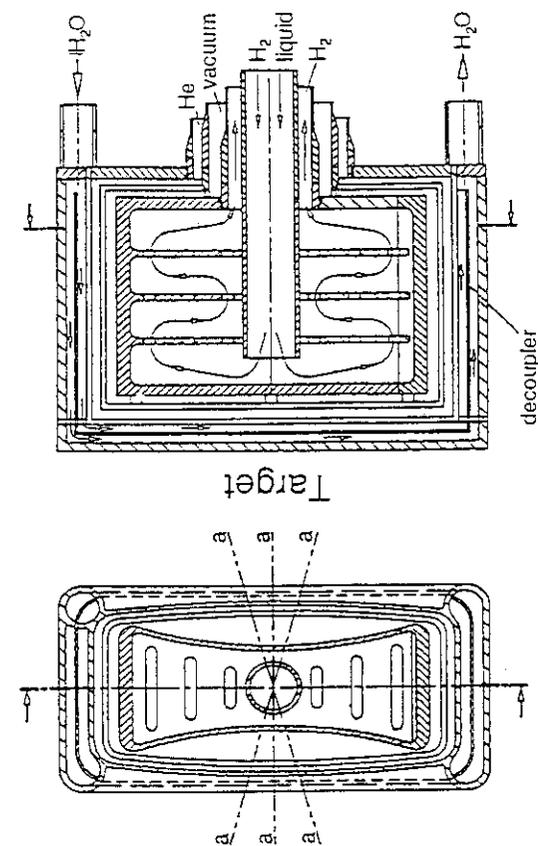


Figure 14

Time structure of the thermal neutron pulse for a coupled ESS-water moderator at optimum position

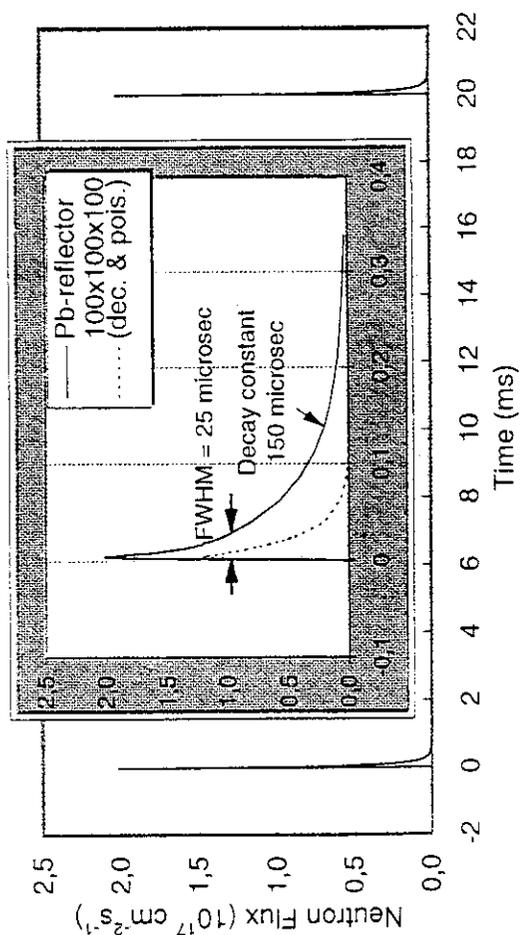


Figure 13

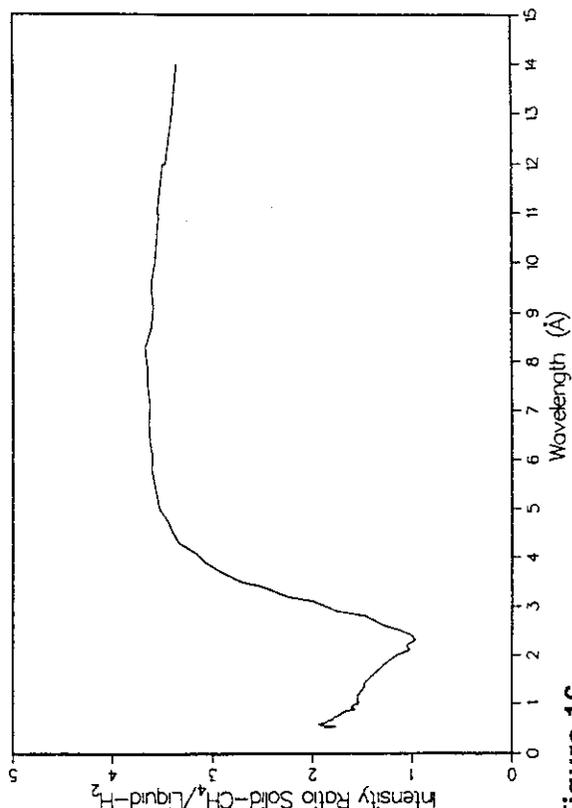


Figure 16

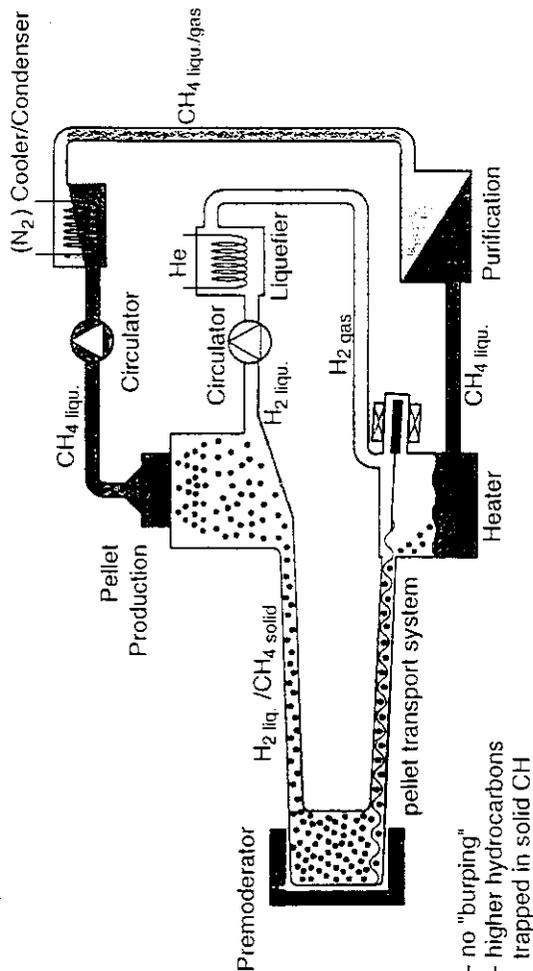


Figure 15 Solid Methane-Liquid Hydrogen Moderator System

- no "burping"  
- higher hydrocarbons trapped in solid CH

## 2. JHP 計画の現状 Overview of the JHP Project

池田 宏 信

Hironobu Ikeda

高エネルギー加速器研究機構

hiked@kek.vax.kek.jp

### Abstract

The new Research Organization (High Energy Accelerator Research Organization ;KEK) started its activity on 1 April, 1997. The new KEK is now responsible for JHP. The present plan of JHP is overviewed.

大型ハドロン計画 (JHP) は、世界最強度の陽子シンクロトロンを作り出すいろいろなビームを原子核物理学、物質科学、および、生命科学の広範な研究に利用する学際的プロジェクトである。この計画の実現に向けて努力してきた東京大学原子核研究所は、1997年4月に高エネルギー物理学研究所と統合し、新しい研究機構 (高エネルギー加速器研究機構) を構成した。この研究機構のもとで、1998年度より JHP の建設を開始する予定で準備が進んでいる。この計画で実現される大強度中性子ビームによる物質・生物・原子核の研究 (Nアテナ) 施設では、3 GeV かつ  $200 \mu\text{A}$  という世界でかつてない大強度陽子シンクロトロンを用いた学際研究を目指すものである。

1995年春に文部省に設置された「加速器科学分野における総合的な研究機関に関する調査委員会」は、1996年4月30日に「中間まとめ」を取りまとめた。加速器科学分野の進展と課題 (素粒子物理学分野、原子核物理学分野、中性子散乱分野、中間子・ミュオン科学分野、放射光科学分野、について) を踏まえ、我が国の加速器科学分野の研究の今後の発展を図り、この分野において世界の指導的地位に立ち続けるために、高エネルギー物理学研究所、東京大学原子核研究所及び東京大学理学部附属中間子科学研究センター (UT-MSL) を改組・転換して、新たな加速器科学分野における総合的な研究機関を設置することと結論した。高エネルギー加速器研究機構のもとに2研究所 (素粒子原子核研究所、物質構造科学研究所) が設置され、基盤設備としての高エネルギー加速器利用という共通性で有機的なまとまりを持ち、異なる研究分野が緊密に協力しつつ、独自性を持った新しい研究を進め得る体制が確立されたことになる。

この新研究機構のもとで、この10数年来の我が国の研究者 (特に中性子散乱研究者) の夢であった JHP の実現が図られることになる。加速器は200 MeV 陽子リニアック、3 GeV 陽子シンクロトロン、50 GeV 陽子シンクロトロンで構成され、3 GeV  $200 \mu\text{A}$  (0.6 MW、25 Hz) のビームは、N, M, E の3アテナに供され、50 GeV  $10 \mu\text{A}$  のビームは、Kアテナ (K 中間子、パイ中間子、反陽子、ニュートリノ等の二次粒子を物理実験に利用する) に供される。建設に5年を要した後、2003年にビームを出す予定で検討が続いている。建設に際しては高エネルギー加速器研究機構の現12 GeV 陽子シンクロトロン、既設の実験ホール・受配電 (水) 設備などの、インフラストラクチャーを最大限転用するよう図られている。図1に JHP の全体構成の図を示す。

一般に陽子加速器の建設は電子加速器に比べて技術的にはるかに難度が高く、200名を越す研究機構内の加速器研究者の大半による検討が続いている。0.6 MWの陽子出力でパルス中性子を発生させる加速器技術は既存の技術の延長上にあり、早期実現に向けてさらなる技術の改善が試みられている。

JHPにおける大強度3 GeV ブースターシンクロトロンを利用した中性子実験施設(N アレナ)では、KENS でこれまで開発してきた新型中性子減速材の設置によって、ISIS に比べ熱中性子で6倍、冷中性子で36倍の世界最高の中性子強度を得ることを目指している。JHPにおける新パルス中性子源は現在のKENSの陽子ビーム強度に比べ200倍以上となるので、現在の研究活動は質的に変化する。これに伴い、研究水準を飛躍的に高めるために、新研究機構の組織、放射光及びミュオンビーム利用を併用した総合的研究の推進システムの構築、新しい分光器の開発研究など、についての検討が現在進行している。新パルス中性子源施設では、冷、熱、熱外中性子また偏極、非偏極中性子ビームを利用する20数台の分光器が設置される。小角散乱、弾性散乱、非弾性散乱、偏極解析、反射率計、など多彩な中性子分光器群を用いた生体物質を含む物質全般の静的及び動的構造の研究、ならびに、原子核・基礎物理学の研究が展開される。

第1段階の0.6 MWが実現した後には、周波数を倍の50 Hzに上げ1.2 MWで運転する予定である。1 MW以上の中性子源では固体ターゲット使用に困難が生じると予想されており、固体ターゲットに加え、オプションとしての液体金属ターゲットの開発もあわせ進行中である。

現在、全国の大学を中心とした中性子研究者でこの計画の実現に向けた作業が続いており、(1) Nアレナで展開する科学ワーキンググループ、(2) 中性子源ワーキンググループ、(3) 中性子分光器ワーキンググループ、が構成されている。

この施設の実現の暁には、国内の大学共同利用施設であることは当然のことであり、また、世界に開かれた施設として運営することが重要で、その運営方法についても検討が続いている。中性子源等の設計作業にあたっては、これまで国際的に共同して技術開発を進めてきたICANSメンバーの、ラザフォード・アップルトン研究所(英)、ポール・シェラー研究所(スイス)、INR(ロシア)、ロスアラモス研究所(米)等と協力しつつ行なっている。

次世紀のわが国の中性子科学の展開にとって不可欠で、かつ、「必ず成功させなければならぬ」、この大きなプロジェクトを、より多くの中性子研究者の積極的参加によって実現させたいと考えている。

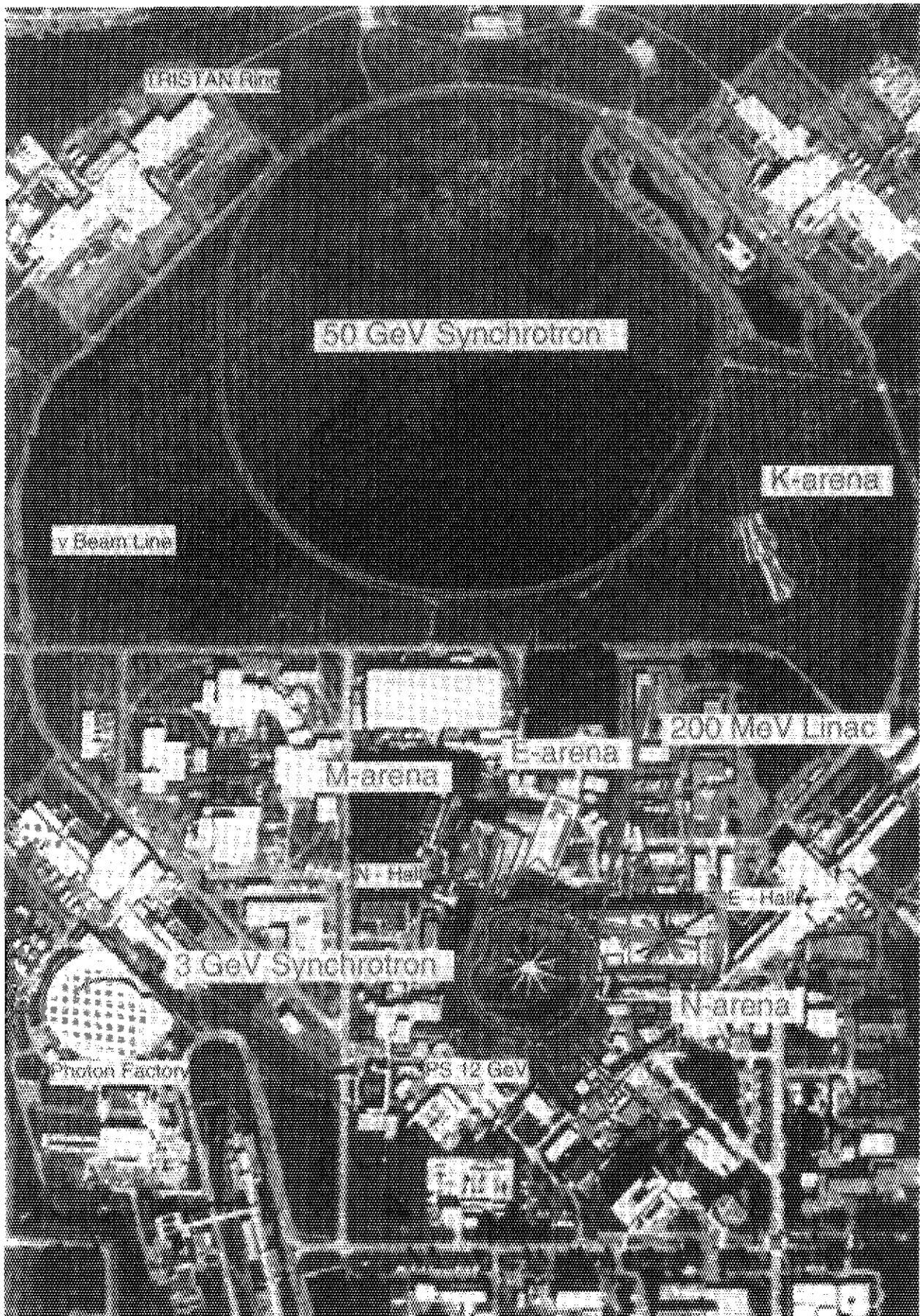


Fig. 1 Total system structure of JHP facilities

### 3. 中性子科学研究計画

#### Overview of Neutron Science Project

向山 武彦

Takehiko Mukaiyama

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

e-mail: mukaiyama@fca001.tokai.jaeri.go.jp

#### Abstract

JAERI has launched the Neutron Science Project which aims at bringing scientific and technological innovation for the 21st century in the fields of basic science and nuclear technology using a high power spallation neutron source. The Project is preparing the design for a high intensity pulsed and cw spallation neutron sources for such basic science as neutron structural biology, material science, and for accelerator-driven transmutation of long-lived radio-nuclides which are associated with nuclear power generation. The major facilities to be constructed under the Project are, 1) a super-conducting proton linac with the proton energy of 1.5GeV and the maximum beam power of 8MW, 2) a spallation target station with input beam power of 5MW allowing high intensity pulsed neutron beams for neutron scattering, and 3) research facility complex for accelerator-driven transmutation experiments, neutron physics, material irradiation, isotopes production, spallation produced RI beam experiments for exotic nuclei investigation.

#### 1. はじめに

中性子は20世紀後半からの原子力利用や、物質の構造探求などの基礎科学において大きな役割を果たしてきた。物質の構造及び機能の探索子としての優れた性質を有する中性子は、これまでより二桁強力な中性子源が得られれば、生命の探求や物質・材料研究に一大飛躍をもたらすことが可能となる。さらに、中性子を用いる消滅処理により、原子力利用の大きな課題の一つである高レベル放射性廃棄物処理の高度化を図ることも可能となる。このような中性子を用いた科学技術の新たな展開のために、原研では大強度陽子加速器を建設し、基礎科学の飛躍的な発展や消滅処理技術開発等の先進原子力技術開発を目指して中性子科学研究計画を推進する。

#### 2. 中性子科学研究計画の概要

中性子科学研究計画は、世界最大出力の陽子加速器を建設し、核破砕中性子源からの中性子ビームを構造生物学、物質科学等の基礎科学に利用し、また、この陽子加速器を用いて消滅処理技術を開発するプロジェクトであり、基礎科学と原子力研究の両分野にまたがる。

原研はこれまで国内の多くの研究者に中性子を供給してきた。本計画は中性子供給者としての原研の役割を認識し、21世紀の科学に必要な大強度の中性子ビームを供給する計画でもある。

目標とする加速器は世界にも例が無い大出力のものであり、また、これを利用して得られる成果は21世紀にとって必要なものである。科学技術基本法はキャッチアップ型技術開発から脱し、真の技術立国を目指すものであり、本計画はこの精神にふさわしい技術課題の一つとして、国家的な計画と言える。

### 3. 本計画の経緯及び背景

原研では、1970年代中頃から群分離・消滅処理研究を行ってきたが、その中で加速器駆動型消滅処理システムは重要なテーマの一つであった。1980年代初めからは消滅処理に加えて核燃料増殖、核融合用トリチウム生産、材料研究等の外、中性子散乱など基礎研究への加速器応用を検討した。1988年に原子力委員会の下で、「群分離・消滅処理技術研究開発長期計画」（通称オメガ計画）が発足し、消滅処理システム概念や大強度陽子加速器の概念の検討をこの計画の下で進めてきた。平成3年には加速器工学研究室を発足させ、大強度陽子加速器構成要素の技術開発や超伝導陽子加速器のシステム概念の検討を行ってきた。

一方、JRR-3Mにおける中性子を用いた共同利用研究は大きな成果をあげてきており、さらに、最近の先端基礎研究センターにおける研究の成果もあり、所内的にも中性子を用いた基礎研究が活発になってきた。世界的に見ると、中性子散乱や照射による物質科学や生物学において高温超伝導体結晶構造、磁性体磁気構造、リゾチーム蛋白質構造の解明等の大きな進展があり、中性子を利用する基礎科学の重要性に対する認識が深まり、1994

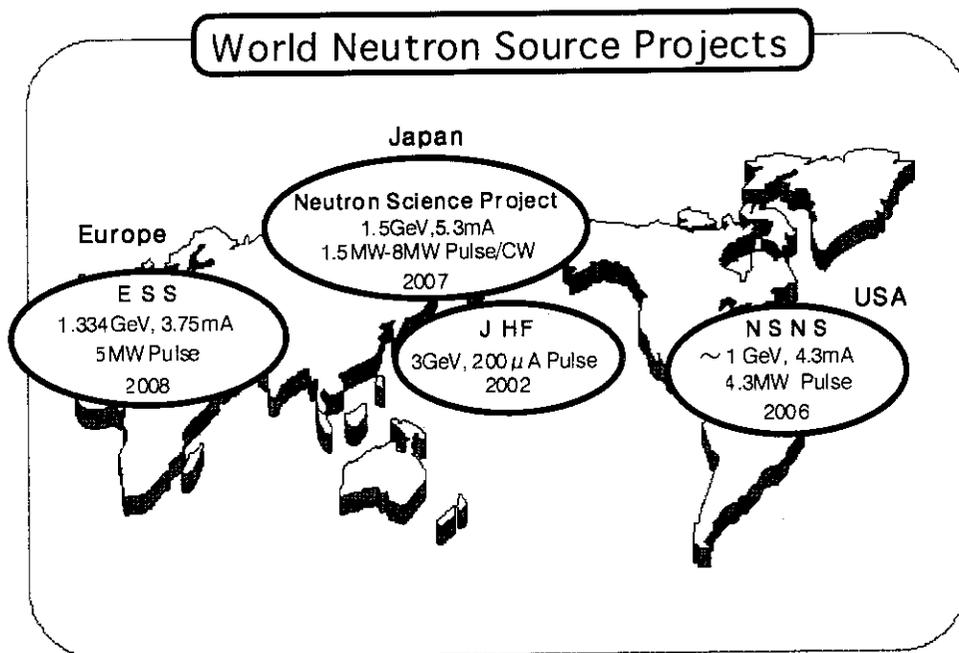


Fig.1 World Neutron Source Projects

年にはノーベル物理学賞が中性子散乱研究に対して与えられた。このような状況により、中性子源数の増加と同時に強度の向上についての要求が高まり、米国においてはANS（先進中性子源用原子炉）計画が検討された。

これまで主として中性子源としては研究炉が用いられてきたが、施設が老朽化し、またANS計画の挫折に見られるように新たな研究炉の建設は困難になってきたこともあり、世界的な中性子源の不足が憂慮され（ニュートロン・ギャップ）、大強度核破砕中性子源建設計画が提案されるようになってきた。このような物質科学研究用の核破砕中性子源計画として、わが国では2002年に完成予定の高エネルギー加速器研究機構（KEK）の「JHF-Nアレナ中性子源計画（0.6MW）」が、ヨーロッパでは「ESS計画（European Spallation Source、5MW）」が進行中で、2008年に完成の予定である。米国ではオークリッジ国立研究所が、4.4 MWの核破砕中性子源を2006年の完成を目指した「NSNS計画（National Spallation Neutron Source、4.4MW）」を提案している。（Fig.1 参照）

原研の中性子科学研究計画（5+3MW）はこれら核破砕中性子源計画と消滅処理実験計画を合わせた計画であり、世界的にユニークなものである。

#### 4. 施設の概要

中性子科学研究計画では、陽子エネルギー1.5GeV、電流5.3mAの大強度陽子加速器とこれを利用する研究施設群を建設する。施設構想をFig.2に示す。これら施設は国内利用者に開かれたもの、国外の優秀な研究者にも利用出来るものとし、中性子散乱等の基礎科学においては米国、ヨーロッパに対抗できるアジア、オセアニアの研究センターとなることを目指す。さらに、消滅処理研究に関しては世界の研究センターとなることを目指す。

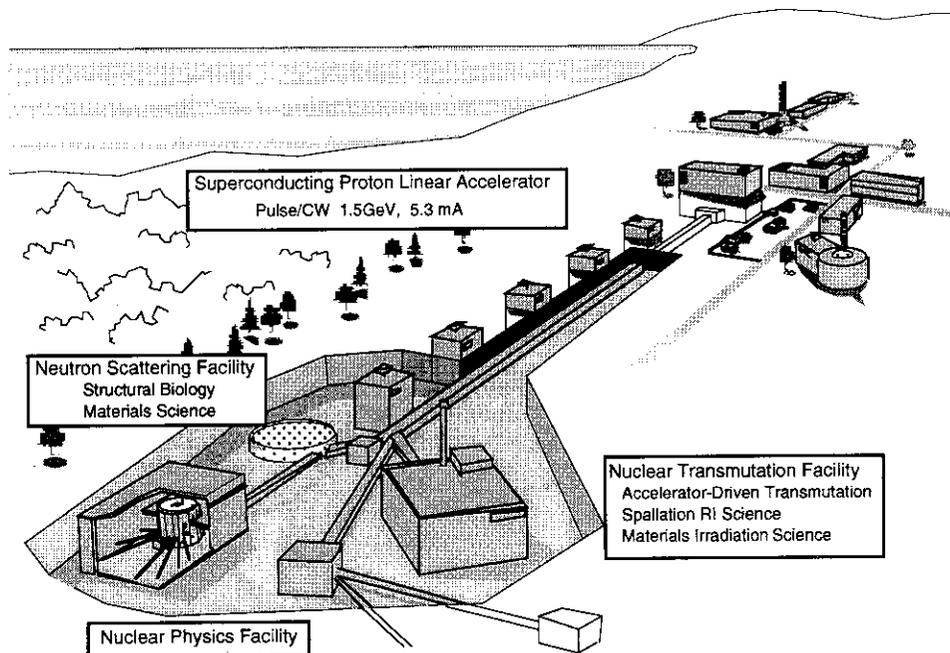


Fig. 2 Concept of Neutron Science Facility Complex

##### 4-1. 大強度陽子加速器

核破砕反応による中性子発生効率及び中性子散乱用ビーム蓄積リングへの入射効率を考

慮して、陽子加速エネルギーは1.5GeVとする。大電流を加速することから加速器本体及び周辺の放射化につながるビームロスが極力小さくしなければならない。この観点から線形加速器とし、高エネルギー加速にはビームパイプ径を大きくする事が出来る超伝導加速空洞を用いる。超伝導加速の採用はビームロスが小さいことや加速距離が短いことの外に、超伝導技術の将来性に着目したことにもよる。また、中性子散乱などの基礎研究のためにはパルス運転をする。一方、消滅処理実験や材料照射実験には連続ビームが必要となる。そこで、パルス運転と連続ビーム (CW) 運転の2つの運転モードに対応できる加速器とする。

幾つかの異なる分野の実験が並行して行えることが望まれるので、パルス運転時には正負水素イオンを交互に加速する。このとき、負イオンはビーム蓄積リングに導き高輝度短パルスとして中性子散乱に用いる。正イオンはミリ秒単位の長パルスとして消滅処理用ターゲット基礎実験等に用いる。ビーム出力はパルス運転時には、中性子散乱用に5MW、その他に3MW、合計8MWとする。CW運転時には消滅処理実験、RI製造や材料照射等のために各々占有マシンタイムを割り当てる。消滅処理システム実験には2~5MW必要であり、消滅処理ターゲット工学実験には7MWが必要となる。

ヨーロッパのESS及び米国のSNSは物質科学研究が目的であるためパルス運転のみであり、ビーム出力は5MWを目標にしている。これに対して、原研の計画では、基礎科学と消滅処理実験の両方が主目的であるため、パルスとCW運転の両方が可能であり、さらに、ビーム出力は世界最大となる。Fig.3に加速器システムの概念図を示す。

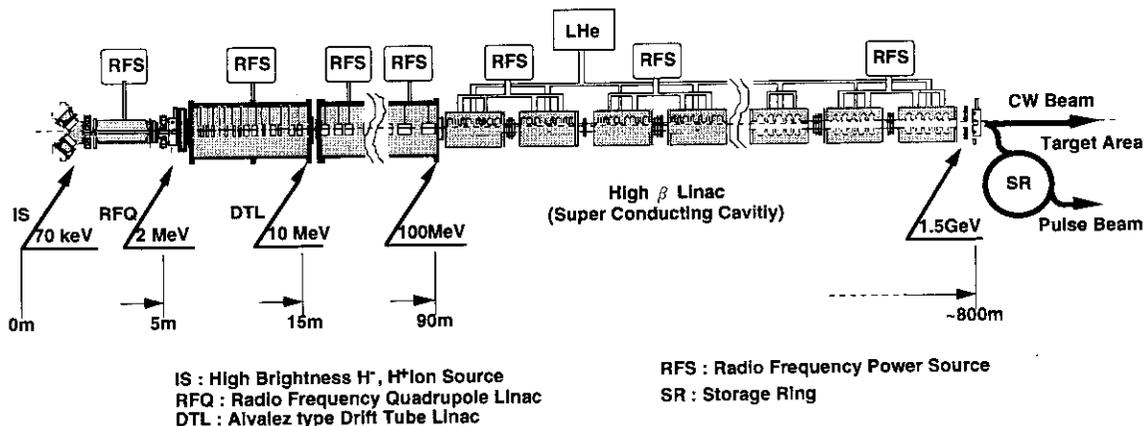


Fig. 3 Conceptual Layout of High-intensity Super Conducting Proton Linac

#### 4-2. 核破砕中性子源

核破砕中性子源は大強度中性子ビームを発生させるための装置であり、加速器からの高エネルギー、大電流の陽子ビームを鉛やタングステンなどの重金属のターゲットに照射し、核破砕 (スポレーション) 反応により大量の中性子が発生する。鉛やタングステンのターゲットの場合には、1回の核破砕反応によって中性子が20~30個発生する。

中性子は原子炉の核分裂反応でも得られるが、核分裂では発生するエネルギーが大きいので大強度中性子源とするためには冷却が難しくなり、発熱当たりの中性子発生数が多い

核破砕中性子源の方が技術的に有利になる。また、大強度中性子源としての原子炉には高濃縮ウランが必要になるが、このような核燃料物質の入手は核不拡散の観点から現在では殆ど不可能である。このような技術的、社会的な理由により、今後の大強度中性子源の建設計画は核破砕中性子源が対象となっている。

ターゲットシステムはFig.4に示すように液体金属又は固体ターゲット、減速材、遮蔽体／反射体、遠隔保守設備等で構成される。本計画においては、先ず、出力が1.5MW規模のターゲットシステムを設置し、技術・知見を蓄積して、次いで、5MWのターゲットを開発する。現在、世界で最も高出力のターゲットはISIS（ラザフォード・アップルトン研究所、英）であるが、出力は160kW程度であり、現計画はその約10倍の能力のターゲットを先ず開発することになる。

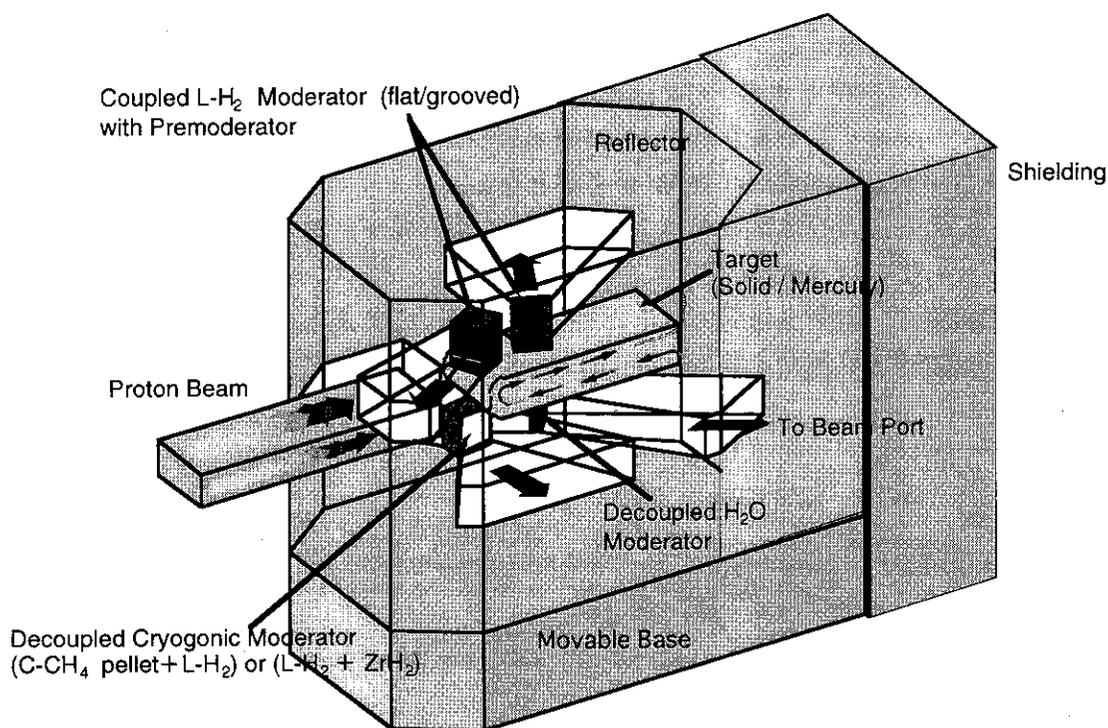


Fig.4 Concept of Spallation Target System

#### 4-3. 研究施設

研究施設群はビーム利用の形態によって大きく3種類に分ける。高輝度短パルスを利用する中性子散乱施設、ナノ秒の極短パルスを用いる中性子核物理、炉物理基礎実験施設、そしてミリ秒パルスまたはCWビームを用いる消滅処理関連施設（核変換研究施設、概念実証試験施設）や材料照射施設である。さらに消滅処理関連施設は核燃料を用いないターゲット工学試験施設は早期に建設し、核燃料を用いる未臨界炉概念実証施設は燃料確保、安全審査等の対応上建設時期は遅くなる。

#### 5. 研究計画

中性子科学研究計画の目指す研究分野は、1) 中性子散乱による基礎科学、2) 高レベ

ル放射性廃棄物処理法の高度化技術としての加速器駆動型消滅処理技術開発、3) 工業用大強度陽子加速器技術の開発、および4) 中性子核物理、材料照射、スポレーションRI科学、RI製造の研究、である。

#### 5-1. 構造生物学、物質科学 —中性子により見る、感ずる、刺激する—

波動としての中性子は物質の奥深くまで入り込み、その構造を探ることが出来る。さらに、中性子は物質を構成している水素や炭素等と非弾性散乱によりエネルギーをやり取りすることによりその機能も探ることが出来る。同じ波長の光子と比べると中性子のエネルギーははるかに小さいので、中性子を用いれば生体を生かしたままその構造、機能を探ることが出来る。このような中性子の特徴を生かし、中性子回折・散乱手法を用いて構造生物学及び物質科学は大きな成果をあげてきた。中性子科学研究計画では、これまでよりおよそ二桁強力な中性子源を提供することにより、特に、従来非常に困難であった蛋白質分子のダイナミクスを原子レベルで生きた状態で観測できるようになり、構造生物学においては革命的な進歩の可能性が期待でき、21世紀の生命科学のフロンティアとなる。従来、中性子散乱は構造生物学の実験手段としては中性子強度、測定時間や試料の量の不足等から実験の統計精度が悪く、注目を集める研究成果も多くはなかったが、次世代中性子源では、これまで不可能と思われていた実験が可能となる。世界のすべてのMW級中性子源計画も構造生物研究を第一テーマに掲げるようになってきている。

21世紀の物質科学研究は、中性子回折・散乱を用いた「極限条件下での物性の研究」や「ソフトマテリアルの研究」等がブレイクスルーとして期待される。中性子は他の波動的プローブ、X線や電子線、に比べて物質に対する透過率が圧倒的に高い。一般に超低温、超高圧、高磁場などの極限環境をつくり出すには試料周辺におかれる真空容器や構造材等は大型になるが、中性子はそれらを簡単に透過して試料に到達でき、「構造」や「機能」を観測することができる。中性子の果たす構造決定プローブ、磁性プローブ、エネルギー測定プローブとしての役割は極めて大きく、現代の固体物理学が取り組むべき最重要課題である強相関電子系物質のミクロスコピックな超伝導機構解明に大きく寄与するものと期待できる。

#### 5-2. 消滅処理技術開発 —高レベル廃棄物処理技術の高度化—

消滅処理によりマイナーアクチノイド(MA)等の長半減期核種を安定核種や短半減期核種にすることが出来る。原研では核破砕中性子源の周りをMAで構成される未臨界炉心で囲み、このMAを高速中性子により効率よく消滅処理する加速器駆動消滅処理システム概念を提案し、基礎的な研究を進めてきた。この概念の技術的可能性を実証するために、中性子科学研究計画のもとで消滅処理実験を行う消滅処理実験施設の建設を計画している。消滅処理実験では、技術課題解決に向けた研究開発を進めるとともに、概念の実証と技術的成立性の実証、MA消滅処理性能の実証を行う。さらに工学的実証及び実用化に向けて必要となる実験データの取得・蓄積と技術基盤の確立を図る。

原研が提案している消滅処理システムでは、大強度陽子加速器からの高エネルギー陽子ビームを重金属ターゲットに入射し、ターゲット中の核破砕反応で生じる大量の中性子をMAを燃料主成分とする未臨界高速炉心に投入し、MA自体の核分裂反応による中性子増倍

を利用して消滅処理を行う。Fig.5 に加速器消滅処理システムを組み込んだ階層核燃料サイクル概念図を示す。

加速器駆動消滅処理を実証するためには、実用消滅処理システムの運転条件に近い実験条件を外挿可能な規模で実現する必要がある。これを総合的に実現させるには、大規模な試験施設が必要となる。このため、技術的実証は、必要な施設規模を小さくするため、技術課題に対応して2つの実験施設、即ち、高出力ターゲット実験施設と消滅処理実験炉、に分けて行う。

高出力ターゲット実験では、陽子加速器と未臨界炉心のインターフェイスとなる核破碎ターゲット及びビーム入射窓について、実際の形状を模擬した縮小モデルを用いて技術的成立性を実証する工学的実験を行う。

原研では、オメガ計画（群分離・消滅処理技術開発長期計画）の下で多くの分野の研究者が群分離、窒化物燃料や核データ整備等の総合的な研究開発を行っており、消滅処理研究もこの一環として進めている。

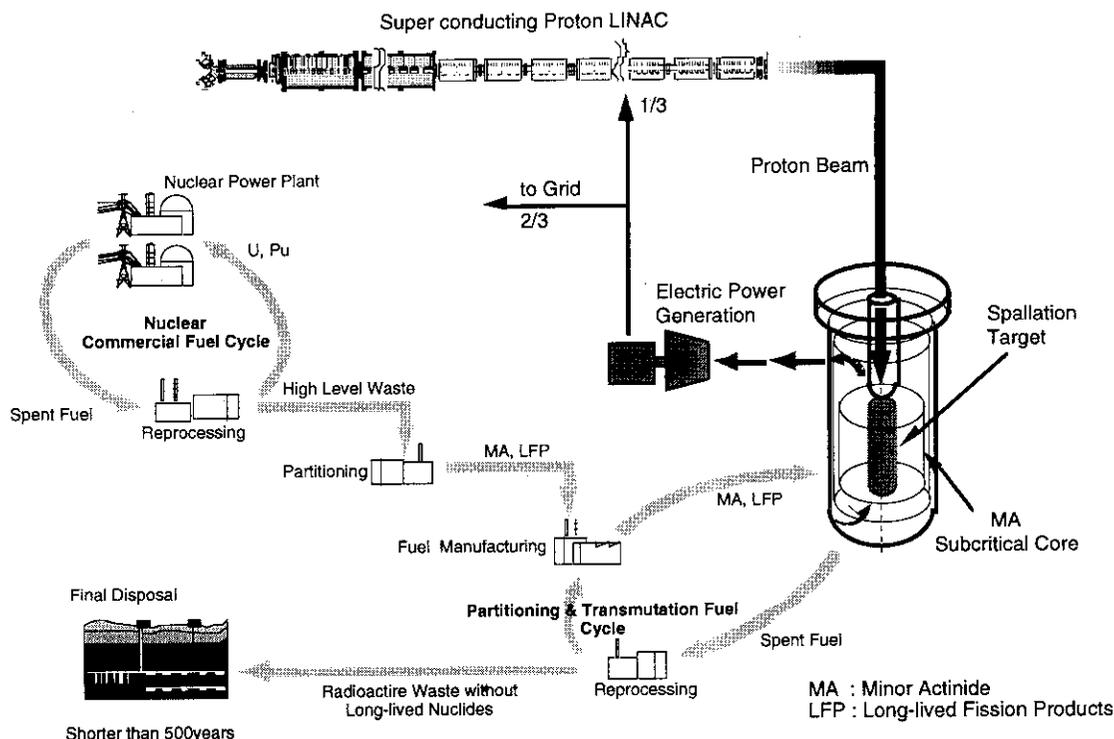


Fig. 5 Accelerator-driven Transmutation Concept at JAERI

5-3. 工業用大強度加速器技術の開発 — 加速器の工業利用 —

大強度中性子源に対する研究者の要望は強く、計画中の加速器は可能な限り短期間で目標出力のビームを出すことが必要となるので、その製作に当たっては可能な限り既存の技術を用いる。一方、現在の実験用大型加速器は加速エネルギーは大きいものの電流値は小さく、さらに頻繁にトリップする。工業用に加速器を利用するためには、長時間連続して安定に運転できる高い信頼性が要求される。そこで、本計画の下で建設する大強度加速器の運転経験を基に、高信頼性、保守性の良い加速器技術を開発し、加速器の工業利用への

途を開く。

#### 5-4. 中性子核物理、材料照射、スポレーションRI科学、RI製造

高エネルギー中性子を用いた実験を基に、GeV領域の核反応理論を確立し、先進原子力システムのための核データを整備する。大強度の陽子ビームや中性子ビームを利用して、材料の照射損傷に関する基礎過程の研究、先進原子力システム用材料開発を行い、弾き出しを利用した超微細結晶粒材料等の新材料創出の研究を行う。

核破碎反応で生成する中性子過剰核を既存のタンデムブースターを用いて再加速し、超重元素の合成や宇宙における重元素合成機構の解明等を目指す。また、大強度の核破碎反応を利用すれば、これまで国内においては利用できなかったRIの製造が可能となり、ガンの治療や生命科学に寄与できる。

#### 5-5. その他

以上に述べた研究以外にも、これまでのものよりはるかに大強度の中性子源がひとたび利用可能となれば、多くの新しい利用研究が自ずから出現してくる事が予想される。さらに、現在原研内には研究活動が無いが、ミュオン物性研究やミュオン触媒核融合研究は将来のテーマとして有望である。

### 6. 技術開発課題と現状

中性子科学研究計画が目標とする加速器は世界最大のビーム出力8MWを有し、核破碎ターゲットもビーム入力5MWとESSと並び世界最大のものである。また、消滅処理実験施設についても、これまで発熱を伴う規模のハイブリッド型原子力システムの建設、運転経験は存在しない。従って、これら施設開発には多大な努力が必要となる。

#### 6-1. 大強度陽子加速器の開発

陽子ビームの利用目的が広範囲であるため、ビームの時間構造もナノ秒～マイクロ秒クラスの短パルスから数ミリ秒の長パルス、最終的には連続ビーム(CW)までの各モードを実現する必要があり、さらにビーム電流は単パルス当たりのビーム強度を高くするためにピーク電流値を高く取ることが求められている。加速器の設計を進める上で、ビーム利用上の多様性を求めるというこれらの条件は既設の加速器には見られない特徴である。

一方、実用規模の加速器駆動消滅処理システムを構築する場合のビーム出力は数10MWと概算されており、このための加速器実現の見通しを得るためには平均ビーム電流数10mAの大電流加速技術が求められる。現状の大強度陽子加速器としては世界最大規模の装置(米国-LANSCE、英国-ISIS、スイス-SINQ)でもエネルギーで1GeV以下、ビーム電流は1mA以下、ビーム出力で0.16～0.9MWの範囲であり、本計画で想定する1.5GeV、約6mA、ビーム出力8MWの陽子加速器は飛躍的な高出力加速器となる。加速器設計に当たり特に考慮すべき点は限界までのビームロス低減であり、核破碎ターゲットに至るまでの加速中やビーム輸送中でのビームのこぼれ落ちを如何に抑えるかが最大のポイントである。既存の加速器においても数%以下のビームロスで機器の放射化、周辺線量の上昇で運転管理および保

守上の大きな問題となっている状況から、一桁強いビームパワーの取扱のためには、従来の技術の一桁低いビームロス率を実現する必要がある。また、ビームに付与する高周波電力が一桁大きいため、構成機器の構造そのものを熱的および電磁氣的に頑強なものにする必要がある。

加速イオンの生成からターゲットまでの流れに沿った各機器の配置は、イオン源、ビームパルス化装置、高周波四重極型リニアック(RFQ)、ドリフトチューブ型リニアック(DTL)、超伝導高周波加速空洞(SRF)、短パルス生成用ビーム蓄積リング、ビームトランスポートとなる。このビームラインに沿って、加速エネルギー供給用の高周波源および超伝導空洞冷却用のヘリウム冷凍設備が設置される。加速器構成の基本仕様を表1に示す。

表1 陽子加速器の基本仕様

加速エネルギー：	1.5GeV
加速粒子：	正、負水素イオン
平均加速電流：	当初 1mA、 完成時 5.3mA
低エネルギー加速部：	常伝導リニアック
加速共振周波数	200MHz
出射エネルギー	100MeV
高エネルギー加速部：	超伝導空洞加速
加速共振周波数	600MHz
運転モード：	当初 パルス運転
完成時	パルス/CW 切り替え運転
加速器の長さ	約 800 m
ビーム蓄積リング	入射粒子 H <sup>+</sup> 周回粒子 H
リング周長	185m
蓄積粒子数	4x10 <sup>14</sup>

## 6-2. 核破碎ターゲットの開発

ターゲットの成立性に重要な影響を与える陽子ビーム入射時に発生する高密度の熱の除去について、固体ターゲット、液体金属ターゲットの冷却特性、圧力損失などの検討を行い、1.5MW 規模では、固体ターゲットでも発生する熱を水で冷却できる可能性が高いこと、さらに規模が大きくなると液体金属ターゲットを採用する必要があることが判った。

液体金属（水銀）ターゲットは技術の確立までに長期間のR & Dを要するので、ビーム出力1.5MWのターゲットとしては技術的に比較的容易な水冷却固体ターゲットを開発・建設し、同時に液体金属ターゲットの開発を進め、ビーム出力5MWターゲットとしては液体金属ターゲットを建設する。

水銀ターゲットの陽子ビーム照射挙動について、米国のブルックヘブン国立研究所のA

G S 加速器（陽子シンクロトロン）を用いた実験がタイミング良く計画され、日米欧共同実験として行われることになった。

一方、核破碎反応によって発生するのは高速中性子であり、中性子散乱実験に必要なものは熱中性子や冷中性子である。そこでこの高速中性子を減速しなければならない。このための減速材について材料、構造やターゲットとの配置を最適化して、大強度中性子ビームを効率よく引き出すことも大きな開発課題である。

### 6-3. 消滅処理実験施設

高出力ターゲット実験施設と消滅処理実験炉による技術的成立性実証を最終目標として、段階的に消滅処理実験施設を整備する。

第 I 期計画の実験施設では、ターゲット基礎実験、炉物理基礎実験及びターゲット熱流動実験を行う。炉物理基礎実験及びターゲット基礎実験では、1 kW 以下の低出力ショートパルスビームを用いる。ターゲット熱流動特性実験では、出力 1-2 MW の CW またはパルスビームを用いる。

第 II 期計画では、高出力ターゲット実験施設及び加速器消滅処理システム実験炉を整備する。高出力ターゲット実験施設では、核破碎ターゲット及びビーム入射窓のモデルを製作し、出力 7 MW 程度の CW ビームを用いる。加速器消滅処理システム実験炉は、実プラントに近い中性子実効増倍率と 30 MW 程度の熱出力をもつウラン酸化物 (20% 濃縮) 燃料未臨界炉心にマイナアクチノイド窒化物燃料ペレットあるいは燃料ピンを装荷し、出力約 2.3 MW の CW ビームを用いる。実用消滅処理システムでは窒化物燃料を用いるので、実験炉は将来的に燃料をウラン窒化物 (20% 濃縮) とし、炉心熱出力を 60 MW 程度、ビーム出力を 4.5 MW 程度に増強する。Fig.6 に加速器駆動消滅処理技術開発シナリオを示す。

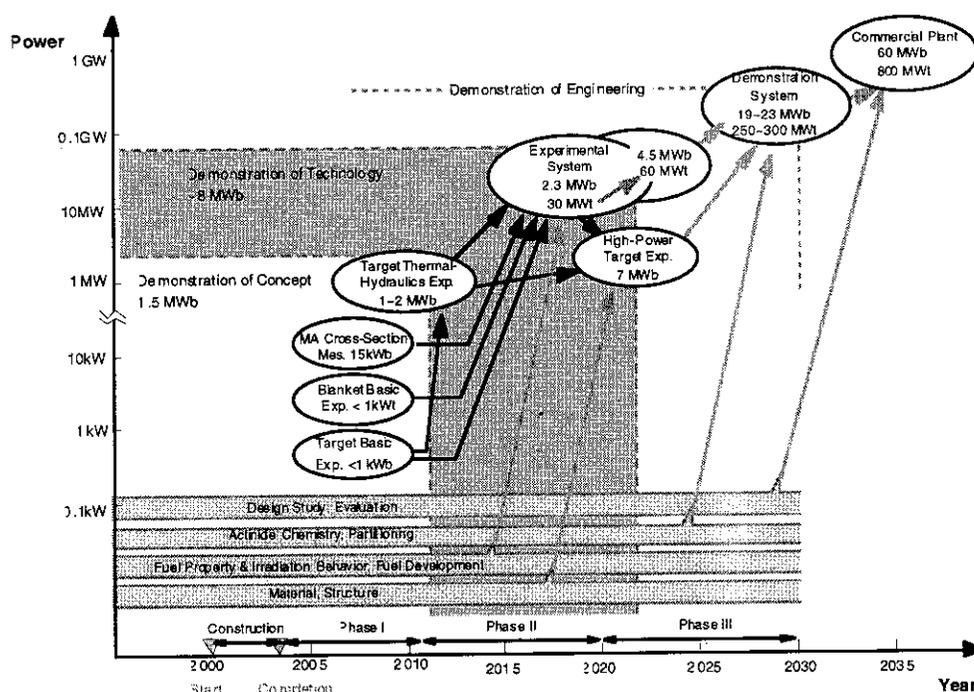


Fig.6 Scenario for Development of Accelerator - Driven Transmutation System

## 7. 中性子科学研究計画開発スケジュール

加速器の各要素に関する技術開発を平成13年頃には終了し、加速器の製作と建設を開始し、平成19年頃にはビーム出力8MWの加速器及び実験施設を完成させる。その間、平成16年頃にはビーム電流1mAを達成し、中性子散乱実験施設や消滅処理基礎実験施設を建設し、大出力ビームの経験を積みながら、加速器の増力や実験施設の増設を進め、平成20年頃からは利用を開始する予定である。

本計画における加速器や利用施設の建設には技術的に難しい課題も多く、これら課題の解決には内外の協力を得て進める。

これら施設は全国の共同利用施設としての運営を考えており、Spring-8のような開かれた研究施設として、国内外の研究者に解放されることになる。

## 8. 終わりに

全地球的な電力需要の増加と地球環境の保護を考えると、原子力利用はますます重要になってくる。原子力が現在以上に大規模に利用されるためには安全性や経済性のより一層の向上が必要であるが、そのためには原子力にもう一段の技術革新が要求される。

中性子科学研究計画は中性子の利用研究を通じて基礎科学に大きな進展をもたらすことはもちろんのこと、原子力にも技術革新をもたらすこともできる、言わば「原子力の急がば回れ研究計画」とも位置づけることが出来る。

#### 4. 中性子科学研究計画に関する国際及び国内協力 International and Interlaboratory Collaboration on Neutron Science Project

大山 幸夫  
Yukio OYAMA  
日本原子力研究所  
oyama@fnshp.tokai.jaeri.go.jp

##### Abstract

For effectiveness of facility development for Neutron Science Projects at JAERI, international and interlaboratory collaborations have been extensively planned and promoted, especially in the areas of accelerator and target technology. Here status of two collaborations relevant to a spallation neutron target development is highlighted from those collaborations. The two collaborations are experiments on BNL-AGS spallation target simulation and PSI materials irradiation. Both are planned to start in spring of 1997.

##### 1. はじめに

原研が構想している中性子科学研究計画<sup>1)</sup>では、大電流高エネルギー陽子加速器とその大電流陽子ビームを受け止めて高中性子束を発生させる核破碎ターゲットが中心的な施設となる。これらの技術開発において、原研では原子炉技術を中心にした核熱システム技術の蓄積、また、加速器ではSpring-8や超伝導ブースター等の開発経験があり、これらを活用することを考えている。しかし、高エネルギー陽子加速器や核破碎ターゲットの直接的な技術については国内外の研究機関で経験を蓄積しているところもあり、それらの知見は技術開発のベースとすべきものも多い。

一方、本計画は強度においてこれまで類がなく、その開発においては技術的に未解明なところもあるため、実験に基づいたデータが重要な位置を占める。しかし、加速器ができる前にそのような高エネルギー陽子を用いた模擬試験をすることはできないので、試験可能な施設を国際協力により求めることになる。

以上述べた2つが国際及び国内協力の実質的な必要性であるが、それ以外にもお互いの情報交換は啓発し合うことによるという研究開発の上での推進力にもなる副次的な効果が期待できる。現在、具体的には加速器については国内では高エネルギー加速器研究機構(KEK)、国外で米国ロスアラモス研究所(LANL)と共同研究を行っており、また、核破碎ターゲットでは米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)のAGS加速器及びスイスのポールシェラー研究所(PSI)のSINQ中性子源を用いた協力研究を進めている。本編ではこのような協力の内、核破碎ターゲットに関する国際協力について現状を報告する。

##### 2. ブルックヘブン国立研究所での水銀ターゲット模擬実験

米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)にあるAGS加速器(陽子シンクロトロン)は世界で最も強度の高い24GeVまでの陽子ビームを加速できる施設である。従って、このAGS加速器からの速いビーム取り出しを用いれば、最大加速エネルギー24GeVで1バンチに8パルスを含み30kJパルス(合計240kJ)の

パワーを持つ陽子ビームをターゲット模擬実験に利用することが可能である。ここで得られるビーム強度は、原研等で計画している 5MW 級のパルス核破砕中性子源で想定されている 100 kJ / パルス相当のビーム入力と比べて、エネルギー密度を考慮しなければ、約 1/3 のビーム負荷に相当する模擬実験が可能であることを意味する。このような実験が可能な施設は、現在この AGS 加速器のみと考えられるため、5MW 級の計画である欧州 ESS 計画及び米国 SNS 計画の研究者が集まり、さらに BNL がホストとして名乗り出ること、共同での実験計画が実現することになった。Fig. 1 に実験を行う場所として予定している U コースの位置を示す。U コースは速い取り出しビームをミュオン実験サイトに持っていき途中から分岐したところであり、AGS 加速器と RHIC へ向かうビームラインの途中にある。ここは現在未使用になっているニュートリノ実験サイトであり、Fig. 2 にその配置詳細を示す。ここは丁度側面が土盛りでなくコンクリートブロックでできており、将来そこに実験孔を設けて深層透過の遮蔽実験も可能な場所である。

計画では水銀 40 リットルを直径 20 cm のステンレス容器に入れ、 $8 \times 10^{12}$  個パルスの陽子ビームを入射した時に生じる、水銀内での応力波を測定する。Fig. 3 に実験で用いる水銀ターゲットシステムの概念図を示す。5MW 級の核破砕ターゲットでは、パルス陽子ビーム入射時の瞬間的応力が容器壁に達したときに 200 Mpa 以上に達し構造強度基準を越える可能性が計算で指摘されており、この現象を実験的に確認するとともに、He 気泡導入等による抑制技術を開発するのが第一の目的である。また、初期条件として水銀中での発熱分布が重要であるため、ビーム軸に沿った温度分布も熱電対によって測定する。

計画のもう一つの測定項目はターゲットからの中性子生成特性である。Fig. 4 にハドロン輸送コードの一つである HETC コードで計算されたタングステン柱側面から放出される中性子の強度をビーム軸に沿って入射陽子エネルギーをパラメータとして図示したものである。図から 3 GeV 以上でエネルギーが高くなると、分布に差がみられなくなるという直感的に理解しがたい結果が得られている。また一方で、別の計算ではエネルギーとともに強度も小さくなるという報告もあり、数 GeV 以上の高エネルギーではハドロン輸送計算コード自体の信頼性に問題があるのが現状である。従って、この実験で、系統的に 1.5 GeV から 24 GeV までの陽子エネルギーについて実験データを得ることができれば、高エネルギーのハドロン輸送コードの精度改善に大いに役立てることができる。中性子強度の測定は放射化分析法を用いることが考えられている。このほか、水銀ターゲット中に水銀サンプルを置き、そこで生成される核破砕生成物を測定することも計画されており、前述の中性子生成測定と併せて、遮蔽や安全評価の基礎データとして、その取得が期待されている。

第 1 期の実験は 1997 年 6 月に予定されており、今後数年にわたって 2-3 回のビーム実験が予定されており、中性子測定に関しては原研がリード国として準備を任されている。また、圧力波測定では、レーザードップラー法による測定を提案し、圧力波測定の主力として期待されている。

### 3. ポールシェラー研究所での材料照射実験

核破砕ターゲットの技術的課題として、ターゲットの構造材、特に陽子ビームと中性子に曝される窓部分の材料損傷がある。ターゲット容器の前面が最も厳しく、核融合炉第一壁に比べて弾き出し率 (dpa) は同程度であるが、dpa と水素生成率との比及び He 生成率との比がそれぞれ千倍、百倍と大きく条件が異なる。即ち、ガス生成が非常に大きくスウェリングや脆性の照射特性が原子炉・核融合材料とは異なる。また、除熱上、肉厚の薄い構造が求められるため、実質的な寿命がこの構造材料の耐久性で決まる。この構造材料は交換を前提として設計するが、破壊を起こしてから交換するのでは保守上問題となるために、予め交換時期を特定できることが重要な設計条件となる。従って、耐久性の高い材料の選定が重要であるとともに、材料の照射挙動をよく把握しておく必要がある。しかし、このような材料照射試験を行うためには通常の原子炉では条件が異なり過ぎるため、陽子加速器を使った照射試験には大強度の陽子加速器と照射ベッドが必要である。そのような施設としては、世

界的にもロスアラモス国立研究所のLASREF (800 MeV、1mA) が唯一の施設であるが、マシンタイムを長期の照射のために割くことは経費としても期待しにくい。

一方、最近、核破砕中性子源としてスイスのポールシェラー研究所 (PSI) に完成したSINQ (590 MeV、1.2mA) のターゲットロッドに照射サンプルを組み込んで陽子・中性子の混合照射をする計画がPSIから提案された<sup>2)</sup>。計画はPSIを中心にしたESS計画のグループと米国オークリッジ研究所を中心とするNSNS計画グループおよび原研が関わって照射サンプルの準備が進められ、1997年の春には照射が開始される予定である。Fig. 5にSINQのターゲット構造の断面図を示す。陽子ビームはターゲットの底から垂直方向に入射し、水平方向に中性子を取り出して連続ビームでの中性子散乱研究に用いられる予定である。図ではPb-Liターゲットとなっているが、これは将来置き換えるために開発中で、現在はFig. 6に詳細構造を示すように、ジルカロイや鉛を詰めた固体ターゲットロッドを重水で冷却する構造となっている。このロッドの一部に照射サンプルを装荷して置き換え、運転期間中照射を続けることになる。この計画に、原研で開発した核融合材料等をサンプルとして提供して参加する計画であり、Table 1には各国から提供されるサンプルと試験予定項目がまとめられている。

#### 4. おわりに

原研の中性子科学研究計画構想で考えられているような、世界で初めての技術を、しかも基盤技術の蓄積を急激に行うためには、国内外の技術的知見を集約することは欠かせない。しかし、世界に例を求めても得られない場合には、実験的データの蓄積を図る必要があるが、この場合にも、時間とコストのかかるこのような実験では、類似の開発を行う世界中のグループが集まって共同で行うのが効率的である。現在世界では原研計画と同規模の5MW級の中性子源計画が欧州と米国にあり、それらのグループとの協力関係が密に行われつつある。ここであげた2つのターゲットの国際協力はその例である。Fig. 7に現在進行中および計画中の国内外の研究機関との協力関係をまとめている。今後、研究開発が進むとともに、お互いが良い競争関係を保ちながら、施設の実現にもかっていくことが期待される。

#### 参考文献

- 1) 中性子科学研究計画 (第1版), 私信
- 2) G.Bauer, Research and Development for Molten Heavy Metal Targets, Proc. 2nd Int. Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technology and Application, 2-7 June 1996, Karmar, Sweden (1996)

Table 1 Samples, supplier and investigator for SINQ irradiation

SINQ Irradiation Matrix								
Materials	Tensile	Bend fatigue	Tear test	Bend bar	Charpy	S.Punch	TEM	Supplier
SA 316	30	6	5	6		48	10	KFA
CW 316	30	6	5	6		48	10	KFA
316 EBW	20	6	5?				16	KFA
316 EBW*	20	6	5				16	ORNL
316 TIG	16	6	5				16	ORNL
316 monocrystal	12	9					8	ORNL
JPCA	30	6	5?				8	JAERI
SAR	10	6					4	JAERI
9Cr-1Mo	35	9	15	6	8	72	10	ORNL
9Cr-1Mo EBW	20	6	5?	3?			20	PSI
9Cr-1Mo EBW*	20	6	5	3			12	ORNL
9Cr-1Mo TIG	24	9	5				12	ORNL
Optifer	35	9	15	9	16	72	14	KFA
Optifer EBW	24	6	5	3			16	KFA
Optimax	10	6	5			24	8	PSI
F82H	30	6	5	6	8	24	22	PSI
I3X13C2M2	10	6	5	3			4	PSI
Al 6061	8	6					8	CEA
Al 5754	24	6	5	6			8	CEA
Al 5754 LW	8	6					8	CEA
Zircaloy-4	10	6	5				8	CEA
Zircaloy-4 LW	10	6					8	CEA
								Total
Total	436	144	90	48	32	288	246	1284
Investigator	PSI	ORNL	PSI	KFA	ORNL	KFA	CEA	
							KFA	
							ORNL	
Dosimetry							138	LANL
Note: EBW: electron-beam weld from thick plates; EBW*: EB weld from 3mm thin plates;								
TIG: TIG weld from 3 mm thin plates; LW: laser weld								

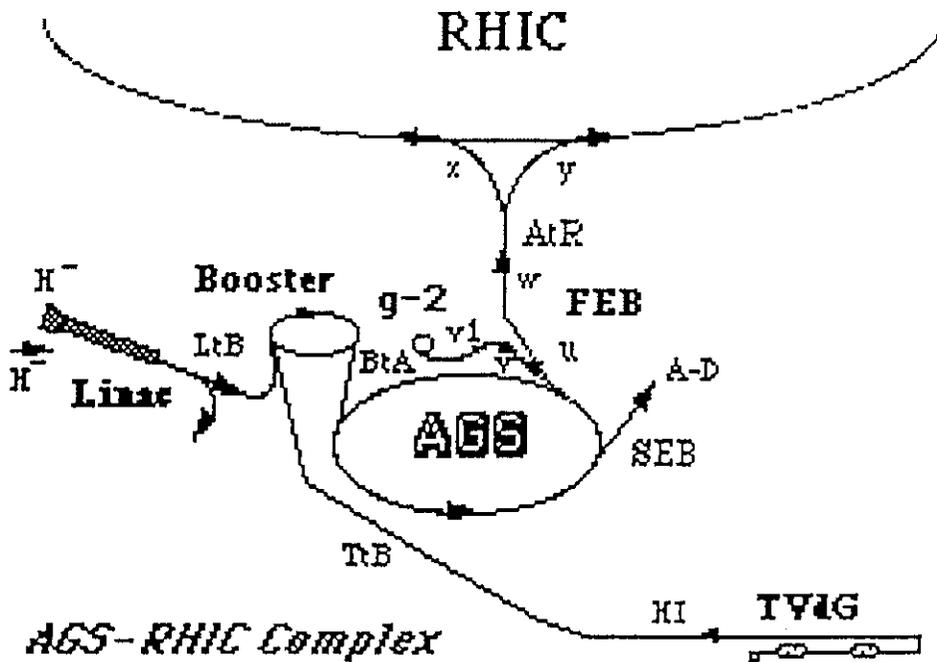
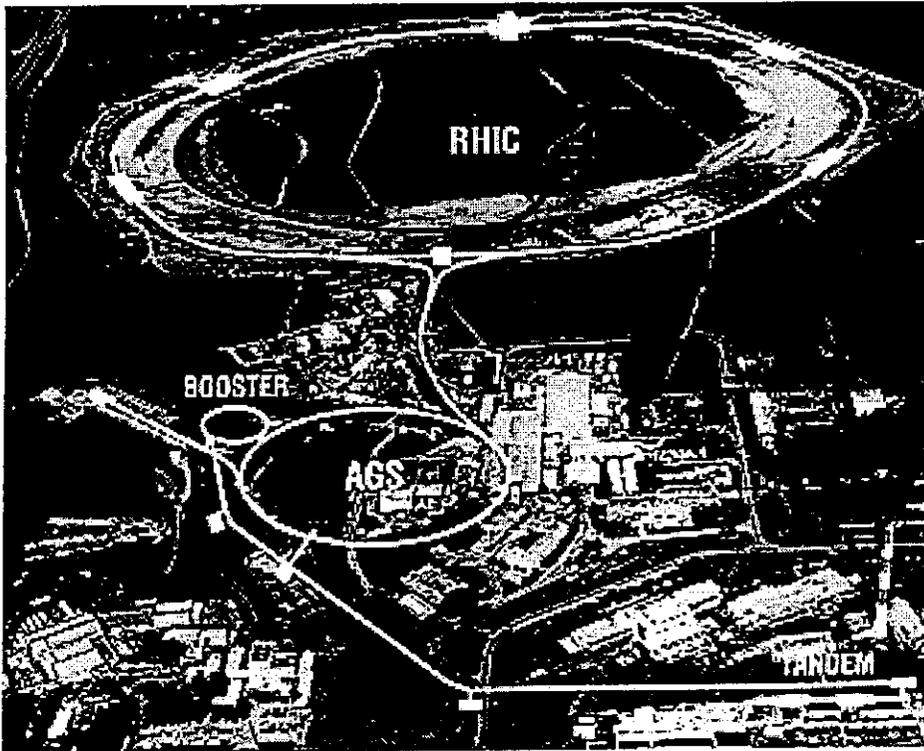


Fig. 1 BNL-AGS Accelerator and U-line course

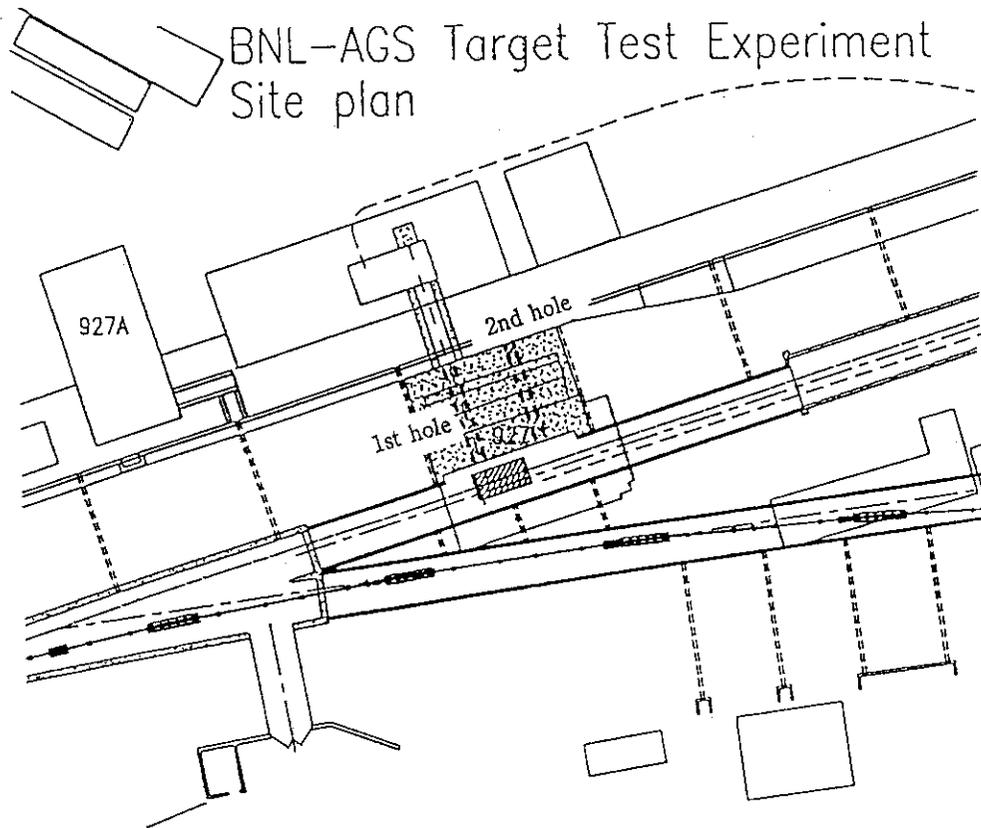


Fig. 2 Detail of target experiment site

Schematic section along beam center line

Volume of target container 40 liters (544Kg Hg)  
 Total Mercury in system 50 liters (680kg Hg)  
 Capacity of drain tank 60 liters

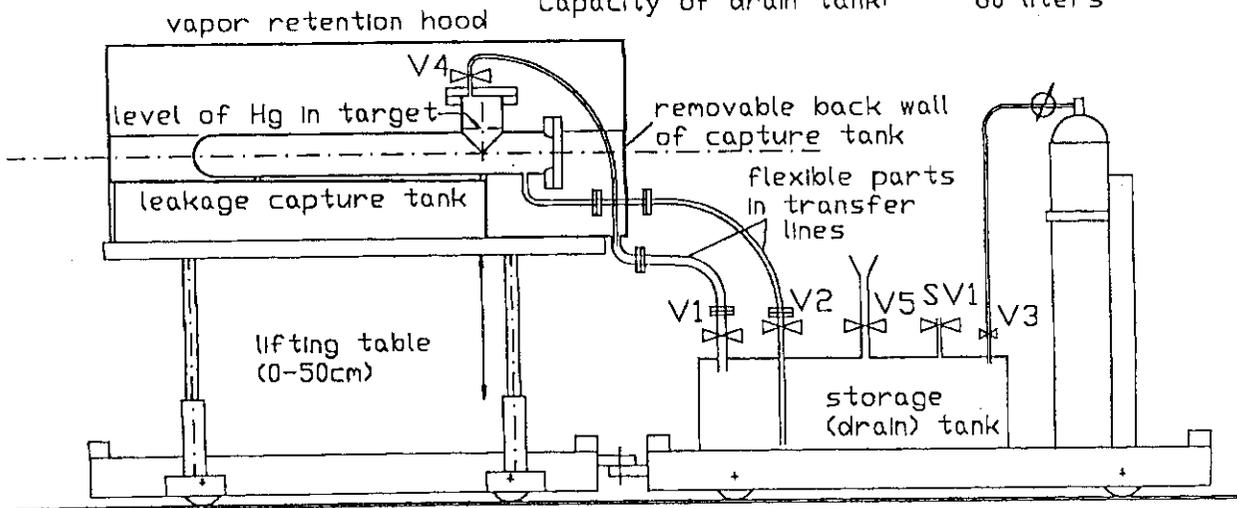


Fig. 3 Concept of mercury target system used for the experiment

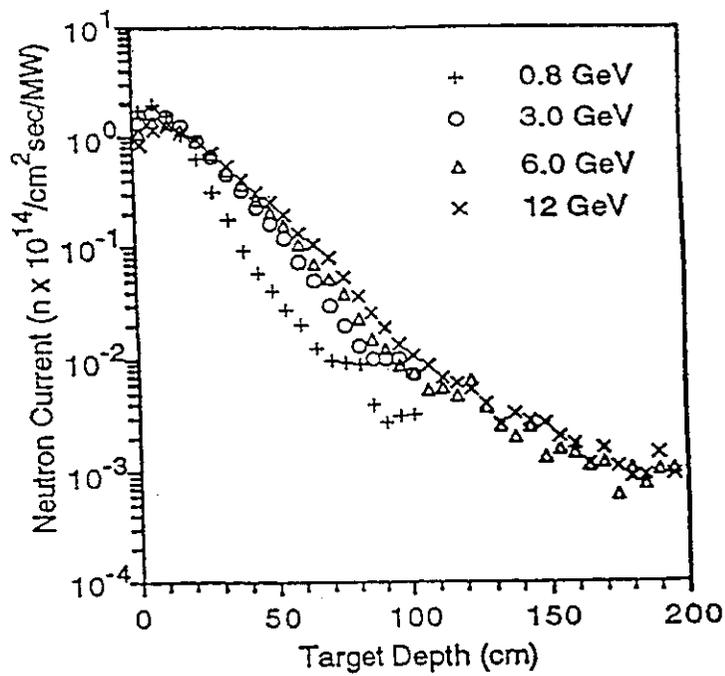


Fig. 4 Neutron yield distribution along the beam axis for tungsten cylinder for various incident proton energies (calculated)

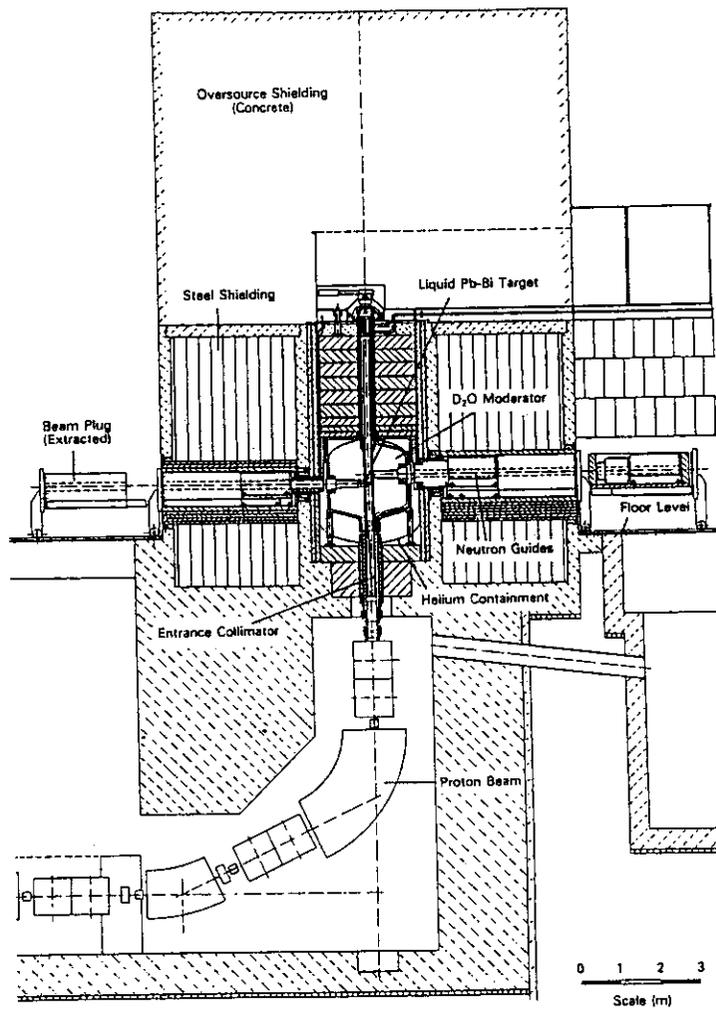


Fig. 5 Vertical cross section of SINQ target station

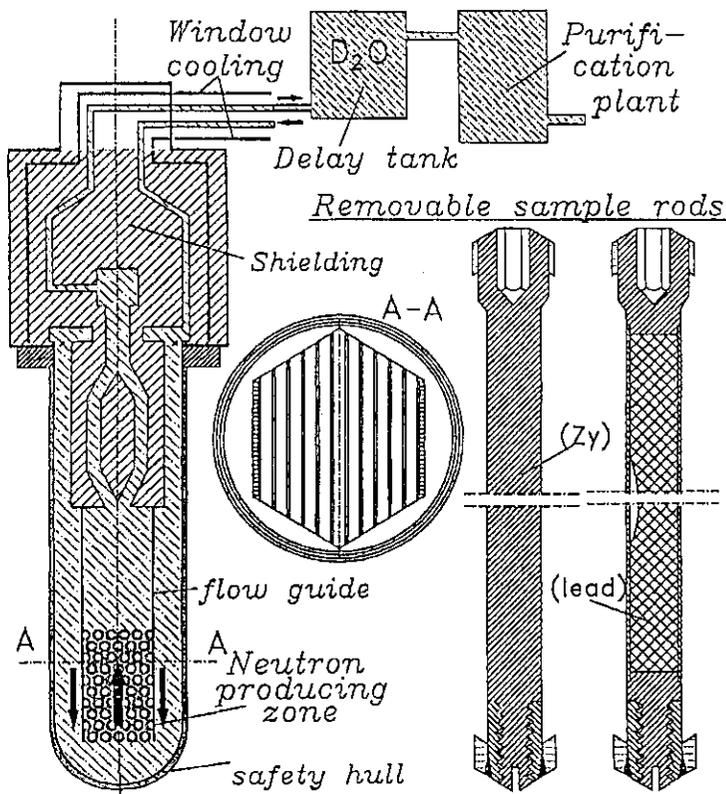


Fig. 6 Detail of target structure

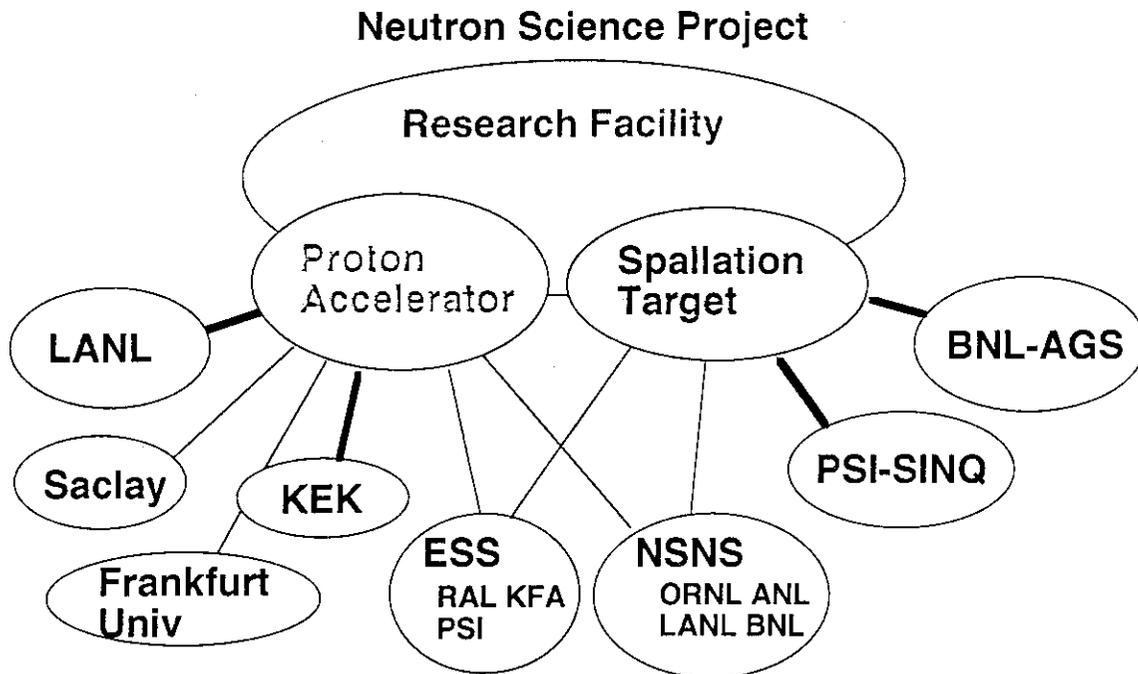


Fig. 7 International and interlaboratory collaborations relevant to JAERI Neutron Science Project

## 5. 短パルス中性子源と長パルス中性子源の性能比較

### A comparison between short pulse spallation source and long pulse spallation source

相澤一也、渡辺昇、Ferenc Mezei<sup>\*</sup>、鈴木淳市、新村信雄、森井幸生、片野進、  
長壁豊隆、勅使河原誠

Kazuya Aizawa, Noboru Watanabe, Ferenc Mezei<sup>\*</sup>, Jun-ichi Suzuki, Nobuo Niimura,  
Yukio Morii, Susumu Katano, Toyotaka Osakabe and Makoto Teshigawara

日本原子力研究所、Hahn-Meitner-Institut<sup>\*</sup>

aizawa@kotai3.tokai.jaeri.go.jp

The performance for a 5MW short pulse spallation source (SPSS) and a 4.5MW long pulse spallation source (LPSS) in a JAERI program which is based on the availability of a 1.5GeV superconducting linac with a 30mA peak current for both proton and H<sup>-</sup> beams is discussed. We have examined the superiority of SPSS to LPSS. While a LPSS facility is a second option, we propose an SPSS facility as a first option.

#### 1. はじめに

我々のグループでは、原研中性子科学研究計画におけるパルス中性子散乱施設を検討してきた。ここでは、これまでに既存の施設で成功を収めてきた短パルス中性子源 (Short Pulse Spallation Source、SPSS) と実現可能な中性子源として提唱されている、リニアックからのmsパルスをそのまま用いる長パルス中性子源 (Long Pulse Spallation Source、LPSS) について検討した。原研計画は、超伝導リニアック (1.5GeV、ピーク電流30mA) を採用して、現在世界で計画されているヨーロッパのESS計画 (5MW、SPSS)、米国オークリッジ研究所SNS計画 (5MW、SPSS) と同等の世界最大級の5MW次世代パルス中性子源を目指すものである。

#### 2. 原研計画におけるSPSSとLPSS

我々が検討しているSPSSでは、超伝導リニアックからの1.5GeV、ピーク電流30mA、繰り返し数50HzのH<sup>-</sup>パルスを1~2個のコンプレッサリングにチョッピングファクター0.6で3.7ms注入する。コンプレッサリングより得られる陽子パルスは、ビーム幅が1 $\mu$ s以下となりターゲットに照射される。ビーム出力は、5MWである。LPSSの場合は、1.5GeV、ピーク電流30mA、パルス幅2ms、繰り返し数50Hzあるいは、パルス幅4ms、繰り返し数25Hzの陽子パルスをターゲットに直接照射し、4.5MW出力を得る。いずれの場合も陽子によるターゲットの核破砕反応で生じた高速中性子を最適なモデレータで減速し中性子散乱実験に利用する。

SPSSとLPSSの簡単な説明を行う。図1は、SPSSとLPSSにおける中性子の時間-距離ダイアグラムと実験模式図である。簡単のため弾性散乱装置に適用する場合を示してある。SPSSの場合は、モデレータから放出される白色中性子は、短パルスとなる。モデレー

タ表面通過時刻を時間原点とすると検出器に到達した中性子の波長は、時間に比例する。従って試料をその装置の目的にあった位置に置き、散乱中性子の時間分析をTOF法で行えばその波長を決定できる。決定された中性子の波長と散乱角の関係から試料の空間的構造に関する情報を得ることができる。SPSSの場合は、次の白色パルス中性子とのオーバーラップを防ぐための波長選別チョッパーによって規定された中性子を全て利用できる。LPSSの場合は、得られる中性子パルス幅は、リニアックで得られる入射陽子パルス幅と同程度になる。従ってモデレータ表面上では、msの幅で白色中性子が放出されるのでTOF法を用いて散乱実験を行うためには、短パルス化チョッパーが必要となる。短パルス化チョッパーを通過できる中性子のうち、波長の長い成分は、モデレータ表面から早い時間に放出された中性子であり、波長の短い成分は、遅い時間に放出された中性子である。従ってLPSSの場合は、発生した中性子の一部を利用することになる。

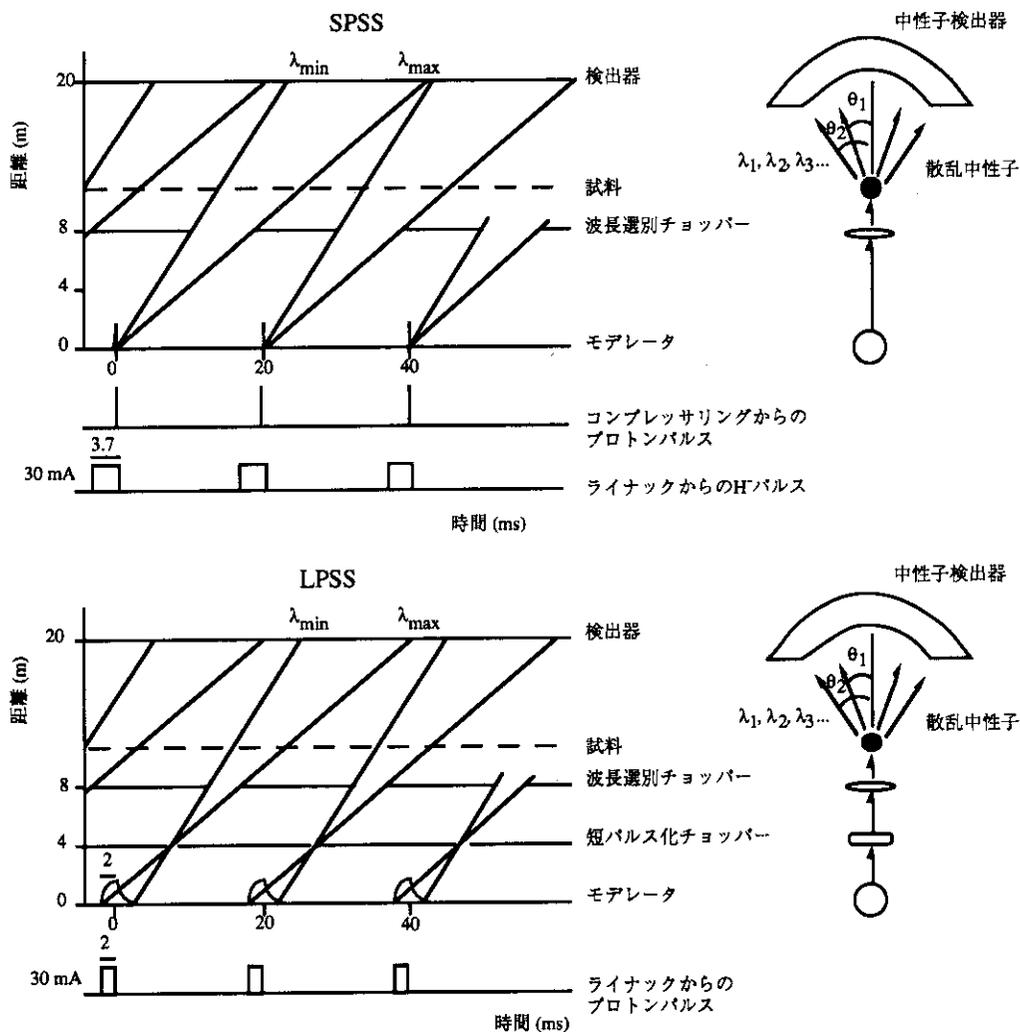


図1 SPSSとLPSSの時間-距離ダイアグラム

### 3. 原研計画で期待される中性子強度<sup>(1)</sup>

原研計画で期待される中性子強度を評価した。1MWを超える加速器駆動中性子源のターゲットは、液体重金属を採用することになるが、ターゲットに関しては本報告集の勅使河原の報告<sup>(2)</sup>を参照されたい。SPSSのモデレータの基本的な考え方は、発生するパルス

中性子に対して高時間分解能で高効率なものを採用することであり、以下のモデレータを考えた。

熱外中性子モデレータ：非結合型H<sub>2</sub>Oモデレータ

熱中性子モデレータ：CH<sub>4</sub>ペレット+液体H<sub>2</sub>あるいは、ZrH<sub>2</sub>+液体H<sub>2</sub>、非結合型

冷中性子モデレータ：プレモデレータ付き液体H<sub>2</sub>モデレータ、結合型（鬼柳-渡辺型）

LPSSのモデレータの基本的な考え方は、発生するパルス中性子に対して高強度のものを採用することと熱外中性子モデレータを採用しないことであり、以下のロスアラモス型モデレータを考えた。

熱中性子モデレータ：結合型H<sub>2</sub>Oモデレータ

冷中性子モデレータ：結合型液体H<sub>2</sub>モデレータ

原研計画におけるSPSSとLPSSの中性子強度の評価には、世界最高中性子束を誇るILL原子炉（57MW）と比較することが妥当である。ロスアラモス型モデレータの性能評価とILLとの比較<sup>(3)・(4)</sup>及びロスアラモス型モデレータと鬼柳-渡辺型モデレータとの比較<sup>(5)</sup>をもとにして、表1にILLの平均中性子束を1とした場合のSPSSとLPSSのピーク中性子束 $\Phi_{peak}$ 及び平均中性子束 $\Phi_{av}$ を示す。熱外中性子は、'slowing down' 領域で比較した。まず平均中性子束について述べる。表から5MW級パルス中性子源の平均冷中性子束は、ILLと同等であることが判る。またLPSSの平均熱中性子束は、ILLに迫っていることが判る。SPSSの平均熱中性子束は、ILLの約1/10であるが、これは、高分解能装置の設置を念頭に置き時間分解能の面で優れている非結合型モデレータについて評価したためであり、強度に念頭を置いた結合型モデレータを採用すれば、LPSSと同程度の中性子束が得られる。熱外中性子は、パルス中性子源が優れていることが判る。次にピーク中性子束について述べる。5MW級パルス中性子源は、LPSSのピーク熱中性子束を除いてILLに比べて一桁以上高い。さらにSPSSは、LPSSに比べて圧倒的にピーク中性子束が高いことが判る。特にSPSSのピーク熱外中性子束は、注目すべき性能である。

表1 SPSSとLPSSで期待される中性子強度

	E (GeV)	リニアック I <sub>peak</sub> (mA)	陽子 パルス幅	繰り返し数 (Hz)	平均ビーム 出力(MW)	$\Phi_{peak}$	$\Phi_{av}$
SPSS	1.5	30 (H)	1 $\mu$ s	50	5.0	結合型モデレータ 冷中性子 110 非結合型モデレータ 熱中性子 260 (波長0.1nm での値) 熱外中性子 56000	1  0.09 <sup>*1</sup>  5.6
			3.7 ms 入射, チョッピング率0.6				
LPSS	1.5	30 (H)	4 ms	25	4.5	全て結合型モデレータ 冷中性子 10 熱中性子 7 熱外中性子 50	1 0.7 5
			2 ms	50			

\*1: 高分解能熱中性子モデレータ: パルス幅 ( $\mu$ s) = 70  $\times$   $\lambda$ (nm)

4. 原研計画における中性子散乱装置の性能評価<sup>(1)</sup>

SPSSとLPSSに設置される中性子散乱装置の性能評価は、中性子強度の評価と同様にILLと比較することが妥当である。表2にILLの装置の性能を1とした場合のSPSSとLPSSの性能評価を示す。表2の各種装置は、中性子散乱の全ての手法を網羅しているわけではないが、主要な分野は含まれている。中性子散乱装置は、弾性散乱装置、非弾性散乱装置に分けられるが、表2の小角散乱から高分解能粉末回折までの欄は、弾性散乱装置であり、残りは、非弾性散乱装置である。弾性散乱装置は、 $q$ 分解能 $\Delta q/q$ が約10%と低分解能の小角散乱装置から、 $q$ 分解能が約3-5%の反射率計、単結晶試料を用いる中分解能回折装置、結晶構造解析用に $\Delta d/d < 1 \times 10^{-3}$ が要求される高分解能粉末回折装置までを評価した。非弾性散乱装置は、ILLのIN4のような'direct geometry'配置の中分解能熱中性子非弾性散乱装置とIN5のような高分解能冷中性子非弾性散乱装置、並びに原子炉で一般的な三軸型分光器の冷中性子版を評価した。原子炉とパルス中性子源の比較をより厳密にするため、ILLの性能は最適化された装置を設置した場合を考えた（必ずしも現在ILLに設置されていなくても良い）。まずパルス中性子源とILLを比較する。表2から明らかのように5MW級パルス中性子源は、中性子散乱の主要な分野でILLよりも優れていることが判る。特にピーク中性子束が重要な高分解能粉末回折計や非弾性散乱装置は、SPSSが優れている。また平均中性子束が重要な三軸型分光器でもパルス中性子源が優れていることは、現在JRR-3Mを主に利用している'原子炉派'ユーザーもスムーズにパルス中性子源に移行できることを示している。次にSPSSとLPSSを比較する。ピーク中性子束が重要となる装置は、SPSSが圧倒的に有利である。またSPSSの場合、表に示すように高分解能粉末回折装置や熱中性子非弾性散乱装置はさらに分解能を高めることが可能なのに対して（この場合は、ILLに対する性能は、さらに高くなる）、LPSSでは、これらの装置の高分解能化が難しいことも考慮すべき点である。表には載せていないが、熱外中性子利用はSPSSの独壇場であることは、自明である。一方、冷中性子を用いる小角散乱装置と中分解能回折装置は、低繰り返し（25Hz）運転のLPSSが有利である。

表2 代表的な装置のILLとの性能比較

	小角散乱 <sup>*1</sup>	反射率計	中分解能 回折	高分解能 粉末回折	非弾性 (熱中性子)	非弾性 (冷中性子)	冷中性子 TAS
SPSS (5MW)	4.4 $\Delta q/q \sim 10\%$	20 $\Delta q/q \sim 3-5\%$	2.2 $\lambda < 0.2\text{nm}$	110 $\Delta d/d \sim 1 \times 10^{-3}$ $d > 0.07\text{nm}$	19~37 $\Delta E/E \sim 2\%$	100	2.2
			3.7 $\lambda > 0.2\text{nm}$	260 $\Delta d/d \sim 1 \times 10^{-4}$ $d < 0.07\text{nm}$	65~74 $\Delta E/E \sim 0.5\%$		
				(26×ISIS) <sup>*2</sup>	(26×ISIS) <sup>*2</sup>		
LPSS (4.5MW)	8(25Hz) 4(50Hz) $\Delta q/q \sim 10\%$	8 $\Delta q/q \sim 3-5\%$	7	7	7 $\Delta E/E \sim 2\%$	10	2

\*1: 小角散乱: スピンエコー装置と低分解能散漫散乱測定装置 ( $\delta\lambda/\lambda \sim 10\%$ ) を含む。

\*2: ILLよりもISISとの比較の方が意味がある場合

次に表2の評価法を簡単に述べる。パルス中性子源の性能Gは、ILLの中性子束を $\Phi_{ILL}$ とすると以下のように定義できる。

$$G = \Phi \times \Delta\lambda / \delta\lambda \times a / \Phi_{ILL}$$

ここで、 $\Delta\lambda/\delta\lambda$ は、TOF利得であり、aは、下に述べる種々の仮定から評価した係数である。パルス中性子源の実効的な中性子束 $\Phi$ は、前節で評価したピーク中性子束 $\Phi_{peak}$ を用いて次式のように表すことができる。

$$\Phi = g \times f \times \Phi_{peak}$$

ここで、

$$g = \delta\lambda / \delta\lambda_{required}$$

$$= 1, \quad (\delta\lambda = \delta\lambda_{required} \text{の時})$$

$$< 1, \quad (\delta\lambda < \delta\lambda_{required} \text{の時})$$

$$f = \Delta\lambda_{effective} / \Delta\lambda$$

$$= 1, \quad (\Delta\lambda_{effective} = \Delta\lambda \text{の時})$$

$$< 1, \quad (\Delta\lambda_{effective} < \Delta\lambda \text{の時})$$

である。gは、その装置に要求される波長分解能 $\delta\lambda_{required}$ に対する実際の波長分解能 $\delta\lambda$ の比である。fは、波長選別チョッパーで規定された波長幅 $\Delta\lambda$ に対する実効的（必要とする）な波長幅 $\Delta\lambda_{effective}$ の比である。

装置の性能を比較するにあたり、以下の要素を考慮した。

#### (1) 装置のコンポーネント

各々の装置に必要なコンポーネント、即ち中性子導管、検出器、モノクロメータ、コリメータ、アナライザ結晶、速度選別器、チョッパー等の効果を取り入れる。

#### (2) それぞれの線源に最適化された装置を考える。

装置のコンポーネントに関する仮定を述べる。

##### 1) 中性子導管

LPSSでは、中性子散乱実験に妥当な波長分解能を得るために30~120m程度の比較的長い中性子導管を用いる必要がある。長い中性子導管を用いる場合は、中性子の透過率が問題になるが中性子導管の透過率を80%とした。この仮定は、導管の先端部と後端部（試料入射部）にのみスーパーミラーを使用し、残る大部分は通常のNi蒸着導管で構成するバリステック中性子導管を用いることにより可能と考えられる。

##### 2) ビーム収束、分散

原子炉での結晶による中性子ビーム収束の利得とパルス中性子源での中性子導管によるビーム輸送の利得は、ほぼ等しいとした。その理由を簡単に述べる。原子炉では、ベントモノクロメータによって中性子ビームの縦方向の発散成分を試料に収束させて実効中性子束を増やすことが行なわれる。この場合の縦方向のビームの角度分散は、約 $2^\circ$ であるが、ベントモノクロメータの反射率は、一定ではなく、波長が短くなると低下する。一方パルス中性子源でスーパーミラーを使用した中性子導管を用いることは、水平方向

にビームの角度分散を持たせることに相当する。スーパーミラーの使用下限である波長0.1nmでは、角度分散は、約 $0.6^\circ$ であり、0.2nm以上では、角度分散は、 $2^\circ$ 以上である。従って、ベントモノクロメータと中性子導管が輸送する中性子束は、ほぼ同等と考えられる。

### 3) 検出器

原子炉とパルス中性子源は、ともに散乱角に対して十分な位置分解能が得られる検出器を使用できると仮定した。これは、得られるデータの質及び収集効率が等しいことを仮定している。但し、原子炉で高位置分解能検出器であるイメージングプレートの利用が普及すれば、それに対抗してパルス中性子源では、マイクロストリップ検出器等を開発、利用しなければそのデータ収集効率は相対的に下がる。

### 4) TOF非弾性散乱装置

'direct geometry'型の非弾性散乱装置において、原子炉では、例えばIN5分光器のようにディスクチョッパーの回転数が6000~20000rpm (100~333Hz)まで使用する装置が存在する。これに対してパルス中性子源(50Hz)では、複数個の穴を持つディスクチョッパーを使用して'repetition rate multiplication'が可能であるとした。

### 5) 三軸型分光器

パルス中性子源に通常の原子炉で使用されている三軸型分光器を設置した場合を考えた。パルス中性子源の場合、TOF法により高調波の除去にフィルターが不要なこと及び高速中性子バックグラウンドを同定できる利得を考慮した。

## 5. 結論

次世代強力中性子源としてのパルス中性子源の有利性が明らかになった。SPSS、LPSSの長所及び問題点を列挙して結論を導きたい。

### SPSS

- (1) 総合的に高い性能を示す。
  - (2) 特に高分解能装置及び熱外中性子利用に適している。
  - (3) コンプレッサリングが必要のためコスト高の問題がある。
- 本文中では、触れなかったが、
- (4) リニアックよりのピークHビーム強度が比較的低いためコンプレッサリングへのH長時間入射が必須となり、その技術的開発が不可欠となる。
  - (5) 液体重金属ターゲットでは、陽子ビーム入射による圧力波の問題があり、今後十分なR&Dが必要である。

現在原研では、加速器グループ、ターゲットグループがこれらの問題に取り組み始めている。

### LPSS

- (1) 低・中分解能装置に適している。
- (2) コンプレッサリングが不要のためコストが安い。但し、中性子導管を長くする必要があるので極端に安くはならない。
- (3) 短パルス化チョッパーの製作及びその性能の問題がある。

(4) バリステック中性子導管の性能の問題がある。

(3)、(4)の問題は、現在稼働しているLPSS施設が無いため、これらの技術の妥当性が実証されていないためである。

次世代パルス中性子源の重要な選択基準は、中性子散乱の全ての分野で高い性能を示す中性子源を選択することである。SPSSは、21世紀に展開されるであろう新しい、未開拓の科学に柔軟に対応することができる。新しい科学は、必ず新しい原理に基づく測定法によって生まれるはずである。LPSSは、冷中性子利用には向いているが総合的な性能を得ることは難しい。言い換えれば、LPSS施設で可能でSPSS施設で不可能な実験は無い。従って、5MW級パルス中性子源を建設するに当たって第一候補としてSPSSを選択することを提案する。コストや技術的問題等によりSPSS施設建設が困難な場合は、当面LPSSでスタートすることも考えられよう。

#### 参考文献

- 1) F. Mezei, N. Watanabe, N. Niimura, Y. Morii, K. Aizawa and J. Suzuki, OPTIONS FOR A NEXT GENERATION NEUTRON SOURCE FOR NEUTRON SCATTERING BASED ON THE PROJECTED LINAC FACILITY AT JAERI, JAERI-Tech 97-019, 1997
- 2) 勅使河原誠、相澤一也、鈴木淳市、森井幸生、渡辺昇、本報告集
- 3) P. D. Ferguson, G. J. Russell and E. J. Pitcher, Proceedings of the Meetings ICANS-XIII and ESS-PM4, Vol II, p. 510, 1995
- 4) E. J. Pitcher G. J. Russell, P. A. Seeger and P.D. Ferguson, Proceedings of the Meetings ICANS-XIII and ESS-PM4, Vol I, p. 323, 1995
- 5) N. Watanabe and J. Suzuki, Private Communication

## 6. パルス中性子源と中性子測定器群

### **Pulsed neutron source and instruments at neutron facility**

勅使河原 誠、相澤 一也、鈴木 淳市、森井 幸生、渡辺 昇

M. Teshigawara, K. Aizawa, J. Suzuki, Y. Morii and N. Watanabe

E-mail teshi@linac.tokai.jaeri.go.jp

日本原子力研究所東海研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

#### Abstract

We report the results of design studies on the optimal target shape, target - moderator coupling, optimal layout of moderators, and neutron instruments for a next generation pulsed spallation source in JAERI. The source utilizes a projected high -intensity proton accelerator (linac: 1.5 GeV,  $\sim$  8MW in total beam power, compressor ring:  $\sim$  5 MW). We discuss the target neutronics, moderators and their layout. The sources is designed to have at least 30 beam lines equipped with more than 40 instruments, which are selected tentatively to the present knowledge.

#### 1. はじめに

中性子散乱による物質科学等、中性子ビームを利用する研究は21世紀においても一層重要となる。しかしながら利用可能な中性子源の数は急激に減少しており、21世紀初頭には現在の約1/4になるといわれている。このためOECD Megascience Forumでは、中性子源の開発建設を最優先課題とし、国際協力によりその開発研究を進めるとともに各国の中性子源計画を強力に支持する立場を明らかにしている。

さて、21世紀を担う大強度中性子源であるが、米国の超高中性子束炉(ANS)計画の中止に代表されるように、もはや原子炉による高中性子束の実現はほとんど不可能で、加速器による中性子源が唯一の可能な方法であると考えられるようになった。

すなわち、EUではESS(European Spallation Source : 5 MW 短パルス中性子源)、米国でも同様にNSNS(National Spallation Neutron Source :  $\sim$  5 MW 短パルス中性子源)計画が強力に推進されつつある。我が国でも次世代中性子源として2つの加速器中性子源計画が進められている。その一つは文部省の進めるJHF計画のスプレッション中性子源(0.6 MW 短パルス中性子源)であり、一方、原研ではさらに大強度の実現を目指して欧米日の3極の一端を担う大出力短パルス中性子源計画が推進されている。

原研における中性子科学研究計画では、陽子エネルギー1.5 GeV、総ビーム出力約8 MWの超伝導リニアックが考えられており、そのうちの約5 MWを用いて世界最大級の短パルス中性子源の実現を目指している。本稿は、その概念設計のための基本的な事項の検討結果について報告するものである。

## 2. 中性子源施設の基本構想

原研におけるスポレーション中性子源計画では、次の性能を目指す。

- (1) 平均出力は世界最大級の5 MW
- (2) 中性子源の利用効率を上げるため、計40台以上の中性子測定器の設置
- (3) 施設全体の高いパフォーマンスの実現

中性子源施設の概念図を図1に示す。

まず、その目標を達成するための基本仕様として、次のように考える。

- (1) 高い性能を得るため短パルス中性子源(SPSS)を第一候補とする。ただし、長パルス中性子源(LPSS)の方が優れている実験についてはLPSS的利用も考える。
- (2) 当初にはビーム出力は約1.5MWと考えられており、短パルス化のためのコンプレッサリング(CR)は一台でスタートする。
- (3) ターゲットステーションに入射する陽子ビームの繰り返し周波数は50Hzとする。
- (4) 陽子ビームのターゲットへの入射は水平方向とする(垂直入射はより多くの中性子ビームが取り出せるため有利であるが、技術的に不利)。
- (5) 中性子発生ターゲットとしては、大強度、大出力密度の熱除去のため、液体重金属を採用する(運転温度を出来る限り低く抑えるため、水銀を第一候補とする)。
- (6) 要求される冷(Cold)、熱(Thermal)及び熱外(Epithermal)中性子ビームに対して3種類の最適化されたモデレータを使用する。

中性子ビーム強度を最大にするためには、次の項目が達成されなければならない。

- (1) 陽子ビームの可能な限り高い時間平均及びパルスピーク電流
- (2) ターゲットそれ自体の幾何学的パラメータの最適化
- (3) 最適なモデレータ材料、形状の選択
- (4) ターゲット・モデレータ結合の最適化
- (5) 中性子測定器群の配置の最適化

以下では、これらの検討結果に関して述べる。

## 3. ターゲット

ターゲットから高い中性子強度を得るためには、最適な材料と最適な形状、寸法、構造を決める必要がある。高原子番号、高密度、高熱伝導率、低放射化及び耐放射線損傷等を考慮して、固体ターゲットでは一般にタンタル(Ta)やタングステン(W)等、液体ターゲットとしては水銀(Hg)や鉛-ビスマス溶融塩(Pb-Bi)等が考えられている。液体ターゲット

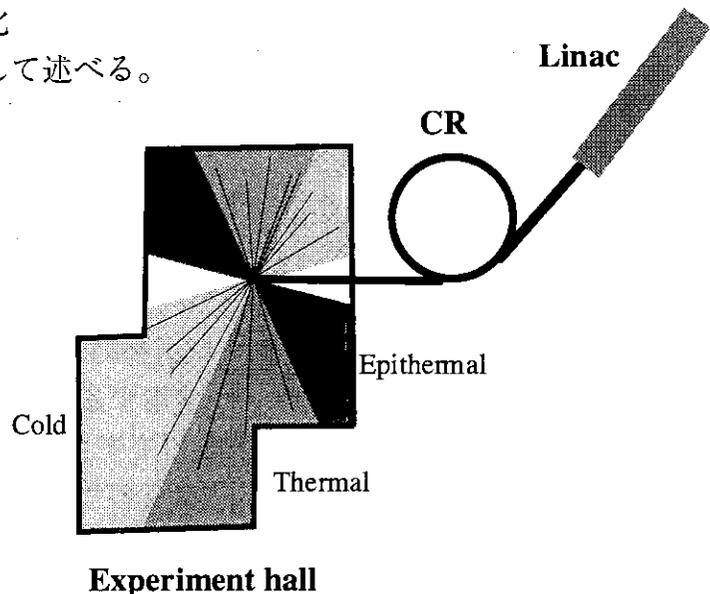


図1 短パルス中性子源施設概念

は、固体ターゲットと較べると、それ自体の放射線損傷がほとんどないことや熱除去の面で有利であること、また、水等の含水素冷却材を含まないためにより高い中性子強度が得られる。本計画では水銀がターゲット材の候補になっているが、短パルス中性子源にあってはビーム入射による圧力波がターゲット容器構造材を壊すおそれもあり、それを解決するための開発努力が始まっている。

ターゲットにおける陽子ビームの電流密度は入射窓での静的熱応力を最大許容量以下に抑えるため、現時点では約 $48 \mu \text{A}/\text{cm}^2$ としている。この制限のもとで所要の陽子ビームをどの様な形状(プロファイル)でターゲットに入射すべきかが最初の問題となる。

一方、所要のターゲット形状・寸法もビームプロファイルに従って変化するが、現時点では図2のようにビームサイズの外周に1.5cm程度の厚さを加えている。中性子強度の点から、この外周の厚さはターゲット・モデレータ結合が大きくなるので薄い方が望ましいが、逆に、陽子ビームスポットの位置の時間変動に対する設計裕度やモデレータの核加熱を抑えるため、ターゲットから漏洩する二次粒子、特に陽子を減らす必要があり、少し厚い方が望ましい。

また、水銀ターゲットについては、国際協力による研究開発が強力に進められており、原研はその重要な一端を担っているものである。米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)のAGS加速器を用いた協力実験では、種々のエネルギー(1.5 GeV ~ 24 GeV)の陽子照射による中性子収量及びターゲット表面での空間分布の測定、圧力波の測定、等が検討されている。ニュートロニクスにおいては、高エネルギーハドロン輸送計算コード(特に3 GeV以上の陽子に関して)の適用性の評価等に期待が寄せられている。また、短パルス(1  $\mu \text{s}$ 以下)陽子ビームの照射により液体金属ターゲット内に発生した圧力波は容器にパルス的に大きな応力を与えるが、そのような実測はまだなく、AGSを利用した実験で初めて可能になる。ターゲット構造材のGeV陽子照射による材料試験等も同様に不可欠で、それらはポールシェラー研究所(スイス)及び米国ロスアラモス国立研究所で行われている。前者においては一部原研の試料提供も含まれている。

#### 4. ターゲット・モデレータ・反射体の集合体

中性子散乱研究の目的により、使用する中性子エネルギー領域やパルスの時間構造に対する要求が異なるため、3種類のモデレータを考えている。これらの主要諸元について表1に示す。先ず、モデレータ材料であるが、固体のモデレータは、本計画のような高い中性子場にあっては著しい放射線損傷のため、低温モデレータとして液体水素、室温モデレータとして軽水が唯一の選択となる。中性子強度の観点からモデレータの形状も重要な因子の一つになる。これまでに、中性子強度に及ぼす形状の効果は、

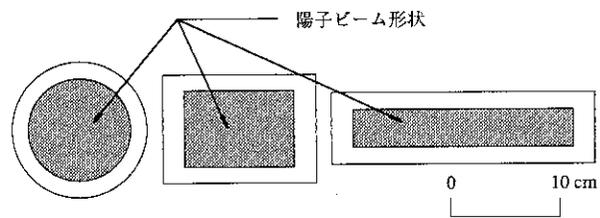


図2 水銀ターゲット面に入射する陽子ビーム形状(3つの案が検討されている)

表1 モデレータの主要諸元

	Cold neutron	Thermal neutron	Eptithermal neutron
Number	2	1	1
Main moderator	L-H <sub>2</sub> (CH <sub>4</sub> pellet+L-H <sub>2</sub> ) or (ZrH <sub>2</sub> +L-H <sub>2</sub> )	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O
Pre-moderator	H <sub>2</sub> O	non	non
Coupling	coupled	decoupled	decoupled
No. of viewed surface	2	2	2
Angular coverage	50°×2	50°×2	50°×2
Moderator temp.	20 K	20 K	room temp.
Characteristics	high intensity & high resolution	high resolution	high resolution

かなり研究されている<sup>1),2),3)</sup>。

冷中性子のモデレータは波長の分解をあまり問題にせず、パルス当たりの時間積分強度が最大になるように検討されたもので、中性子小角散乱や特にエネルギー分解能を要しない散漫散乱や強度が不可欠となる生体物質の中性子回折(構造解析)に用いられたり、スピネコー法等を利用した超高分解能実験に用いられる。以前の報告<sup>4)</sup>では、グループド(Grooved)モデレータとフラットモデレータの組み合わせが提案されたが、グループドモデレータはビーム強度の点でフラット型に較べ有利である(図3-Case A)。反面、現実に設置することを考えると構造上困難な点が多い。ここでは、冷中性子領域の主減速材として液体水素(L-H<sub>2</sub>)を考え、これをプレモデレータ(PM、室温のH<sub>2</sub>O)で囲み、反射体に結合させた(これを結合型という)。このように反射体と直接結合させることにより(デカップラー無し)時間平均強度を非結合型(デカップラー有り)に比べ約5倍に高めるとともに、L-H<sub>2</sub>での熱負荷を数分の1以下にする。さらに中性子ビーム強度を高めるために可能な限りターゲットからの漏洩中性子強度の高い所にモデレータを配置することが重要で、図3はこれらの検討例である。Case B, C, 及びDは背面のプレモデレータを共有化する等、ターゲットからの中性子場の最も高いところに2つともおけるように工夫したものである。これらに関して、中性子ビーム強度を最大にするための詳細な計算や実験が行われている。

一方、熱中性子用のモデレータの特性は、高分解能実験が主となるため、幅が狭くピークの高いパルス中性子が重要となる。これまでのように低出力スポレー

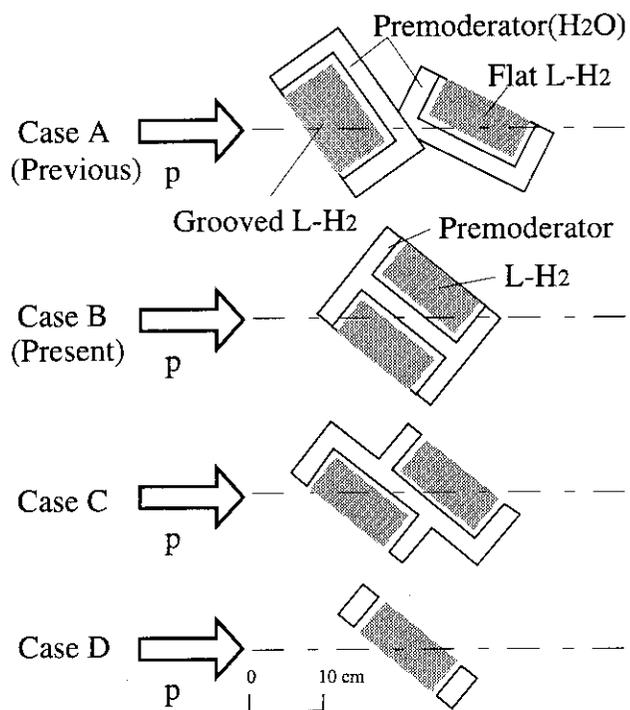


図3 冷中性子 モデレータの形状効果

シオン中性子源で成功している固体メタンは大出力では使用できず、固体メタンの放射線損傷を緩和するため、固体メタンペブル(直径1mm程度)とL-H<sub>2</sub>の混合体をつくり、外部回路に循環させ固体メタンの分解・生成物を取り除く方法や、Kiyonagi-Watanabeの提唱する低温のL-H<sub>2</sub>+ZrH<sub>2</sub>(又はL-H<sub>2</sub>+TiH<sub>2</sub>)の複合型モデレータの開発に注目している。

また、熱外中性子のモデレータでは熱中性子の場合と同様に主な利用目的は高分解能実験であり、鋭いパルスが不可欠となる。そのため最適な厚さの室温のH<sub>2</sub>O減速材の使用を考えている(ここでは3cm厚を採用)。

モデレータのレイアウトとしては、冷中性子のモデレータがターゲットの上部に位置し、熱及び熱外中性子のモデレータはターゲットに対して下部に設けた(図4)。それらは、モデレータから得られる中性子ビーム強度を高めるために可能な限りターゲットからの漏洩中性子強度のピーク部に位置させる。なお、モデレータの幾何学的な配置・向きによる実験室に供給可能な全角度の角度損失を可能な限り減少させることを考慮した。また、ターゲット上部に配置されるモデレータからのビーム取り出しは各一面(2個のモデレータで計2面)とし、下部に配置される非結合型(decoupled)の2つのモデレータの場合には各2面(両側)とした。図7に示すように陽子ビーム入射及びターゲットハンドリングスペースのために各30°の必要な角度を考慮すると、全てのモデレータからのビーム引き出しに割り当てられる全角度は300°となり、全6面で50°ずつ占める。モデレータからの中性子引き出し角が面の法線方向からはずれる程、ビームの強度及びパルス特性を悪くする。一面当たり50°(±25°)は、この意味でも妥当と考えられる。冷及び熱中性子のモデレータを見る中性子測定器には100m以上の飛行路を必要とするものもある。実験室の大きさには制限があるため、それらを一方向にまとめることを図った。

各モデレータが受け持つ角度範囲は、将来の研究の重要性の比重によって決められる。現段階においては、冷・熱・熱外中性子の研究領域による比重は設けず、角度範囲を均等にした。このようにして決められたターゲット・モデレータ・反射体のレイアウトを図5に示す。ターゲットから漏洩する中性子束のビーム軸方向分布を図5に合わせて示す。上部モデレータに関しては、ターゲット上部に一对の冷中性子モデレータを背中合わせに配置するため、ターゲットからの漏洩中性子強度の最も高いところにほぼ位置させることが出来るが、下部モデレータに関しては、それぞれモデレータが独立に設置されるため、両者を同時に強度の最大の場所に配置することは出来ない。その場合もどちらのモデレータに比重を持たせるかは、将来の研究分野の比

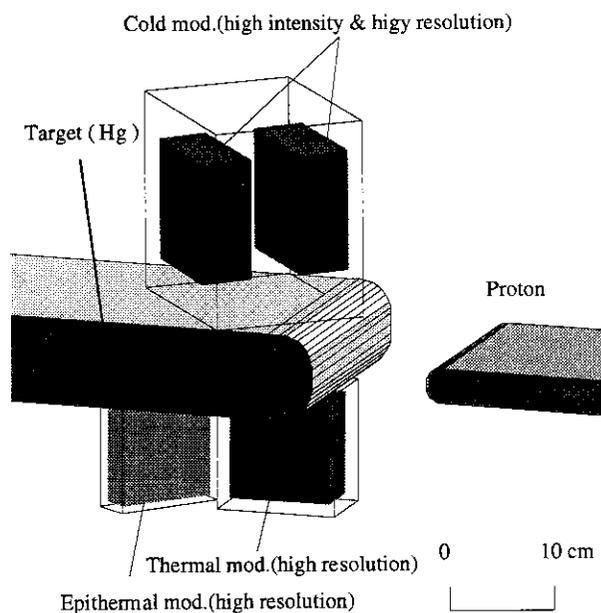


図4 ターゲット・モデレータ配置図

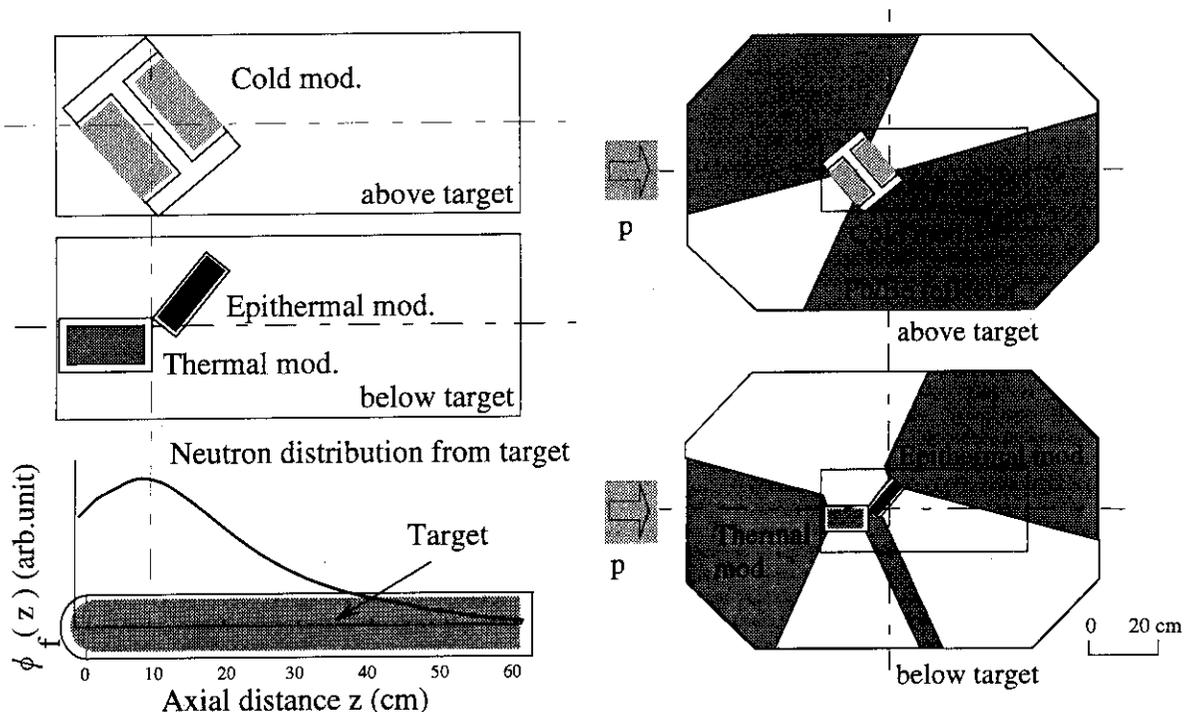


図5 ターゲットからの漏洩中性子強度とモデレータの最適配置との関係

重によって決定されるべきものである。図5では、各々のモデレータに可能な限りターゲットからの中性子強度の高いところに配置させることを試みた結果である。これらモデレータの配置(場所、向き等)に関する最適化は、計算及び実験等によって詳細に検討する予定である。

以上の検討をもとに、ターゲット、モデレータ及び反射体の集合体は図6に示すようになる。現段階では反射体として鉛(Pb)、ベリリウム(Be)あるいは両者の組み合わせを考えているが、反射体の材料及び形状、寸法及びモデレータの材料の選択によってパルス中性子の特性が変わるので、さらに詳細に最適化をなされなければならない。水銀ターゲットから漏洩する中性子スペクトルは、比較的ハードであるため、鉛のような非減速型反射体の方が中性子強度の点で有利である。反面、冷中性子モデレータの核発熱を出来るだけ低く抑えるためには、Beのような減速材型反射体の方が望ましい等、中性子特性以外の側面からの検討も極めて重要である。

### 5. 中性子計測器群構成

次に、どのように中性子測定器を配置するかについて述べる。今考えるべき中性子測定器群は、現時点で原子炉または加速器中性子

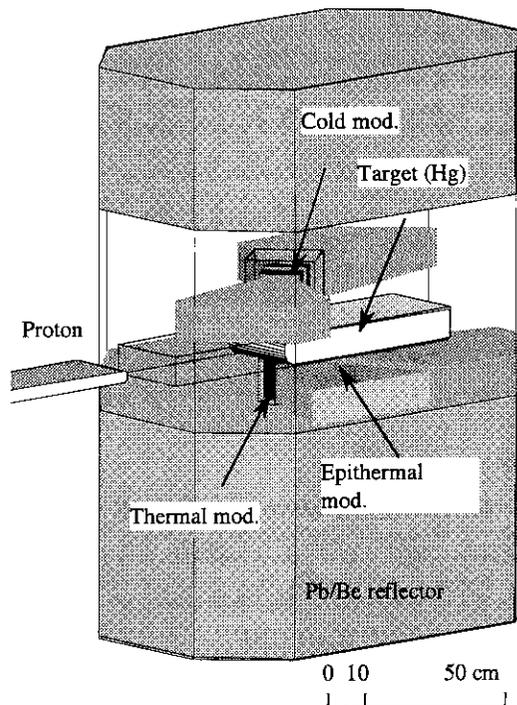


図6 ターゲット集合体模式図

## JAERI Neutron Scattering Facility

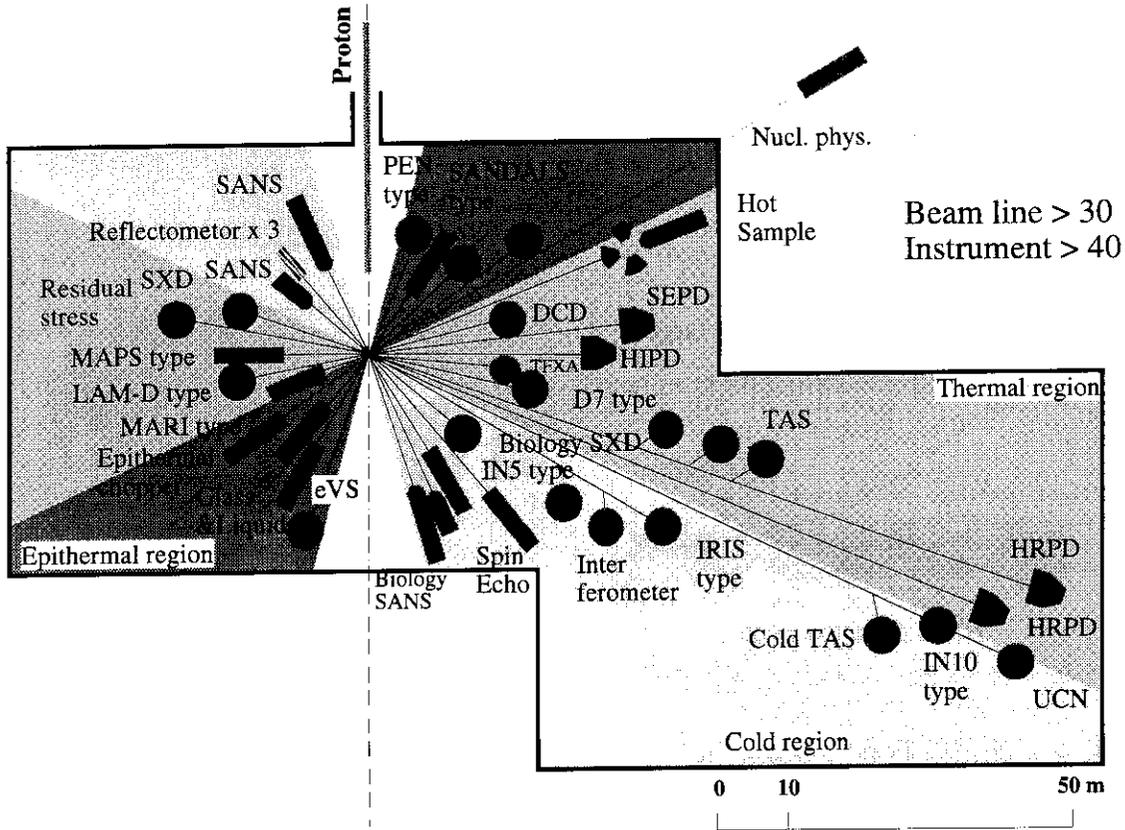


図7 中性子測定器配置図

源に存在するか、あるいは考えられる高性能装置を念頭におき、さらに高い性能が得られる可能性がある場合にはそのような改良版を、それ以外については現存するものの中ではそれぞれの研究領域に最も適するものと考えられるものを選び、配置を試みた。将来、配置されるべき測定器群については、当然、広範囲なユーザー層との十分な検討が必要となることはいうまでもない。各測定器をどのように配置し、中性子源の特性とマッチさせるか等についての詳細検討は今後の問題である。ここでは、典型的な配置案として図7を示す。この図に示すように、冷、熱及び熱外領域の中性子ビームを含めると配置される中性子ビームラインが30以上、中性子測定器は全部で40台以上になる。

### 6. まとめ

原研で計画中の大強度スポレーション中性子源の基本的なコンセプトを構築するために、陽子ビームの形状、モデレータの種類・タイプ・材料・寸法等ならびに、これらから引き出された中性子ビームラインの最適配置、それぞれのビームに接続する中性子測定器の配置等についての設計研究を行った。中性子ビーム強度を最大にするためにはさらに詳細な最適化のための計算及び実験等を行わなければならないが、ターゲット・モデレータの基本モデル及び中性子測定器の配置に関して今後の指針が得ら

れたものと考えられる。

本コンセプトでは、40台以上の中性子測定器が設置でき、これらの中には同時期に計画されているESSに建設されるものと良き競走相手となるものも多い<sup>5)</sup>。この計画が実現すれば世界最大級の中性子散乱研究施設が得られることになり、21世紀の基礎科学技術に非常に大きく貢献できるであろう。

#### References

- 1) Y.Kiyanagi, N.Watanabe and H. Iwasa, Nucl. Instr. and Meth. A312 (1992) 561
- 2) Y.Kiyanagi, N.Watanabe and H. Iwasa, Nucl. Instr. and Meth. A343 (1994) 558
- 3) Y.Kiyanagi, S.Satoh, H. Iwasa, F. Hiraga and N.Watanabe Physica B 213 & 214 (1995) 857
- 4) 相澤 一也 他 1996 第4回中性子シンポジウム
- 5) J. Kijems et al., [ess A Next Generation Neutron Source for Europe] Vol II

## コメント

7. 中性子科学研究計画についてのコメント  
Comments on Neutron Science Research Program

池田 進

Susumu Ikeda

高エネルギー物理学研究所

E-mail: Susumu@KEKUAX. KEK. JP

日本原子力研究所は、日本の中性子散乱研究発祥の地であり、中性子源である原子炉の改良を重ね、現在にいたるまで日本の中性子散乱研究の活力を支え続けてきている。今後も、日本の中性子散乱研究の中核として同研究所に対する期待は大きいものがある。しかしながら、この分野における研究競争は激しく、この競争に打ち勝ち、新しい研究分野を開拓し、世界をリードし続けるためには、世界最強の中性子源である仏国ILLの原子炉やこれを上回る原子炉の将来計画、ここ10数年目覚ましい発達を遂げ、現在、英国で活躍しているISISパルス中性子源そしてこれに引き続く同型中性子源の将来計画等を凌駕する強力中性子源を、日本で実現することが不可欠である。昨今の環境問題に対する配慮から、これ以上大型の研究用原子炉を建設することは困難を伴うことであり、加速器を利用したパルス中性子源が次世代を担う中性子源であるとの考えが主流となっている。このような中であって、中性子源や中性子散乱研究に長い歴史と膨大な研究成果の蓄積を持つ日本原子力研究所が将来計画として、加速器を利用した世界最大の強力中性子源建設を計画することは時代の流れであろう。

本計画のパルス中性子源は5 MWで、世界の最先端を狙うものである。しかし、これより先行すると考えられているJHPのN-アレナ計画のパルス中性子源も最終的にはMW級である。米国がそしてヨーロッパが計画している数MW級のパルス中性子源建設が難航している現在、時をほとんど同じくして、日本にMW級のパルス中性子源が2つできることには、日本の科学全般のバランスを考え、意見が分かれることが十分考えられる。このことに留意し、その必要性や特徴をより鮮明にする必要がある。この必要性や特徴を構築するのに参考になればと考え、いくつかのコメントを述べる。

まず、中性子研究技法について意見を述べておきたい。中性子散乱研究は、結晶構造や磁気構造を決め、原子-分子の励起および磁気励起等の総てを観測できる手段として、他に類を見ない優秀な研究手段である。しかしながら、放射光やレーザーや電磁波等の他の測定技術の目覚ましい向上により、中性子散乱研究の聖域はどんどん浸食されている。このような現状を認識し、本中性子散乱研究計画では、未探索のエネルギー領域（例えば、neV-peV）や運動量領域に到達するような測定装置の提案、新しい研究実現の可能性の定量的提示をし、本計画を見守る国内外の研究者をさらにチャームすべきである。本計画では、この点に踏み込みが少なく多少不満が残る。

一般に、どのような将来計画でも、その研究手法の長所を大きく宣伝する。その欠点については述べることが少ない。しかし、中性子散乱の将来を本当に考えるならば、現時点の中性子散乱研究手法がどのような欠点をもっているかを正しく認識し、それを補うべく、将来計画の中で考

えるべきである。下表は、中性子研究者が主張する長所を左に、これに対する異議が、右側に、(括弧)を付けて掲げてある。中性子研究者とは私個人であり、これに対する異議も私個人の”影”の声である。したがって、これは全くの私の私見であることをお断りしておく。

- |                  |                                     |
|------------------|-------------------------------------|
| 1. 原子核の位置、運動     | (機能材料はその電子状態が注目されるのに、電子が見えない)       |
| 2. 優れた透過性        |                                     |
| 表面状態によらない        | (表面研究は最近脚光を浴びているのに、表面の微視的研究に適していない) |
| 平均量がわかる          | (平均されるため、構造の局所変化が見えない)              |
| 3. 磁気モーメントが見える   | (磁性研究の重要性による)                       |
| 4. 軽元素が見える       | (軽元素研究の重要性による)                      |
| 5. 選択則がない        |                                     |
| 総ての励起がみえる        | (総てが見えるため、逆に区別が出来ない)                |
| 6. エネルギーと運動量について |                                     |
| 高分解能             | (エネルギー分解能は高々1%しかない、他の手法はもっと良い)      |
| 広い(Q, w)空間       | (原理的に、測定できない(Q, w)空間がある)            |
| 7. 最終的判定を下す“方法”  | (強度が弱すぎるため、大体全容が明らかになったころ、初めて使える)   |

このような”影”の声を更めて見るとき、現時点の中性子散乱手法が、いまだ、未成熟な状態にあると思えてならない。このような”異議”がでてくる主な原因は、中性子の本質によるものもあるが、現在中性子源の強度の弱さに起因するものであることが多い。それでは、本計画が実現し、十分な強度が得られたとき、どのようなことを念頭に置けば、未成熟の領域から脱皮し、広い研究分野で一人前の手法として成人できるのであろうか。

第1に、エネルギー分解能の向上である。少なくとも、現在の10倍、できれば100倍の分解能向上を目指すべきである。この実現で、やっと光散乱のような他の手法と同程度以上となり、いわゆる中性子の長所が十分に発揮できるのである。また、結果として、測定可能な運動量-エネルギー空間の拡大が実現できる。これには、中性子干渉計の原理のような、全く新しい原理を導入したり、新しいデバイスを開発することを考える必要がある。

第2に、少量試料を念頭に置くべきである。現時点の中性子散乱研究は、他の研究手法に比べて、異常に大きな試料を必要とする。それ故、時々、中性子散乱だけが、通常の科学の常識の外に、取り残されているようにさえ思われる。これに対応するためには、試料の前 and/or 後ろに特殊なFocusデバイスを置き、中性子密度の向上を計るべきである。10x10cmの面積の中性子密度1の中性子ビームよりも、1x1cmの面積ではあるが密度100の中性子ビームが得れるならば、その方が良い。この実現のためには、生体遮蔽体の中に、大きなFocusミラーを埋め込めるような設計が、最初からされていなければならない。

第3に選択則の向上を計るべきである。中性子は、本来、スピンをもっており、中性子偏極という選択則がある。それにもかかわらず、中性子源の弱さによって、十分に利用されていない状

態にある。この利用の一般化を率先して考えるべきである。これによって、磁性体研究がさらに推進されるとともに、水素がかかわる集団運動を正しく取り出すような新しい研究が可能となるであろう。これは、中性子を用いた生物研究に有力な手法となるであろう。また、励起もその選択則で分離して観測できるようになり、より明確な研究が出来るようになるであろう。

第4に中性子の全く新しい利用技術を考えるべきである。中性子と原子核の相互作用は、散乱だけではない。大きな吸収がある。特定の原子核では、共鳴吸収という普通の散乱断面積の1万倍もの断面積をもった吸収が存在する。そのエネルギーは原子核の種類によって決まっており、また、その幅は非常に狭く、特定の原子核では、核スピンの向きによって、吸収断面積が異なる。さらに、パルス中性子源は共鳴吸収が存在するeV領域の中性子を、多量に発生してくれる。この特徴を見逃すべきではない。分析や不純物研究に利用し、新しい研究分野を開拓すべきである。

第5に総合的研究を念頭に置くべきである。総合的研究には2つの意味がこめられている。1つは、原子核、電子、イオン、磁気モーメント、それぞれを得意とする手段で研究し、それぞれを補いながら、正確な物理像を構築することである。本計画が実現すれば、常識的な試料で、常識的な分解能と統計で、中性子研究が可能となり、今より数段と、研究乗り入れが可能となるであろう。それを念頭にいれ、新しい装置の選定と設計を行うべきである。もう一つは、他の研究にならって、いわゆる”ジュウタン爆撃”のような研究法が、中性子でも常識となることである。現在の中性子研究は、その強度の弱さから、ある意味では、demonstration実験の域を出ていない場合が多い。相図の隅々までの測定、原子の組みあわせの総てについての測定、外場の連続変化のもとでの測定、それらが常に求められることになる。それが、現在の物質科学の常識だからである。この常識に呼応するような装置の設置と利用形態を模索すべきである。

最後に、計画の研究体制についての意見を述べたい。中性子散乱研究は、結晶構造や磁気構造を決め、原子-分子の励起および磁気励起等の総てを観測できる手段として、他に類を見ない優秀な研究手段である。放射光、レーザー、電磁波等でも、主に電子を通して、手軽に物質構造や運動の情報を得ることができることから、現在の物質構造研究の主流は、中性子散乱のみならず数種の研究手法の特長を上手に使うことによって総合的に研究し、正確な物質像を構築することにある。特に、材料科学や生命科学の分野では、このような総合的研究が不可欠である。幸い、理化学研究所と原研は世界最大の放射光施設SPring-8施設を播磨に完成させ、今秋より稼働させようとしている。本計画でも、2つの研究所が協力し核となり、これに国公立あるいは民間の新材料開発の研究所、生命科学の研究所が加わり、世界最強の放射光と中性子を使って材料及び生命の構造-機能の完全把握に向けて研究するというダイナミックなそして総合的な研究体制を明確にすべきである。外部からの一般的demandに応えるという姿勢ではなく、むしろ、主流はこの計画に参画する研究所の研究テーマを先頭に掲げ、限定されることにはなるが、それだけに体制と目的のはっきりとした計画となることを望む。

## 8. 高エネルギー陽子及び中性子に関わる最近の研究

## Recent research on nuclear reaction using high-energy proton and neutron

柴田徳思

Tokushi Shibata

東京大学原子核研究所

tokushi.shibata@kek.jp

## Abstract

The presently available high-energy neutron beam facilities are introduced. Then some interesting research on nuclear reaction using high-energy protons are reported such as the intermediate mass fragments emission and neutron spectrum measurements on various targets. As the important research using high-energy neutron, the (p,n) reactions on Mn, Fe, and Ni, the elastic scattering of neutrons, and the shielding experiments are discussed.

## 1. はじめに

高エネルギー中性子ビームを用いることの出来る加速器施設は少なく、初めに中性子ビームの利用できる施設について触れ、高エネルギー陽子と原子核反応に関連する話題、高エネルギー中性子と原子核反応に関連する話題について触れる。

## 2. 中性子ビーム施設

高エネルギー中性子ビームを用いて実験されている施設について、中性子エネルギー及び用いられている検出器について表 2.1 に示した。

表 2.1 主な中性子ビーム施設

施設	中性子エネルギー(MeV)	検出器
LAMPF WNR	113~800 chopped beam	plastic scintillator
TRIUMF	~500	recoil scintillator, wire chamber, MRS
FAURE	60~200	converter, wire chamber, $\Delta E+E$
IUCF	~200	$\Delta E+E(\text{NaI})$
UPPSALA	50~200	wire chamber, magnet
RIKEN	70~230 chopped beam	NE213
TIARRA	40~90 chopped beam	NE213
UC DAVIS	20~60	$\Delta E+E(\text{NaI})$

図 2.1 に LAMPF WNR 施設の 2 つのターゲットステーションを示した。図 2.2 には理研の中性子ビームコースを示した。理研の施設では陽子ビームに対する中性子の放出角度を、マグネッ

トを用いて変えることができる。また、原研高崎では図 2.3 に示すように、中性子発生室と実験室が遮蔽壁で区切られているのでバックグラウンドが少なく、生成量の少ない実験や遮蔽実験に適している。

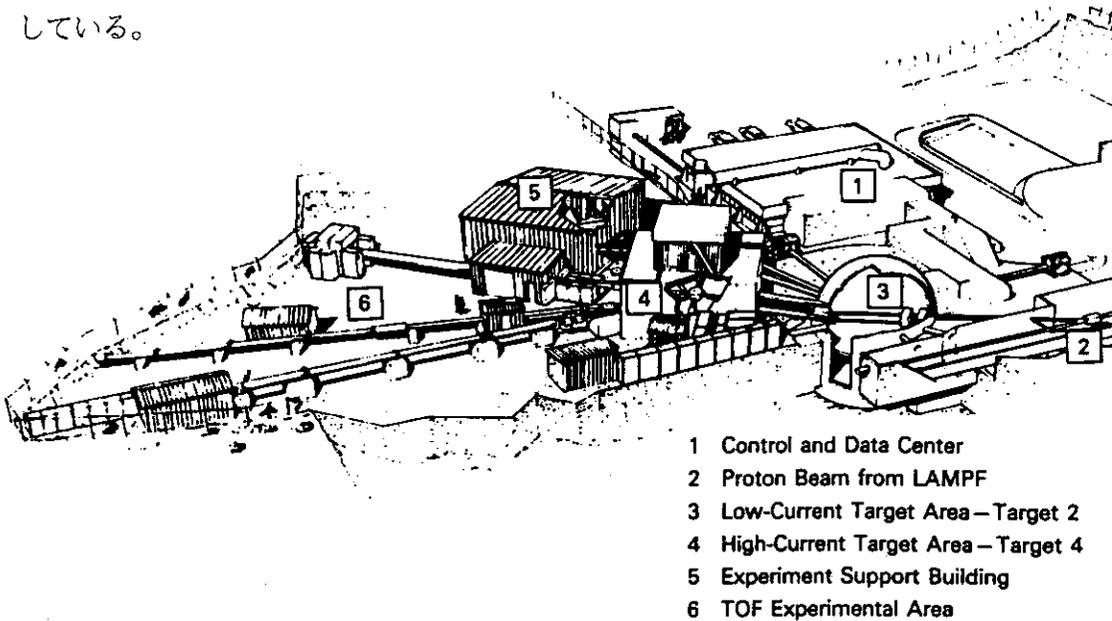


図 2.1 LANMPF WNR 施設における中性子ビームコース

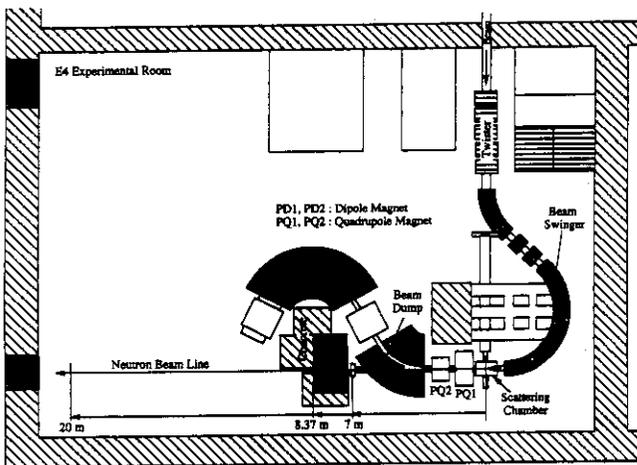


図 2.2 理研の中性子ビームコース

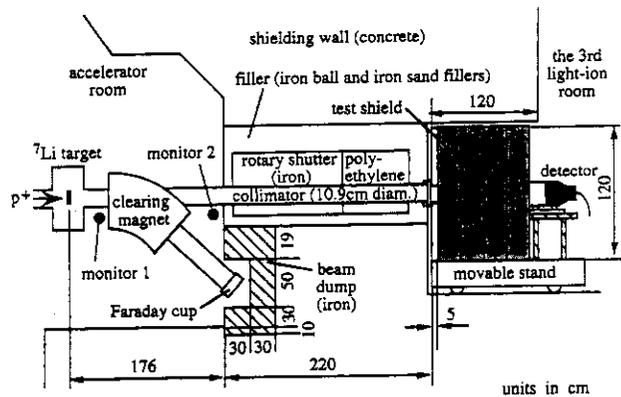


図 2.3 原研高崎の中性子ビームコース

### 3. 高エネルギー陽子と原子核反応

#### 3.1 Intermediate mass fragment(IMF)の放出

高エネルギー陽子と原子核反応で放出される中質量の原子核(IMF)を観測すると、陽子エネルギーとともに角分布が大きく変化することが観測されている。陽子とウランの反応では、図 3.1 に示すように陽子エネルギーが 3GeV から 10GeV で放出される Sc の角度分布が大きく変化していることが分かる[1]。この様に角分布が大きく変化するのは、核反応機構が変化しているためと

思われるが、現在まで反応機構について明らかになされていない。放出される IMF のエネルギースペクトルを測ると、エネルギーの低い領域ではガウス分布とマクスウェル分布の和で表されるが、10GeV 以上ではマクスウェル分布で表すことが出来る[2]。また、生成される原子核の量と質量数の関係を測定すると、エネルギーの高い所(10GeV 以上) では、生成量が質量数とともに単調に減少し、質量数の指数関数で表される結果が得られている[3]。この様子を図 3.2 に示した。

この様に、生成量が放出される原子核の質量の指数関数で表されることから、中質量の原子核を形成するクラスターの生成がパーコレーションによって生じるとされている[2]。この説明はまだ確立されたものとは言い難いが、核反応を記述するのに系の相転移が関係してくるとすると、核反応モデルを考える場合、核子-核子散乱の集合と考えるだけでは記述できないことを表す。このことは核反応モデルを考える上で極めて重要である。IMF の観測実験は最近 KEK で行われ、ビーム軸に対して両側に放出される粒子間の同時計数を取る実験が行われた[4]。この結果、放出粒子の多重度の高い事象で角分布の横方向のピークが顕著であることが明らかにされた。このような実験を通じて反応機構を明らかにしていくことは重要である。

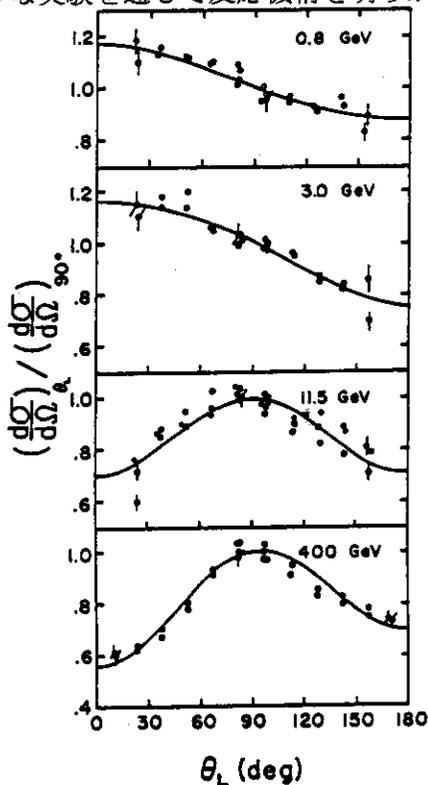


図 3.1 p+U 反応で放出される Sc の角分布

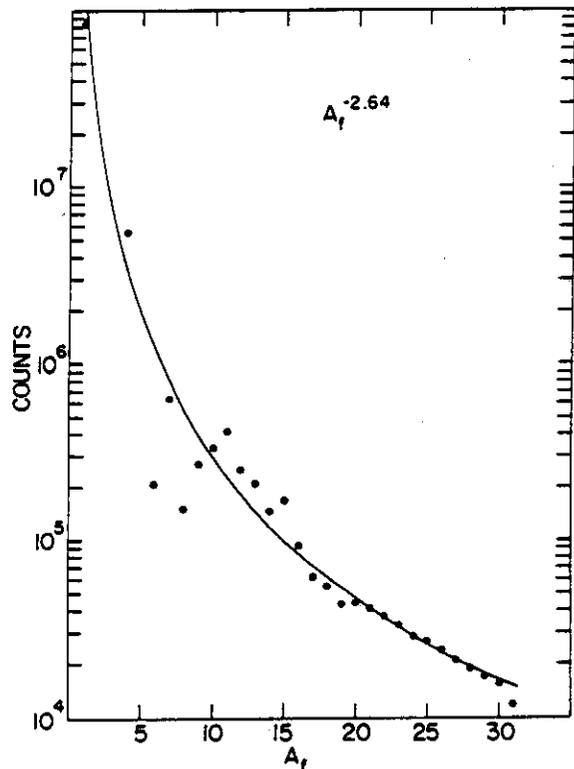


図 3.2 p+Xe 反応における生成量と放出される原子核の質量数との関係  $E_p=80-350\text{GeV}$

### 3.2 高エネルギー陽子と原子核反応で発生する中性子スペクトル

高エネルギー陽子と原子核反応で発生する中性子スペクトルの測定は、核反応モデルを検証するための貴重なデータであり、さらに、加速器施設の設計、加速器と未臨界炉を組み合わせたエネルギー増幅装置、加速器を用いた長寿命核廃棄物の消滅処理などを詳細に検討するためのデータとして重要である。これまでに測定された反応について表 3.1 に示した。

表 3.1 中性子スペクトルの測定

陽子エネルギー(MeV)	ターゲット	実験場所	ターゲットの種類
318	Pb, U	LosAlamos	薄いターゲット
597	C, Al, Fe, Cd, W, Pb, U	LosAlamos	薄いターゲット
800	Be, B, C, N, O, Al, Fe, Cd, W, Pb, U	LosAlamos	薄いターゲット
800	C, Al, Fe, In, Pb	KEK	薄いターゲット
1500	C, Al, Fe, In, Pb	KEK	薄いターゲット
3000	C, Al, Fe, In, Pb	KEK	薄いターゲット
113	Be, C, O, Al, Fe, W, Pb, U	LosAlamos	厚いターゲット
256	C, Al, Fe, U	LosAlamos	厚いターゲット

測定された中性子スペクトルは、核内カスケードモデルを基にしたモンテカルロ計算コードで比較的良好に説明ができるが、軽い原子核に対しては実験と計算の差は大きい。図 3.3 に Los Alamos で測定された 800MeV p+C のデータ [5] を、また、図 3.4 に KEK で測定された 3GeV p+Fe のデータ [6] を示した。荷電粒子のスペクトル測定を含めた結果も併せて説明できる核反応モデルを確立することは重要な課題である。

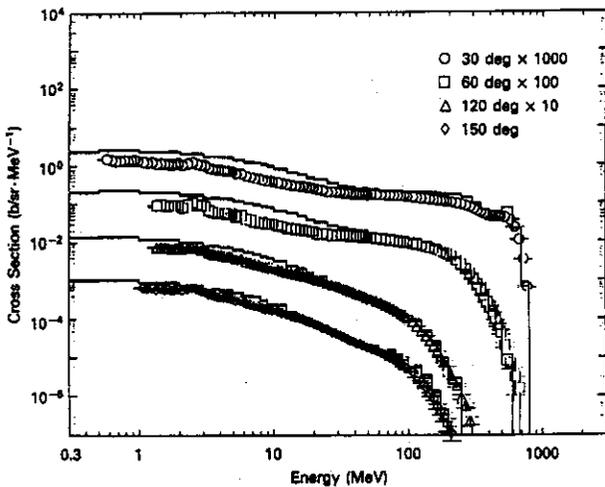


図 3.3 p+C 反応で放出される中性子スペクトル  $E_p=800\text{MeV}$

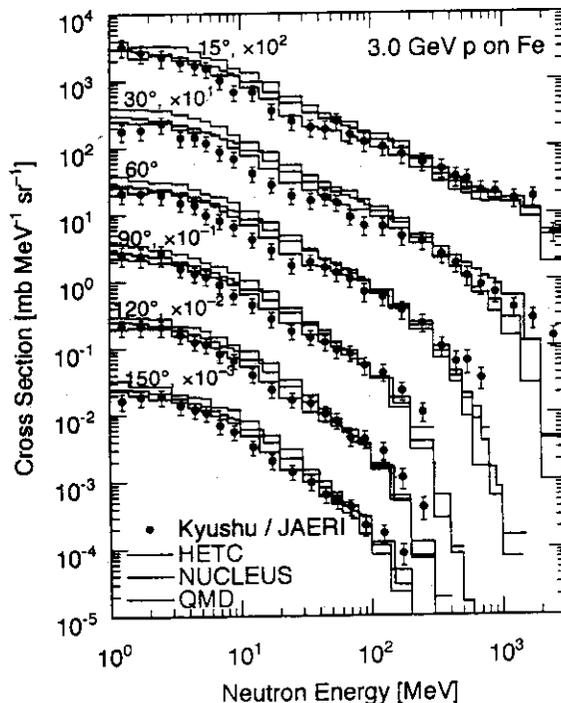


図 3.4 p+Fe 反応で放出される中性子スペクトル  $E_p=3\text{GeV}$

#### 4. 高エネルギー中性子と原子核反応

##### 4.1 高エネルギー(n,p)反応

発生する陽子を  $0^\circ$  方向で測定すると角運動量の移行はないので  $\Delta L=0, \Delta J^\pi=1^+$  (Gamow-Teller 励起) の励起が起こる。これに対して角度の大きな所で測定すると  $\Delta L=1, 2, 3$  などの状態が励起される。(n,p)反応によって励起される状態の配位を仮定すると  $\Delta L$  のそれぞれの値に対して角分

布を計算で求めることが出来る。実験で得られた各角度に於けるスペクトルをエネルギービンに分けて、それぞれのエネルギービンでの角分布が $\Delta L$ のどの様な分布で表されるかを求めることにより、励起状態の各エネルギービン毎に $\Delta L=0,1,2,3$ に対応する大きさを求めることができる。図4.1にMnとFe鉄に対して得られたスペクトルを $\Delta L$ の値に分解した様子を示した[7]。

近年興味を持たれている現象は、重い星の重力崩壊である。星の中で星の芯が重力崩壊によって潰れるとき $p+e \rightarrow n+\nu$ 反応が引き起こされる。これは軌道電子捕獲反応であるが、軌道電子を捕獲して励起状態へ転移する確率が星の崩壊の様子を決めることになる。この転移確率はGamow-Teller転移であるので、(n,p)反応で $0^\circ$ 方向でスペクトルを測定して求めることができる(図4.2参照)。求められたGamow-Teller転移と、モデルにより計算で求めた転移を比較したものを図4.3に示す。

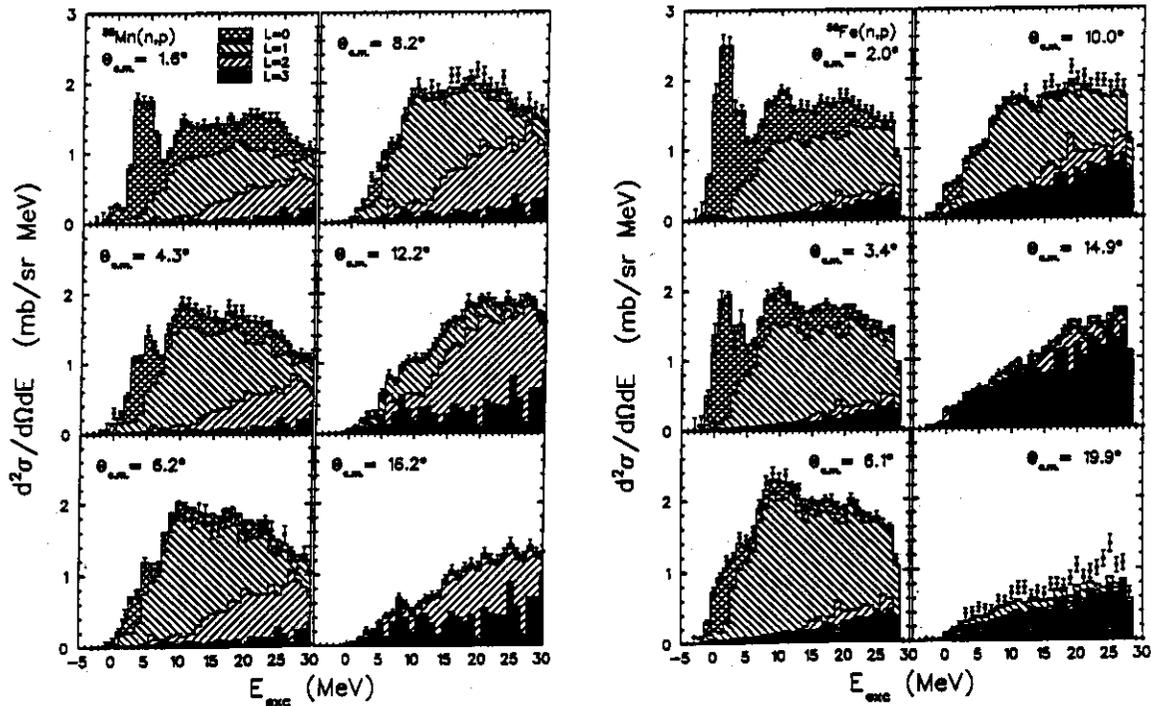


図4.1 (n,p)反応で得られたスペクトルを移行角運動量 $\Delta L$ の値で分類した図

これらの結果から、 $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ では計算との一致はよいが、 $^{58}\text{Ni}$ では実験値と計算値のずれの大きいことが示されている[7]。これらの実験はTRIUMFで行われた実験であるが、重要な問題であるのでさらに実験を進める必要がある。

なお、中性子ビームを用いた実験を行っている施設の多くは、ここで述べた実験のように、励起状態のエネルギーとして数十MeVまでの低エネルギー領域を研究する実験のための施設が主で、放出粒子の広いエネルギー範囲、つまり広い励起エネルギー範囲、に渡って測定できる施設は少ない。

軌道電子捕獲  $p + e \rightarrow n + \nu$

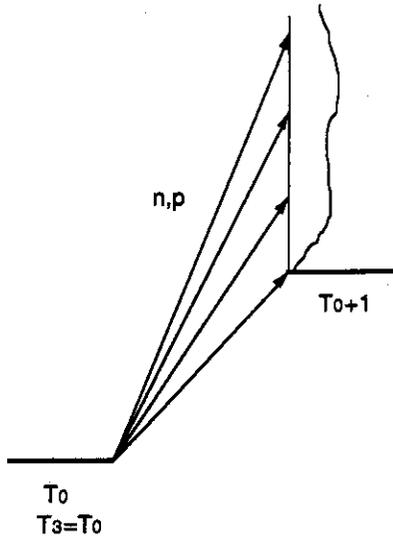


図 4.2 軌道電子捕獲による励起と (n,p)反応

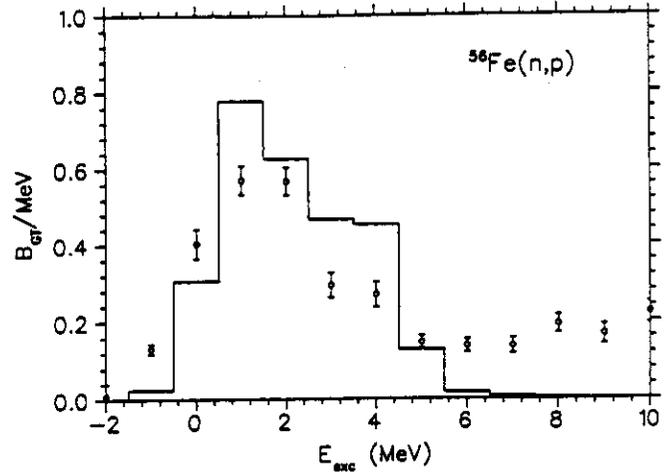


図 4.3 鉄の(n,p)反応により求められた Gamow-Teller 転移強度とモデル計算との比較

4.2 弾性散乱

高エネルギー中性子による弾性散乱のデータは少い。Michigan State Univ.で30MeV及び40MeVの実験が行われ、最近 UC. Davisで65MeVの実験が行われた[8]。これより高いエネルギーの中性子による弾性散乱の実験はない。DavisではCH<sub>2</sub>コンバータ、wire chamber、 $\Delta E$ 検出器、E検出器を用いて測定している。用いたターゲットはC, Si, Ca, Fe, Sn, Pbである。測定データと陽子の弾性散乱で決められた光学ポテンシャルによる計算との比較をすると、図4.4に示すようにミクロスコピックな光学ポテンシャルで実験データをよく再現すること、また、図4.5に示すようにターゲットの質量が大きくなるに従い実験との差が大きくなることを示している[5]。

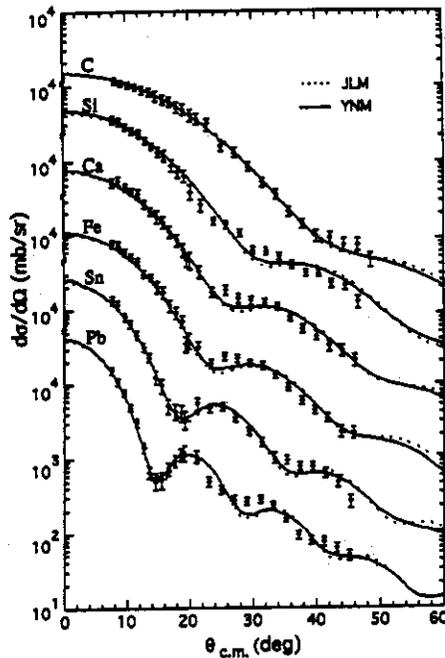


図 4.4 中性子の弾性散乱  
ミクロスコピックな光学ポテンシャルによる計算との比較

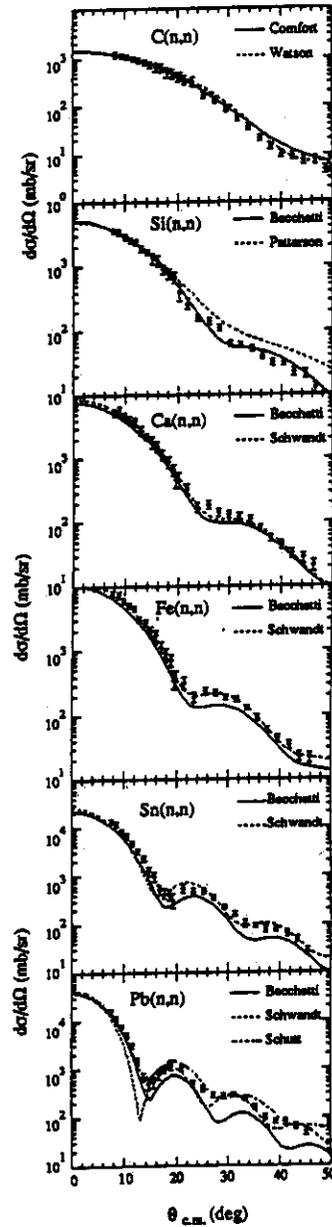


図 4.5 中性子の弾性散乱  
陽子の弾性散乱で得られた光学  
ポテンシャルによる計算との比較

### 4.3 中性子遮蔽実験

原研高崎のサイクロトロンを用いて行われた遮蔽実験について述べる[9]。中性子エネルギーは 43MeV, 68MeV である。中性子は  ${}^7\text{Li}(n,p){}^7\text{Be}$  反応で  $0^\circ$  方向で得られる準単色中性子を用いている。遮蔽体は鉄、コンクリート、ポリエチレンである。測定は遮蔽体を通したビーム軸上及びビーム軸から離れた場所で行われた(図 4.6 参照)。エネルギーの高い部分は NE213 検出器による測定で、エネルギーの低い部分は Bonner Ball による測定である。

鉄遮蔽の厚みを変えたときに得られたスペクトルを図 4.7 に示す。これらの解析を用いて線量当量の減弱距離が得られている。また、軸からずれた点でのスペクトルを図 4.8 に示す。ビーム軸から離れた場所でのスペクトルと計算値との比較をみると MORSE による計算値が実験値をよく再現している。しかし、この計算で用いられている鉄に対する中性子の弾性散乱の角分布は実測データより大きくずれている。一方、計算で用いられている角分布がより実験値に近い値を用いている HETC の計算が実験値と合っていないなど問題がある。(図 4.9 参照)。

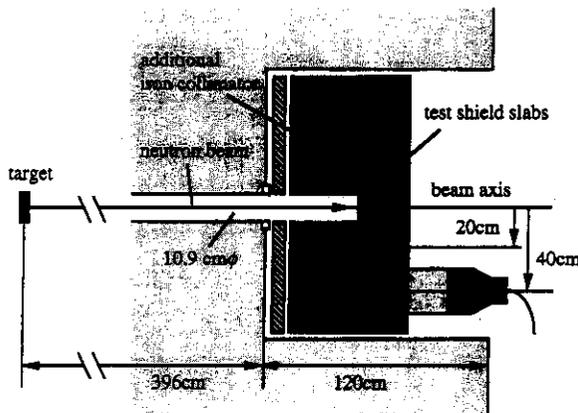


図 4.6 原研高崎に於ける遮蔽実験

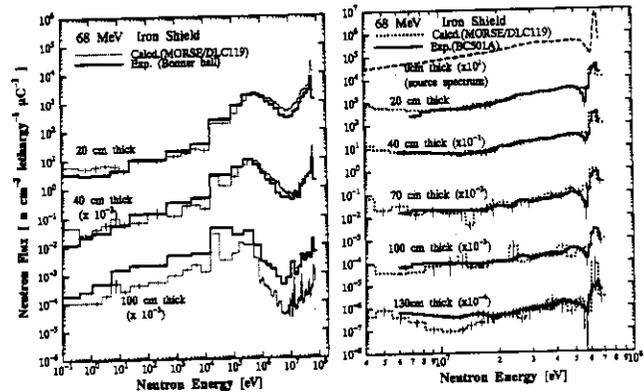


図 4.7 鉄遮蔽を透過した中性子スペクトル

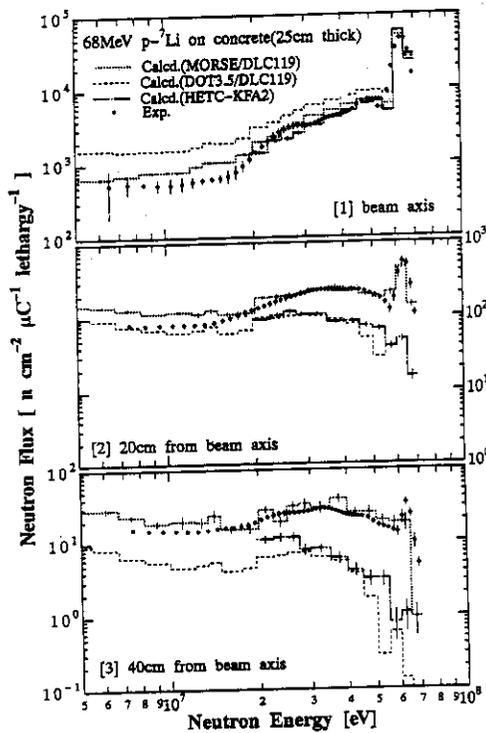


図 4.8 遮蔽透過後の中性子スペクトル  
ビーム軸からずれた場所での測定

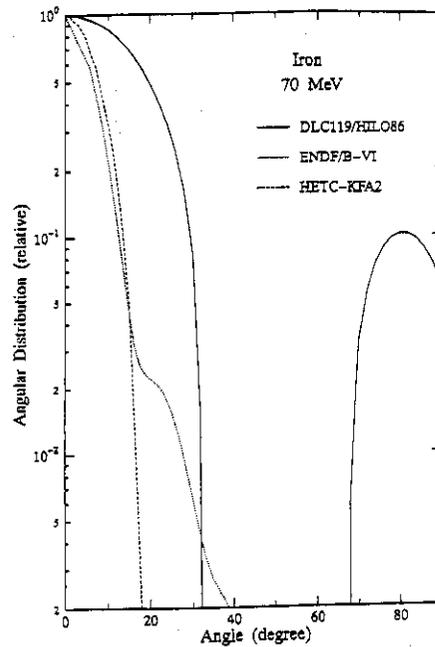


図 4.9 計算に用いられている中性子と鉄との弾性散乱データ

5. まとめ

高エネルギー陽子と原子核反応での特徴は、1) 中程度の質量を持つ核が放出される反応で、エネルギーが高くなると放出ピークが前方から90°方向へ変化するが、これを説明出来る核反応機構が分かっていない。エネルギーの高い反応で核物質の相転移が起こっているとする説明があ

るが、まだ、確立しているとはいえない。核物質の相転移が反応機構に表れるのであれば、核子-核子散乱を基にした核反応モデルだけでは十分に記述できないと考えられる。このことは非常に重要な問題である。2) 高エネルギー中性子と質量の重い原子核反応では核分裂チャンネルが重要になる。これに関連する実験データは非常に少ない。過去の実験で非常に興味のあるデータを示しているものがあるが[10]、その後の研究は進んでいない。3) 高エネルギー陽子と原子核との反応で発生する中性子スペクトルはかなりの精度で計算値と合うが、質量の軽い核で計算との一致が悪い。軽い核に於ける核反応モデルが十分でないことを示していて、さらに研究が必要である。

高エネルギー中性子と原子核反応での特徴は、1) (n,p)反応を用いて、Gamow-Teller 励起に関する研究、角運動量移行を伴う巨大共鳴の研究、高スピン状態の研究などが行われている。今後偏極ビームが得られると核物理的研究がさらに進むと思われる。2) 弾性散乱については中性子エネルギーが65MeVまでの実験しか行われていない。さらに高い領域での弾性散乱実験を進める必要がある。3) 遮蔽実験では中性子のスペクトルを測定して物質中の中性子の透過を議論できるようなデータは70MeVまでのデータしかない。さらに高エネルギーでの実験を行うには、検出器の開発を必要とするが、是非進めるべき課題である。

ここで述べたように、高エネルギー中性子と原子核反応についての実験例は少なく励起エネルギーも低い領域に限られている。これは高エネルギー中性子ビームを用いることのできる実験施設の少ないことによる。

中性子核物理研究は中性子の引き起こす核反応に関連する研究で、特に高エネルギー中性子を用いた研究を進める分野である。これまで、高エネルギー中性子を用いることのできる施設がなかったことから、高エネルギー中性子の関与する核反応についてはデータが非常に少ない。一方、加速器を用いた長寿命核廃棄物の消滅処理、加速器を用いた核エネルギーの増倍など、将来のエネルギー問題に関連する重要な分野で、高エネルギー中性子の反応が関係する。このための基礎データを集積することは、極めて重要な課題であり、核エネルギー開発を目的とする日本原子力研究所の進めるべき最も重要な課題の一つである。

中性子ビームを用いて研究している施設でも、低エネルギーの励起状態を探るための(n,p)反応の研究を行っている研究施設はあるが、中性子を入射ビームとした種々の核反応の研究、遮蔽実験、放射化実験を行える施設は殆どないといってよい。これは、加速器が主として原子核や素粒子を研究するために発展してきた経緯によるものであり、原子力研究のために必要な実験装置をそなえた専用の加速器施設がこれまで建設されてこなかったことが原因であると考えられる。

原研の中性子科学研究計画では是非この重要な分野を進めるための施設を計画の中に含めるべきであろう。

#### 参考文献

- 1) D.R.Fortney et al., Phys.Rev.C21(1980)2511
- 2) N.T.Porile et al., Phys.Rev.C39(1989)1914
- 3) J.E.Finns et al., Phys.Rev.Letters49(1982)1321
- 4) K.H.Tanaka et al., Nucl.Phys.A583(1995)581

- 5) W.B.Amian et al., Nucl.Sci.Eng.112(1992)78
- 6) K.Ishibashi private communication(1997)
- 7) S.El-Kateb et al., Phys.Rev.C49(1994)3128
- 8) E.L.Hjort et al., Phys.Rev.C50(1994)275
- 9) N.Nakao et al., Nucl.Sci.Eng.124(1996)228.  
H.Nakashima et al., ibid p.243
- 10) B.D.Wilkins et al., Phys.Rev.Letters 43(1979)1080

## 9. 中性子科学における中性子核物理研究 Neutron Nuclear Physics under the Neutron Science Project

千葉 敏

Satoshi Chiba

日本原子力研究所

chiba@cracker.tokai.jaeri.go.jp

### Abstract

The concept of fast neutron physics facility in the Neutron Science Research project is described. This facility makes use of an ultra-short proton pulse (width < 1ns) for fast neutron time-of-flight works. The current design is based on an assumption of the maximum proton current of 100 $\mu$ A. Available neutron fluence and energy resolution are explained. Some of the research subjects to be performed at this facility are discussed.

### 1. はじめに

原研・中性子核物理研究グループでは、1.5GeVの陽子がスポレーション反応によって作り出す高エネルギー白色中性子を用いるさまざまな基礎・応用研究を計画している。MeVからGeVに至るエネルギー領域では、中性子による核反応断面積の測定例はほとんど皆無であり、核反応機構の理解や消滅処理等で必要なデータが致命的に欠如している状況にある。一般にエネルギーが高くなるにつれて陽子入射反応断面積と中性子入射反応断面積が等しくなってくるという認識が持たれているが、中間エネルギー領域ではそのような等価性は必ずしも成立せず、陽子入射反応と中性子入射反応は（一方である程度の相関があるものの）、両者がそろって初めて核反応機構を理解する両輪となり得るものである。その意味で、中性子を用いる測定を第一義とする本施設は世界でもユニークなものであり、唯一の類似施設である米国ロスアラモス国立研究所 WNR に較べてエネルギーで2倍、陽子強度で10倍の規模であることを考えると、中間エネルギーにおける核物理研究を飛躍的に発展できる世界的拠点と位置づけることができる。一方で放射線安全性、遮蔽、熱除去、リモートハンドリング等に関する要求は非常に厳しく、施設の設計自体が研究的な要素を持っていることも事実である。

### 2. 研究施設の概要

現在検討している中性子核物理研究施設の概念を図1に示す。この案では、研究施設は地上、または半地下に設置されることになっている。陽子ビームは地下から上方に送られ、最終的に偏向電磁石で水平方向に戻された後に中性子発生ターゲットに入射する。このターゲットは水冷のタンタルターゲットで、タンタルの厚さは7.5 cmに設定してある。従って陽

子ビームはこのターゲットを透過し、最終的には遮蔽体内のビームダンプで残りのすべてのエネルギーを失う。中性子発生ターゲットは、メンテナンス時には下方に引き抜いて、地下に設置するメンテナンスエリアで保守、交換等を行う。

中性子発生ターゲット、陽子ビームダンプ及び遮蔽体の設計は、陽子ビームの最大電流値 ( $I_{max}$ ) に大きく依存する。現時点では、設計のための安全側の見積もりとして  $I_{max} = 100 \mu A$  と仮定している。この仮定のもとに、遮蔽体外側での線量率を  $6 \mu Sv/h$  に抑えるために必要な遮蔽厚は、鉄が前方で  $4 m$ 、側方で  $3 m$ 、後方で  $2 m$ 、さらにコンクリートが  $2 m$  と推定される。計算は中性子発生部分を HETC-KFA2 で、また、遮蔽体内での輸送は ANISN を用いて行った。核データライブラリーとしてはとしては HIL086R<sup>1)</sup> を用いた。

中性子の飛行管は前方  $10^\circ$ 、 $15^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $120^\circ$ 、 $150^\circ$  方向に配置し、最大  $200 m$  程度の長さを持つものと想定している。さらに各飛行管には、中性子ビームシャッター、中性子ビームに混入する荷電粒子を除去するためのクリアリングマグネットとともにいくつかの測定建屋が設置されて、実験の必要とする中性子強度と分解能に応じて測定装置を設置する。また、各飛行管の終端には中性子のビームダンプを設置する。

本研究施設では、高エネルギー中性子のエネルギー弁別を飛行時間法に基づいて行うので、陽子ビームには特殊な条件が要求される。基本的にはロスアラモスの WNR で行われているように<sup>2)</sup>、ライナックのシングルマイクロパルスをも、 $1 \mu s \sim 10 \mu s$  の間隔 (可変) で並べた時間構造が必要となる。このようなパルスの生成は、基本的にはイオン源の直後で行うことが好ましい。また、パルス化による電流値の減少と、シングルパルスとならずパルス列化するのを避けるために、バンチャーが必要となるであろう。このような技術はすでにロスアラモスで実証済みであり、原研の計画で実現することは可能であると考えられる。

### 3. 中性子核物理研究

#### 3.1 概要

中性子核物理研究グループでは、スポレーション反応により発生する大強度の白色中性子を用いて、主として中間エネルギー領域における中性子と原子核の相互作用機構の系統的な解明をめざし、同時に原研本来の使命である原子力研究に必要な様々な核データの取得を目的とする一連の研究を展開したいと考えている。スポレーション反応で発生する中性子は白色であるため測定には特別な工夫が必要であるが、一方広いエネルギー領域を一度にカバーできるため、いろいろな断面積のエネルギー依存性に関して、特徴のある、詳細な測定が可能である。また、一部の低エネルギー領域での測定は、中性子散乱施設のビームラインで行うことを想定している。

図 2 に、中性子発生ターゲットから  $10 m$  の距離での中性子束を示す。ここで一番上の図の横軸は中性子の飛行時間 (ns) であり、縦軸は、飛行時間のチャンネル幅を  $10 ns$  と取った時の、1 秒あたり、1 チャンネル、 $1 cm^2$  あたりの中性子数である。陽子ビームの電流値は  $100 \mu A$  とした。計算は LAHET を用いて行った。また、陽子ビームに対して  $10^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$  に

ついて結果を示してある。図2の真ん中の図は、上の図の横軸を中性子エネルギーに変換したものであり、一番下の図には時間分解能を1チャンネル(=10 ns)とした場合のエネルギー分解能を%で示してある。図2(上、中)が示すように、角度が小さいところでは高エネルギー中性子の収量が多く、角度が大きくなるにつれて徐々に高エネルギー成分が減衰していく様子がわかる。10°の高エネルギー部分での中性子収量は $10^8$ (n/cm<sup>2</sup>/s/ch)、10 MeVから100 MeVの領域でも $10^7$ (n/cm<sup>2</sup>/s /ch)程度であり、非常に大強度の中性子が得られる。一方、図2(下)が示すように、この条件では高エネルギー中性子に対するエネルギー分解能は数10%にも達する。従って高分解能測定が必要な場合には、飛行距離の長い測定建屋を使用するか、時間分解能を向上させる必要があることがわかる。ユーザーはこのような条件を考慮して、最適の距離、角度にある測定建屋に測定装置を設置することになる。

### 3.2 研究提案の例

中間エネルギーの中性子核物理及び核データの重要性を考えると、本施設で行うことのできる実験は無数にあるように思われる。たとえば基礎分野では光学ポテンシャル、二次粒子生成機構(前平衡粒子放出、クラスター生成機構)、核破砕反応機構(フラグメンテーション、IMF生成)、核分裂機構、neutron-proton散乱、中性子捕獲と核構造の研究等があげられる。これらの研究内容には、ほぼ1対1に対応して、核データとしての意義付けを与えることも容易である。ここでは、光学ポテンシャルと、核分裂に関する話題を紹介する。

光学ポテンシャルは、軽イオン反応を理解する上で要となる概念である。良く知られているように、低エネルギー領域では中性子と陽子のポテンシャルの間には標的核の中性子数と陽子数の差に比例する因子(asymmetry parameter =  $(N-Z)/A$ )を含む isovector part が存在する(Lane model)。相対論的にも、相対論的平均場理論から導かれるような isovector potential が、scalar ポテンシャルと vector ポテンシャルの両方に存在することが示される。この isovector part の大きさは、基本的には中性子と陽子のデータ(たとえば弾性散乱の角度分布)を対応するエネルギーで測定し、その両者を同時に記述できるようなポテンシャルを構築することで得られるものである。そのようにして得た isovector potential は、一方で(p, n)反応によって isobaric analog state に遷移する断面積を記述できるかどうかということによってcriticalなテストにかけることができる。

中間エネルギー領域では、中性子の弾性散乱データがほとんど存在しないために、光学ポテンシャルはもっぱら陽子のデータを用いて研究されてきた。陽子に対しては、Schrödinger、Dirac formalism 双方に対して現象論、微視的ポテンシャルが提案され、弾性散乱断面積や偏極量を良く再現できることがわかっている。しかし、陽子の場合、中性子の全断面積に相当する全反応断面積が精度良く測定されていないため、弾性散乱データだけから決めたポテンシャルには多くの不確定性が存在する。たとえば、陽子ポテンシャルの代表として、IndianaのSchwandtらのポテンシャル<sup>3)</sup>を用いて、<sup>90</sup>Zrの中性子全断面積を計算し、測定値と比較したものを図3に示す。また、微視的ポテンシャルの例として、陽子データの解析に良く用いられるJLMポテンシャル<sup>4)</sup>を用いて計算した結果も同図に示す。Schwandtポテンシャルの場

合、数 10 MeV 領域では実験値を良く再しているが、100 MeV を超すあたりから徐々に大きくなっていき 200 MeV では 30 % もの過大評価となる。一方、JLM ポテンシャルは 40 MeV 以下では実験値を良く再現するものの、それ以上のエネルギー領域では過小評価となる。これらのポテンシャルが中性子の全断面積をこれほど再現できない理由としては、isovector part やポテンシャル虚数部に問題のある可能性が考えられるが、今のところはっきりとした証拠はない。このような問題は、中性子のデータが測定されて初めてより深い研究が可能になるテーマの一つである。また、核子の光学ポテンシャルの isovector part は、中性子星の性質とも密接な関係を持っている<sup>5)</sup>ので、天体物理の観点からも重要な研究テーマの一つである。図 4 には、いくつかの重い核について、陽子と中性子による核分裂断面積の比較を示す<sup>6)</sup>。この図が示すように、陽子と中性子による核分裂断面積は、大きさ、エネルギー依存性、核種依存性ともに非常に異なっており、核分裂機構の理解や消滅処理の観点からすると、陽子と中性子のデータの両方を、現在のレベルより精度良く測定することが必要なのは明らかである。核分裂機構については、最近原研で VUU 理論を用いた微視的な理解が進みつつあり<sup>7)</sup>、理論、実験の両方の観点から研究を深めていくことによって、定性的から定量的な理解へと研究の質的変換が図られることを期待する。

#### 4. 終わりに

本施設の仕様は、 $I_{max}$  に大きく依存する。一方、 $I_{max}$  は加速器の仕様や想定される実験の種類によって決定されるものである。現在仮定している 100  $\mu$ A という値はかなり大きめの評価となっているので、早急に現実的な見積もりを出すことが重要である。また、WNR には Target-2 という非常にフレキシビリティの高い陽子ビームターゲットステーションが存在する。原研の計画でもこれに相当するものが必要だと考えられるので、今後、この部分の検討も重要な課題である。

#### 参考文献

- 1) H. Kotegawa, Y. Nakane, A. Hasegawa, S. Tanaka, "Neutron-Photon Multigroup Cross Sections for Neutron Energies up to 400 MeV", JAERI-M 93-020(1993).
- 2) A. F. Michaudon and S.A. Wender, "Performance of the LANSCE-WNR Facility as an Intense Pulsed Neutron Source for Neutron Nuclear Physics, LA-UR-90-4355, Los Alamos National Laboratory (1990).
- 3) P. Schwandt et al., Phys. Rev. C26, 55(1982).
- 4) J.P. Jeukenn et al., Phys. Rev. C16, 80(1977).
- 5) 丸山 智幸、千葉 敏、to be published.
- 6) H. Conde, presented at Kalmar Conference on Nuclear Transmutation, Sweden, 1996.
- 7) A. Bonasera and A. Iwamoto, Phys. Rev. Lett., 78, 187(1997).

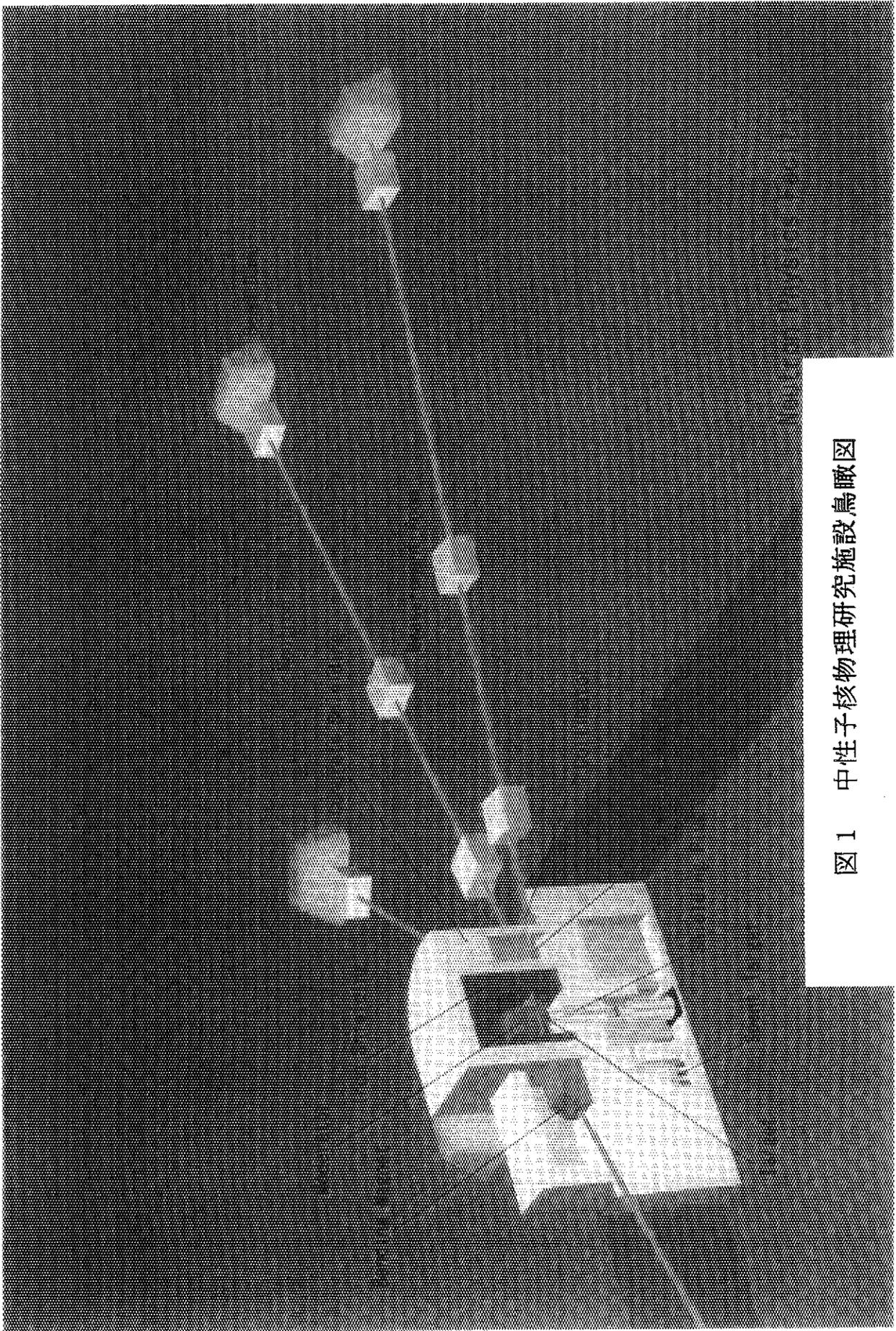


图 1 中性子核物理研究施設鳥瞰図

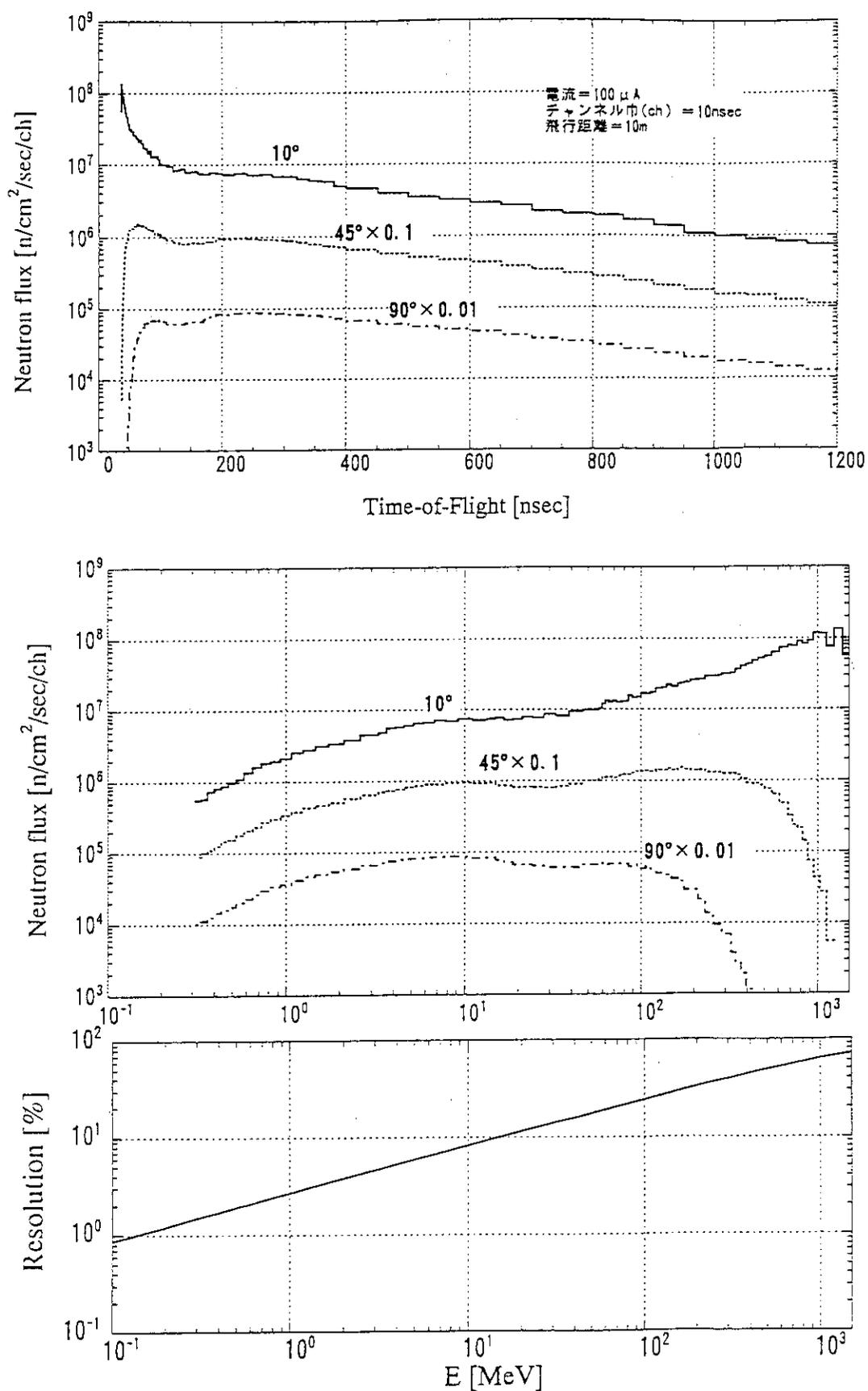


図2 中性子核物理研究施設における中性子強度と分解能

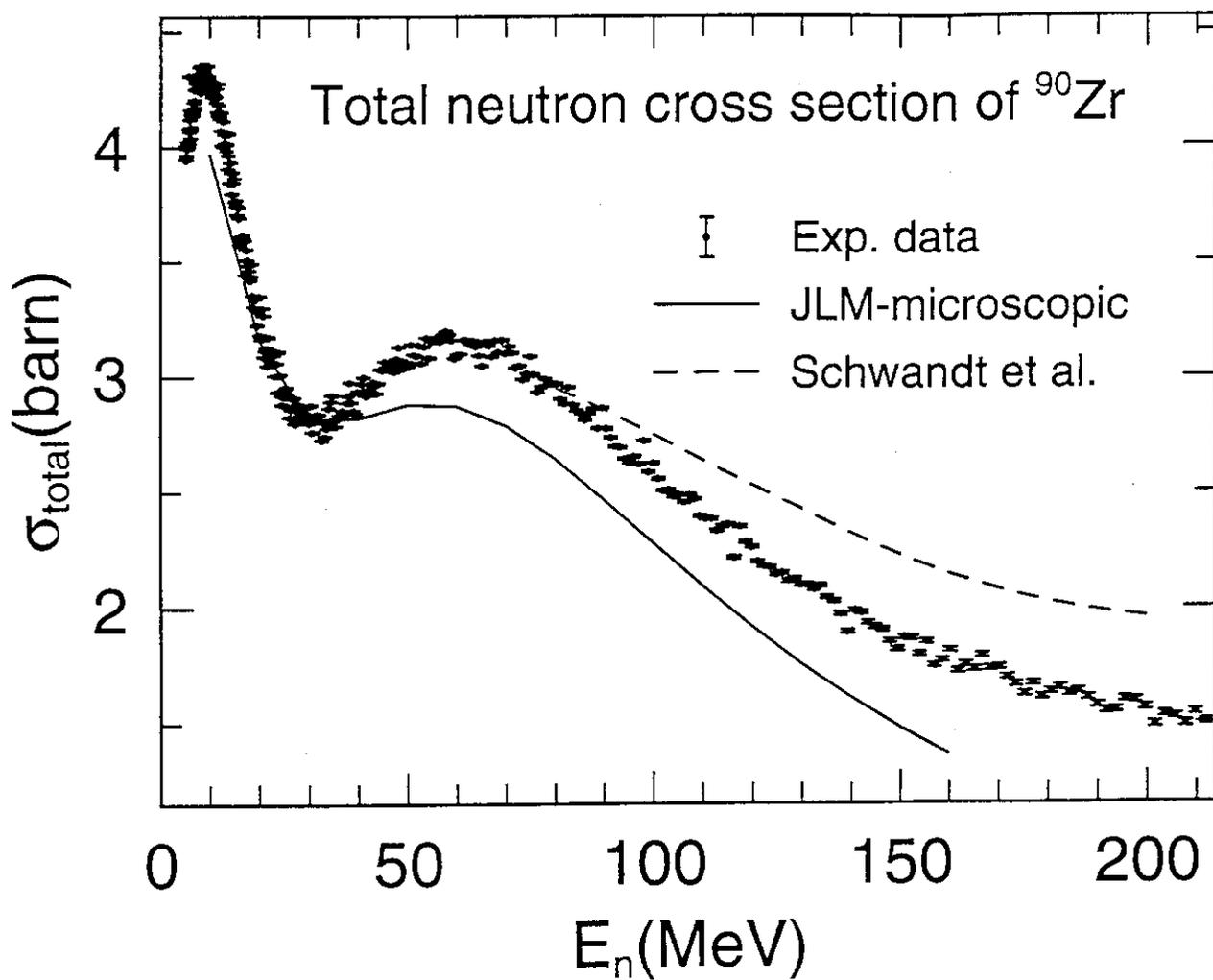


図3  $^{90}\text{Zr}$  の中性子全断面積

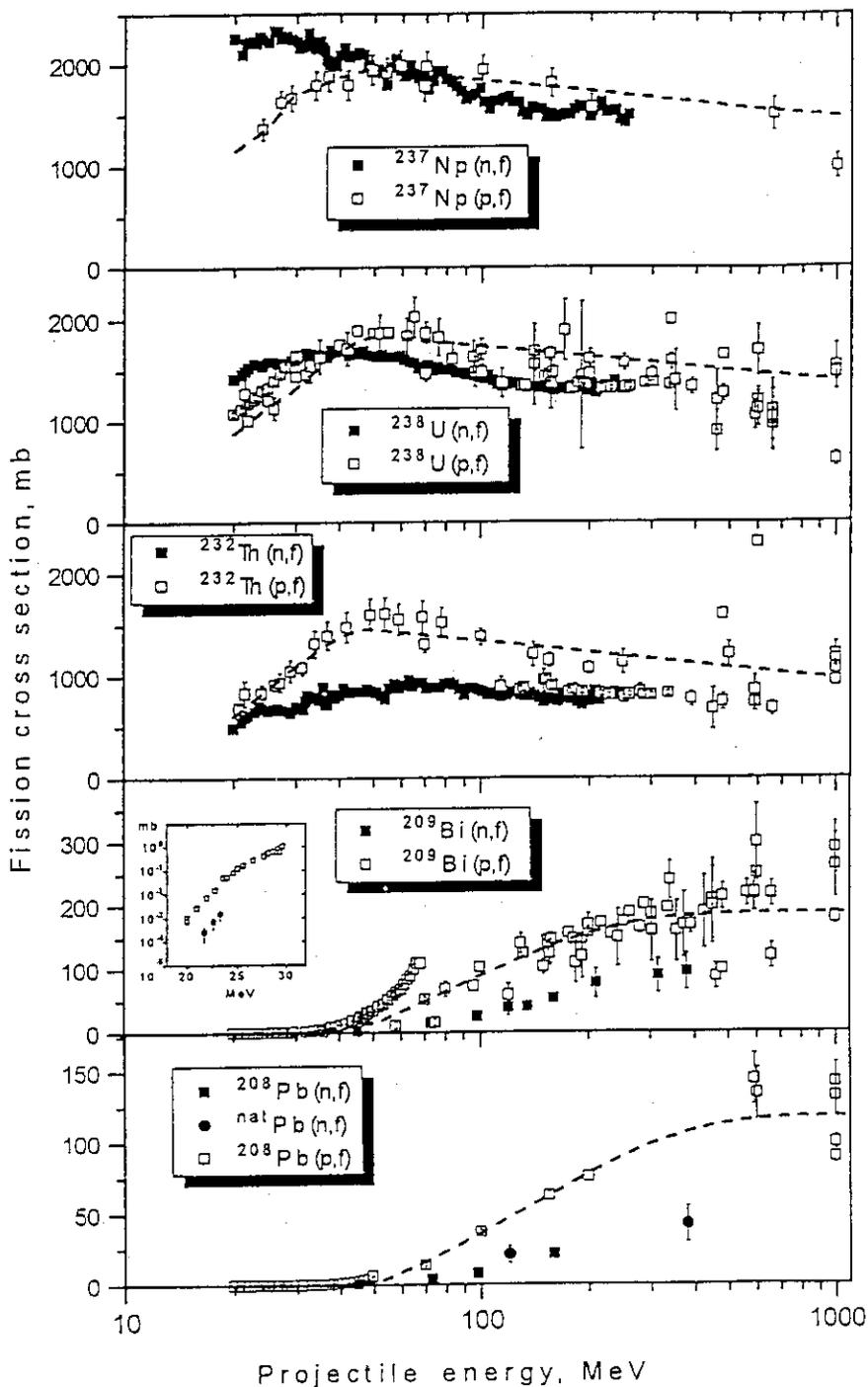


図4  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  及び  $^{208}\text{Pb}$  の陽子及び中性子核分裂断面積

10. 中性子構造生物学  
Neutron in Biology

新村信雄  
Nobuo Niimura

日本原子力研究所先端基礎研究センター  
niimura@kotai3.tokai.jaeri.go.jp

Abstract

Neutron in biology can provide an experimental method of directly locating relationship of proteins and DNA. However, there are relatively few experimental study of such objects since it takes a lot of time to collect a sufficient number of Bragg reflections and inelastic spectra due to the low flux of neutron illuminating the sample. Since a next generation neutron source of JAERI will be 5MW spallation neutron source and its effective neutron flux will be  $10^2$  to  $10^3$  times higher than the one of JRR-3M, neutron in biology will open a completely new world for structural biology.

1 はじめに

ビッグバンに始まる宇宙の生成後、元素の生成、物質の進化の過程の最初の生命は、みずからの複製を触媒できるRNA分子集団の進化によって始まった、と考えられている。やがて、これらのRNA触媒集団が協同作業を営むうちに、その中からポリペプチドの合成を指令する能力を獲得したものが現れ、進化に進化を重ね、現在の自然界を構成する生命体を実現した。35億年に亘り繰り返された進化の歴史は、複雑・多種多様なしかも生命体が生き延びるのに全く巧妙な生命現象を創出することになる。そしてようやく20世紀も終了せんとする今、人類は生命現象の本質を理解する糸口を構造生物学に見出そうとしている。生命科学は間近に迫った21世紀の最も関心ある科学の一つに数え上げられるようになった。

生体内ではさまざまな物質が機能し、生命活動を維持している。さまざまな生体内物質の中でも、蛋白質は、最も重要な物質の一つである。蛋白質の種類は非常に多く、ヒトゲノムに含まれている蛋白質の種類は10万種に及ぶと言われている。また種類が多だけでなく、一つ一つが複雑に折り畳まれ、多様な3次元立体構造を形成し、それを起源に発生する機能もまた多種多様である。このように多種多様な蛋白質それぞれが、巧妙にデザインされたメカニズムにしたがって作用し、機能を果たしている。これが生命である。生体物質はどのような構造をとり、どのように運動し、どのように機能を発現しているのでしょうか。これを解明するのが構造生物学であり、生命現象を理解するための一つの

重要な学問である。しかも中性子散乱研究はこれらの研究課題を解明するのに最適なプローブである。

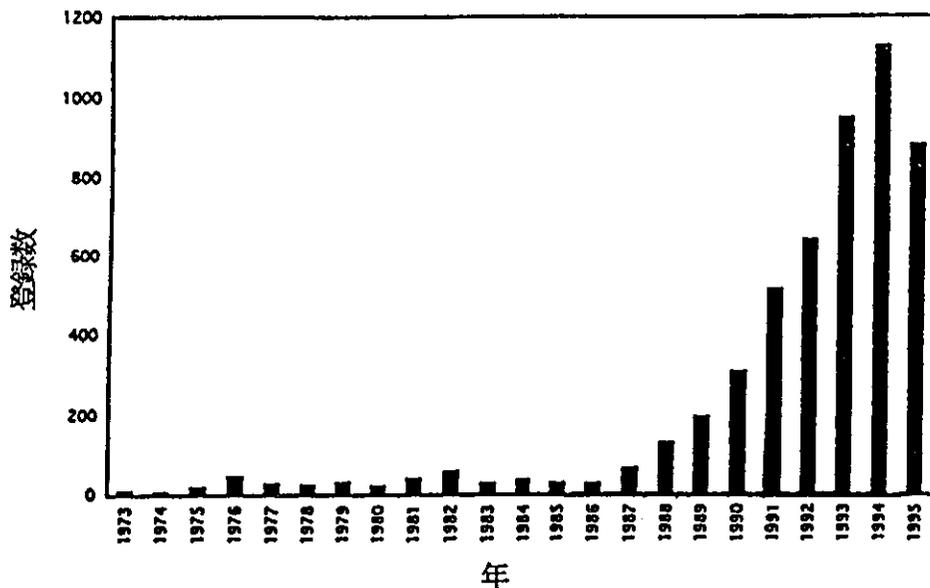


図1. 各年に解かれる生体物質の構造の数

## 2. 生命科学研究のための中性子

中性子散乱が、生命科学研究で有効な実験手法となるのは、ひとえに中性子の有する性質から由来するものであり、物質との相互作用が他のプローブ（例えばX線、赤外線や紫外線等）と比較して、全く特異的だからである。原子・分子の大きさに相当する波長(0.03~1nm)の中性子のエネルギーはちょうど、生体物質の運動エネルギーレベル(1meV~数eV)に相当していることである。これは中性子が質量を有しているからであり、X線(質量を有しない)と比較すると、その違いが歴然とする。結晶解析に用いる $\lambda=0.2\text{nm}$ のX線のエネルギーは $0.62 \times 10^4\text{eV}$ で生体物質の運動エネルギーレベルより桁違いに大きな値である。一方、生体物質の運動エネルギーレベルを調べるのに用いられる赤外線や紫外線の波長は $10^3 \sim 10^4\text{nm}$ で、生体物質の空間サイズから大きくかけ離れており、構造観察に適さない。

以上を含めて、中性子が有する特徴のうち生命科学研究に優利に働く項目を列挙する。

- (1) 水素原子を観測できる。
- (2) 水素と重水素では中性子散乱能が大きく異なる。
- (3) 生体物質のダイナミックスを観測できる。
- (4) 生体物質に放射線損傷を与えない。

## 3. 中性子と構造生物学

「構造生物学」は21世紀の生命科学の動向を左右するきわめて重要な分野である。構造生物学とは、生体高分子の三次元構造を決定する学問であると思われているふしがあるが、全く誤った考えである。例えば、ワトソン・クリックの成果の大きな意義は、DNAの二重螺旋構造を決定したこともさることながら、その構造を通して遺伝学の原理を提示したことにある。これが「構造生物学」の原点であり、得られた構造に基づいてその機能

を理解、説明できないと全く意味がない。米国ブルックヘブン国立研究所のProtein Data Bank (PDB)に登録された生体物質立体構造の数は、毎年ウナギ登りに増えて行き、5,000近くに達している。ほとんどがX線解析により決められたものである。(図1)蛋白質やDNAは立体構造を形成して初めて機能を発揮する。立体構造の決定は生体物質の全体像が見えたことで、生理機能の解明に大きな役割を果たしたことは明らかであるが、残念にもこれにより水素原子の振舞い等、さらにきめの細かい生体物質の固有の生理機能が解明されたものはわずかである。

これを補ってくれると期待されるのが、中性子構造生物学である。蛋白質やDNAは立体構造を形成して初めて機能を発揮することは既に述べた。原子レベルで見ると、蛋白質やDNAの骨格、アミノ酸残基および塩基に結合している水素原子及びそれらに配位する水の水素原子が直接あるいは間接的に殆どの機能発現に関与していることが知られている。ところが、立体構造決定においては、強力な実験手法であるX線回折法は水素原子位置決定では力不足である。一方、中性子回折法ではこれが可能である。また、生体物質の機能と分子のダイナミックスは直接対応づけられると考えられるようになってきており、その証拠もいくつか上がってきている。中性子は、ステイックな立体構造の段階で足踏みしていた構造生物学分野に蛋白質分子の水素原子位置やダイナミックな運動の情報を提供することができるので、生命科学のブレークスルーが期待できる。中性子構造生物学は「構造生物学」の最終目標である「構造と機能」というパラダイム構築を本質的に目指す学問分野であり21世紀の生命科学のフロンティアである。

#### 4. タンパク質の水素位置とその機能

中性子を用いると水素原子の位置を正確に決定できるため、中性子回折法は以前から大きな期待がかけられていた実験手法であったが、十分な中性子強度を得にくいためここ10年間、実験は全く行われてこなかった。最近、我々は、中性子イメージングプレートを開発・実用化し、ニワトリ卵白リゾチームの中性子回折実験を行い、タンパク質を構成するすべての水素原子(960個)及びタンパク質の周囲に水和している158個の水のすべての水素原子の位置を決定することに成功した。(図2) 現在、決定された水素及び水の特徴を構造生物学的観点から検討を進めているが、実に多種多様な様相を呈していることが判明しつつある。ここに、現時点で判明した特徴の一端を紹介する。

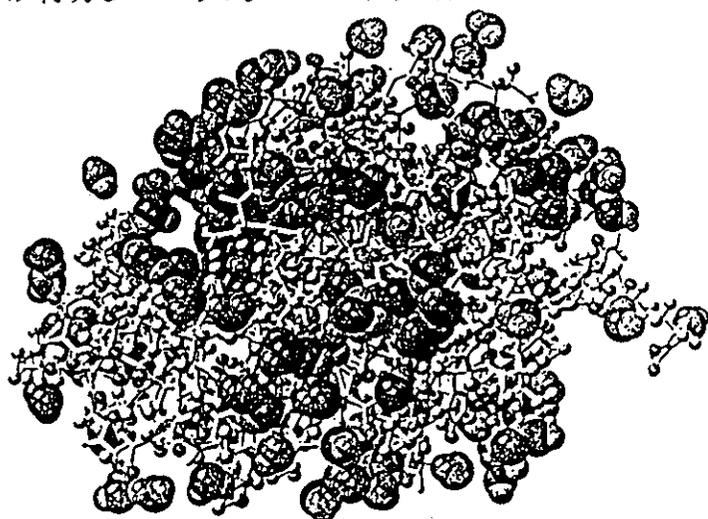


図2. 中性子回折法で決められた  
リゾチームタンパク質中の水  
素原子と水分子

○ ニワトリ卵白リゾチームの機能と水素

リゾチームは糖を加水分解する酵素で、加水分解速度はpH5.3が最適で、糖の加水分解メカニズムは35番グルタミン酸 (Glu35) のカルボキシル基の水素が糖の酸素に結合し、52番アスパラギン酸 (Asp52) のカルボキシル基が脱プロトンしていることにより負に帯電し、加水分解は加速される。今回我々が結晶化を行ったpH7.0では活性が殆どなくなった状態と考えられるが、中性子構造解析の結果を見ると、pH7.0ではGlu35のカルボキシル基が脱プロトンしており、このためにリゾチームの活性が減少すると説明できることが判明した。

○ 重水素置換

リゾチーム結晶化は重水中で行われた。そのため重水に接触しているアミノ酸残基の酸素や窒素に結合しているいくつかの水素は重水素に置換される。一方、炭素に結合している水素は置換されない。重水素に置換された水素とそうでない水素とを中性子構造解析の結果では明瞭に区別することができた。

○ インドール環の配位水

大変ユニークな水素結合の一つとして、インドール6員環の $\pi$ 結合の上に配位する水が確認された。

### 5. 分子運動と生理機能

最近、分子運動と生理機能の間に強い相関があることが判明しつつある。図3は、ミオグロビン分子の分子振動の平均自乗振幅の温度依存性を示している。220K以下では、平均自乗振幅は温度のリニア関数（調和振動）で表現されるが、200Kより上では非調和振動が加わってくるのが明らかである。丁度220Kはミオグロビンの酸素結合反応が生ずる限界温度と対応している。タンパク質の分子運動の様子は、郷らの規準振動モード解析によりシミュレートされている。また、中性子非弾性散乱実験により振動数分布が求められる。図4にリゾチームの中性子非弾性散乱実験（0印）により求められた振動数分布及び郷らの規準振動モード解析により求められたものを示す。図4で点線は真空中に、実線は水中にリゾチーム分子が置かれた場合の計算結果である。真空中での計算結果は低振動数側で実測値との一致が大変悪いが、水中での計算結果は実測値にかなり近い結果が得られている。但し、一致はまだ良くない。図2に示すようにリゾチーム分子の全水素及び水和水が決定されているので、これを用いた計算結果が待たれる。

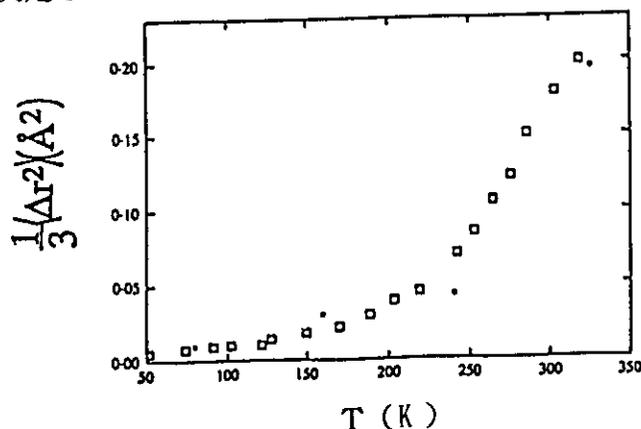


図3. ミオグロビン分子の平均自乗振幅の温度依存性<sup>1)</sup>

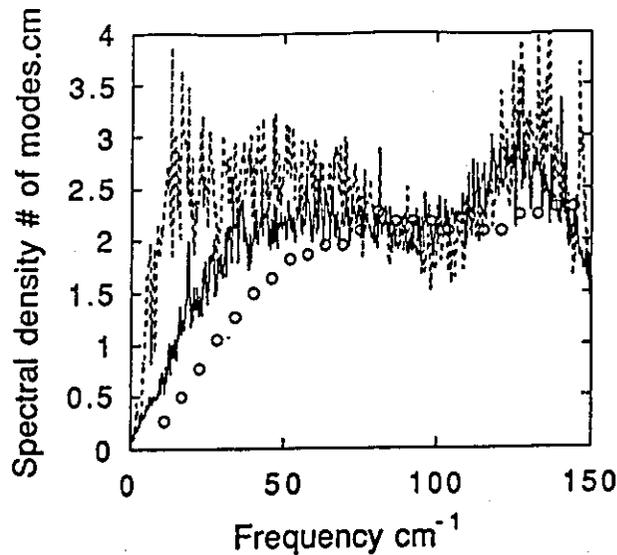


図4. リゾチームの分子の振動数分布<sup>2)</sup>

#### 6. まとめ 次世代中性子源 (MW級大強度中性子源) と21世紀生命科学

2.に述べた中性子の特徴は決して目新しいことでなく、原理はすべてわかっていたことである。しかし今までは残念にも中性子強度の不足から中性子構造生物学は、実験例も少なく、又測定時間や試料の量の不足から実測値の統計精度が悪く、注目を集めてこなかった。強いて現在の強度を有する中性子源で統計精度の高い実験を行おうとすると50日～100日の連続マシンタイムが必要となる。これほどの日数を一つのテーマに割り振ることはありえない。これは言ってみれば不可能な実験と同等である。次世代中性子源は現有の中性子源強度を2～3桁増強することであり、現時点では50日～100日の連続マシンタイムが必要な実験が1日で終了するということになる。将に不可能が可能となるのである。

21世紀生命科学がもっとも必要としている情報は生体物質、たとえば、蛋白質分子の生理機能に関係した水素原子位置とダイナミックな運動情報であり、次世代中性子源はそれを提供する。

#### 参考文献

- 1) J.Smith & M.Karplus; Proc. Natl Acad. Sci. USA 87, (1990) 1601
- 2) A. Kitao, F. Hirata & N.Go; Chem. Phys. 158, (1991) 447

## 11. 物質構造研究 The Future Research of Material Science

池田 宏 信

Hironobu Ikeda

高エネルギー加速器研究機構

hiked@kek.vax.kek.jp

### Abstract

High Energy Accelerator Research Organization (KEK), which was established on 1 April, consists of two institutes. One of these is Institute of Materials Structure Science. New research program in the new institute using synchrotron radiation, neutrons and muons are discussed.

1920年代に量子力学の誕生とともに生まれた近代物理学は、第2次大戦後めざましく発展した。物性物理学の分野においても、1940年代末にはトランジスターが発明され、また1950年代には長年の謎であった超伝導機構が解明され、更に、不可逆過程の基本である線型応答理論が確立された。そして、現在にいたるまで、物質科学の発展により大きく進歩した科学技術によって、物質科学自身がまた大きく進歩するという循環をくりかえしてきている。粒子加速器を利用した新しい光源（放射光）や新しい中性子源（パルス中性子）による分光技術は、物質の存在形態の理解を格段にすすめてきた。これらの主として物理学の研究のために開発された新しい技術は、広範囲の物質群（結晶、生体高分子、非晶質材料、高分子、磁気材料、超伝導体、液体、気体、など）を構成する原子などの要素の存在形態（原子、電子、原子核の空間的配列状態、また、それらの運動形態）を解明できることが認識され、科学研究の分野に新たな境界領域を開拓する方向で進みつつあると言える。

物質科学研究においては、無限個の構成要素の集合体が全体として示す諸現象の発見とその起源の解明という基本的目的が設定されている。その特徴は、対象の多様さと自由度の多さにあり、それに伴う現象の多彩さにあると言える。近年、高温超伝導体、半導体量子デバイス、生体中のタンパク質などの例に見られるように高度の物性、機能が物質の複雑な構造と密接に関連していることが明らかにされつつあり、物質中の電子と原子核の各々の静的配置・運動状態、原子・電子レベルでの磁気の分布や振る舞いなど広義の物質構造を総合的に調べることの重要性が増してきている。しかしながら、これらの物質構造情報を単一のプローブを用いて引き出すことは不可能といってよく、複数のプローブを総合的かつ相補的に用いることの重要性が増している。このため、物質構造を総合的に研究する場を供することが強く望まれてきた。

そこで、高エネルギー物理学研究所放射光実験施設、ブースター利用施設、及び東大中間子科学研究センターを発展させ、物質構造科学研究所として統合し、放射光、中性子、ミュオン、低速陽電子という加速器を用いることにより得られる強力な粒子ビームによって、多面的な物質（構造）科学研究を総合的に行なうことになった。本研究所は、物性物理学、化学、材料科学、生物学、薬学などの研究の発展を目指すとともに、さらなる学際領域研究を開拓することを目的としている。放射光を用いて電子の精密な空間分布やエネルギー分布を、中性子を用いて原子核

の静的位置・運動状態および電子・原子核の磁氣的性質を、ミュオンを用いて物質中の磁場の揺らぎの高感度検出を、陽電子を用いて電子の運動状態を決定でき、物質構造と物性、機能の関係を総合的・多面的に研究することが可能となる。特に、生体機能発現機構の解明に重要な構造生物学は、このような粒子ビームを用いた総合的研究によって、新たな展開が期待される。

これらの物質群が固有にもつ機能の発現機構の解明は、電氣的測定、磁氣的測定、電磁波の共鳴吸収、電子線回折、力学的測定、光吸収・散乱、熱的測定、等、近代の実験手段が併用されることはもちろんであるが、物質の構成要素の配列状態、また、その運動形態を観測する手段としての放射光、中性子の利用はとりわけ重要である。これは、放射光によって電子の精密な空間分布やエネルギー分布を、中性子によって原子核の静的位置・運動状態および電子・原子核の磁氣的性質を、決定できるからである。物質構造と物性、機能の関係を放射光、中性子を用いて総合的・多面的に研究することの重要性が増しつつある。

放射光、中性子、ミュオンという加速器を用いることにより得られる強力な粒子ビームは、物質構造科学研究所として統合されることによって、その総合的利用により、物性物理学、化学、材料科学、生物学、薬学などの研究の飛躍的發展を目指すことができる。

さらに、これらの比較的最近開発された粒子ビームを用いた実験技術は、今後、加速器技術、測定手法、試料環境装置、の開発・整備によってさらなる進展が見込まれる、と同時に、この方向での R&D の蓄積を継続する義務も課されているものと言えよう。

## 12. 第3世代放射光を利用した構造解析 Structural Analysis with High Brilliance Synchrotron Radiation

大野英雄

Hideo Ohno

日本原子力研究所・関西研究所

e-mail:ohno@sp8sun.spring8.or.jp

### Abstract

The research subjects in diffraction and scattering of materials with high brilliance synchrotron radiation such as SPring-8 (Super Photon ring 8GeV) are summarized. The SPring-8 project is going well and 10 public beamlines will be opened for all users in October, 1997. Three JAERI beamlines are also under construction for researches of heavy element science, physical and structural properties under extreme conditions such as high temperature and high pressure.

### 1. はじめに

放射光利用研究が開始されて以来30年近くなり、物性物理、化学、物質・材料科学、ライフサイエンスなどの基礎研究のみならず、工学分野にも多くの成果を上げてきた。研究内容の高度化に伴い、Table 1に示したように高強度・高輝度を目指した第3世代放射光光源の建設が進み、既にESRF(European Synchrotron Radiation Facility、欧州)ならびにAPS(Advanced Photon Source、米国)において利用研究が開始されている。原研・理研が共同で建設を進めている大型放射光施設SPring-8(Super Photon ring-8GeV)も平成9年3月26日に放射光発生に成功し、本年10月から共同利用施設として、利用研究が開始される予定である。

SPring-8は、国内の大学、国公立研究機関、産業界はもとより、国際的にも広く解放される共同利用研究施設として建設されており、高エネルギー・高輝度光源による21世紀に向けた基礎科学および先端技術の研究促進に貢献をするものとして期待が寄せられている。

### 2. SPring-8の概要[1-4]

SPring-8は電子を8GeVまで加速する入射系加速器と電子を長時間蓄える蓄積リングから構成されている (Fig.1)。これらの基本仕様をTable 2に示す。第3世代放射光光源の特徴は、Table 1からもわかるように挿入光源を主体としたものであり、従来の放射光光源と比較して極めて高い輝度が得られる。Fig.2にSPring-8で得られる放射光スペクトルを示す。

蓄積リングに設置されるビームラインは61本であり、挿入光源から38本、偏向電磁石から23本である。

### 3. 第3世代放射光の特徴と利用研究(散乱・回折)分野

SPring-8など第3世代放射光の特徴は、干渉性の強い、偏光特性を任意に選択した高強度・高輝度・高エネルギーX線が得られることである。すなわち、(1)極めて強いX線であり、一般に利用されているX線管方式によるものより $10^6$ 倍以上も強い輝度をもつ(高輝度)、(2)X線領域のみならず可視-紫外線の領域までの連続スペクトルであり、実験上必要な波長を任意に選択できる(連続スペクトル)、(3)指向性、偏向性を持つ極めて短いパルス光である(指向性、偏向光、パルス性)、などの特徴をもっている。

Table 3に第3世代放射光を散乱・回折研究に用いる場合の特徴、試料状態ならびに代表的な研究分野をまとめた。挿入光源を用いた高輝度放射光を用いて行う研究課題として、(1)高強度を利用する微小な散乱・吸収断面積を持つ系の研究、(2)高い輝度を利用する微量な系の研究、(3)放射光の特性(エネルギー、運動量、位置、角度、時間

などの高分解能、偏光、干渉性など)により可能となる研究、がある。

#### 4. 特徴的な研究および測定法の例

##### (1) 物性物理分野

磁性研究(高強度、高エネルギー、高エネルギー分解能、偏光特性):今までX線で測定が困難であった物性研究の一つであり、主として中性子線を利用して研究が行われてきた。磁気スピンからの散乱断面積と原子核からの散乱断面積の比が、中性子を用いるとほぼ1であるが、X線では $10^{-4}$ 程度となり、X線では磁気スピンからの散乱寄与が極めて小さく測定が困難であった。しかし、高輝度・高強度X線源を用いると磁気散乱の測定が可能となる。中性子回折法では $\text{cm}^3$ 程度の比較的大きな試料が必要であるが、X線回折法では中性子線回折法と比較して $1/100 \sim 1/1000$ 程度の小さな試料でも測定が可能となる。

非弾性散乱(高エネルギー、超高エネルギー分解能):中性子線利用と相補的であるが、Q空間の小さな領域(low Q region)での測定は中性子線測定が有利である。X線利用の特徴は、小さな試料( $\sim 200 \mu\text{m}$ )での測定が可能であること、液体、ガラス、非晶質物質のダイナミクスへ適用(これらの物質中での音速は入射中性子の音速、 $2000 \text{m/sec}$ より大きい)できること、Q空間の測定範囲が広い(X-ray: $4-14 \text{ nm}^{-1}$ , Neutron: $3.5-6 \text{ nm}^{-1}$ )ことなどである。

高圧(高エネルギー、高輝度、マイクロビーム):高輝度マイクロビームを用い、極微小体積(a few  $\mu\text{m}^3$ )試料の超高压下( $200-300 \text{ GPa}$ )での構造解析を行う。金属水素の状態解析、地球内部構造の推測、高温・高压下でのダイヤモンド生成過程のその場観察、などの研究が可能となる。

干渉性(コヒーレント)X線:干渉性X線を用いた回折測定(speckle spectroscopy)により、物質中の不均一に関する時間相関関数の直接測定、相変態温度近傍のcritical fluctuations、液体中の拡散現象などの研究である。Fig. 3aおよび3bに $\text{Fe}_3\text{Al}$ の $300 \text{ K}$ (ordered phase)でのspeckle patternを示した。

核共鳴散乱(高輝度X線、超高エネルギー分解能):原子核の励起準位巾は $10^{-8} \text{ eV}$ と狭いので共鳴励起を行わせるには十分な強度の光子ビームとエネルギーの分解能の高い分光器の開発が必要となる。放射光ビームで得られる励起核を核化学、放射化学、物性などへ応用することにより、現在まで使用が不可能であった元素を用いての研究が可能となり、新しい研究分野が展開される。たとえば、メスバウア分光の場合には $^{57}\text{Fe}$ の $14.4 \text{ keV}$   $\gamma$ 線を放射光のX線で代用することができ、多くの成果が得られている。放射性核種に依存する限りメスバウア分光法に供される元素の種類は数えるほどに限定されていた。しかし、高輝度で単色な放射光を利用すれば、利用可能な核種も多くなり( $^{40}\text{K}$ ,  $^{73}\text{Ge}$ ,  $^{119}\text{Sn}$ ,  $^{129}\text{I}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{237}\text{Np}$ など)メスバウア分光法による研究分野は広がる。

高エネルギーX線回折(高エネルギー、高強度):高エネルギーX線を用いhigh-Q領域までの散乱強度関数の測定が可能となり、ランダム系物質の構造解析などに利用できる。パルス中性子源と相補的であり、Fig. 4に非晶質 $\text{SiO}_2$ のX線散乱強度関数ならびに動径分布関数を示す。

##### (2) 材料科学分野

高い透過力、連続スペクトルを有するX線を利用したX線トポグラフィー、異常散乱、X線小角散乱、XAFS、あるいはX線顕微鏡などによる研究は、材料の様々な条件下での相安定性、材料腐食機構の解明など、バルク的特性研究と原子レベルでの研究の相関性を追及することを可能とする。

物質の微細構造の研究:高輝度・高強度X線源の利用では体積 $1 \mu\text{m}^3$ という非常に微小な試料でも結晶構造の決定が可能となる。すなわち、速い時間変化をする極めて小さな領域の構造変化の観測が可能となる。

X線吸収微細構造 (XAFS) : 元素の吸収端近傍の散乱を利用した原子の局所構造解析を行うもので、特性X線を用いたX線技術では対象とする元素に限られるが、放射光ではほとんどすべての元素が解析可能となる。また、時間分解能10~100msecの時分割XAFSも可能となり、表面解析、反応生成物のその場 (in-situ) 構造決定など、材料の表面状態の高感度・高速キャラクタリゼーションが行える。

### (3) 化学分野

化学分野においてもSPring-8は元素分析、化学反応などの面で大きなインパクトを与えると期待される。放射光蛍光X線分析法は、元素分析の手段としてすでに広く利用されている。放射光のパルス特性を用いるとピコ秒の時間のスケールで励起状態からの蛍光スペクトルを観測することができ、溶液中や表面での原子分子反応を調べることができる。また、放射光のパルス化されたマイクロビームを用いることにより、触媒作用、物質の吸脱着挙動における過渡現象を原子・分子レベルで追及することができる。

### (4) 生体・医学分野

生体極微小たんぱく質結晶、ウイルスやたんぱく質複合体などの複雑な生体分子の構造解析や結晶中の酵素反応過程の解析を行う。小角・中角散乱により筋肉のダイナミクス、生体分子の自己会合状態、単一の筋肉繊維試料からの構造情報などがえられる。エネルギー差吸収法 (アンジオグラフィ) による冠動脈の医学診断ができる。また、個体・細胞・DNAレベルの放射線効果の研究の進展が期待できる。

### (5) 工学分野

次世代の超LSI開発を目指した超微細加工技術 (リソグラフィ) の開発などが期待できる。

## 5. 共用ビームライン計画

平成9年10月から共同利用可能なビームライン (共用ビームライン) 10計画の研究概要を以下に示す。

### (1) 生体高分子結晶構造解析 (Bio-Crystallography)

高エネルギー・高輝度のX線を用いて蛋白質結晶構造解析のルーチン化・微小蛋白質結晶解析を行う。

### (2) 軟X線固体分光 (Soft X-ray Spectroscopy of Solid)

高エネルギー分解能の光学系を用いて、固体の光吸収・光電子の放出の磁気円偏光二色性、スピン偏極光電子放出および光電子回折測定を行う。固体の電子状態とスピン状態を明らかにする。

### (3) 高エネルギー非弾性散乱 (High Energy Inelastic Scattering)

磁気コンプトン散乱を利用した物性研究を行う。物質の磁性電子および伝導電子の運動量密度を測定し、磁性の発生機構やフェルミ面の決定など電子状態に関する研究を行う。

### (4) 核共鳴散乱 (Nuclear Resonant Scattering)

極めて狭いバンド幅、高指向性およびパルス特性などに優れた特性をもつ超単色X線を取り出し、時間領域量子ビート法の利用、高分解能非弾性散乱実験および干渉・強度相関の現象を利用したコヒーレンスの解析などを行う。

### (5) 高圧構造物性 (Extremely Dense State)

高密度状態にある物質の構造解析を行う。300GPa以上の超高压力下あるいは磁場などを印加した多重極限条件下での構造解析を行い、構造と物性の相関を追及する。

### (6) 生体分析 (Physicochemical Analysis)

生体内における超微量物質の定量とその存在状態の物理的解析を行う。

### (7) 軟X線光化学 (Soft X-ray Photochemistry)

高分解能・高強度の分光法を実現し、内殻励起状態に関わる光化学および原子・分子

に関する研究を行う。

(8)結晶構造解析(Crystal Structure Analysis)

構造相転移などに伴う超格子反射、散漫散乱測定による格子の乱れなどの研究を行う。

(9)高温構造物性(High Temperature Research)

白色および単色X線を用い、高温における凝縮系の構造を調べる。

(10)XAFS(X-ray Absorption Fine Structure)

XAFSによる局所構造解析を行う。

6. 原研における放射光利用研究

平成7年度から3本の原研ビームラインの整備を開始しているが、研究内容、光源、エネルギー範囲、建設スケジュールをTable 4に示す。

共用ならびに原研ビームラインを用いて行う研究概要を以下に示す。

(1)重元素科学研究

アクチノイド化合物の諸物性を担う5f電子状態は、軌道角運動量がほとんど消滅した遷移金属3d電子系と、ほぼ局在したイオン状態で表わすことの出来る希土類4f電子系との中間にある。電子分光実験によってアクチノイド化合物の電子状態の知見を求め、磁性、電気伝導度、比熱などの諸物性を電子状態の観点から理解する。

- ・強磁性アクチノイド化合物のX線吸収磁気円二色性 (MCD)
- ・高エネルギー分解能光電子分光による5f電子状態の研究

(2)構造物性研究

A. 表面・界面構造研究

自然界、あるいは半導体デバイスに代表されるような人工的な世界において、界面で起こる現象、物性を我々は享受している。これらを理解し、物性、機能を制御し、また新たな現象を見い出して新しい物質を作り出すためには、界面構造を明らかにし、物性と機能との相関を明らかにすることが重要である。界面構造研究においては、液体/固体界面、ならびに固体/固体界面、の研究を計画している。

1) 液体/固体界面構造研究:

金属および半導体単結晶電極の表面原子の構造変化、酸化物形成に伴う界面構造変化、溶液中からのイオン種の吸着構造、金属半導体単結晶電極/溶液界面の原子レベルの構造、電極反応の進行に伴う析出原子の構造とそれに伴う基板原子の構造変化などを、動作状態下であるin-situで測定・解析し、構造と電極の活性との相関を明らかにする。

2) 固体/固体界面構造研究:

異種構造物質間の界面構造を解析することにより、それらの結晶成長機構を解明し、その知見を利用して半導体/磁性体のハイブリッド物質を作り、磁気スピンの絡んだ電子輸送において、新しい現象を見い出す。

B. コヒーレントを利用した揺らぎの研究

相転移の揺らぎの次元依存性を研究する。一次元、二次元、三次元の相互作用によって実現している構造のそれぞれの相転移(一次相転移)の、相転移近傍の揺らぎにおける次元特有性あるいはscalingの存在の有無を調べる。

C. ランダム系物質における中範囲秩序に関する研究

溶融塩、酸化物ガラスなどのランダム系物質には、最近接原子間距離を越えた6~7 Å程度の範囲にも規則性(中範囲秩序)が存在し、粘性や比熱など統計熱力学性質は中範囲秩序に依存し、これらは結晶の場合と大きく異なる。この中範囲秩序を明らかにするため、高エネルギーX線回折法と中性子回折法を併用し、精度の高い構造因子を広い運動量変化領域で測定し、分子動力学法、逆モンテカルロ法を援用しながら、信頼性の高い三次元構造モデルを求める。

### (3) 極限環境物性研究

高温高圧下における物質挙動の解明を目的とした高圧物性研究を推進する。高温+高圧の極限条件下における物質の、原子配列、電子構造、状態方程式、相転移・化学反応の時間発展などの基礎的な物性を研究するほか、地球・惑星内部構造の解明や高圧を利用した新機能物質の開発などの応用分野への展開も図る。

- ・ダイヤモンド合成のその場観察
- ・下部マントル構成物質の構造相転移ならびに状態方程式
- ・高圧下でのXAFS測定
- ・不規則系物質の高温高圧下における構造

### (4) 表面化学研究

軟X線発光分光法による価電子帯領域の部分状態分布を求め、化学結合における構成原子軌道の寄与を明らかにする。

### (5) 放射光核物性研究

放射光核共鳴散乱を応用して、鉄が生物的活性中心をなすヘム蛋白質の動的構造研究を行う。研究として、ヘモグロビンを対象として、(a)ヘム蛋白質によるX線の非弾性散乱研究、(b)放射光とレーザーによるヘム蛋白質からの分子解離再結合過程の研究、(c)パルス磁場応答解析による磁気緩和過程の研究、などを行う。

### (6) 放射線生物研究

特定元素の内殻励起での分子分解・重合過程を調べることで、放射線の生体に与える影響の物理化学的初期過程の解明を目指す。遺伝子DNAや蛋白質の生体機能高分子中に生ずる分子損傷の生体機構や修復機構を解明する。また、円偏光放射光によるアミノ酸光学異性体の左右対称性の破れの起源など、生命科学進化を探索する。

## 7. おわりに

SPring-8の建設も順調に進展しており、平成9年度後半には共同利用研究が開始される。当面の建設は原研・理研共同チームが高輝度光科学研究センター(JASRI)と協力して行っているが、完成後の運営はJASRIが一元的に行うこととなっている。

### 参考文献:

- [1] 上坪宏道、日本物理学会誌、46, 179(1991).
- [2] H. Kamitsubo, Nucl. Instr. Methods, A303, 421(1991).
- [3] H. Ohno, Nucl. Instr. Methods, B97, 509(1995).
- [4] 大野英雄、放射光、9, 393(1996).

Table 1 ESRF,APS and SPring-8  
大型放射光施設

	ESRF (European Synchrotron Radiation Facility)	APS (Advanced Photon Source)	SPring-8 (Super Photon ring- 8GeV)
設置者	ヨーロッパ連合	米国エネルギー省	原研・理研
設置場所	グルノーブル (フランス)	アルゴンヌ国立研究所	播磨科学公園都市
エネルギー	6GeV	7GeV	8GeV
周長	844m	1104m	1436m
挿入光源 ビームライン数	29本+ $\alpha$	34本+ $\alpha$	38本+ $\alpha$
年次計画	準備	1986~1987	1987~1989
	建設	1988~1993	1990~1997
	利用	1994~	1997~

$\alpha$  は偏向磁石からのビームライン

Table 2 Main parameters of the SPring-8  
SPring-8 の主パラメータ

蓄 積 リ ン グ		線 型 加 速 器	
加速粒子	電子/陽電子	エネルギー	1GeV
エネルギー	8 GeV	全長	140m
周 長	1436m	運転周期	60Hz
蓄積電流		RF周波数	2856MHz
マルチバンチ	100mA	シ ン ク ロ ト ロ ン	
シングルバンチ	5mA		
エミッタンス(8GeV)	230nmrad	入射エネルギー	1GeV
RF周波数	508.6MHz	最大エネルギー	8GeV
ビームライン数		周長	396.1m
挿入光源ビームライン		運転周期	1Hz
標準挿入光源(6m)	3 4 本	エミッタンス(8GeV)	230nmrad
長い挿入光源(30m)	4 本	RF周波数	508.6MHz
偏向磁石ビームライン	2 3 本		

(注) ビームラインはほとんど蓄積リング内に建設する (長さ~80m) が、中尺 (~300m) 9本および長尺 (1000m) 3本の設置が可能である。

Table 3 Diffraction and scattering experiments with SPring-8  
SPring-8における散乱・回折研究の特徴と利用研究例

特 徴	試料状態	利用研究
<ul style="list-style-type: none"> <li>・高輝度X線</li> <li>・高強度X線</li> <li>・高エネルギーX線 (高透過性、high Q)</li> <li>・超高エネルギー分解能</li> <li>・時間分割 (シングル/マルチバンチ)</li> <li>・干渉性 (コヒーレント) (時間/空間)</li> <li>・偏光性 (linear/circular polarization)</li> <li>・マイクロビーム</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>・小さな試料 (<math>\mu\text{m}^3</math>)</li> <li>・原子/分子レベル (単原子層)</li> <li>・静的statics/ 動的dynamics</li> <li>・その場観察 (in-situ)</li> <li>・測定環境任意性</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>・構造解析 (結晶、ランダム系物質) (多結晶による単結晶情報)</li> <li>・極限環境下構造物性 (高温、高圧、強磁場など)</li> <li>・表面/界面 (一次元、二次元情報)</li> <li>・磁性</li> <li>・非弾性散乱</li> <li>・核共鳴散乱</li> </ul>

Table 4 JAERI beamlines  
原研ビームライン計画

ビームライン の名称	研究内容	光源	実験装置	年次計画				
				7	8	9	10	11
重元素科学 用BL (原研BL-1)	重元素物質の電子状態・磁 気状態の研究 表面化学状態の研究 生体関連物質の照射効果 光学素子評価	可変偏光 アンジュレ ータ (0.5-3keV)	磁気円二色性装置 光電子分光装置 生体物質照射装置 光学素子評価装置				利用 実験	
材料科学用 BL (原研BL-2)	極限状態での構造解析 ランダム系物質の構造解析 表面・界面構造の研究 照射欠陥の研究	偏向電磁石 (5-60keV) 単色/白色	高温・高圧X線回折計 EXAFS測定・解析装置 汎用型X線回折計				利用 実験	
光学材料開 発用BL (原研BL-3)	光学素子評価 表面・界面構造の研究	真空封止型 アンジュレ ータ (5-50keV)	光学素子評価装置 表面回折計、X線回折用 in-situ cell、X線回折用in- situ MBE装置 ほか				利用 実験	



Fig.1 Overview of the SPring-8  
SPring-8全景写真

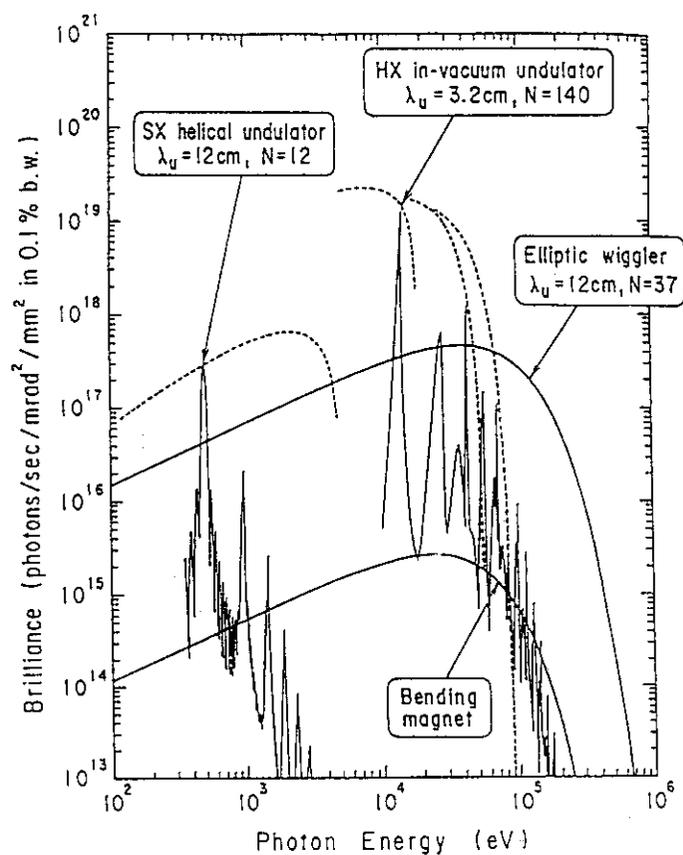


Fig.2 Brilliance spectrum of SPring-8  
SPring-8各種光源からの放射光スペクトル

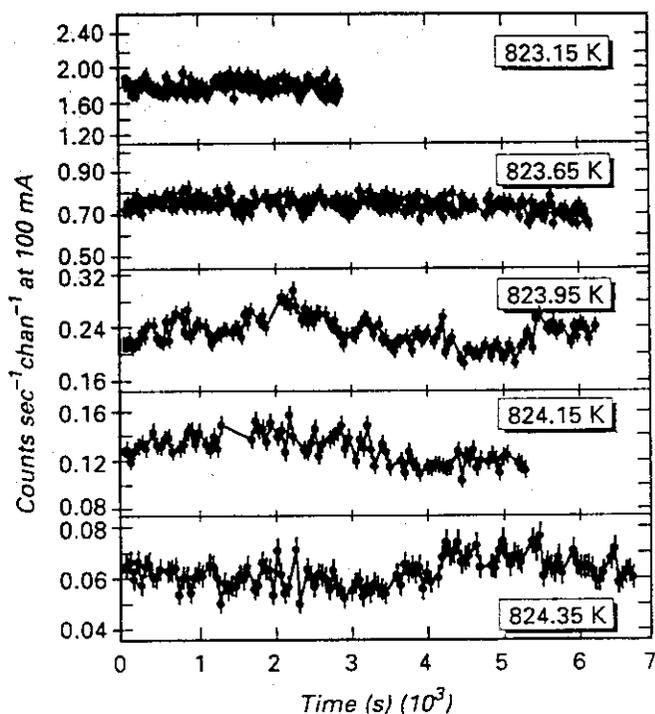
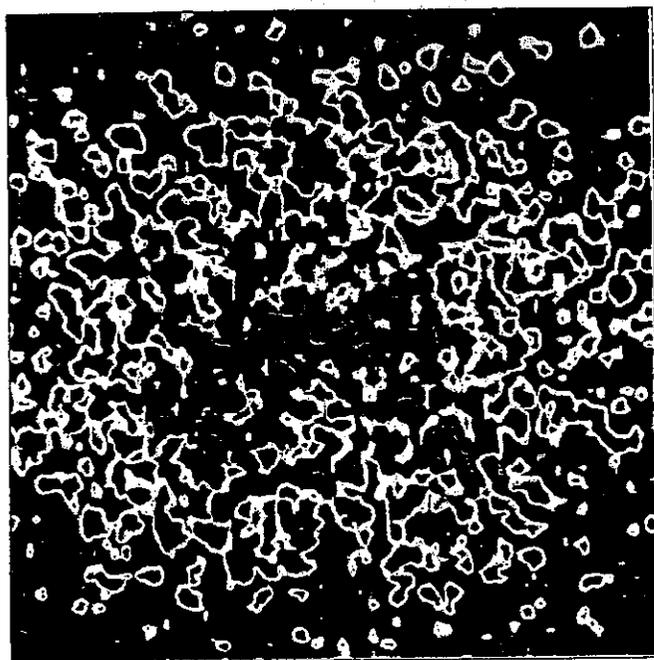


Fig.3a Speckle pattern from  $Fe_3Al$  in the ordered phase(300K)  
(ESRF, Highlights 1994/1995,6-7)

Fig.3b Time dependence of intensity averaged over 8 speckles  
(ESRF, Highlights 1994/1995,6-7)

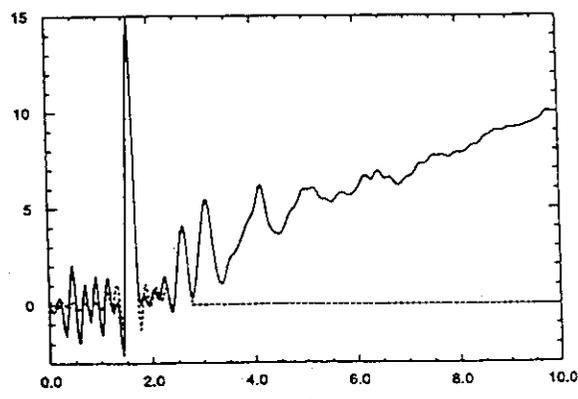
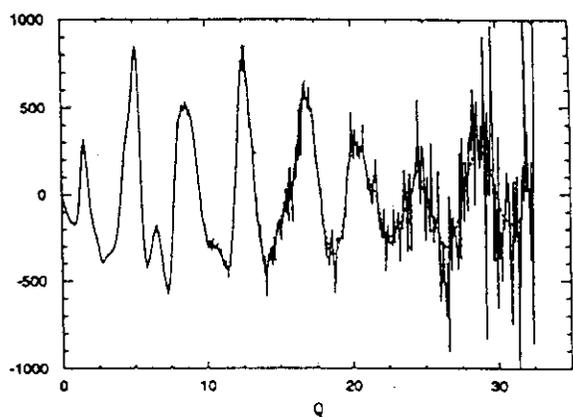


Fig.4 X-ray scattering intensity function(left) and radial distribution function(right) of amorphous  $SiO_2$   
H.F.Poulsen et al.,J.Non-Cryst.Solids,188(1995)63-74.

## 13. 21世紀の科学技術に備えて

伊達 宗行

日本原子力研究所（原研）に近い将来中性子科学研究センターが出来る見通しとなったことは大変うれしい事で、内外へのインパクトも大きいと考えられる。これが完成すれば、21世紀の原研の大きなシンボルとなるであろう。そこで重要なことは、その健全な発展の為にも、周辺科学、技術を含めた領域において統一的な基本戦略が確立することである。このような問題意識を前提とし、基礎科学の分野でどのような具体的活動を考えているのか、これを先端基礎研究センター（センター）からの発言として御紹介する。

私の話の要旨は次のOHPに示されている。

## 21世紀の科学技術に備えて

伊達 宗行

1. 変革を迫られる科学技術思想
2. 宿命の原子力に基礎科学の強化を
3. 先端基礎研究センターは中性子科学を  
どのように支えて行くのか
4. 世紀を越えた発想を

ここで1.、2. については時間もないので略する。一言だけ申し上げると、1では、20世紀後半になって科学技術の長足の進歩が地球環境に大きな変化をもたらしかねないレベルに達したため、そのあり方が根本から問われる時代になったことが強調され、2ではそれを受けて広い意味での原子力科学は、エネルギー対策と言ったこれまでの視野を改め、急ぎ過ぎたこれまでの研究を、より広い総合科学、技術の対象としてとらえ直すべきことが述べられる。

さて本日の主題は3. 先端基礎研究センターは中性子科学をどのように支えて行くか、である。その要点は次のOHPに示されている。

## 先端基礎研究センターの現状と将来

1. 中性子散乱一手預かり
2. パルス中性子イメージングを次期の課題に
3. 原子核理論、実験チームの展開に備える
4. 多彩な重元素科学を準備する
5. 物性科学の理論、実験グループを育てる

第1に述べるべきポイントは、将来、中性子科学研究センターの重要な柱となる中性子散乱研究に対してセンターでは今すべての中性子散乱研究グループをお預かりしている、という事である。原研では研究炉JRR-3Mが大きな成功を収め、広く全国の共同利用に供されているが、ここをホームグラウンドとする研究者層は率直に言ってまだ弱体である。米国ブルックヘブン、あるいは仏国グルノーブルの研究者群とくらべものにならない。そこでセンターでは数年前からその全グループを引受け、再編して強化することを行っている。これは当面JRR-3Mの利用に中心があるが、中性子科学研究センターで予定されるパルス中性子散乱装置への移行が最終目標となっている。現在はセンターで3チームが動いており、生体物質構造解析、強相関電子系研究、および超低温中性子散乱研究、となっているがそのそれぞれを強化育成し、総合的な研究能力を高め、測定器を整備して次世代のパルス中性子研究目指して動いている。

第2の点は、上記生体物質研究グループが出したヒット製品として中性子イメージングプレートの将来テーマについてである。新村チームが生み出したこのプレートは今や生体物質解析に必須のものとなり、世界中から注目されているが、このプレートはいわゆる積分型の検出器であってパルス中性子には利用出来ない。また積分情報の読み出しにも時間がかかり、この点でも不向きである。しかし最近、センター内の検討で、これをパルス中性子検出にも使える新方式についての調査が進み、その実用化に可能性が出て来た。このテーマは目下次期の研究チーム構成の一課題として推進されつつあり、もし実現すれば世界的に圧倒的なリーダーシップを取る事が出来ると推定される。

時間も少なくなったので3～5については項目のみの御紹介とする。要は中性子科学研究センターを横目に見ながらその発展を支える重要な一拠点として当センターは活動する、という事である。関係各位の御理解と御支援を得たい。

# 14. スポレーション RI 利用施設と重元素核化学 Spallation RI Beam Facility and Heavy Element Nuclear Chemistry

永目諭一郎

Yuichiro NAGAME

日本原子力研究所 燃料研究部 核化学研究室

E-mail address : nagame@popsvr.tokai.jaeri.go.jp

## Abstract

An outline of the spallation RI (Radioactive Ion) beam facility is presented. Neutron-rich nuclides are produced in the reaction of high intensity (10-1000  $\mu\text{A}$ ) protons with energy of 1.5 GeV and an uranium carbide target. Produced nuclides are ionized in an isotope separator on-line (ISOL) and accelerated by the JAERI tandem and the booster linac. Current progress and a future project on the development of the RI beam facility are given. Studies of transactinide elements, including the synthesis of superheavy elements, nuclear structure far from stability, and RI-probed material science are planned with RI beams. An outlook of the transactinide nuclear chemistry studies using neutron-rich RI beams is described.

## 1 はじめに

大型加速器を有する世界の原子核研究機関で、放射性イオン (RI : Radioactive Ion) ビームの利用に向けた研究開発が盛んに行われている。中性子科学研究計画におけるスポレーション RI 施設とは、大強度 (10-1000  $\mu\text{A}$ ) の高エネルギー (1.5 GeV) 陽子ビームによる核分裂反応や核破碎 (スポレーション) 反応で生成する中性子過剰な放射性同位体を加速して RI ビームとして取り出し、重元素領域の核物理・核化学ならびに RI をプローブとした物性研究に利用するための施設である。

原子番号  $Z=104$  を超える超アクチノイド元素領域では、後で述べるように中性子過剰領域に比較的安定な原子核の存在が予想されている。また、 $Z=114$ , 中性子数  $N=178-184$  領域には超重元素の存在が予想されている。これら中性子過剰な原子核・元素の合成は、既存の安定核ビームでは実現できないため中性子過剰 RI ビームの利用が不可欠といえる。

本稿では、現在原研で計画されている RI ビーム加速計画の概要と、RI ビームを用いた重元素領域での核化学研究の展望について述べる。

## 2 RI ビーム加速計画の概要

RI ビーム加速計画の概要を図 1 に示す。ここでは 1.5 GeV の大強度陽子 (10-1000  $\mu\text{A}$ ) でウランターゲット (ウラン炭化物) を照射し、核分裂反応ならびに核破碎反応で RI を生成する。生成した大量の RI から、オンライン質量分離器 (ISOL) を用いて目的の RI を選択的に取り出す。その

後既存のタンデム加速器ならびにブースター加速器で加速し、RI ビームとして種々の実験に利用する。実験の目的に応じてRIビームは、ISOL、タンデム加速器、ならびにブースター加速器出口からそれぞれ 2 keV/u、2-5 MeV/u、約 10 MeV/u のエネルギーで取り出すことができ、核物性、重元素科学、安定領域から離れたドリップライン近傍核の構造研究 [1] などが計画されている。

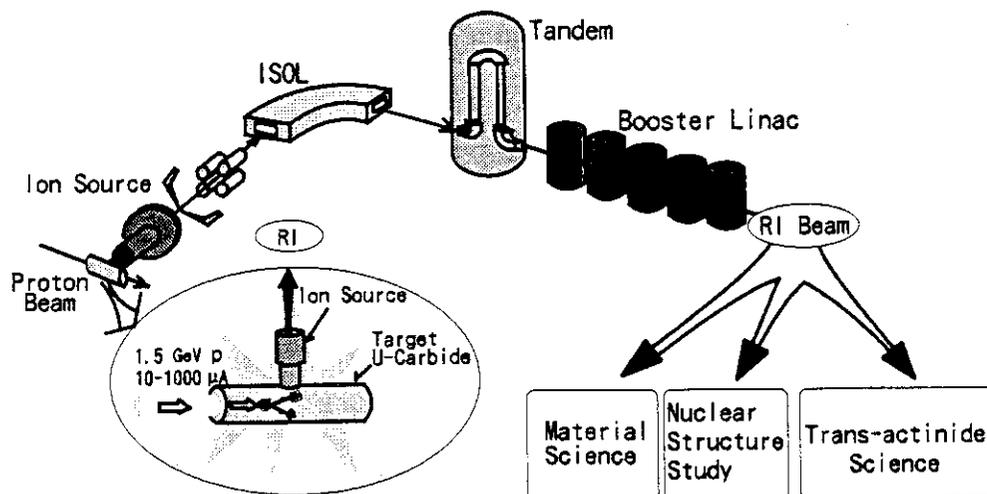


図1 原研スポレーション RI ビーム施設の概要。

### 3 中性子過剰核の生成

中性子欠損領域核は通常重イオン核融合反応で合成できるため、ドリップライン近傍の原子核に関する情報もかなり得られている。しかし中性子過剰領域核は、重イオン核反応による核子移行反応やアクチノイドの核分裂反応でしか合成できないため、生成核種も限られ未知核種も多く残されている。また中性子過剰重核合成に必要な質量数  $A=100$  近辺の重い中性子過剰核は、アクチノイドの核分裂反応で多量に生成することができる。このため、本計画では主としてアクチノイドの核分裂反応による中性子過剰核の生成を目指している。

図2は、1.5 GeV 陽子でウラン炭化物を照射した場合の生成核種分布を示す [2]。横軸は中性子数 ( $N$ ) で、縦軸は陽子数 ( $Z$ )、濃淡は相対的な断面積値を示す。また黒点は安定核を、数字と直線は魔法数を表している。中性子過剰な核分裂生成物が  $Z=30-60$  の範囲で生成され、例えば中性子過剰核  $^{130}\text{Sn}$  は入射陽子数  $10^{15}$  個に対して計算上  $10^{11}$  個程度の収率が見込める [2]。

### 4 RI の取り出しと加速

ウラン炭化物中に生成した RI は、熱拡散などによってターゲットから取り出され、ISOL イオン源へと導かれる。RI 用イオン源の開発検討に関しては、文献 [3] に詳しく述べられているので、ここでは概略を紹介する。

RI の取出しには、現在二段階の方法を検討している。入射陽子のビーム電流が  $10\mu\text{A}$  程度までの照射では、ターゲット内蔵型イオン源を使用する。これは欧州原子核研究所に設置されている ISOLDE と呼ばれる ISOL で使用されており、低圧アーク放電型の FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) イオン源を基に、大量のターゲット物質を装着できるように改良してある。また陽子電流が  $10\mu\text{A}$  を超えるような重照射条件下では、ターゲット周辺が高放射線場と

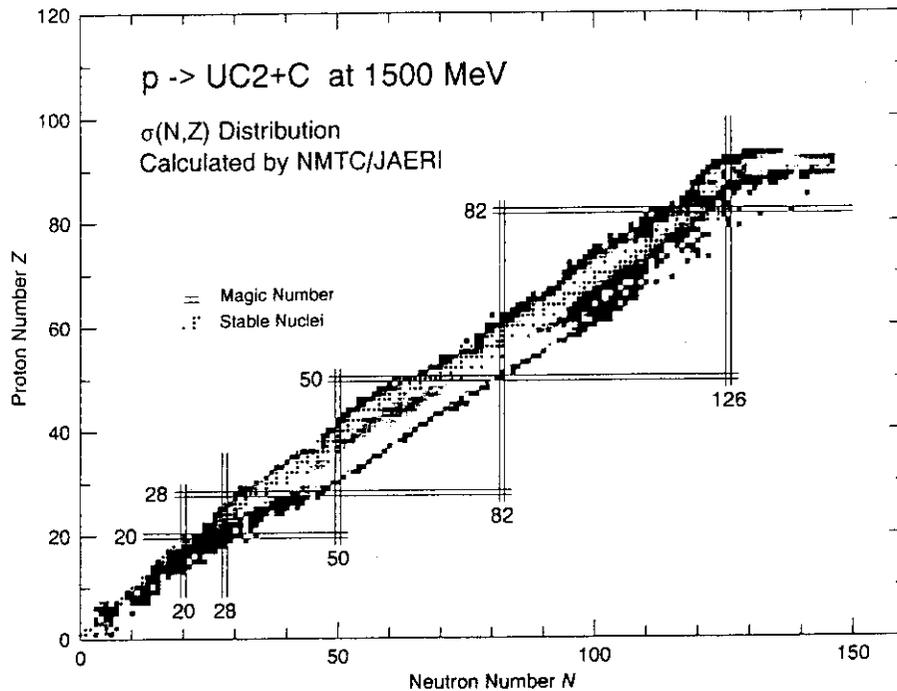


図2 入射エネルギー 1.5 GeV の陽子でウラン炭化物ターゲットを照射したときに得られる生成核種分布 [2].

なるため、生成 RI をターゲット部からイオン源部までガスジェット装置で搬送する計画である。このガスジェット結合型 ISOL 系は、現在タンデム加速器棟照射室に設置され、既に技術開発を進めている（図3 [5]）。タンデム加速器から得られる 15-20 MeV 陽子ビームを用いて  $^{238}\text{U}$  ターゲット（複数枚）を照射し、ターゲットから反跳で出てくる核分裂生成物を希ガス（アルゴンガス）中に捕獲する。そしてエアロゾルに付着させ、迅速に ISOL イオン源へと導く。現在本実験系を用いて、 $p+^{238}\text{U}$  の核分裂で生成する未知中性子過剰希土類核種の探索を行っている。すなわち、イオン化後質量分離された目的の RI は検出器に導かれ放射線測定によって同定される。これまでに  $^{166}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Gd}$ ,  $^{161}\text{Sm}$  の新核種確認に成功している [6, 7]。このガスジェット搬送装置を用いる場合は、搬送ガスの一部がイオン源へ流入するため、高真空で作動する FEBIAD イオン源に代えて Bernas-Nier 型イオン源の使用を考えている [3]。

RI の加速に関しては、上記実験目的のため比較的重いイオンの加速、ビームエネルギーの可変性、ならびに良好なビームエミッタンスを得るため、後段加速器として既存のタンデム加速器を使用する計画である。したがって ISOL から正 1 価で質量分離された RI を、タンデム加速器に導入するため負イオンへと荷電変換しなければならない。変換効率に関しては、Na または Mg 蒸気を満たした荷電変換セルを通過させることにより、電子親和力 1 eV 以上の原子に対しては 10% 以上の効率が報告されている。ただし負イオンへ変換するため、加速できるイオン種は限定されることになる。FEBIAD イオン源でのイオン化効率と荷電変換効率を勘案すると、核分裂・核破砕反応生成物では Ge, As, Sn, Sb, Te, Cu, Ag 元素や、Br, I などのハロゲン元素が十分な強度を持った負イオンとして取り出すことができると考えられる [3]。

一方 ISOL から直接負イオンとして取り出す方法も検討されており [4]、今後の課題である。

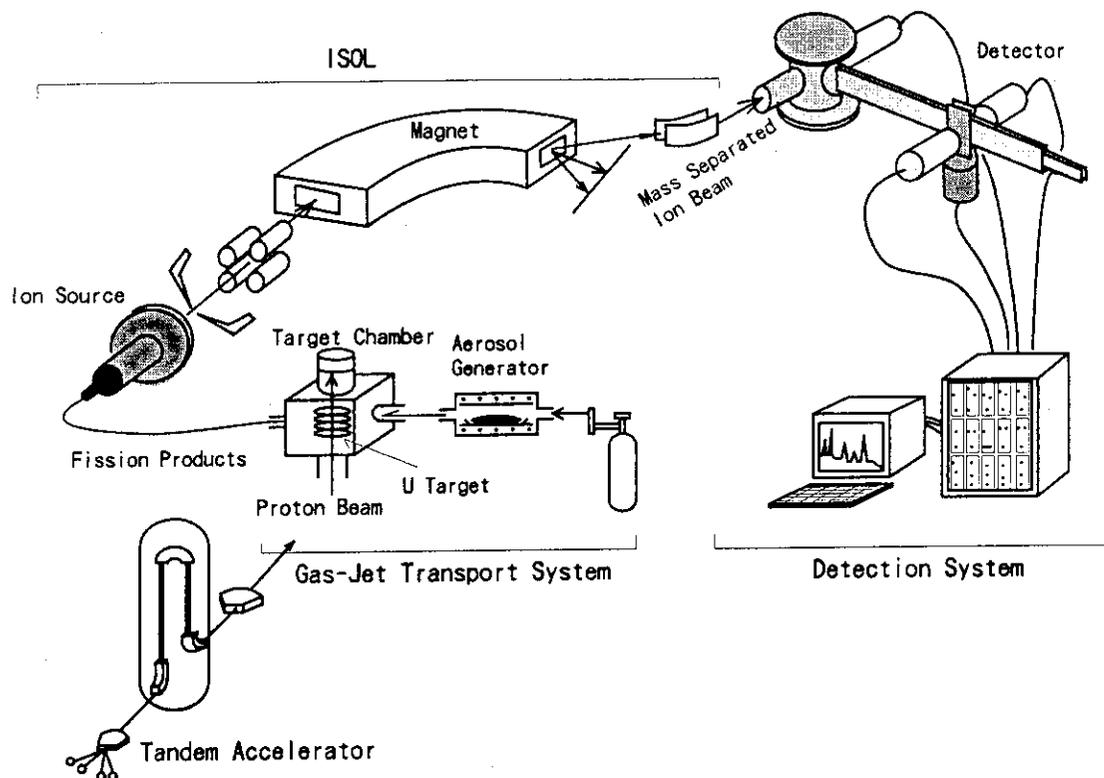


図3 ガスジェット結合型 JAERI-ISOL の概要.

## 5 RI ビームを用いた重い極限領域元素の核化学

超重元素を含む超アクチノイド元素の合成及びその核的・化学的性質の研究は、重い極限での元素の性質を明らかにするとともに、周期表・核図表の上限を究明するという極めて挑戦的な研究課題である。以下に  $Z=104$  を超える超アクチノイド元素の合成、核的・化学的性質に関する最近の代表的トピックスを紹介し、中性子過剰 RI ビームを用いた超アクチノイド核化学研究について述べる。

### 5.1 超アクチノイド元素の合成と核的性質

図4は、重核の安定性に関するポテンシャルエネルギーを、縦軸に  $Z$ 、横軸に  $N$  の関数として示したもので、負の値が大きいほど原子核は安定である。 $Z=114$ ,  $N=178$  近傍に球形な安定核として超重元素の存在が予測されている [8]。ここで□印はこれまでに確認された超アクチノイド核種で、最も重い元素は 112 である [9]。これら核種は既存の安定核ビームを用いて合成されたものである。

現在は、超重元素の手前  $Z=108$ ,  $N=162$  近くに変形した閉殻構造の原子核の存在が期待されており [10]、その存在確認が精力的に行われている。最近ロシアの Dubna グループが  $^{248}\text{Cm}(^{22}\text{Ne}, 4n)$ ,  $^{248}\text{Cm}(^{22}\text{Ne}, 5n)$  反応を用いて  $^{266}106$ ,  $^{265}106$  の確認に成功し、2-30 秒という比較的長い半減期を実験的に見積もった [11]。その後ドイツ重イオン研究所 (GSI) でも同じ反応系で実験が行われ、 $^{265}106$  に関しては約 7 秒という半減期を得ている [12, 13]。この実験値は、理論から予測される  $\alpha$  崩壊の部分半減期とよく一致しており  $N=162$  での安定性が実験的に証明されつつある。この事実は超重元素存在の可能性を示唆するデータとして注目されている。



遅延核分裂に関する確たる実験的証拠はなく、中性子過剰の RI ビームを用いてなるべく中性子過剰のアクチノイド核種を合成する必要がある。

## 5.2 超アクチノイド元素の化学的性質

超アクチノイドを含む重元素の化学的研究では、重原子系における相対論的效果に大きな関心が持たれている。重原子の内殻電子の速度は、大きな原子核電荷との相互作用により通常の原子の場合と比較して非常に速くなり、相対論的效果を考慮しなければならない。このため、質量が大きくなり軌道収縮が生じた内殻電子により、原子核電荷の影響が遮蔽され、外殻の電子軌道が膨張して非相対論的な場合とは異なる電子配置をとることが予想されている [15]。

例えば周期表第 V 族の Nb, Ta 及び第 V 族に属するであろうと期待される 105 番元素について、外殻電子の結合エネルギーを相対論的效果を導入して計算すると、非相対論の場合と比べて、105 番元素では 7s と 6d 軌道電子のエネルギー単位が逆転することが予測されている。この効果は、ハロゲン化物の揮発挙動に大きな違いとして反映され [16]、軽い同族の NbBr<sub>5</sub> や TaBr<sub>5</sub> に比べて [105]Br<sub>5</sub> は大きな揮発度を示すことが予測されている。このように周期表の軽い同族元素の延長から予測される化学的性質と著しい違いを観測することで相対論的效果の検証を行うことができる。

最近、超アクチノイド元素の化学的性質に関する研究が開始され、徐々に成果が得られつつある [17]。以下に等温ガスクロマトグラフ (図 6 [18]) を用いた気相迅速化学分離法に基づく 105 番元素の化学挙動実験を紹介する。これは OLGA (On-Line Gas Chemistry Apparatus) と呼ばれる

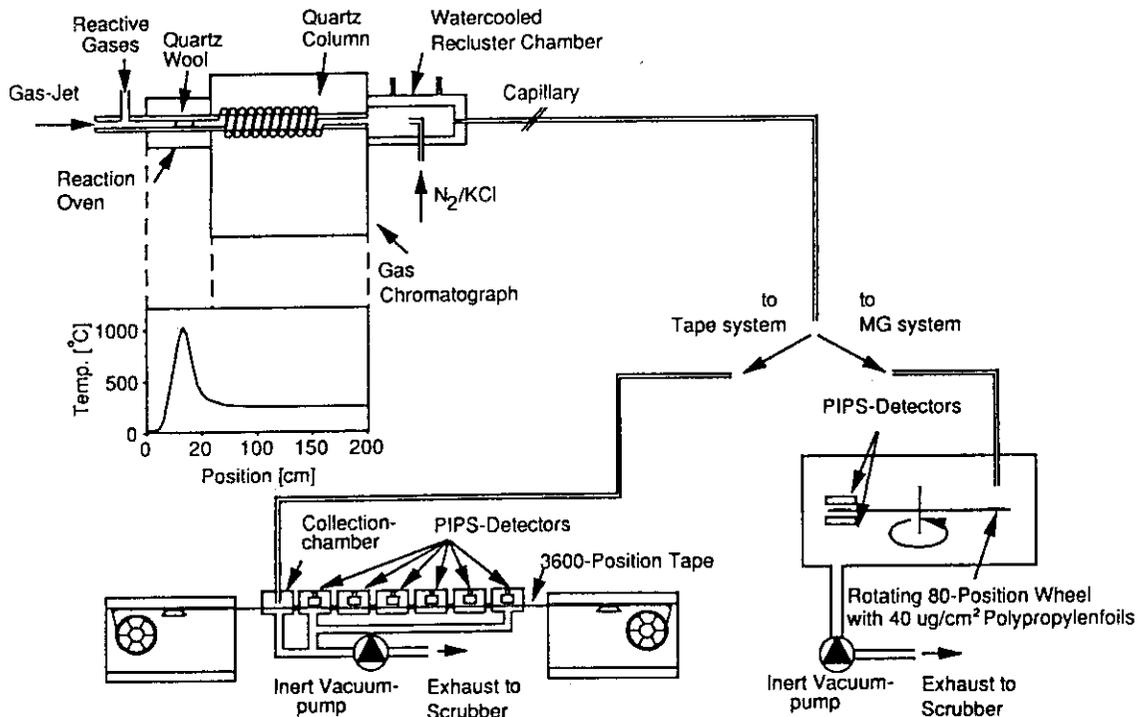


図 6 気相迅速化学分離装置 OLGA (On-Line Gas Chemistry Apparatus) 及び検出器系の概要 [18].

装置で、ガスジェット法で搬送されてきた生成物は、ガスクロマトグラフ入口の高温部でクラスターエアロゾルから分解され、ハロゲンガスと反応し揮発性のハロゲン化物を生成する。そして

一定温度に設定されたガスクロマトグラフへと導入される。ここで分離された揮発性化合物はリクスターチェンバー内で再度クスターエアロゾルに付着して測定系へと導かれる。本装置では半減期 1-4 秒程度の核種までの分析を可能にしている。測定系では半導体検出器を用いて核種から放出される $\alpha$ 線エネルギーや自発核分裂の運動エネルギーを測定するとともに、生成核の崩壊系列を調べることで、核種の同定ならびに半減期を求めている。 $^{249}\text{Bk}(^{18}\text{O}, 4, 5n)$  反応を用いて比較的長寿命の $^{263}\text{105}(t_{1/2}=27 \text{ 秒})$ と $^{262}\text{105}(t_{1/2}=34 \text{ 秒})$ を合成し、臭化物の揮発挙動が調べられた(図 7 [19])。Nb と Ta の臭化物は同じような揮発挙動をとるが、105 番元素の臭化物は低い揮発度を示すことがわかる。これは先の相対論的予測とは逆の結果となっており、単純な臭化物ではなく $[\text{105}]\text{OBr}_3$ を形成している可能性も指摘されているが、明確な結論はまだ得られていない[19]。

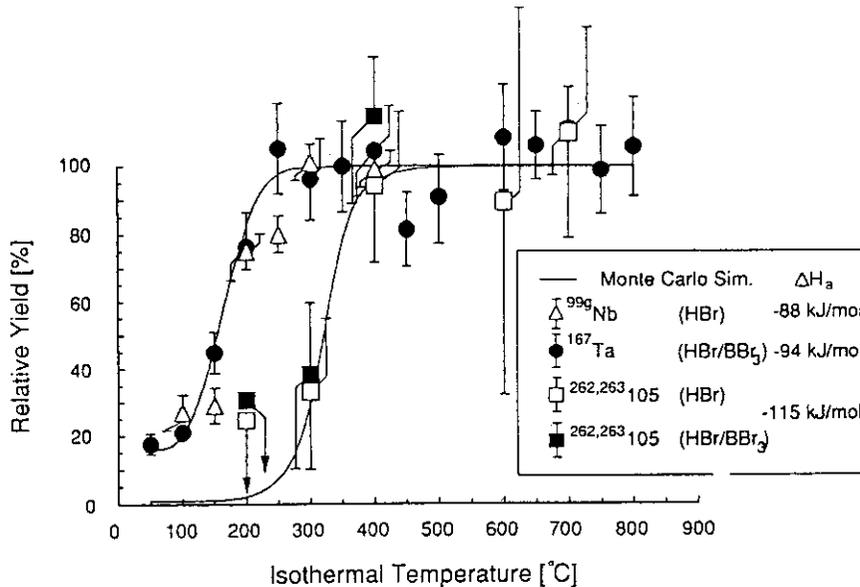


図 7 等温ガスクロマトグラフにおける温度と Nb, Ta, [105] 臭化物の相対収率に関する関係。  
 $\Delta H_a$ はモンテカルロシミュレーションに基づく吸着エンタルピーの計算結果 [19]。

これまでの、同族の軽い元素の化学挙動を基に超アクチノイドのハロゲン化物の化学種を類推しているが、今後は質量分離法などを組み合わせて、直接化合物を同定するような実験系の開発が望まれる。また重イオン核反応で合成される超アクチノイド生成物は、小さい生成断面積と短い半減期のため、次の原子が生成されるまで生き残ることができない。例えば、 $^{248}\text{Cm}(^{18}\text{O}, 5n)$  反応や、 $^{249}\text{Bk}(^{18}\text{O}, 5n)$  反応を用いて生成する $^{261}\text{104}$ (半減期  $t_{1/2}=65 \text{ 秒})$ や $^{262}\text{105}(t_{1/2}=34 \text{ 秒})$ は約 5nb の生成断面積で、実際には 20 分当たり 1 原子を対象に化学実験を行うことになる。これはシングルアトム化学あるいは atom-at-a-time-chemistry と呼ばれ、1 個 1 個の原子を対象とする新しい化学分析の手法である。このように超アクチノイド元素の化学研究は、ようやくデータが出始めたところでもあり、まだ相対論的効果を議論できる状況にはいたっていない。今後は中性子過剰 RI ビームにより、 $N=160$  近傍のあるいは超重元素領域の長寿命核種を合成できれば、より詳細な化学的性質を調べることが可能になると考えられる。また、かりに超重元素の寿命が極めて長いとしたら、ここで述べたような分析化学的手法に基づく測定に頼らざるを得ない。まさに原子 1 個 1 個を分離・検出し同定する分析法 atom-at-a-time-chemistry を確立する必要がある。

## 6 まとめと今後の検討課題

超重元素を含む超アクチノイド元素の合成は周期表(核図表)の極限への挑戦であると同時に、核的・化学的研究はそれら生成元素(核種)を同定する上では欠かせない情報を与える。極限領域の元素合成は、実験技術の飛躍的な進歩によりわずか数個の原子の生成でも既知の原子核の情報と崩壊系列から生成原子核を確認できる段階に達している。化学的性質に関しても、シングルアトム化学の問題や分離した後の化合物の化学種決定など、まだ未知の部分も多く残されているが、着実に進歩している。中性子過剰 RI ビームを用いることにより、超アクチノイドを含む重元素領域の核物理・核化学研究は飛躍的な発展が期待される。

一方 RI ビーム加速に関しては、ターゲット物質の最適化とイオン源の開発ならびに荷電変換効率の決定が最も重要な課題である [3]。ターゲットに関しては、ウラン炭化物からの核分裂生成物の放出挙動を調べ、イオン源の開発では FEBIAD イオン源の製作ならびに特性試験を行う。また FEBIAD イオン源から得られる正 1 価の安定核ビームを用いて、荷電変換効率を測定する計画である。以上の基礎データをもとに、現在のタンデム加速器を用いて陽子とウラン炭化物との核分裂反応で生成する Ag, Sn などでのイオン化効率、荷電変換効率のオンライン測定を予定している。さらには、イオン源近傍における高放射線場での遠隔操作技術(ロボット技術)ならびに RI ビーム取り出し用 ISOL の設計検討もあわせて行う計画である。

## 参考文献

- [1] 佐川弘幸, 本研究会報告 (1997).
- [2] 仁井田浩二, 私信 (1997).
- [3] 市川進一, JAERI-Conf 96-014, p. 87 (1996), KUR Report, 印刷中 (1997).
- [4] 篠塚勉, 本研究会報告 (1997).
- [5] S. Ichikawa *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **374**, 330 (1996).
- [6] M. Asai *et al.*, J. Phys. Soc. Japan, **65**, 1135 (1996)
- [7] S. Ichikawa *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, in press (1997).
- [8] P. Möller and J.R Nix, J. Phys. G: Nucl. Phys. **20**, 1681 (1994).
- [9] S. Hofmann *et al.*, Z. Phys. **A354**, 229 (1996).
- [10] R. Smolańczuk *et al.*, Phys. Rev. C **52**, 1871 (1995).
- [11] Yu.A. Lazarev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 624 (1994).
- [12] A. Türler, Proc. Int. Workshop XXIV on Gross Properties on Nuclei and Nuclear Excitation, Hirschegg, Jan. 15-20, 1996, p.29.
- [13] M. Schädel *et al.*, Radiochim. Acta, in press (1997).
- [14] F.-K. Thielemann *et al.*, Z. Phys. A **309**, 301 (1983).
- [15] B. Fricke and W. Greiner, Phys. Lett. **30B**, 317 (1969).

- [16] V. Pershina *et al.*, J. Chem. Phys. **97**, 1116 (1992).
- [17] M. Schädel, Radiochim. Acta, **70/71**, 207 (1995).
- [18] H.W. Gäggeler *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A309**, 201 (1991).
- [19] A. Türler, Radiochim. Acta, **72**, 7 (1996).

## 15. ドリップライン近傍の原子核の構造 Exotic Structure in Nuclei near Drip Lines

佐川弘幸

Hiroyuki Sagawa

会津大学 総合数理科学センター

Center for Mathematical Sciences, University of Aizu

sagawa@u-aizu.ac.jp

### ABSTRACT

The structure of nuclei far from  $\beta$ -stability is an exciting research field, since a number of new phenomena are expected or have been observed in connection with the small binding energies of the least bound nucleons as well as the unusual ratio between the proton number and the neutron number. Among all the nuclear excitations, giant resonances are one of the most interesting subjects as a typical example of collective excitations.

We study isoscalar and isovector giant multipole resonances in nuclei near drip lines using the self-consistent Hartree-Fock calculation plus the random phase approximation with Skyrme interactions[1, 2]. Including simultaneously both the isoscalar and the isovector correlation the RPA response function is calculated in the coordinate space so as to take into account properly the continuum effect. The distribution of the monopole and quadrupole strength is much affected by the presence of the low-energy threshold strength in both proton and neutron drip line nuclei, while the giant multipole strength is isolated in stable nuclei  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{208}\text{Pb}$ . The transition densities of the isoscalar giant resonance are in good agreement with those given by the collective Tassie model while the spilling effect of the density can be seen in those of drip line nuclei. The transition densities of IV monopole states are not well described by neither the Tassie density nor the polarization density. The relation between the nuclear matter compression modulus  $K_{nm}$  and nuclear one  $K_A$  is also discussed.

As a result of the presence of strong threshold effect in drip line nuclei, the core polarization charges are affected very much by both the low lying strong strength and giant resonances. The quadrupole core polarization in  $^{28}\text{O}$  is calculated by the RPA perturbative model and empirical indication of these effects are also pointed out in  $^{14}\text{B}$  and  $^{15}\text{B}$  neutron-rich nuclei.

### REFERENCES

1. I. Hamamoto, H. Sagawa and X. Z. Zhang, Phys. Rev. C53, 765 (1996)  
I. Hamamoto and H. Sagawa, Phys. Rev. C53, R1492 (1996)
2. I. Hamamoto, H. Sagawa and X. Z. Zhang, Phys. Rev. C, to be published (1997).

16. 不安定核ビーム用負イオン源の開発  
Development of the Negative Ion Source for Unstable  
Nuclear Beam

T. Shinozuka, Y. Kanai<sup>A</sup>, Y. Mori<sup>B</sup>, M. Fujita<sup>A</sup>, K. Shinto<sup>C</sup>,  
A. Takagi<sup>D</sup>, M. Yoshii<sup>D</sup> and M. Fujioka

CYRIC, Tohoku University,  
Department of Physics, Tohoku University<sup>A</sup>,  
Institute for Nuclear Study, The University of Tokyo<sup>B</sup>,  
Graduated University for Advanced Studies, C,  
National Laboratory for High Energy Physics (KEK)<sup>D</sup>  
E-mail:shino@cycnp1.cyric.tohoku.ac.jp

The negative heavy ion source for unstable nuclear beam has been developing on the bases of new concepts to ionize negatively for radioactive isotopes. The radioactive nuclei  $^{61}\text{Cu}$  ( $T_{1/2}=3.4$  hrs) have been ionized negatively with high efficiency and mass-separated by EMIS (Electromagnetic Isotope Separator). The negative ionization of the radioactive metal species is the first result for the Isotope Separator On-Line experiment.

There is presently a strong and worldwide interests in the physics which can be studied with radioactive beams. Proposals for RIB (Radioactive Ion Beam) facilities have been put forward in various countries, which are in the various stages of completion. Among of the types for RIB facilities, the ISOL-type RIB is considered as one of the substantial methods to obtain a highly qualified beam property.

The most crucial part at the R&D (Research and Development) tasks for ISOL-type RIB facility is on the ion source development. All of tasks are presently devoted to obtain intense radioactive positive ions. On the other hand, there are few ion sources to obtain the radioactive negative ions, and especially no ion source for negative ionization of radioactive metal species.

This shortly reports the ion source development for negatively ionization of radioactive species.

The basic design concept for negative ionization is on the plasma sputtering type ion source, which has been developed for high intense negative ion source of stable metal species, copper and gold and so on, at the Berkeley, Los Alamos and KEK<sup>1)</sup>. This ion source is nicknamed the BLAKE negative ion source. In this ion source, negative ions for stable elements are produced at the metal surface of the converter block which is placed in a Xe plasma confined by a cusp magnetic field generated with Sm-Co permanent magnets. The metal surface is covered with thin Cs layer (several atomic layers), which is always supplied with a temperature controlled Cs reservoir. This ion source has proved to obtain more than 10 mA of  $\text{Cu}^-$  and  $\text{Au}^-$  ion beams. The details of this ion source is in

the reference 1.

The conversion of the BLAKE ion source to ISOL was programmed as following steps.

1. Preparations for negative ion acceleration at the CYRIC ISOL  
(power supplies and control system)
2. Check of the ionization efficiency by the negatively ionized radioactivity.
3. On-line extraction of negatively ionized radioactive ions, which are produced by the cyclotron beam. The radioactivity is :
  - directly produced at the sputtering surface.
  - produced at the thick-target oven and transferred to the sputtering surface by the evaporation..

All of power supplies are now equipped for negative ion acceleration, and they are fully computer-controlled by the optical-GPIB system for the high-voltage stages. Interactive operations and monitoring are realized by the software Lab-VIEW<sup>2)</sup> on the IBM-PC.

The efficiency of negative ion formation and extraction has been measured by the radioactivity  $^{61}\text{Cu}$  ( $T_{1/2}=3.4\text{hrs}$ ), which was produced in the Ni-converter by the  $^{58}\text{Ni}(\alpha, p)^{61}\text{Cu}$  reaction. During a sputtering process in the plasma, both stable Ni isotopes and  $^{61}\text{Cu}$  radioactive isotope are negatively ionized on the surface of converter. Two aluminum collection foils are placed on the positions of just behind the extraction from ion source and behind the magnet for mass-separation. Four data set for radioactivity of  $^{61}\text{Cu}$  were measured by the HP(Ge)  $\gamma$ -detector ; the two sets are the radioactivities of  $^{61}\text{Cu}$  in the converter before and after ion source operation, the other 2 sets are the radioactivities on the foil behind the extraction and on the foil behind the magnet for mass-separation.

The existence of the radioactivity on the foil after mass-separation shows that the negative ionization has really realized for Cu radioactivity on the surface of Ni converter in the ion source. The resulting efficiencies for negative ionization are 2.3 % after extraction and 0.12 % after mass-separation, respectively.

The efficiency for the former is rather competitive in the comparison with the other positive ion source for metal, but one for the latter indicates the necessity of the improvement for the ion-optics of our ISOL system. It seems that the space charge effect has deteriorated the beam transport efficiency, since the stable Ni beam is nearly mA intense beam. The magnetic quadrupole focusing system are now designed in stead of the Einzell lens system for beam transport line behind the extraction region.

The on-line experiment for short half-life radioactivity  $^{58}\text{Cu}$  ( $T_{1/2}=3.2\text{s}$ ) is presently progressing on.

#### References

- 1) Y. Mori, Rev. Sci. Instr., 63 (1992) 2357-2362
- 2) Labview, National Instrument Corporation, (1993)

## 17. ターゲットシステムの概念検討と開発計画

### Developing Plan and Pre-conceptual Design of Target System for JAERI's High Intensity Neutron Source

日本原子力研究所 日野竜太郎、神永雅紀、羽賀勝洋、石倉修一

Ryutaro HINO, Masanori KAMINAGA, Katsuhiko HAGA, Syuichi ISHIKURA

日立製作所 中村文人(Fumito NAKUMURA)

三菱重工業 内田正治(Shoji UCHIDA)

E-mail: hino@cat.tokai.jaeri.go.jp

#### Abstract

This paper presents an outline of developing plan of a target system and topics obtained by a pre-conceptual design, which aims to establish a technology base of the target system and to make clear a system concept. In the plan, two types of target - solid and mercury targets - are to be developed for a neutron scattering facility. Information obtained through the development shall be applied to designs of an irradiation and a transmutation facilities. Through the pre-conceptual design, system arrangement, scale etc. were made clear: total weight will be 12000 ton, and 26 beam lines with beam shutters will be equipped for 4 moderators. Engineering problems were also made clear through the design; high flux heat removal, dynamic stress caused by thermal shock and pressure wave, loop technology for the mercury target and a slurry moderator consisting of methane pellets and liquefied hydrogen. We are now constructing new test apparatuses and arranging computer codes for solving these problems.

#### 1. はじめに

中性子科学研究計画では、中性子散乱施設を最も早期に設置する施設の一つとしている。中性子散乱施設では、大強度陽子加速器からの高エネルギー陽子(1.5GeV、3.3mA、出力 5MW)をターゲットに入射して核破碎反応を起こし、高エネルギーの中性を発生させて生物科学、物性物理、核物理等の広範囲な先端的研究を行う計画である。計画では、先ず、1mA(出力 1.5MW)運転でターゲット技術と運転経験を蓄積し、それを基にして5MWまで増強することになっている。このとき、ターゲットに入射する陽子パワーは世界で最も高出力のISIS(英国ラザフォードアップルトン研究所)のターゲットよりも出力が1桁大きくなるため、発生する高熱流束の除去など先端的な工学的課題を解決する必要がある。原研では、中性子散乱ターゲットを開発するため、高性能研究炉や核融合炉などの開発で培ってきた技術・経験をベースにし、また、国内外の研究機関、メーカーと協力しながらターゲットの技術基盤を確立し、使い勝手と性能に優れたターゲットシステムを構築することを目指した開発計画を策定した。この計画に従って、システムの概念検討に着手した。本報告では、開発計画の概要とシステムの概念検討で得られた成果について述べる。

## 2. 開発計画の概要

### 2.1 ターゲットの選定

原研と同様のMW規模の中性子散乱用ターゲットシステムについては、ヨーロッパ共同体のESS計画(European Spallation Neutron Source Project)<sup>(1)</sup>、米国のSNS計画(National Spallation Neutron Source Project)<sup>(2)</sup>があり、両計画では水銀をターゲット材とする概念設計検討を進めている。原研では、この動向を参考にしながら、ターゲットを選定するために、とくにクリティカルな課題である発生する高密度の熱の除去について検討した。

その結果、固体ターゲットは熱伝達の促進を図れば1.5 MWのビームパワーを十分にクリアできる可能性のあること、水銀ターゲットは5 MW規模のビームパワーに対して優れた除熱能力を有することが分った<sup>(3)</sup>。しかし、水銀ターゲットについては、水銀の熱流動特性、ループ技術などが十分ではない。一方、水冷却で高熱流束を除去する技術は、高性能研究炉(ANS)の燃料体や核融合炉のダイバータ及び第一壁などの開発で多くの研究実績を有している。このことから、技術的に早期に実現できる可能性が高いのは水冷却方式の固体ターゲットと考えられる。そこで、1.5 MW運転の初期は固体ターゲットを設置して高度化等のためのデータを取得し、技術開発に長期間を要する水銀ターゲットをその後に設置して5 MW運転のためのデータを取得する計画を立案した。なお、5 MW運転では、メインを水銀ターゲット、固体ターゲットはバックアップとして準備することを計画した。これにより、固体及び水銀の2種類のターゲット技術を確立することができ、中性子散乱施設以外の材料照射、消滅処理などの施設に最適なターゲット設計が可能となる。

### 2.2 ターゲットの技術課題とその解決方法

Table 1 にターゲットシステムの主要な技術課題を示す。これらの技術課題の解決に当たっては、原研で蓄積してきた大型実証試験技術、知見を最大限活かしながら進めて行くことにしている。すなわち、固体ターゲットにおいては、高熱流束除去、熱衝撃といった課題があるが、高性能研究炉等の技術をベースにして解決をはかる。水銀ターゲットについては、圧力波による動的応力及び流動不安定、耐腐食性材料の選定などの課題があるが、核融合炉に係わる液体金属技術を応用し、また、水銀のループ技術、熱流動データを小型の試験装置による試験から始めて各技術課題を解決しつつ、技術を蓄積していく。

一方、減速材には液体メタン、液体水素、さらには液体水素に固体メタンを混合したスラリーなどを用いる。これら低温流体の流動技術については、高温ガス炉の核熱利用技術、とくに熱輸送で開発を進めているマイクロカプセル技術などを応用して、減速材技術を確立していく。また、ターゲットシステムの遠隔操作による保守点検、分解・組立などは、原子力ロボット技術をベースにして駆動信頼性が高く操作性の良い機器/システムの開発を行う計画である。

Table 2 にターゲット開発の進め方を示す。上述の技術課題を解析評価と技術開発試験で解決しながらシステム及び機器の設計を進め、さらに、実規模モデルによる工学試験を実施して、設計の最終確認を行い、製作に着手する。設計においては、施設設計や利用者側の要望を的確に反映して使い勝手の良いシステムにしていき、また、得られた成果は消滅処理等の他のターゲットシステムの設計に反映していく。

## 2.3 スケジュール

Table 3 に開発スケジュールを示す。ターゲットの開発は平成8年度後半から開始した。平成8年度は、ターゲットシステム及び構造の設計検討を実施し、また、既存の試験装置に固体ターゲットモデルを設置して伝熱促進による高熱流束除去基礎試験を行った。平成9年度は8年度の成果を基にして予備設計に着手し、また、既存の試験装置の整備等を行って熱流動、構造に関する試験を行う計画である。現在、解析評価については、核計算、遮蔽計算、固体/水銀ターゲットの熱衝撃/圧力波解析を進めている。また、技術開発試験では、固体ターゲットの高熱流束除去基礎試験を引き続き行い、水銀を最高 15 t/min で流動可能な基礎流動実験装置の製作を進める。平成9年度後半から水銀ターゲットに関する圧力損失特性、エロージョン特性等の基礎流動試験を実施する計画である。並行して、米国ブルックヘブン国立研究所での日米欧による水銀ターゲットの加速器照射実験の準備を進めている。設計については、ターゲットシステムの概念検討を行い、後述する成果を得た。

## 3. システムの概念検討

### 3.1 施設の概要

Fig.1 に中性子散乱施設の概要を示す。幅が約 130m、奥行きが約 80m、高さが約 30m の半地下方式の建家にターゲットシステムを収納する。ターゲット本体は全長が 1m 足らずであるが、その周囲を約 1m の厚さの反射体で覆い、さらにその外側を 6m~8m の厚さの鉄遮蔽体及び厚さ約 1m のコンクリート遮蔽体で覆う構造である。反射体及び遮蔽体には熱/冷中性子を取り出すビームポートを設置する。ターゲット、反射体、遮蔽体等を含む全体システムの重量は約 12000 トに達する。

Fig.2 にターゲット部分を拡大した図を示す。ターゲットは、冷却水又は水銀循環ループとともに反射体、遮蔽体の一部を含めて台車上に固定する。台車は遠隔操作でメンテナンスルームに移動し、そこでターゲットの点検・保守、交換を遠隔操作で行う。

### 3.2 ターゲット台車

Fig.3 に 5 MW 運転時の水銀ターゲットを台車に収納したときの図を示す。水銀供給ループは幅 3m、全長 5.5m、高さ 3.7m の領域にコンパクトに収納するようにした。台車には遮蔽体の一部も収納するので、全体の重量は約 460 トになる。このうち、水銀のインベントリは重量にして約 30 トである。平成9年度の予備設計では、水銀循環ループを構成する循環ポンプ、冷却器等の機器を小型化してメンテナンススペースの確保と台車及び積載する機器の軽量化をはかる。機器の小型化により、2台の循環ポンプを設置できるなど機器の多重化が可能となり、機器の故障等に対するターゲットシステムの安全性が向上できる。

### 3.3 ビームポート

Fig.4 にビームポートの配置を示す。ターゲットの周囲に設置する 4 個の減速材から合計 18 本のビームポートを引き出す。ビームポートには JRR-3 で実績のある回転円筒型のビームポー

トシャッターを大型化して用いるようにした。18本のビームポートのうち熱中性子用に14本を用い、冷/熱外中性子用に各2本を使用する。冷/熱外中性子用ビームポートには3本ずつビームラインを引き廻すこととする。この結果、ビームラインは合計26本になる。

ビームポートシャッターについては、上記の回転円筒型の他に、スイスのSINQを参考にし、Fig.5に示す円筒を水平配置する形式を検討した。回転円筒型と同様に、回転軸の支持方法、ビームポートの軸ずれの補正方法、駆動信頼性の確保などの課題がある。次の予備設計では、本検討成果を踏まえて、シャッターを小型化してポート数を30本程度まで増やすとともに、軸の支持方法及びビームポート軸の補正方法の検討、メンテナンス性、信頼性を考慮したシャッター構造の検討を行う予定である。

#### 4. あとがき

本報告では、中性子散乱施設用ターゲットの技術基盤を確立し、使い勝手と性能に優れたターゲットシステムを構築することを目指した開発計画についてその概要とシステムの概念検討で得られた成果について紹介した。平成9年度はこれまでの成果を踏まえてシステムの予備設計を行い、システム概念をより具体化することになっている。このとき、安全性の検討を主要項目において予備設計を進める。ターゲット開発は始まったばかりであり、解析、実験、設計を通して知見・技術の蓄積を図っている。今後は、所内関連部課室と連携してR&Dを進め、また、国内外の研究機関、大学、メーカーとの協力体制を築きながらターゲット開発を展開していきたい。

#### 参考文献

- [1] H.Lengeler, Proceedings of the meeting ICANS-XIII, pp.819(1995).
- [2] L. K. Mansur and H. Ullmaier, International Workshop on Spallation Materials Technology(1996).
- [3] 日野、羽賀、他3名：第1回「中性子科学研究計画」に関するワークショップ論文集、pp.57-65、JAERI-Conf 96-014(1996).

Table 1 Engineering problems on target system

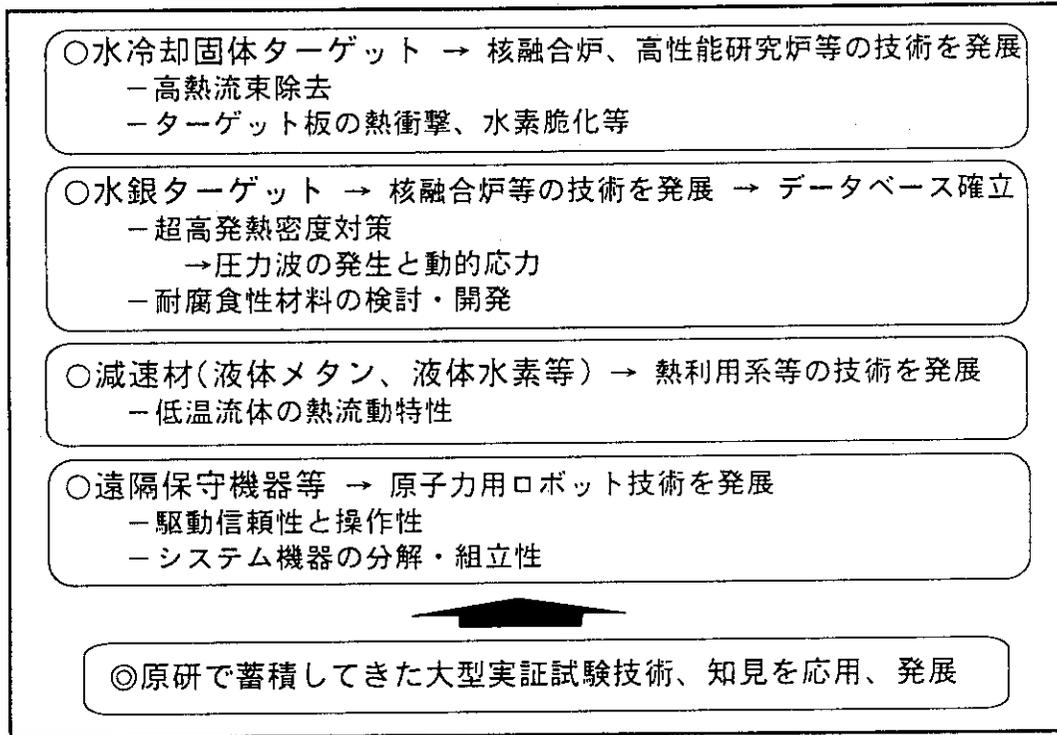


Table 2 Framework on target development

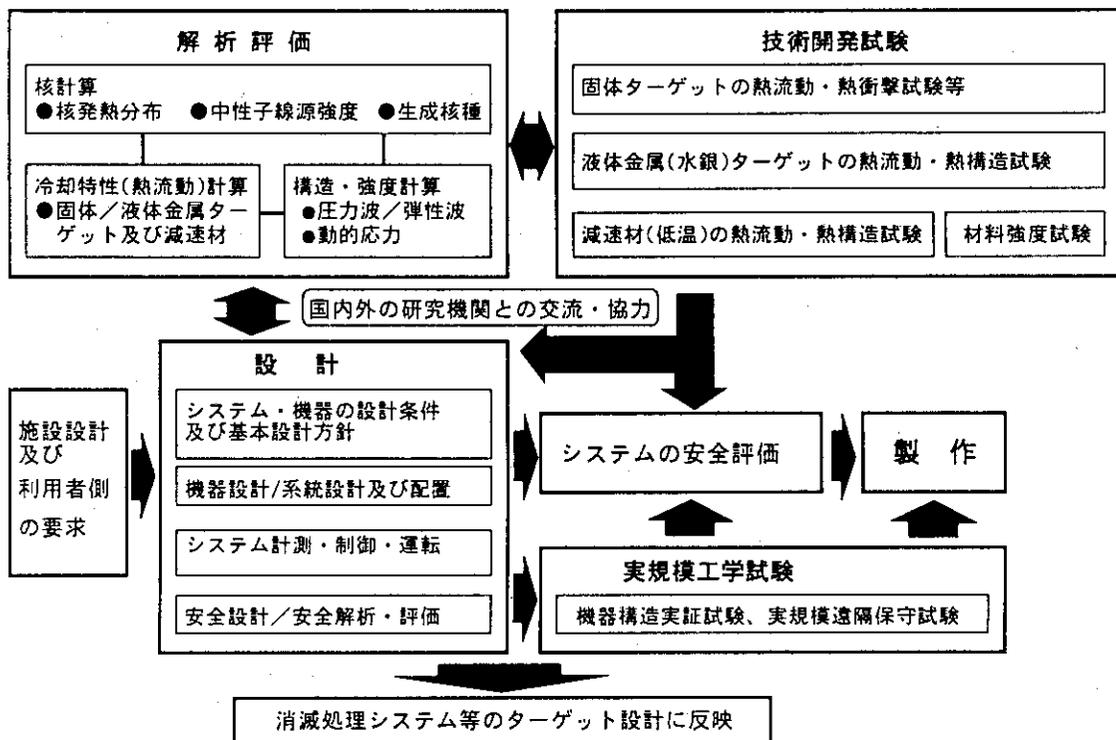


Table 3 Developing plan

項目 / 年度	H8	9	10	11	12	13	14	15	16	
ターゲットシステムの設計/製作 ○固体ターゲット+システム	概念検討	予備設計	概念設計	概念設計	詳細設計	詳細設計	製作			
○液体金属(水銀)ターゲット	概念検討	予備設計	概念設計	概念設計	詳細設計	詳細設計	製作			
固体ターゲット ○熱流動基礎試験		高熱負荷除去試験等								
○熱流動・熱衝撃試験		試験装置設計/製作		試験						
液体金属(水銀)ターゲットの熱流動・熱構造試験		装置製作試験	改造	試験						
減速材(低温)の熱流動・熱構造試験		試験装置設計/製作		試験						
材料強度試験										
解析評価										
実規模工学試験						準備	試験			
HENDELの利用		那珂研炉構造研究室と共同利用								
		HENDEL再利用機器の保管								

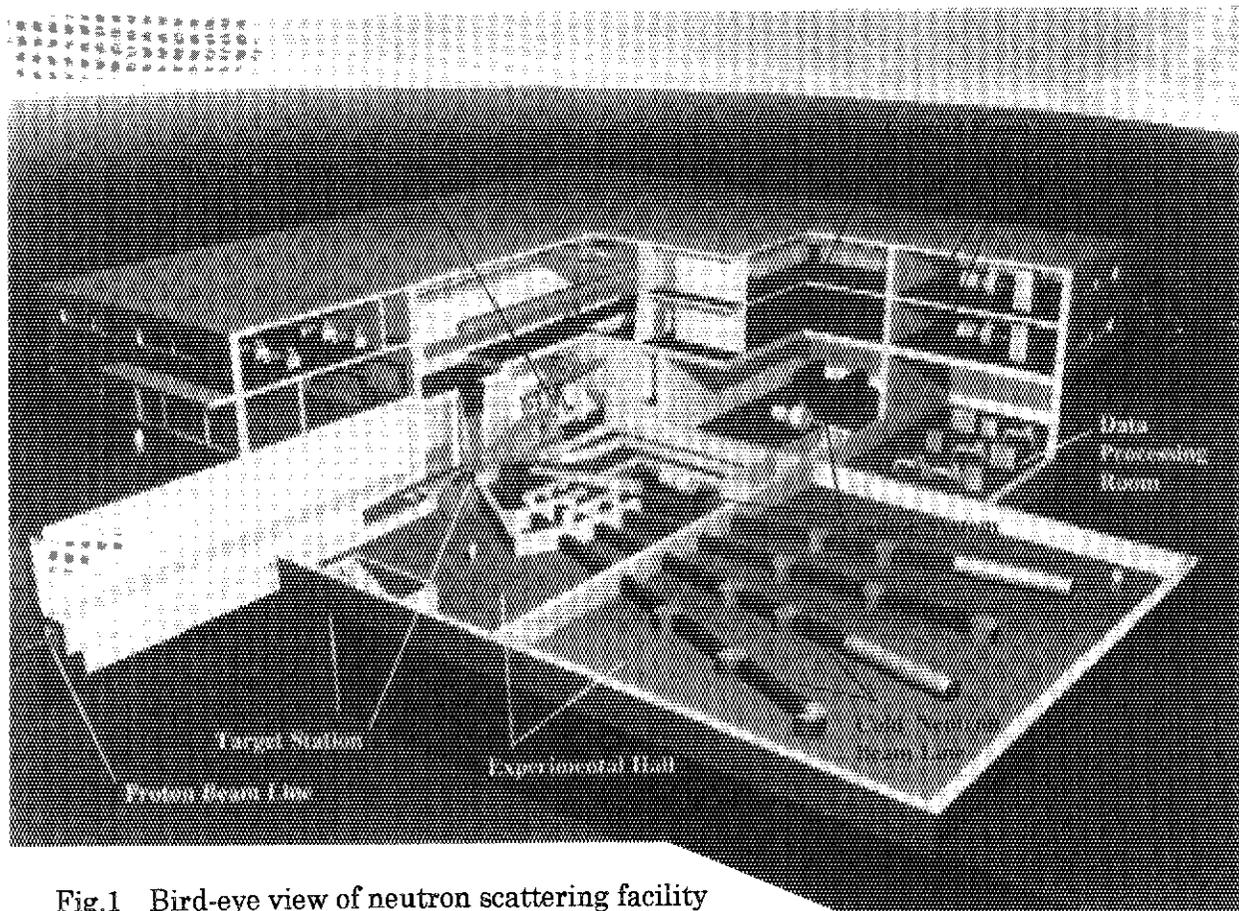


Fig.1 Bird-eye view of neutron scattering facility

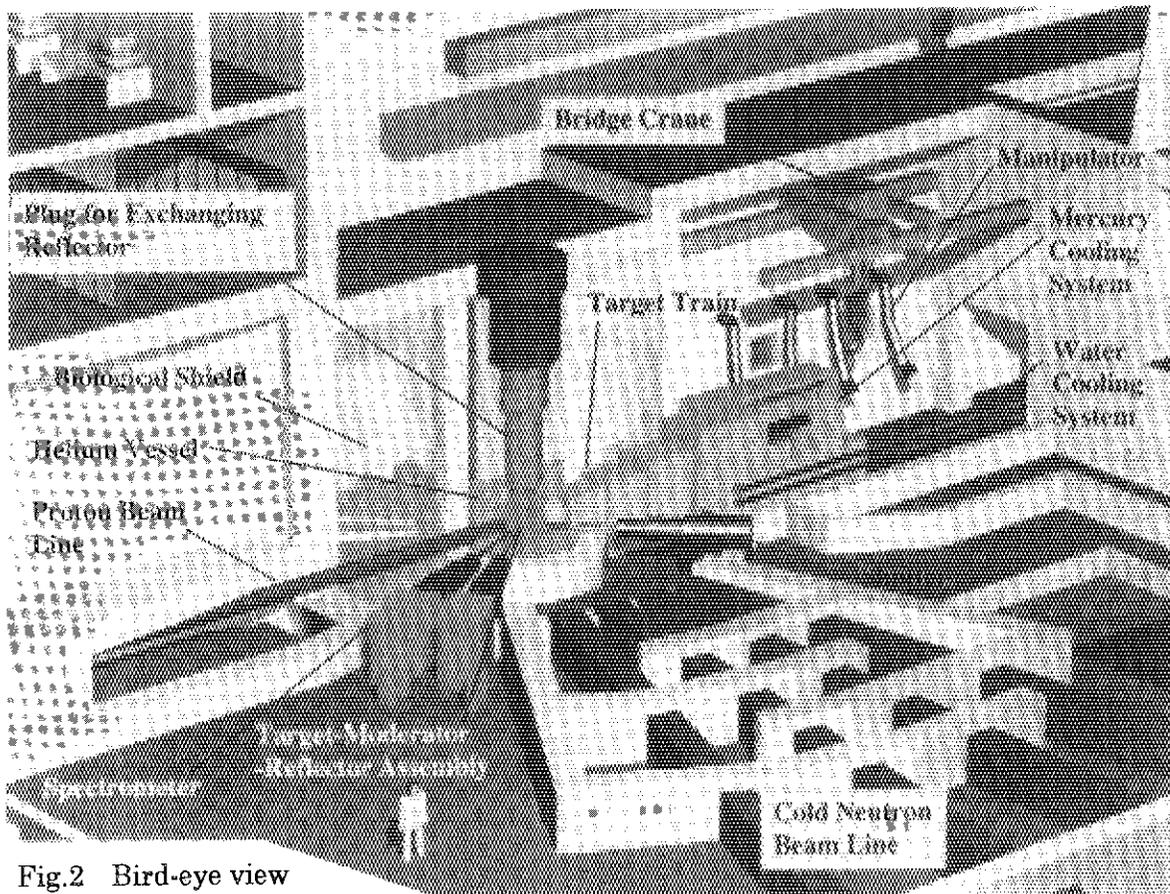


Fig.2 Bird-eye view of target system

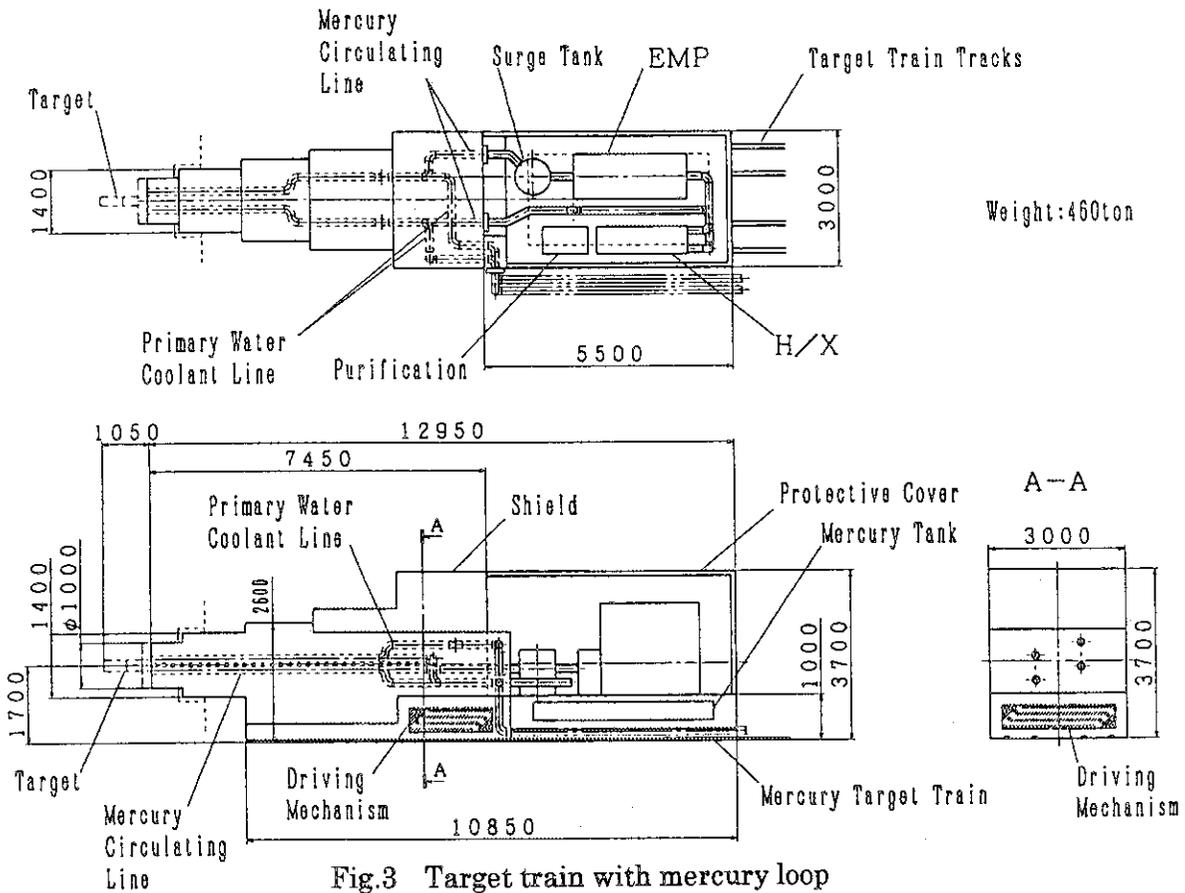


Fig.3 Target train with mercury loop

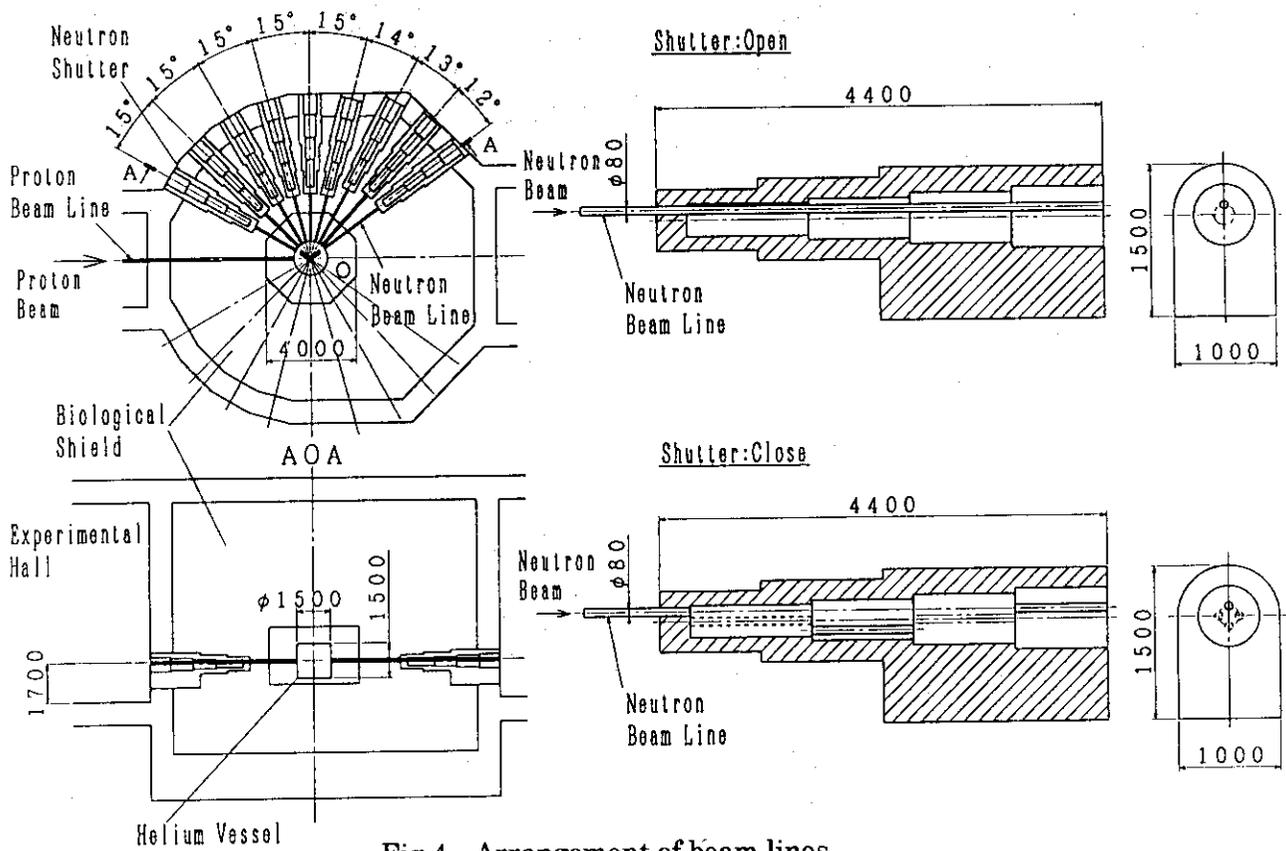


Fig.4 Arrangement of beam lines

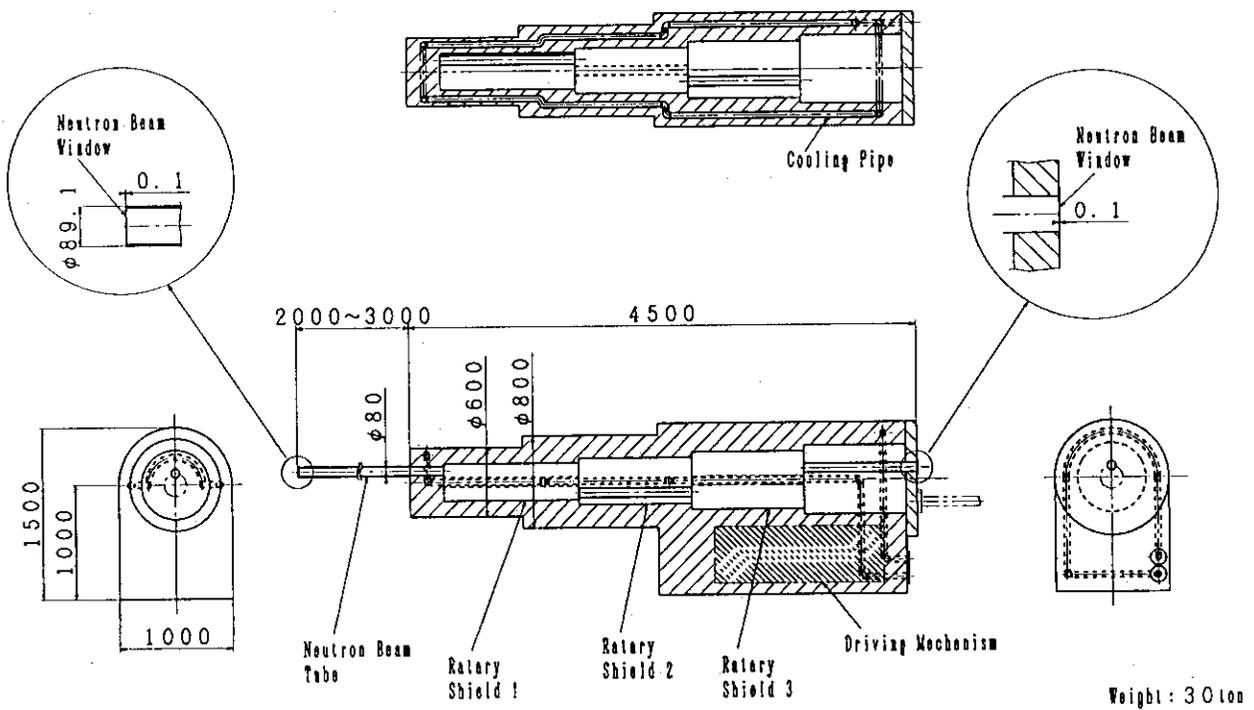


Fig.5 Schematic drawing of beam-port shutter

## 18. 陽子ビームを受けるターゲット容器構造の応力波解析

**Structural Dynamic Response of Target Container against Proton Beam**

菊地賢司、石倉修一、二川正敏、日野竜太郎

**Kenji KIKUCHI, Syuichi ISHIKURA, Masatoshi FUTAKAWA****and Ryutaro HINO**

The Japan Atomic Energy Research Institute

E-mail address: kikuchi@popsvr.tokai.jaeri.go.jp(Kenji KIKUCHI)

**Abstract** Stress waves were analyzed for a target container of neutron science research project using a high-intensity proton accelerator that generates high energy and high current proton beam. In the mercury target, the pulsed proton beam generates intense power density in the course of spallation reaction and causes pressure wave in the mercury and stress wave in the target container due to a sudden temperature change. Structural integrity of the target container depends on the power intensity at a maximum energy deposit. A broad proton profile is favorable to the structural assessment of the container rather than narrow one. Stress waves have propagated in the target container at a speed of sound. It only takes 0.1ms for the size of 40cm length stainless steel container. Further assessment is necessary to optimize a geometry of the container and establish a method to evaluate a life time.

## 1. 緒言

高エネルギー陽子ビームを用いた大強度核破砕中性子源であるターゲットの容器構造に発生する応力波を解析した。対象は液体水銀ターゲット<sup>1)</sup>であり、パルス陽子ビーム入射時のターゲット瞬時発熱に起因する容器固体材料中の応力波、並びに液体水銀中の圧力波の動的挙動を解析した。

図1に構造モデルを示す。大強度陽子加速器より発射されたパルスビームは、半球殻頂部よりターゲット容器内に入射する。液体水銀中の核破砕反応領域では、瞬時熱発生による圧力波が周囲に伝播する。半球殻頂部固体中では液体水銀中に比較して発熱密度は小さいものの、やはり瞬時熱発生による応力波が容器中を伝播する。ターゲット容器構造が実際の構造体として成立するかどうかの構造成立性を検証するため、これら2つの波により容器に発生する応力の大きさ、周期等の力学特性を明らかにすることが必要となる。

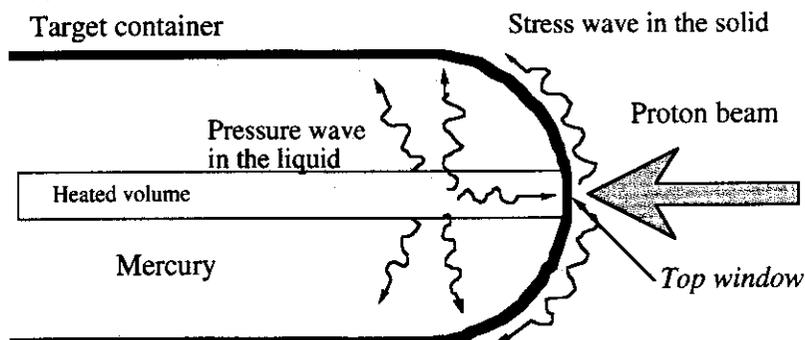


Fig.1 Structural model of spallation target for high intensity proton-accelerator.

## 2. 波動の基礎式

1次元の波動基礎方程式はある物理量  $\phi$  について式(1)で表せる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \tag{1}$$

ここで、 $x$  は空間座標、 $t$  は時間、 $C_0 (>0)$  は定数である。式(2)の変数変換と合成関数の偏微分により式(1)は式(3)となる。

$$\begin{aligned} u &= x - c_0 t \\ v &= x + c_0 t \end{aligned} \tag{2}$$

$$\phi(u, v) = f_1(u) + f_2(v) \tag{3}$$

従って、波動方程式の一般解 (D'Alembert の解) は

$$\phi(x, t) = f_1(x - c_0 t) + f_2(x + c_0 t) \tag{4}$$

となる。第1項は速さ  $C_0$  で  $x$  の正の方向に進む進行波を、第2項は速さ  $C_0$  で負の方向に進む後退波を意味する。  $-\infty < x < \infty$ 、  $t > 0$  の範囲で

境界条件  $\phi(0, t) = 0$

初期条件  $\phi(x, 0) = U(x)$ ,  $\frac{\partial \phi(x, 0)}{\partial t} = V(x)$

を満たす関数  $\phi(x, t)$  を求めると式(5)となる。

$$\phi(x, t) = \frac{1}{2} \{U(x - c_0 t) + U(x + c_0 t)\} + \frac{1}{2} \{H(x + c_0 t) - H(x - c_0 t)\} \tag{5}$$

ここで、 $H$  は関数  $V$  の積分関数であり、

$$H(\zeta) = \int V(\zeta) d\zeta \tag{6}$$

と表せる。次に、無限長の一様な連続体棒中を伝播する応力波を考える。棒の中心領域に、式(7)、(8)で表されるステップ応力を瞬時に加える。ステップ幅を  $a$  とする。  $C_0$  は応力波の伝播速度であり、固体中では、 $E$  をヤング率、 $\rho$  を密度として  $C_0 = (E / \rho)^{1/2}$  となる。

$$\begin{aligned} \phi(x, 0) &= \phi_0(x) = 1, \quad |x| \leq a \\ \phi(x, 0) &= \phi_0(x) = 0, \quad |x| \geq a \end{aligned} \tag{7}$$

$$\frac{\partial \phi(x, 0)}{\partial t} = \frac{\partial \phi_0(x)}{\partial t} = 0 \tag{8}$$

これらの境界条件、初期条件における応力波は、式(5)の右辺第1項をとって、

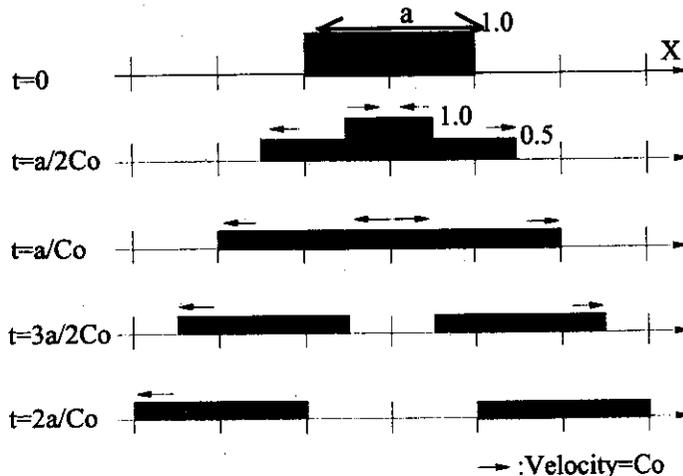


Fig.2 Propagation of stress waves in the infinite homogeneous bar for the initial condition of eqn.(7).

$$\phi(x,t) = \frac{1}{2} \{U(x-c_0t) + U(x+c_0t)\} \quad (9)$$

となる。図2に応力波の伝播を図解する。初期応力  $\phi(x,0)$  が時刻  $t \geq 0$  で大きさ 1/2 の2つの応力波に分裂し、その波の形状が同じまま、速度  $C_0$  で互いに反対方向へ伝播する。

### 3. 数値解析法の検証

図1に示したターゲット容器の応力波、圧力波の伝播解析を行う前に、2章で示した一様な連続体棒中を伝播する応力波の問題について数値解析法の検証を実施する。FEM数値解析に用いた計算コードは、陽解法による ABAQUS Explicit Version5-6<sup>2)</sup>である。図3に解析モデルを示す。全長300mm、両端を完全固定した直径0.02mm真直棒を考える。棒の軸方向にX軸、それに直角にY軸をとる。X軸を対称軸とし、X方向に長い0.5mm x 0.1mmの軸対称ソリッド要素CAX4Rを軸方向に600要素用いる。棒の左端部20mmにわたり、100°C/1 $\mu$ sのランプ波状温度変化を与える。棒の熱膨張係数  $\alpha$  を  $2.00 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 、ヤング率を  $1.10 \times 10^{12} \text{ Pa}$ 、密度を  $8.97 \times 10^3 \text{ g/cm}^3$  とする。熱膨張により  $220 \text{ MPa} (= E \alpha \Delta T)$  の初期単軸圧縮応力場が棒の左端部20mmにわたり発生し、式(9)で示したように波形が同じまま、かつ  $110 \text{ MPa}$  ( $220 \text{ MPa}$  の半値)の最大値を保った前進波及び後退波となって伝播することになる。伝播速度は  $3500 \text{ m/s} (= [E/\rho]^{1/2})$  と予測される。図4に数値解析結果を示す。数値解析ではランプ波温度変化に対応したランプ応力波である点が、図2で示したステップ状応力波と異なる。有限長の棒を用いた数値解析結果の左端は、無限長の一様な連続体棒の中心と力学的に対応しており、 $220 \text{ MPa}$  の圧縮応力場が棒中に発生し、2つに分裂し、波の形状がほぼ同じまま  $3500 \text{ m/s}$  の速度で互いに反対方向へ伝播することがわかった。数値解析法の妥当性を検証したので、次に実際のターゲット容器について解析を実施する。

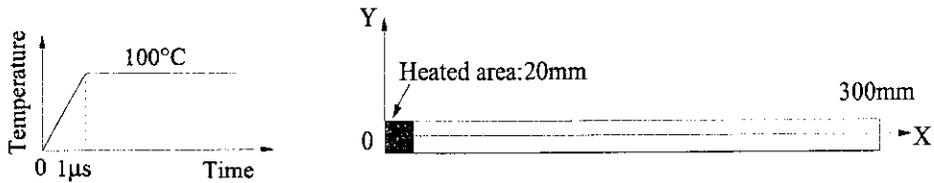


Fig.3 Analyses model for finite homogeneous bar heated at left-end area.

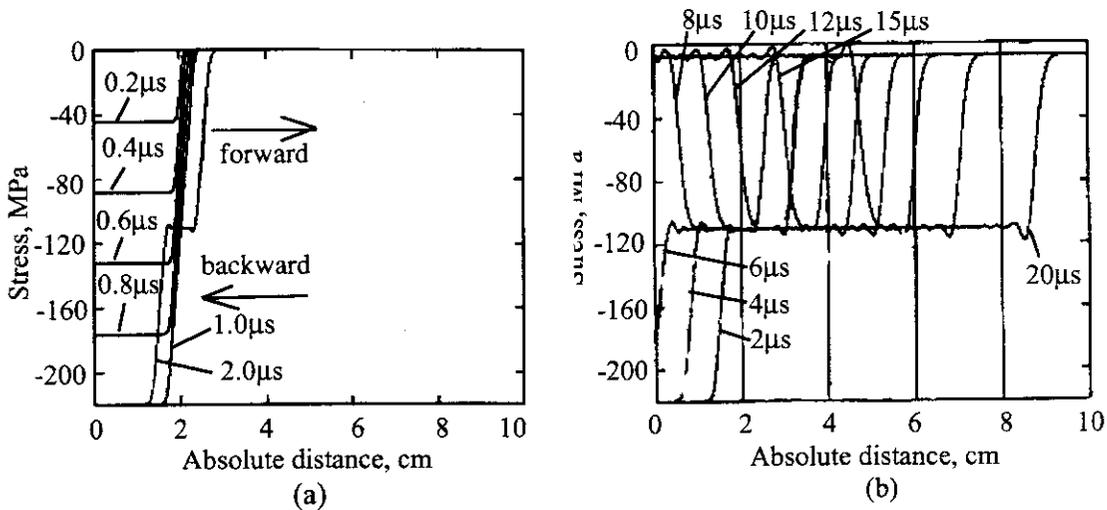


Fig.4 Stress waves in the bar at a period from 0.2 to 2 $\mu$ s(a) and from 2 to 20 $\mu$ s(b).

4. ターゲット容器構造の応力波解析

4.1 陽子ビーム熱入力条件

ターゲット容器構造は、液体ターゲットである水銀とその容器からなる。実際には容器の除熱を行うため、水銀は容器外に設けられる循環ループにより冷却される。しかし、水銀の流動速度は高々1 m/s程度と考えられるため、応力波伝播の時間スケールに比べて考えると、あたかも止まっているようである。図1には特にこのループ系を表示していない。ESS(European Spallation Source Project)の液体ターゲット検討例<sup>3)</sup>を参考にして、計算に用いた陽子ビームのエネルギー入力条件を以下に示す。

Energy :	1.33GeV(5MW)
Frequency for energy pulse:	50Hz
Power per pulse:	100kJ
Ratio of power deposit:	60%
Power in target per pulse:	60kJ

1パルス当たりの入射陽子数は $4.6 \times 10^{14}$ 個である。ターゲット内での発熱過程は核反発的ではなく電子散乱的に起こり、1次粒子として入射した陽子の電子励起によるエネルギー損失(stopping power)、1次陽子が核破碎を起こして生成する2次荷電粒子の電子励起によるエネルギー損失及び2次的に発生する $\gamma$ 線の電離過程により生じる。上記のように熱変換効率を60%と仮定すると、パルス当たりのターゲットへの入熱は60kJとなる。1パルスの継続時間は $1 \mu$ s程度である。ターゲット中に発生する熱は粒子の衝突をシミュレートした計算から得られる。ターゲット内に生じる発熱密度関数 $q(r,z)$ を、式(10)のように半径方向に放物線、ターゲット中心軸方向に指数分布とする。図5に発熱密度の分布 $q(r,z)$ を示す。

$$q(r,z) = \xi \left( 1 - e^{-\frac{z-z_0}{\lambda_a}} \right) \cdot e^{-\Sigma \cdot z} \cdot \left\{ 1 - \left( \frac{r}{r_s} \right)^2 \right\} \quad (10)$$

ここで、 $\lambda_a$ は発熱密度最大深さ、 $\Sigma$ は粒子が水銀に衝突する確率を表す巨視的断面積、 $z$ はターゲット軸方向座標、 $r$ は半径方向座標、 $r_s$ は半径方向発熱長さ、 $z_0$ は $z$ 方向形状係数、 $\xi$ は全エネルギーを合わせるための係数である。全エネルギーは $z$ 方向にターゲット容器の長さ分だけ積分する必要があるが、発熱が集中する有効長さを30cmとし、積分範囲も30cmに限定した。ここで、応力波の原因となるターゲット内の温度変化を見積もる。1パルス当たりの陽子ビーム照射は $1 \mu$ sと非常に短く、大きさ20cm $\phi$  x 40cmのターゲット容器を伝播する応力波の評価時間を1msとすると、この間の水銀中の温度伝導距離0.04mm(水銀の温度伝導度を常温で4.5mm<sup>2</sup>/sとして計算)は、応力波及び圧力波の到達距離数mに比較して無視できる。従って、発

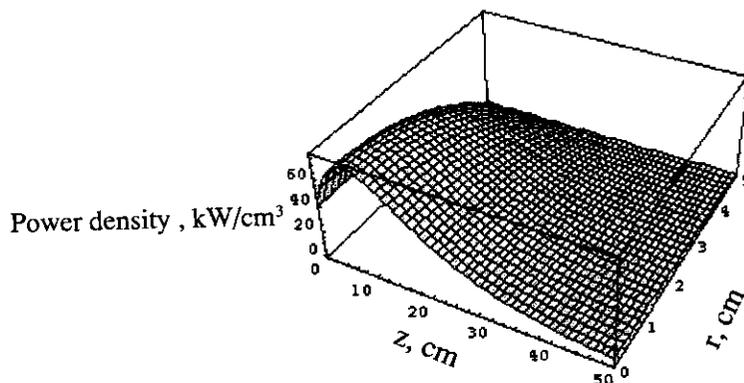


Fig.5 A profile for power density function in eqn.(10) for the case of  $\xi = 167.24$ ,  $\lambda_a = 6.5$ cm,  $\Sigma = 0.07$ cm<sup>-1</sup>,  $z_0 = -1.77$ cm,  $r_s = 5$ cm.

熱部の等温条件が適用可能と考えられる。ターゲット容器の温度 $T(r,z)$ が式(11)で表示できると仮定する。仮定は、発熱部の熱が拡散する前に伝播する応力波を考えていることを意味する。

$$T(r,z) = \frac{q(r,z)}{C_p \cdot \rho} \tag{11}$$

ここに、水銀の密度を $\rho$ 、比熱を $C_p$ とする。

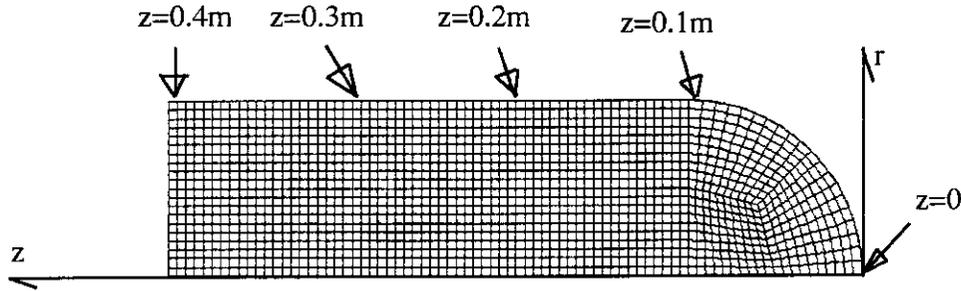


Fig.6 Mesh elements in FEM calculation for target container.

#### 4.2 ターゲット容器計算モデル

伝播する応力波をABAQUS Explicitで計算するためのターゲット容器要素分割図を図6に示す。容器は厚さ3.0mm、直径20cm、長さが40cmとし、陽子ビームは容器一端の半球殻頂部(半径10cm)に入射する。容器内の水銀をCAX4R要素(軸対称4節点ソリッド)、容器をSAX1(軸対称2節点シェル)でモデル化した。水銀と容器は接触条件で連結した。そのため、流体と固体は不連続体として力が伝達されることになる。流体に引張り圧力、すなわちある値以上の正の圧力(cut-off圧力)が加わる場合にはキャビテーションを起こす可能性があるが、ここではcut-off圧力を考慮していない。用いる水銀、容器(SUS304)の物性値を以下に示す。

	SUS304	水銀
縦弾性係数：E(Pa)	200x10 <sup>9</sup>	-
体積弾性係数：K(Pa)	-	2.77x10 <sup>10</sup>
ポアソン比： $\nu$	0.28	-
密度： $\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	8.03	13.55
比熱： $C_p$ (J/g/cm <sup>3</sup> °C)	0.46	0.12
膨張係数： $\beta$ (°C <sup>-1</sup> )	16x10 <sup>-6</sup>	61x10 <sup>-6</sup>
熱伝導係数： $\lambda$ (J/cm/s/°C)	-	0.11
音速：C(km/s)	4.99	1.43
サイズ	3.0mm厚さ、直径20cm	-

ABAQUS Explicit Version5.6における流体要素では温度変化入力ができないため、上記ソリッド要素を用いて、水銀の挙動をモデル化した。すなわち、CAX4R要素を弾性範囲で使用することとし、式(12)から計算される体積弾性率Kが水銀の値になるように、同時に式(12)、(13)のポアソン比が約0.5となるように縦弾性係数を任意に定めた。ポアソン比が約0.5はせん断剛性がほぼ零となることを意味し、その結果圧力伝播の観点から流体の力学特性を模擬可能となる。用いた値は、 $E=8.3097 \times 10^{10}$ Pa、 $\nu=0.49995$ である。

$$K = \frac{3(1-2\nu)}{E} \quad (12)$$

$$G = \frac{E}{2(1-\nu)} \quad (13)$$

以下に、4.1、4.2章で示した熱入力条件、計算モデルにおいて、照射する陽子ビームプロファイルが空間的に広い場合と、狭い場合についてターゲット容器構造に発生する固体中応力波、液体中圧力波の伝播挙動を比較検討する。陽子ビームプロファイルは、加速器ラインにおいて整形可能である。入射エネルギーが一定の条件では、広い陽子ビームプロファイルでは発熱密度が小さいため水銀の温度上昇は低く、狭いプロファイルでは水銀が局所的に加熱されるため高温になる。陽子ビームプロファイルの形状は放物線近似とし(Fig.7)、直径が10 cmの場合と(Case Study-1)、1 cmの場合(Case Study-2)について計算を行う。

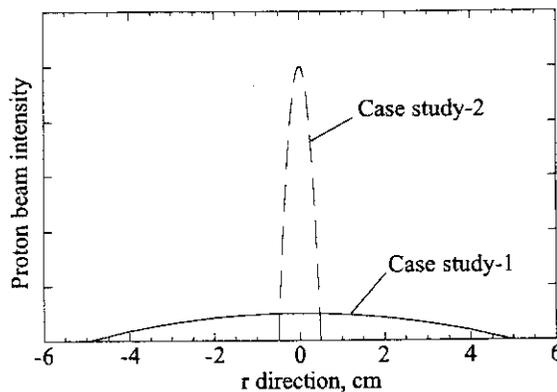


Fig.7 Proton beam profile.

#### 4.3 Case Study-1(陽子ビームプロファイルが空間的に広い場合)

空間的に広い陽子ビームで1パルス当たり100 kJのエネルギーを水銀ターゲットに加えた場合、60kJの熱が水銀ターゲット内10 cm  $\phi$  x 30 cmの領域で発熱し、かつ領域内の温度が式(11)で与えられるとした場合に得られる温度分布を図8に示す。水銀内の温度上昇の最大値は47℃、発熱部の平均温度は16℃と計算される。この温度分布を図6で示した有限要素モデルの節点温度として入力し、発生、伝播する応力を計算する。ここで、式(11)を使用するに際し、基となる式(10)において、 $\lambda_a = 6.5\text{cm}$ 、 $\Sigma = 0.07\text{cm}^{-1}$ 、 $z_a = -1.77\text{cm}$ とした。ここで、陽子照射を受ける球殻部のSUS304材料の温度は、隣接する水銀中の発熱密度を、SUS304の比熱及び密度で割って $q(r,z)/C_p/\rho$ より求めた。SUS304中の発熱密度は、水銀中の発熱密度に比較して少ないと見積もられるが、断熱的に温度を取り扱うこととして、予測できる最大値を用いることとした。容器構造材料であるSUS304をモデル化したシェル要素に生じる応力を評価した。評価点は、図6で示した $z=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4\text{m}$ に相当する矢印で示したシェル上の位置とした。図10に子午線方向の応力波、図11に子午線方向に直角な円周方向の応力波がSUS304固体中を伝播する様子を示す。ここで、子午線方向の応力は軸対称2節点シェル要素の2つの節点方向を指す(図9)。陽子が入射された容器上( $z=0$ )に発生する応力は、図11、12の子午線方向及び円周方向とも激しく振動した。この時の発生応力は入射ビームプロファイルが軸対称であるため、子午線方向及び円周方向応力の値は一致し、-200から600 MPaであった。陽子入射位置から $z$ 方向に離れると、ある時間遅れで次々と応力波が生じ、SUS容器端に波が達するまで、0.11 msかかることがわかる。従い、0.11 ms以降の応力波には反射波の影響が表れてくる。応力の値に着目すると、子午線方向応力では、 $r = 0.4\text{m}$ を除くそれ以外の評価点では-50から200 MPaである

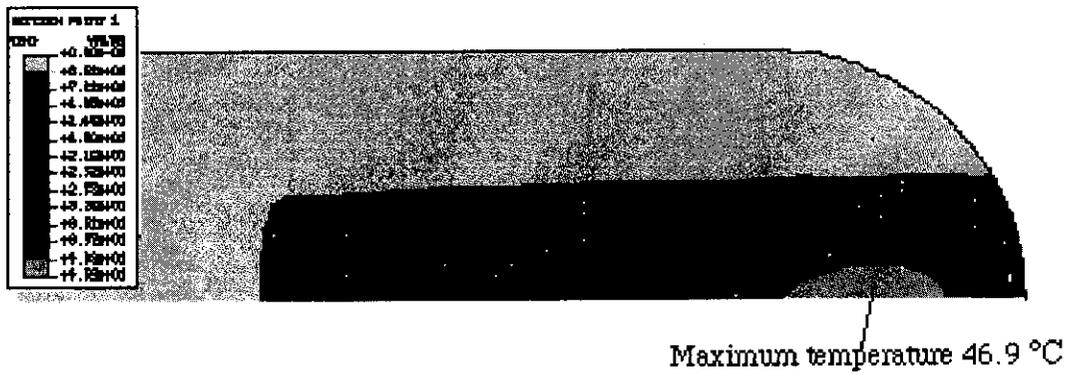


Fig.8 Temperature distribution in the target for broad proton intensity profile(Case study-1).

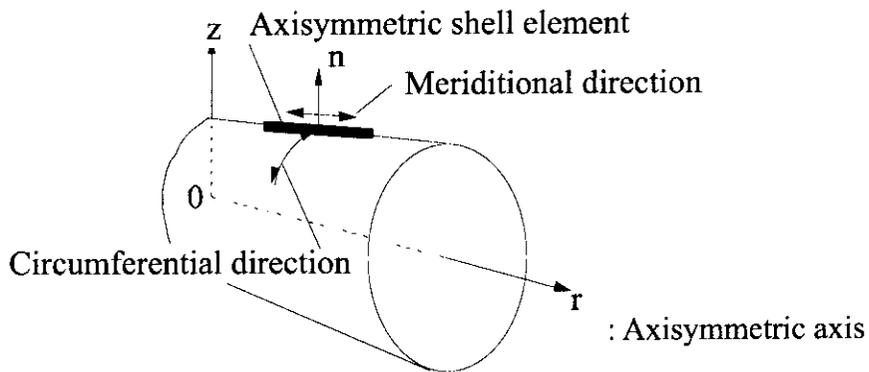


Fig.9 Stress direction in the axisymmetric shell element.

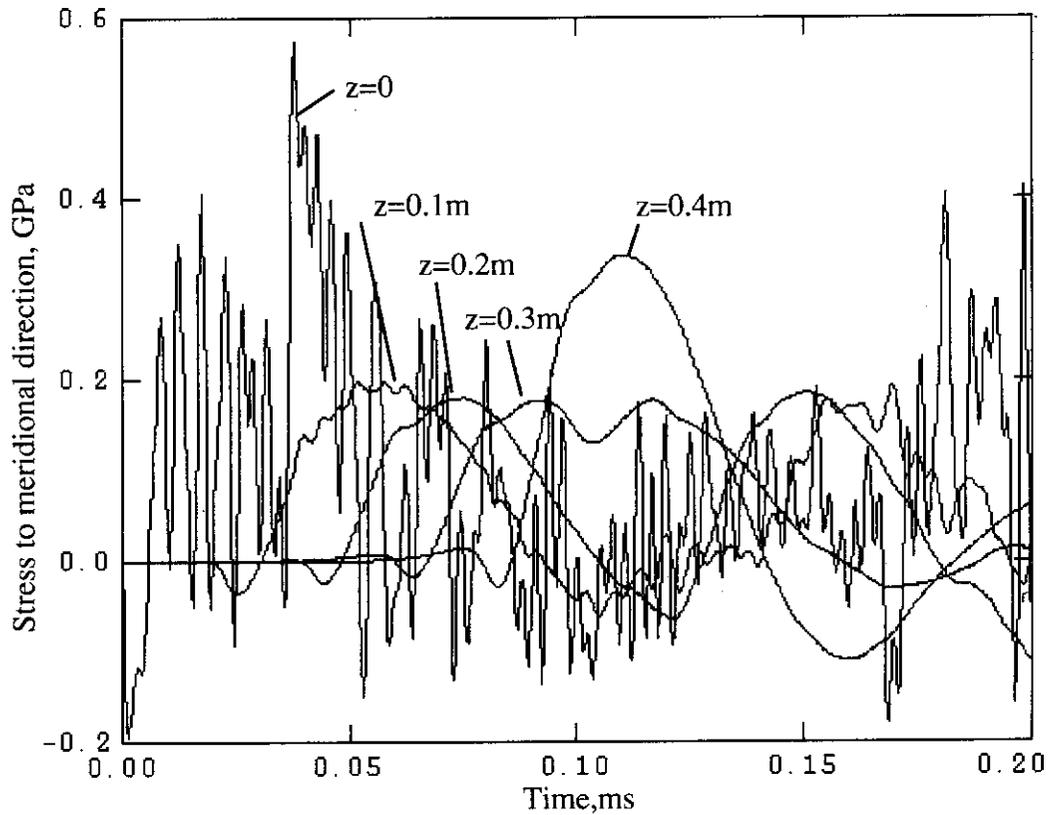


Fig.10 Meridional stress propagation.

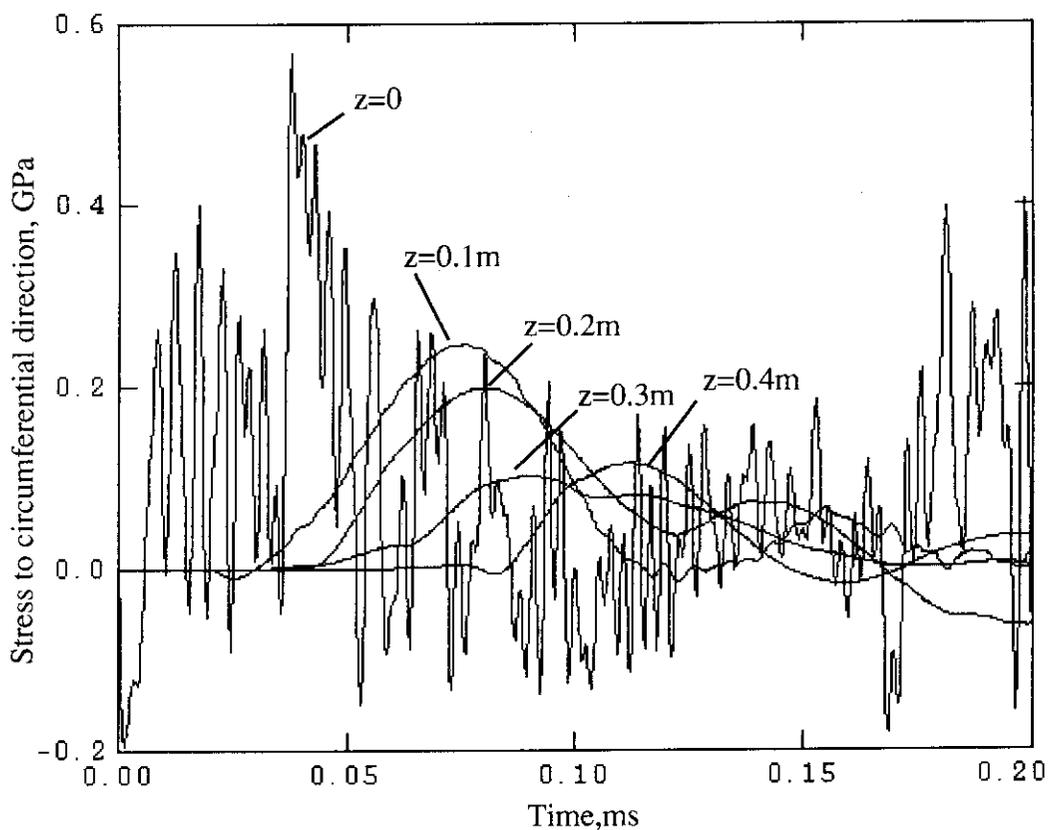


Fig.11 Circumferential stress propagation.

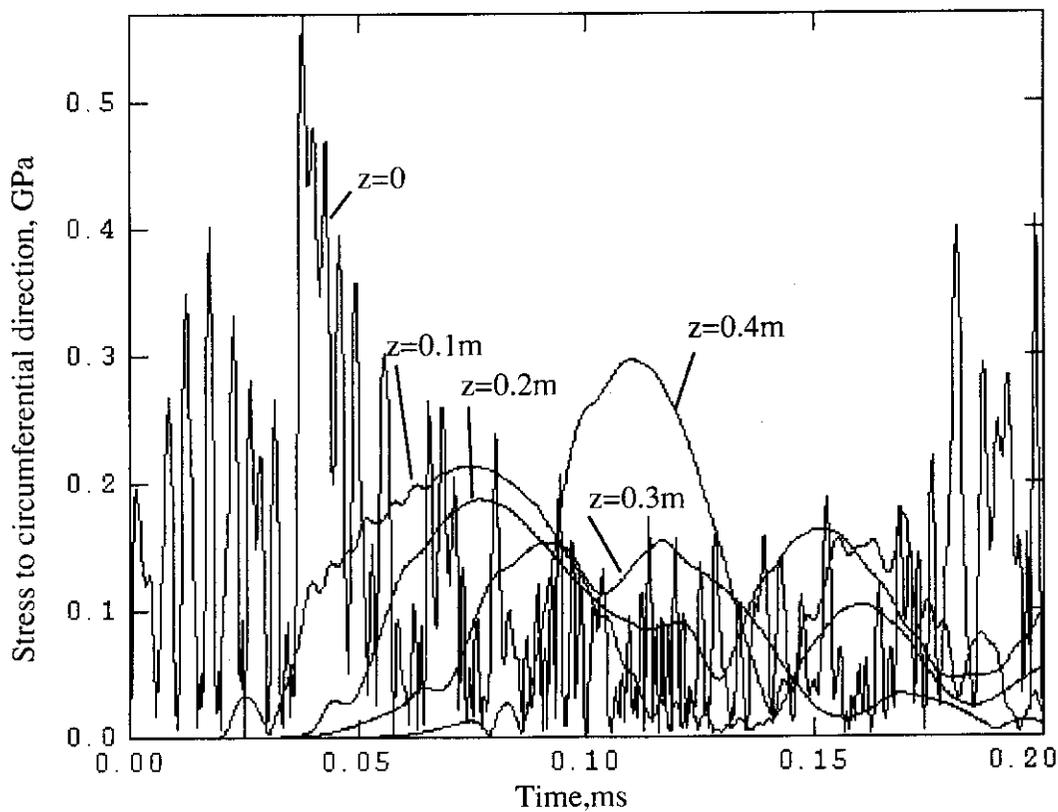


Fig.12 Mises stress propagation.

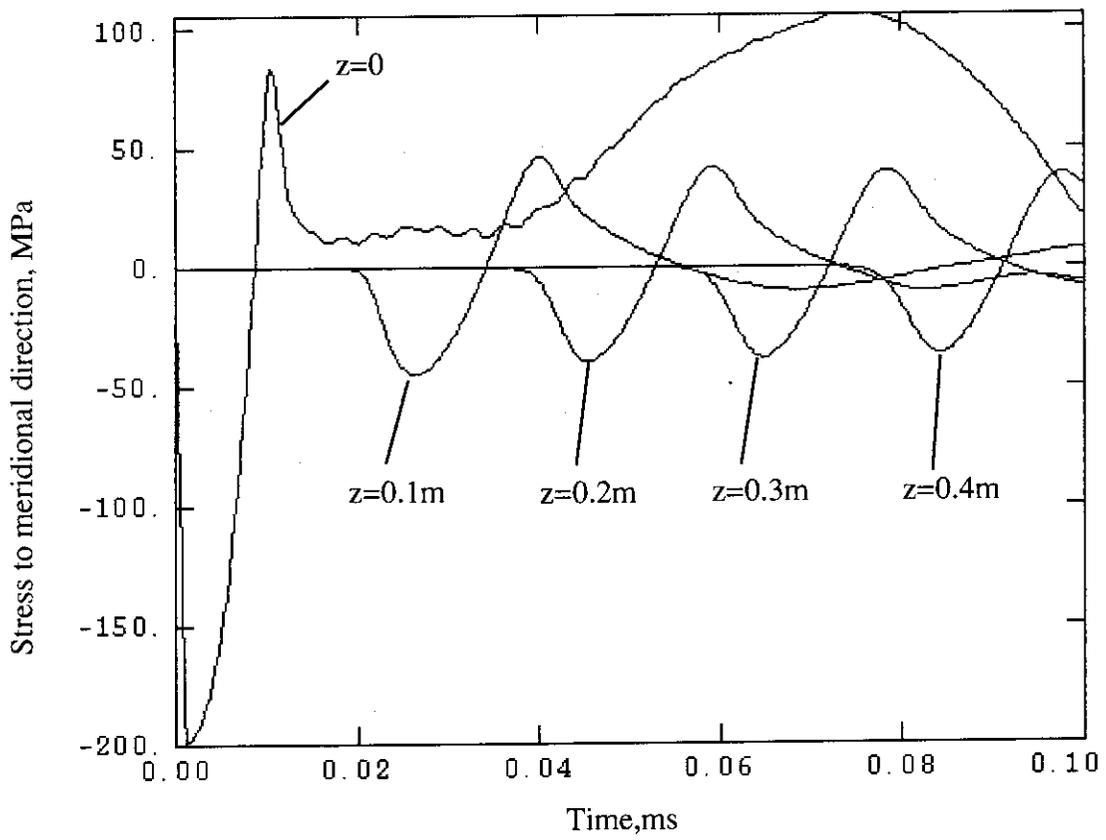


Fig.13 Meridional stress propagation without mercury in the container.

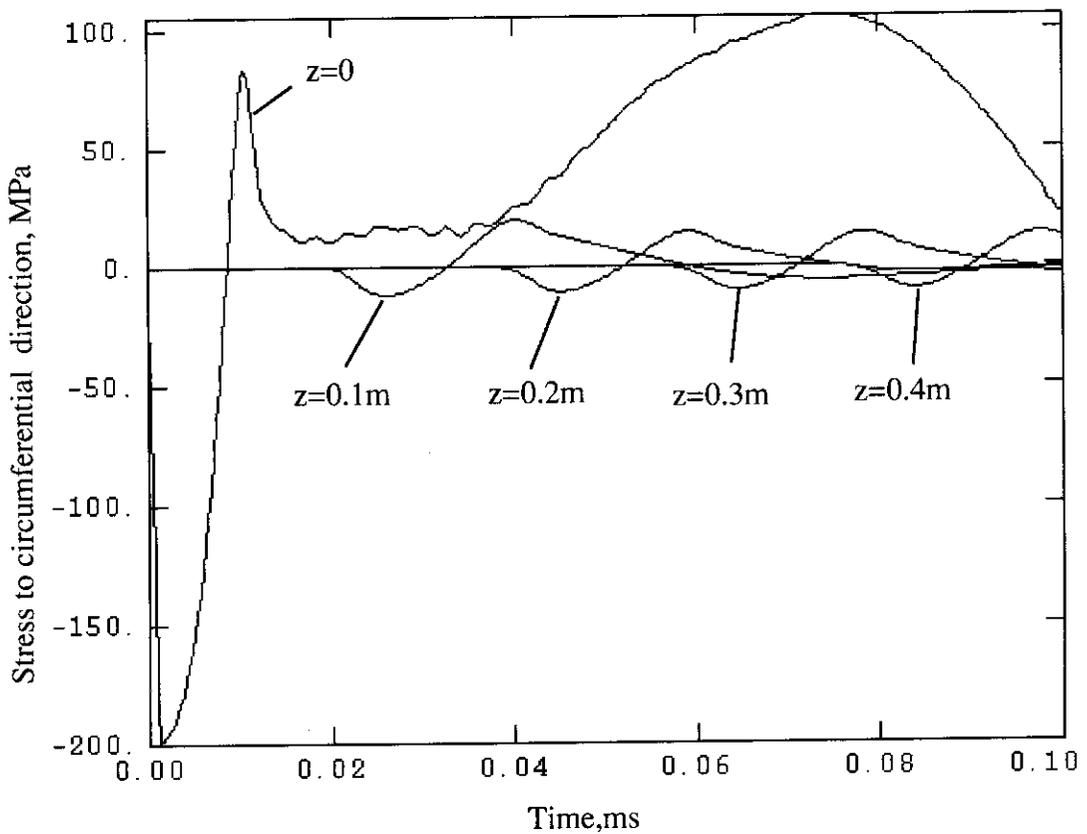


Fig.14 Circumferential stress propagation without mercury in the container.

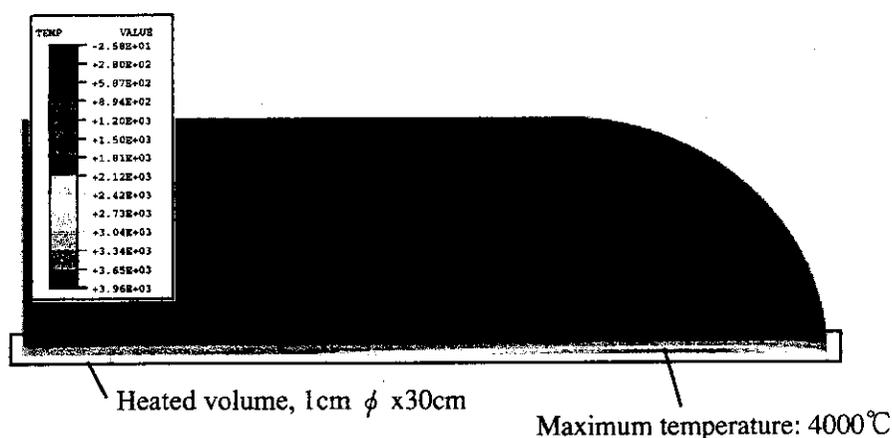


Fig.15 Temperature distribution in the target for narrow proton intensity profile(Case study-2).

が、 $z = 0.4$  mでは最大値が2倍の400 MPaとなった。これは伝播してきた応力波が容器端で反射し、位相が180度ずれて振幅が2倍になったためである。一方、円周方向応力では、反射波と重畳する0.11 ms以前では、-20から250 MPaとなった。反射端で重畳することは、子午線方向応力と同様である。 $z = 0$ の応力が激しく振動した原因が計算上のエラーなのか、シェル構造の動的振動に起因するかまだ不明であるが、 $z = 0.1$  mの点では大きな振動は観測されず、詳細に検討しても陽子入射半径5 cm内にあるシェル要素にのみ限定され、応力波として伝播しないようである。従い、容器の固有振動等に関連している可能性もある。構造設計上の観点から、容器に働く応力をミーゼス応力で評価した結果を図12に示す。 $z = 0, 0.4$  m以外における最大値は評価点の範囲内で $z = 0.1$  mにおける200 MPaであった。これは、ターゲット容器の設計では、反射波の影響を考慮すべきことを示唆する。図10、11で示した応力波には容器固体中を伝播したものと、水銀中を伝播した圧力波が容器に及ぼしたものとが重畳している。そこで、2つの波の効果を分離する目的で、温度条件はそのままとし、水銀がない場合の計算例を図13、14に示す。さきほど見られた $z = 0$ における激しい振動は消失したが、応力が圧縮から引張りに反転した後に僅かに振動が見られた。陽子入射部からはなれると( $z > 0.1$  m) 応力波は安定し、周期約0.1 msで応力波が生じることがわかった。発生応力の範囲は $z = 0$ で-200 ~ 100 MPa、それ以外の点で-50 ~ 50 MPa以下であった図11、12の結果と注意深く比べると、水銀なしの場合に見られた応力波が重畳していることがわかる。

#### 4.4 Case Study-2(陽子ビームプロファイルが空間的に狭い場合)

空間的に狭い陽子ビームで1パルス当たり100 kJのエネルギーを水銀ターゲットに加え、50kJの熱が水銀ターゲット内1 cm  $\phi$  x 30 cmの領域で発熱し、かつ領域内の温度が式(11)で与えられるとした場合に得られる温度分布を発熱部30 cmに限って図15に示す。その他の計算条件はCase study-1と同じである。水銀内の最高温度は約4000°Cと計算される。SUSターゲット材料の融点1400°C以上の温度となり、応力波の計算をするまでもなく明らかにターゲット容器の構造成立性は保たれないことになる。ちなみに $z = 0$ における弾性計算による応力波の最高値は20 GPaとなる。発熱部の平均温度は1300°Cとなり、前章の結果とにより水銀の最高温度はターゲット発熱部の平均温度の約3倍が目安となる。

## 5. 結言

1.33GeV(5MW)50Hzのパルス陽子入射条件で、瞬時発熱によるターゲット容器構造(直径20 cm)に作用する応力波の解析を行い、次の結論を得た。

・ターゲットに発生する応力波の大きさは、入射陽子プロファイルの直径に大きく依存し、直径

10 cmのときには数百MPaにおさまり構造健全性を保つことが可能であるが、直径1 cmの場合には発熱密度が高く、容器が溶ける恐れがあり、構造健全性は保てない。

・陽子が貫通するターゲット容器頂部には高振動数の高応力波が計算された。固有周期との関連を検討する必要がある。

・ターゲット容器に生じる応力波は音速で伝播し、非常に速い応答となり、反射波の影響を考慮しなければ長さが40 cmのターゲット容器では0.1 msで現象は終わる。

・構造設計上では、ターゲット直径、長さ、板厚等の最適化、及び寿命を推定するための損傷評価法の開発が重要となる。

#### 参考文献

- 1) K. Skala, G.S. Bauer, "On the pressure wave problem in liquid metal targets for pulsed spallation neutron sources", Proc. ICANS-XIII, Switzerland, PSI-Proc.95-02, pp.559-576(1995).
- 2) Hibbitt, Karlsson & Sorensen, "ABAQUS/Explicit Version 5.6".
- 3) G.S. Bauer, "Mercury as a target material for pulsed(Fast)spallation neutron sources", Proc. ICANS-XIII, Switzerland, PSI-Proc.95-02, pp.547-558(1995).

## 19. 固体ターゲット構造の概念検討 Preliminary Investigation of Solid Target Geometry

日本原子力研究所 羽賀勝洋、神永雅紀、日野竜太郎、高田 弘  
Katsuhiko HAGA, E-mail : haga@cat.tokai.jaeri.go.jp  
佐賀大学 I.M.Shafiqul  
富士電機 辻延昌、岡本太志  
日立製作所 熊坂勝行、林克己

In this report, we introduce the developing plan for a solid metal target structure. Supposing tantalum as the target material, the temperature distribution and the maximum thermal stress in a tantalum plate of a solid metal target was evaluated under a water cooling condition, using the heat generation rate calculated with the JAERI's neutron transport code. The calculation results showed that the water velocity was higher than 10m/s in order to cool the 3mm-thick target plate down to 200 °C when the target surface was smooth and heat transfer rate was calculated with the Dittus-Boelter equation. In this case, the maximum thermal stress is 50MPa at the target plate surface. The coolant water flow distribution in a target vessel was also evaluated for ISIS-type flow channels and the parallel flow channels. In the ISIS-type flow channels, at least 25mm height of the coolant plenum is needed for a uniform flow distribution. The maximum flow velocity difference between the flow gaps in the parallel flow channels was 30%. A heat transfer augmentation experiment was conducted using ribbed-surface flow channel. The heat transfer rate was confirmed to increase up to twice the value of that for a smooth surface.

### 1. はじめに

中性子科学研究計画第1期の1.5MW規模のターゲットとして、ISISやIPNSなど既存の加速器中性子源での実績から、技術的に最も早期に実現できる可能性が高い水冷却式固体ターゲットの使用を検討している。ターゲット内では、核破碎反応に伴い1MW程度の発熱を生じ、ターゲット材の表面熱流束は最大で数 MW/m<sup>2</sup>になる<sup>(1)</sup>。ITERのリミターと同程度の高熱流束を効率よく除去するためにはターゲットディスク厚さ、冷却水流路構造などを最適化する必要がある。

本報告では、これまでに行った1.5MW規模のターゲット構造、冷却特性、冷却水の流量配分についての検討結果、及びターゲット材表面の熱伝達性を向上させるために行った伝熱流動実験の結果について述べる。

### 2. 固体ターゲットの構造

#### 2.1 ターゲット容器の構造

今回検討した1.5MW用の固体ターゲットの鳥瞰図をFig.1に示す。ターゲット容器の大きさは長さ860mm、巾200mm、高さ140mmである。ターゲットディスクにはタンタルを想定した。これ

は、タンゲステンに較べて熱伝導率の低いタンタルで冷却特性を評価することにより、冷却条件を安全側に設定できるためである。ターゲットディスクの厚さは熱負荷の大きい前方を薄く、後方になるに従い厚くして3mmから31mmまで異なる厚さのディスクを装填する。ターゲットディスク間の冷却水流路のギャップは、ターゲットに占める冷却水の体積割合をできるだけ小さくするために1.2mmとした。ターゲット前部は発熱量が数  $\text{kW/cm}^3$  と熱構造的に極めて厳しいため、前部のみを取り替えが可能な分割構造とした。ターゲット前部では、高速の冷却水をワンスルーで流して冷却性能を確保し、後部はプレナム部で折り返してターゲット容器内を蛇行するような冷却水経路とした。また、ターゲットの冷却系配管と冷却水供給系との接続継手は、高温、高中性子照射場での使用を考慮して、メタルシール構造とした。今後の設計検討では、ターゲット取り替え時に遠隔操作でも迅速かつ容易に切り離し、接続操作ができるような構造の検討を行う。尚、今回の検討では冷却水配管のサイズはターゲット容器の寸法と配管上の関係から50Aとした。この場合、冷却系配管内の流速はターゲット前部で7.1m/s、中間部で4.3m/s、後部で1.9m/sとなり、圧力損失は、前部  $0.3\text{kg/cm}^2$ 、中間部  $1.0\text{kg/cm}^2$ 、後部  $1.5\text{kg/cm}^2$  となる。

## 2. 2 ターゲットディスク

Fig.2 にターゲットディスクの構造を示す。ターゲットディスクは一辺が100mmの正方形で、重ね合わせたときに冷却水流路が形成されるよう、片面に深さ1.2mmの溝を設ける。また、ディスクに構造強度を持たせ、冷却水流路のギャップを保持するために流れの方向にリブを2本設置し、ディスク表面には、伝熱促進をはかるために流れと直角の方向に微小な突起を設ける。ターゲット容器にはディスクをはめ込むための切り欠きを設け、この切り欠きに沿ってディスクを装填・積層する。最後尾のディスクの後面にスプリングを当てて、ボルトで締め付け固定する。

## 3. ターゲット材の熱応力解析

上記ターゲットについて、冷却水流動条件を決定するために、構造/熱流動解析コードANSYS-FLOTRANを用いて、ディスク内の温度、熱応力、ターゲット容器内の冷却水流量配分などの計算を行った。以下にその結果を述べる。

### 3. 1 発熱密度分布

Fig.3(b)に示すような半値幅2cmのガウス分布状のビームプロファイルで陽子ビームが照射された場合の、タンタルターゲット内の発熱密度分布計算結果をFig.3(a)に示す。計算で用いたターゲットは、直径10cm、厚さ5.6mmのターゲットディスクを1.5mmのギャップを設けて並べ、そこに冷却水を満たした構造を想定した。横軸は陽子ビームの当たるターゲット前面からの軸方向深さであり、縦軸はターゲットの中心から半径1cmごとに区切った円筒部分の発熱密度である。図中の実線で示した値は陽子ビームの照射中心から半径1cmの円内の平均発熱密度分布を表し、破線がその外側、半径1cm~2cmの部分の値を表す。発熱密度はターゲット前面から数cmだけ内側の中心で最も大きくなる事が分かる。熱応力計算では保守的な解析を行うために、この最も条件の厳しい位置の発熱密度を用いることとし、ピーク値が  $4\text{kW/cm}^3$  のガウス分布状に半径方向の発熱密度分布を与えた場合の解析を行った。

### 3. 2 ターゲット内温度分布

熱応力を計算するために温度分布を解析した。前節で述べたような発熱密度分布を持つタンタルターゲットが、温度 50°C、圧力 2MPa の冷却水により、Fig. 4 (b) のようにギャップ 1.2mm の冷却水路から両面冷却された場合のターゲット内の温度分布を 2次元計算で求めた。壁面の熱伝達係数は平滑な発達した乱流域の熱伝達係数を与える Dittus-Boelter の式で与えた。ターゲット厚さを 3mm、5mm、10mm、冷却水流速を 5m/s、10m/s、15m/s と変化させた場合のターゲット中心温度を Fig.4(a) に示す。ターゲットの構造健全性を保持する上で、明確な温度上限値は現在のところ規定されていないが、ISIS や IPNS での固体ターゲットの運転では、ターゲットの最高温度が高いほどターゲットの寿命が短くなることを示唆するデータが得られている<sup>(2)</sup>。これらの経験から、ターゲットの健全性を確保するためにはターゲット温度はできるだけ低くして、最高でも 200°C 前後に押さえるべきと言われている。そこで最も温度が高くなるターゲット中心において 200°C を上限とすると、ターゲット厚さ 3mm では 10m/s 以上の流速で冷却可能である。しかし、冷却水流速がこれより低くなるとターゲットの厚さを薄くする必要がある。なお、ターゲット中心温度が 200°C の場合、表面温度は最高で 114°C となり、冷却水の圧力損失を 1MPa と見込んでもその時の冷却水飽和温度の 180°C より低く、局所沸騰は生じない。

### 3. 3 熱応力解析

次に、先の温度分布より求めたターゲットディスクに発生する熱応力の解析結果を Fig.5 に示す。最大応力はターゲット表面に生ずるため、縦軸には表面応力の最大値を取ってある。ディスクの厚さが増すほど表面と中心の温度差が大きくなり、表面熱応力も大きくなっている。温度 200°C におけるタンタルの引張強さは約 300MPa である。ディスクの厚さが 3mm の時には熱応力が 50 MPa まで低下する。しかし、陽子ビームの照射によってターゲット材に生じる機械的特性や熱物性の変化は十分解明されておらず、更に 50Hz のパルス運転により加熱、冷却の周期的な熱負荷を高サイクルで受け続けるので、熱応力 50 MPa がターゲットの耐久性にどの程度の影響を及ぼすのか現時点では判断することはできない。現在、ISIS で使用されたタンタルターゲットの分解検査がドイツのユーリッヒ研究所で進んでおり、陽子ビーム照射後のタンタルの物性変化が明らかになるものと期待される。

## 4. 冷却水流量配分解析

### 4. 1 ターゲット後部の流量配分

ターゲット後部は冷却流路を折り返し構造としたが、ターゲットディスクの冷却性能を確保するうえで各流路の流量配分を均一にすることが重要である。この場合、各流路への冷却水の分岐を確実にするのに、折り返し部プレナムの体積が大きな影響を与える。そこで、プレナム部の高さを変えて流動解析を行い、プレナム部高さと分岐流量配分の関係を調べた。流路モデルは ISIS<sup>®</sup> と同じ前端 5 段までのターゲット及び冷却流路構造を Fig.6(b) のように 2次元モデル化したもので、流路は上側と下側で 1 度ずつ折り返す構造とし、ターゲット寸法は高さ 110mm、厚さ 7.7mm、冷却水路ギャップは 1.75mm である。折り返し部の冷却水プレナムの高さ H を 15mm、20mm、25mm、30mm と変えて解析した。また、流入冷却水量は計算の収束性の問題からターゲットディスク間の平均流速が約

5m/s になるように設定した。解析結果を Fig.6(a)に示す。グラフは Fig.6(b)に示すように、流路上にある2つの分岐流れの流量をそれぞれA1, A2, B1, B2, C1, C2としたときに、それぞれの流量の比で縦軸を表してある。中央のB1, B2の流路で特に流量配分が不均一になっており、プレナムを高くすることによって、流量配分を均一化できることが分かる。両端のA, Bの流路についても、プレナムが高くなるに従い流量配分比は1に近づいている。プレナム高さを大きくすると、ターゲット回りの水の体積割合も増えて中性子収量が減少するので、ここではプレナム高さ 30mm を一応の目安として次の解析を行った。

#### 4. 2 並行流路の流量配分

ターゲット前部のワンスルー型並行流路の流量配分計算を行った。ターゲットディスクの厚さを5mm、長さを100mm、流路ギャップを1.2mmとし、一つの冷却系統で冷却するディスクの枚数が5枚、10枚、15枚の場合について流体解析を行い各分岐流路の流量配分特性を調べた。結果を Fig.7(a)に示す。冷却水プレナムの高さは先の解析で求めた30mmとし、冷却水流量は同様にディスク間の平均流速が約5m/sになるように選定した。グラフの縦軸は、各流路の流速と平均流速の差を平均流速に対する流速比で表す。プレナムに流入した冷却水が直接衝突する中心部分の流路で流速が早くなる傾向があるが、流速の最大と最小の差は5段分岐で30%、10段、15段分岐で25%となった。ターゲットディスクの枚数が多くても流量配分の違いに大きな差は無く、流量の少ない両端の流路幅を広くしたり、整流板を入れるなど構造上の工夫をすれば、流量配分の均一化は可能と考えられる。

### 5. 伝熱促進実験

#### 5. 1 実験装置

4章のターゲットディスク温度の解析では、平滑な流路の熱伝達係数を用いて解析・評価した。冷却水流量が急減する過渡状態にも対応できる冷却水の流動条件を設定するうえで、ターゲットディスクの熱伝達性能を向上させて、低流速下でも十分な熱伝達性能を確保することが重要である。熱伝達性能を向上させるための研究は数多く報告されており、そこでは主に伝熱面の表面形状を加工することにより熱伝達性能を向上させている。また、多くの研究では冷却材に気体を用いており、冷却流路として円管を用いている場合が多い。ところが固体ターゲットの冷却では冷却材に水を用い、流路はギャップが数mmの矩形狭隘流路であり、このような条件で行われた伝熱促進の研究報告例は極めて少ない。そこで、高熱流束除去の可能性を調べるために、矩形狭隘流路による伝熱流動実験装置を製作し、伝熱面に微小な突起を加工して熱伝達性能の向上、即ち伝熱促進を調べる実験を行った。

Fig.8 に試験体の構造を示す。矩形流路は銅製の矩形突起付き流路板、ステンレス製の導圧管板、石英ガラス窓で形成している。流路巾は20mm、長さは250mmで、流路ギャップは1mmから3mmまで可変である。流路板には図に示すように加熱用の電気ヒータを設置し、ターゲットディスクの発熱を模擬する。流路板の矩形流路表面には高さ、巾ともに0.2mmの矩形突起がピッチ2mmで冷却水の流れに直交する方向に加工してある。また、伝熱面の内部には熱電対を設置して伝熱面の温度を測定して熱伝達係数を求める。上側の壁には導圧孔が設けてあり、流路に沿った圧力損失を測定する。この装置を用いた実験結果の一例を次に示す。

## 5. 2 実験結果

矩形突起による伝熱促進では、熱伝達に影響するパラメータとして、突起ピッチと突起高さの比 ( $p/k$ )、突起高さと流路高さの比 ( $k/H$ )、レイノルズ数などが考えられる。紹介する実験結果は、冷却水流路ギャップが 1.2mm のものである。この時の  $p/k$  は 10、 $k/H$  は 12 である。実験で得られたヌッセルト数 (無次元熱伝達率) とレイノルズ数 (無次元流速) の関係を Fig.9 に示す。平滑面に対する実験値は Dittus-Boelter の式と良く一致しており、また、突起付きの流路に対する実験結果は平滑面に対して熱伝達性が約 2 倍向上したことを示している。ただし、Webb ら<sup>(4)</sup>の提案した矩形突起による実験式の値と比較すると、低めの値となっている。これは、Webb らの実験が内径 40mm の円管で行ったため、矩形突起で発生する乱流渦のスケールと強度が狭隘流路とは異なっていることが主要な原因と考えられる。なお、圧力損失は最高 2.8MPa/m であった。今後、伝熱面の突起の形状やピッチを変えて表面形状の最適化を行うとともに、よりターゲットに近い両面加熱の実験も行って行く予定である。

## 6. 結言

本報告では 1.5MW 規模の固体ターゲットについて、タンタルをターゲット材とした場合の、構造、発熱密度、ターゲットディスク温度、熱応力、及び冷却材流量配分についての検討結果を紹介し、更に、ターゲットの成立性に重要な影響を与える高密度の熱除去のために行った伝熱促進実験の結果について述べた。

引き続きターゲット構造の検討・構造の最適化を進めるとともに、ターゲットシステム全体の予備設計、各種解析コードの整備、ターゲット材料に関する調査、水ループを用いた伝熱流動実験等を行い、固体ターゲット技術の確立を目指す。

## 参考文献

- (1) 日野竜太郎、羽賀勝洋 他 3 名 : JAERI-Conf 96-014, “ターゲット冷却限界の検討” (1996)
- (2) J.M.Carpenter et. al. : “Proc. of ICANS-XII”, 2, T-1 (1993)
- (3) G.M.Allen et. al. : “Proc. of ICANS-XII”, 2, T-12 (1993)
- (4) R.L.Webb et. al. : Int. J. Heat Mass Transfer., 14, 601-617 (1970)

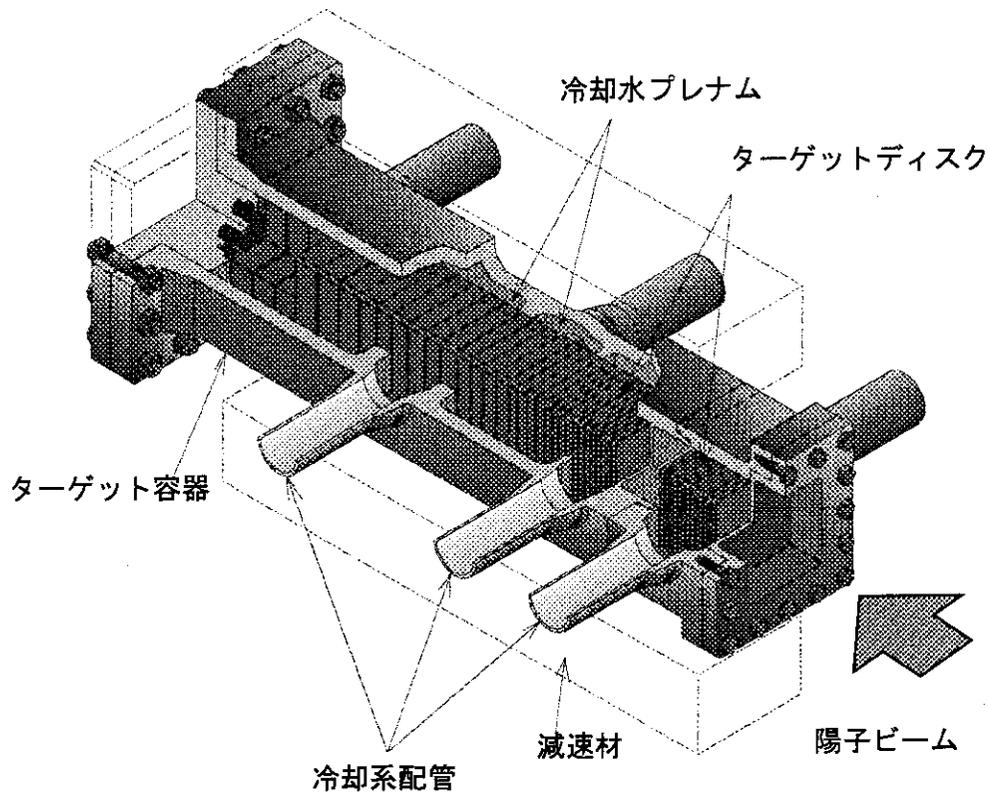
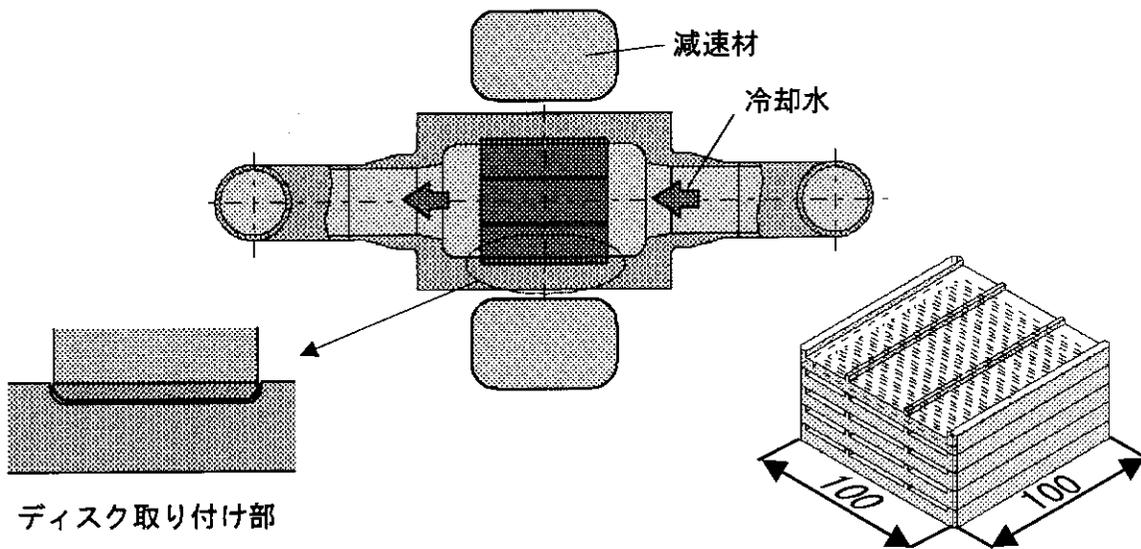


Fig1 Air View of a Solid Target



陽子ビーム	: 1.5GeV、1mA
ターゲット容器	: (L)860 × (W)200 × (H)140mm
ターゲット材	: タンタル (Ta)
ターゲットディスク厚さ	: 3~31mm
冷却水流路ギャップ	: 1.2mm
ディスク間冷却水流速	: ~15m/s
冷却水プレナム高さ	: ~3cm

Fig.2 Structure of a Solid Target Disk

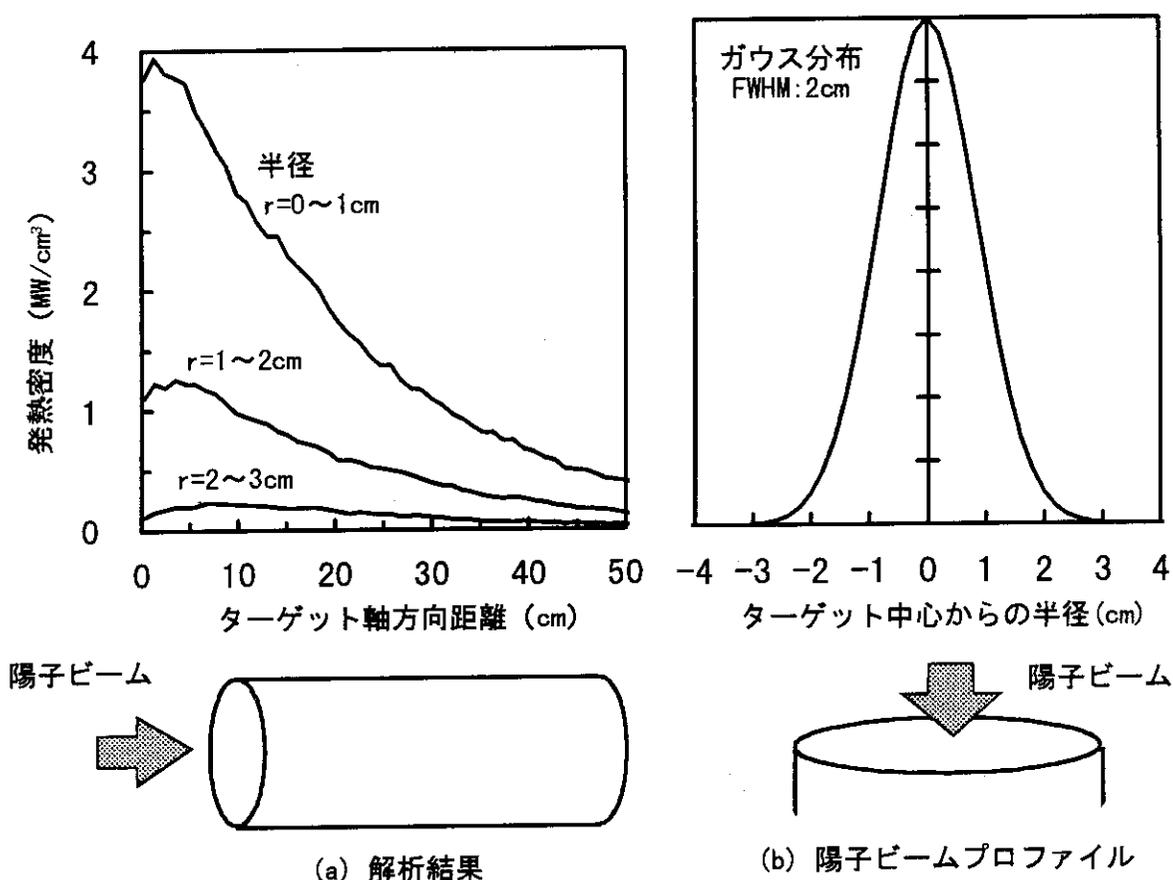


Fig.3 Heat Generation Distribution in a Tantalum Target

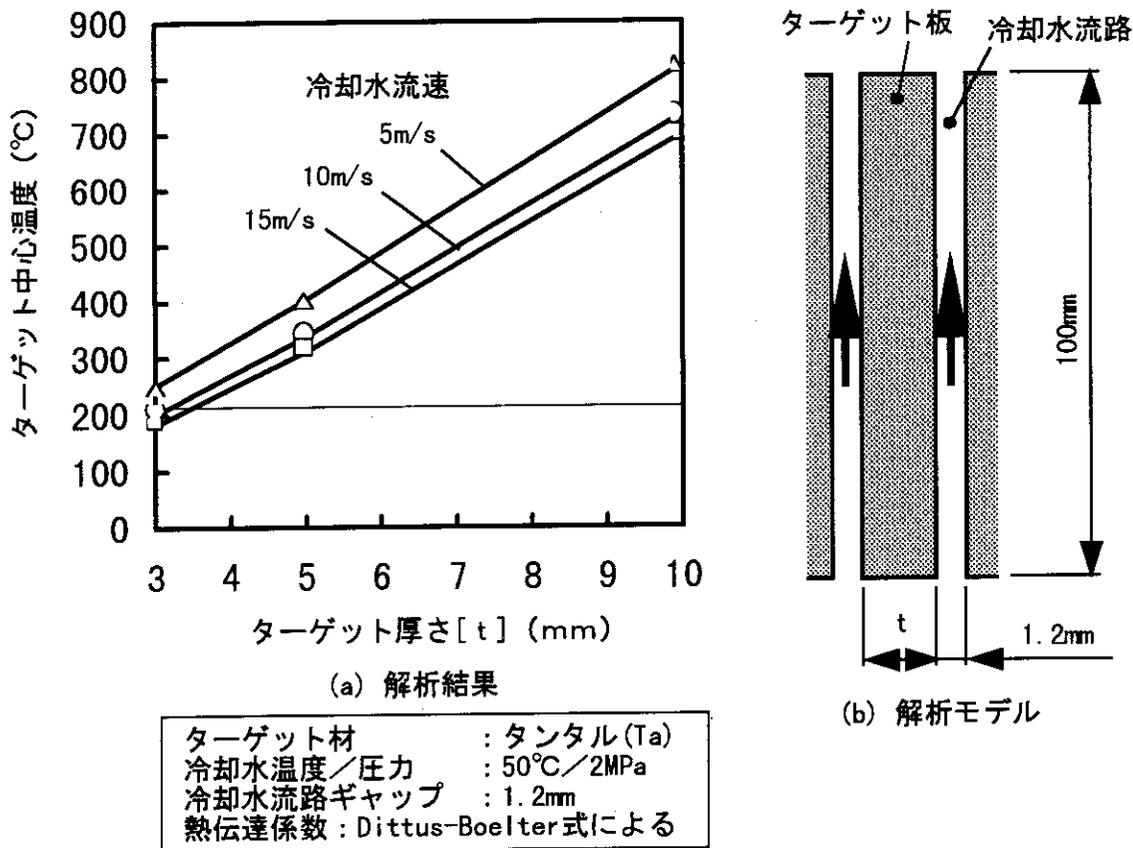


Fig.4 Temperature of a Target Disk Center

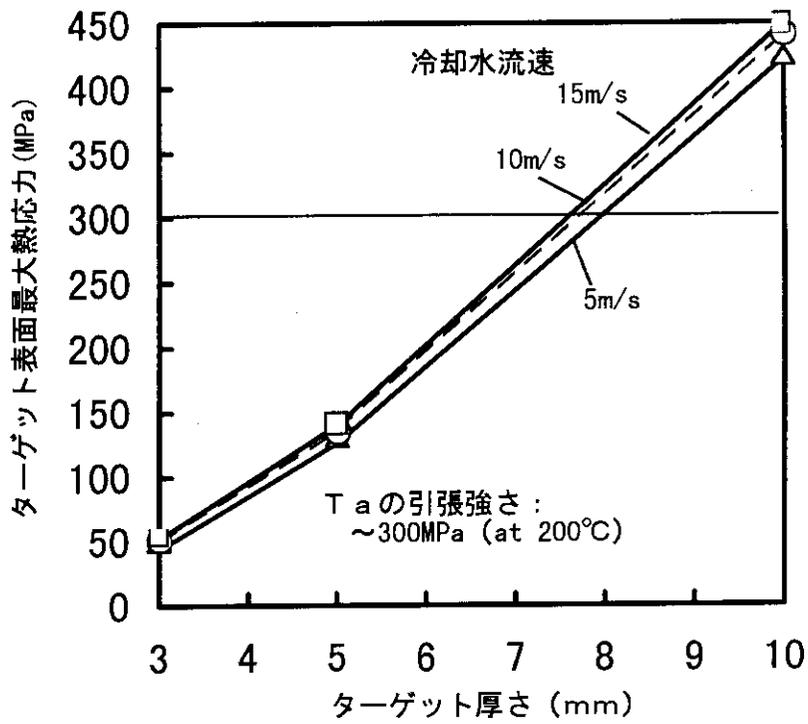
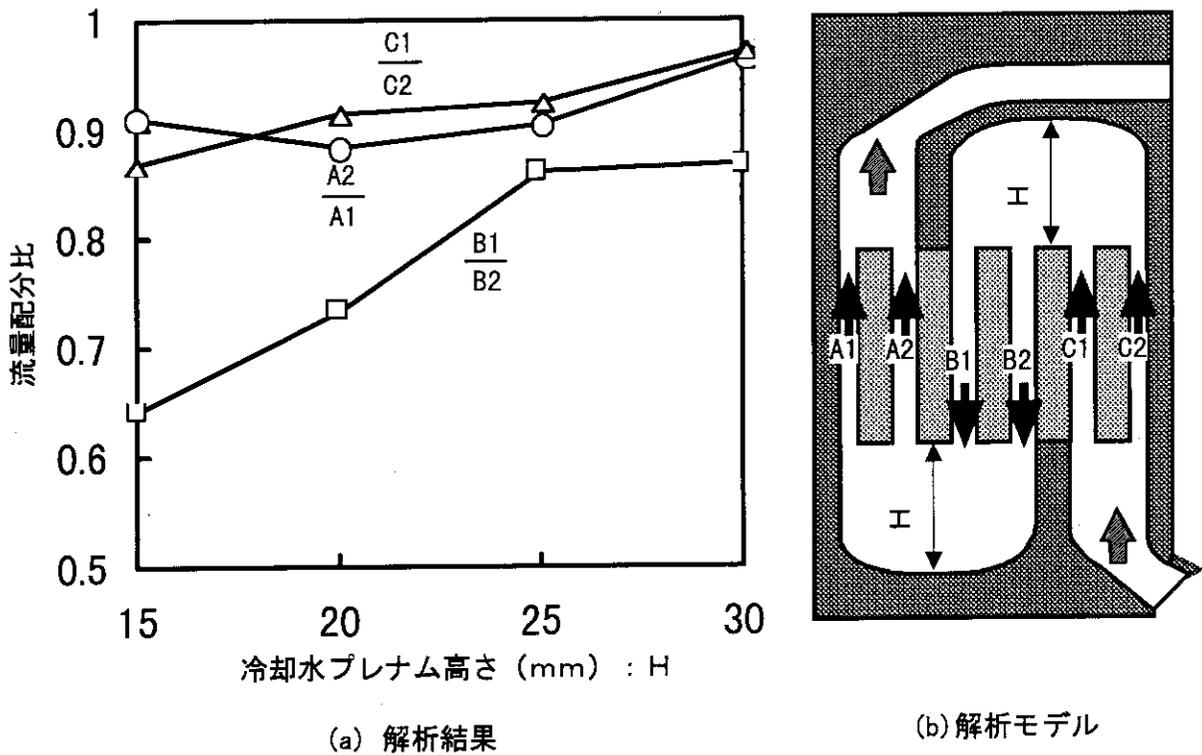
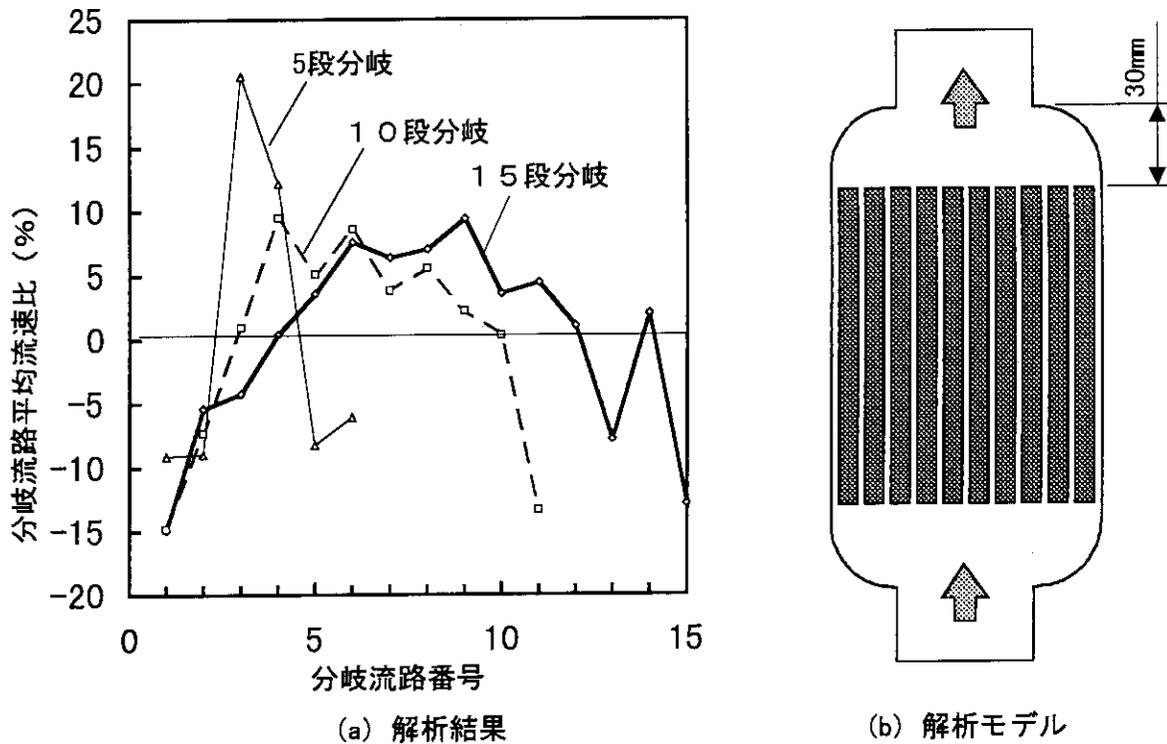


Fig.5 Thermal Stress in a Target Disk



ターゲット寸法 : 高さ110mm、厚さ7.7mm  
 冷却水流路ギャップ : 1.75mm  
 ターゲットディスク間流速 : 5m/s

Fig.6 Coolant Flow Distribution in a ISIS-type Flow Channel



ターゲット厚さ : 5mm  
 冷却水流路ギャップ : 1.2mm  
 ターゲットディスク間流速 : 5m/s

Fig.7 Coolant Flow Distribution in a Parallel Flow Channel

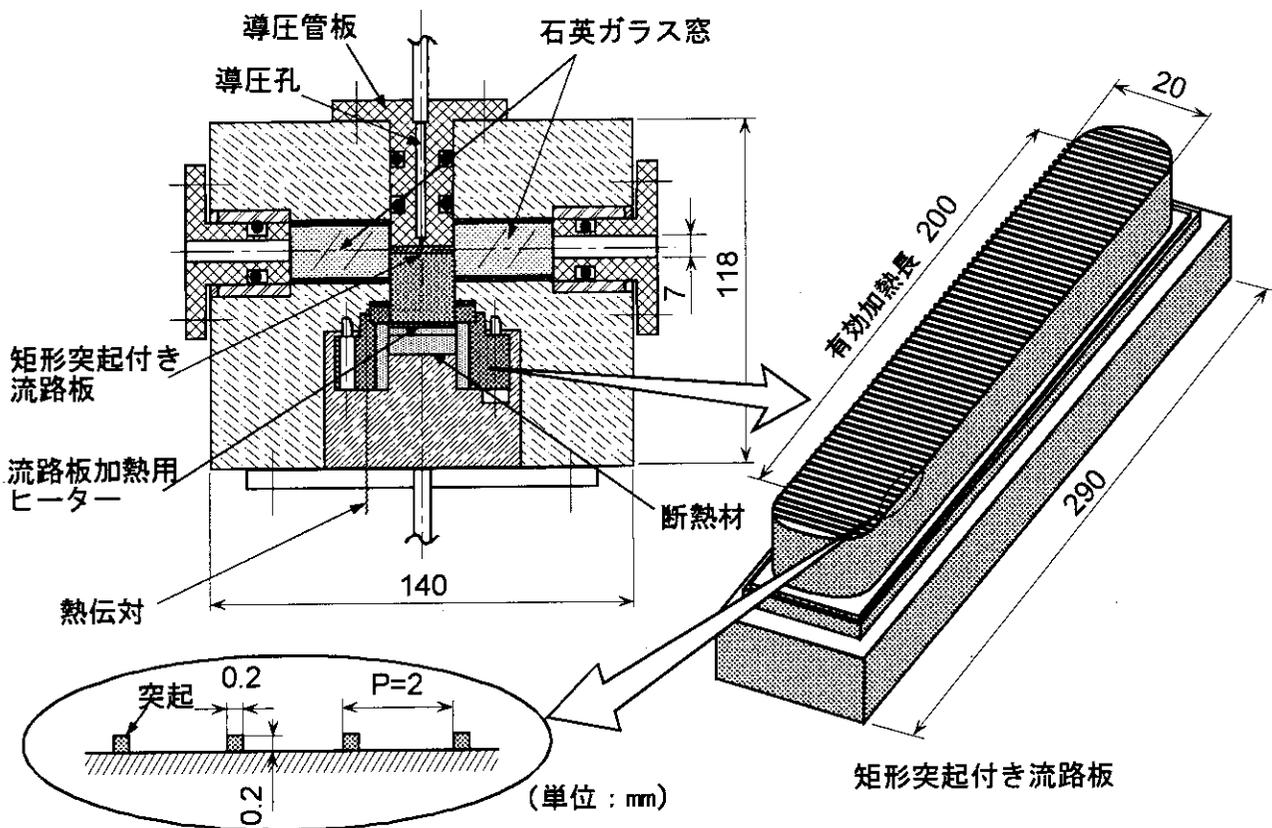


Fig.8 Experimental Apparatus for Heat Transfer Augmentation

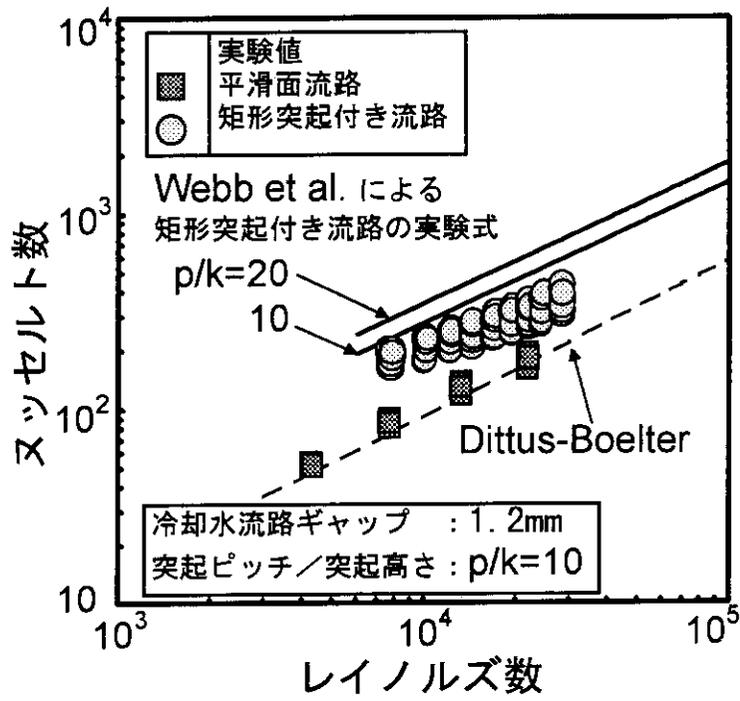


Fig.9 Result of the Heat Transfer Augmentation Experiment

## 20. 水銀ターゲット構造の概念検討

### Preliminary Study of Mercury Target Structure

神永 雅紀、羽賀 勝洋、日野 竜太郎

(中性子科学推進特別チーム ターゲットグループ)

熊坂 勝行 (日立製作所)、内田 正治 (三菱重工業)、中川 敏 (東芝)

森 清治 (川崎重工業)、西川 明 (石川島播磨重工業)

Masanori KAMINAGA, Katsuhiko HAGA, Ryutaro HINO

: Special Task Force for Neutron Science Initiative, Target Group

Katsuyuki KUMASAKA : Hitachi Ltd., Shoju UCHIDA : Mitsubishi Heavy Industry Ltd.

Toshi NAKAGAWA : Toshiba Corporation, Seiji MORI : Kawasaki Heavy Industry Ltd.

and Akira NISHIKAWA : Ishikawajima Harima Heavy Industry Co. Ltd.

e-mail : kaminaga@jrr3fep2.tokai.jaeri.go.jp

#### Abstract

Development of a proton accelerator based neutron source (1.5GeV, 5.3mA(for neutron source 3.3mA), thermal power 8 MW) is currently conducted by the Special Task Force for Neutron Science Initiative, JAERI. Preliminary design studies and related R&D of a solid metal target for the first stage (1.5GeV, 1mA) and a liquid metal target for both the first and second stages (1.5GeV, 3.3mA) are conducted by the Target Group to develop both solid and liquid metal target systems.

A few kinds of target structures have been investigated in FY 1996 and the preliminary results for the target structures are described in this paper. Investigation results of alternative materials for the target container are also described in this paper.

#### 1. はじめに

日本原子力研究所(原研)では現在、大強度陽子加速器(1.5GeV、5.3mA、熱出力8MW)を用いた中性子源を開発する計画が進められている。ターゲットグループでは、大強度陽子加速器の開発方針(1.5GeV、1mA(第I期1.5MW)/3.3mA(第II期5MW))を基にして、中性子散乱実験用の固体ターゲット(第I期)及び液体金属ターゲット(第I期及び第II期)の開発を進めている。

中性子源の開発研究については、米国アルゴンヌ国立研究所<sup>(1)</sup>(ANL)(2.2GeV、500 $\mu$ A、1.1MW)、米国ロスアラモス国立研究所<sup>(2)</sup>(1MW)、米国ブルックヘブン国立研究所<sup>(3)</sup>(BNL)(5MW)、米国オークリッジ国立研究所<sup>(4)</sup>(ORNL)(1GeV、1mA、1MW、後に5MWまで増強)、ヨーロッパ共同体のESS計画<sup>(5)</sup>(1.334GeV、3.8mA、5MW)などで進められており、スイスポールシェラー研究所<sup>(6)</sup>(PSI)(590MeV、1.5mA、1.0MW)では、既に施設が

完成している。1MW 規模の中性子発生用ターゲットシステムでは、既存の技術で実現可能な水冷却型の固体ターゲット (W、Ta、Pb 等) が候補にあがっている<sup>(1), (3), (5)</sup>が、5MW 規模 (一部 1 MW 規模) の中性子発生用ターゲットシステムでは、ターゲット部での発熱量が極めて大きいため液体金属ターゲット (Pb-Bi, Hg) を採用することで計画が進められて<sup>(4), (5), (6)</sup>おり、最近では、ショートパルスの中性子発生用ターゲット材としては、Hg (水銀) が最も有力な候補となっている<sup>(7)</sup>。

## 2. 既存の液体金属ターゲット設計について

現在、具体的な構造が明らかとなっている陽子加速器を用いた中性子源用液体金属ターゲットとしては、PSI (SINQ) の鉛-ビスマス (Pb-Bi) ターゲット<sup>(8)</sup>、ESS の水銀ターゲット<sup>(9)</sup>及び ORNL (ORSNS) の水銀ターゲットがある<sup>(10)</sup>。

Fig.1 に SINQ の Pb-Bi ターゲット構造図を示す。SINQ の Pb-Bi ターゲットは、垂直に設置され陽子ビームがターゲット下部から入射する構造となっており、Pb-Bi ターゲット容器内の循環及びビームウィンドウの冷却には、Pb-Bi の自然循環冷却によっている<sup>(8)</sup>。しかしながら、最近の SINQ のターゲット設計では、ビームウィンドウ部の冷却などに自然循環冷却では、除熱が不十分であることが明らかとなり、強制循環冷却方式に変更されている<sup>(11)</sup>。

Fig.2 に ESS の水銀ターゲットの構造図を示す。上の図が上部から、下の図が側面から見た断面図で、陽子ビームは、図の左側から曲面状のビームウィンドウ部に水平に入射する構造となっている。ターゲット容器内は、Flow guide (仕切板) により上下に分割されており、水銀はターゲット容器下部より流入し、ビームウィンドウ部を冷却した後、容器上部を出口に向かって流れる。この構造に関しては、2次元の熱流動解析が実施されており、構造上の問題点・その改善方法等が報告されている<sup>(9)</sup>。構造上の問題点は、ターゲット容器内部の水銀の流路構成するために、容器内に Fig.2 に示す仕切板を設けた場合、ビームウィンドウ部で流れが反転した後に、流れが停滞してしまう領域が発生し、その領域の除熱が十分に出来ないため、温度が非常に高い領域が出現することにある。このため、ESS の水銀ターゲットでは、仕切板の長さを変化させたり、仕切板を多孔板としてその開口率を変化させることにより、この問題点を解決しようと試みている<sup>(9)</sup>。

## 3. 水銀ターゲット構造の概念検討

以下に示す原研における検討結果は、平成8年度に実施したものであるが、平成8年度は概念検討を開始した段階であり、個々のケースにおける解析条件 (ターゲット入口水銀温度、水銀流量 (流速)、発熱密度など) は必ずしも同一ではなく、それぞれのケースについて定量的な比較を行うことは難しいが、今後の検討では、各種条件を統一して実施していく予定である。以下に、平成8年度の水銀ターゲット構造検討結果の概要を示す。

原研における液体金属ターゲット構造の概念検討では、以上のような既存の構造設計を参考とし、また、ターゲット材としては水銀を採用することを前提として検討を開始した。

ESS では、水銀ターゲットの構造を検討するに当たって、2次元の熱流動解析を FLOW-

3D<sup>(12)</sup>コードを用いて実施している<sup>(9)</sup>。

原研では、まず始めに ESS 水銀ターゲットの特徴及び問題点を把握するために、ESS の 2次元熱流動解析と同様に、Fig.3 に示す ESS の水銀ターゲット解析モデルを用い 2次元の熱流動解析を実施した。解析には、STAR-CD コード<sup>(13)</sup>を用い、主要な解析条件は ESS と同様に以下に示すものを用いた<sup>(9)</sup>。

ターゲット入口水銀温度	180 °C
ターゲット入口水銀流量	220 kg/s
ターゲット入口水銀流速	1.6 m/s
ターゲット内発熱密度分布	

$$P(x, y) = 6334 \left( 1 + \frac{y^2}{y_0^2} \right) \exp\left(\frac{-x}{LA}\right) \left[ 1 - 0.7632 \exp\left(\frac{-x}{LB}\right) \right] \quad \text{W/cm}^3$$

$$y_0 = 3 \text{ cm}, LA = 14.5 \text{ cm}, LB = 6.55 \text{ cm}$$

(5MW のうち 3.3MW がターゲット部で発熱)

Fig.4 にターゲット容器内温度分布及び流速分布解析結果を示す。水銀は、ターゲット容器下部から流入し、仕切板に沿って流れ、ビームウィンドウを冷却した後、出口に向かって流れている。本解析においては、仕切板を多孔板とはしておらず、水銀は仕切板の途中からバイパスすることなく全てビームウィンドウ部で反転した後、出口に向かって流れている。本解析結果と ESS の解析結果との比較（温度の絶対値など）については、解析モデルを含め必ずしも条件が一致しているとは言えないため、ここでは論じない。Fig.4 の流速分布解析結果に示すように、本解析でも ESS の解析結果と同様に、流れが反転した後（ビームウィンドウ下流域）に大きな渦が発生し、流れが停滞している部分が現れている。この流れが停滞している領域は、発熱密度分布も高く、このため、この部分にホットスポット（約 650°C）が生じている。なお、本解析及び ESS の解析とともに、本来はパルス状に発熱しているものを、定常的に発熱しているものと仮定して解析を実施している。

ESS の水銀ターゲットでは、このため、前述のように仕切板を多孔板として、その開孔率、孔を開ける領域の長さを変化させることにより、渦を解消し流れが停滞する領域をなくすための構造を検討している。しかし、仕切板を多孔板とすると先端部のビームウィンドウまで到達する流量が減少し、ビームウィンドウ冷却に支障を及ぼすなど別の問題も生ずる。

そこで原研では、仕切板を多孔板とするのではなく、ターゲット容器内部を二重管構造とし、水銀が外周部からビームウィンドウ部に向かって流れ、ビームウィンドウ部を冷却した後、容器中央部の流路を出口に向かって流れる構造（Fig.6 参照）について検討した。

Fig.5 に 2次元解析モデルによるターゲット容器内温度分布及び流速分布解析結果を示す。解析条件は、先に示した ESS 水銀ターゲットの場合と同様であるが、ターゲット容器入口での質量流量を一定としたため、ターゲット容器入口流速は 0.8 m/s とした。Fig.4 に示した ESS ターゲットの解析結果と比較すると、入口温度、質量流量及び発熱密度分布が同じであるにもかかわらず、ビームウィンドウ下流域のホットスポットの温度は、Fig.4 に示し

た ESS ターゲットモデルの約 650°C から、約 460°C に低下しており、また、最高温度はホットスポットではなく、容器出口部で生じている。これは、Fig.5 に示した流速分布を見れば明らかのように、流れが反転した後の渦が小さくなり、流れが停滞している領域が小さくなったことによるものである。

以上のような検討結果に基づき、平成 8 年度は Fig.6 に示す二重管構造の水銀ターゲット容器を提案した。Fig.6 に示した水銀ターゲット容器は、第 I 期 1.5MW (1.5GeV、1mA) 用に提案しているものである。ターゲット本体部分は二重管構造とし、水銀は外管の円周部をビームウィンドウ部に向かって流れ、ビームウィンドウを冷却した後、反転して内管を出口に向かって流れる。ターゲット本体先端部は、ビームウィンドウ下流の流れが停滞する領域を解消するために抵抗リングを設けてあり、抵抗リングの大きさ及び形状を工夫することにより最適な流れ場を作り出すものである。抵抗リング部詳細を Fig.7 に示す。抵抗リングの役割は、円周部上部付近からの水銀の流れを制限し、僅かな流れを作ることによりビームウィンドウ下流域の渦を解消することにある。ビームウィンドウからの抵抗リング形状及び大きさは、3次元熱流動解析により最適化を図っており、現状では陽子ビーム入力 1.5MW、入口水銀流速約 0.7m/s (流量に換算して約 53m<sup>3</sup>)、入口水銀温度 70°C の場合で、ホットスポットにおける水銀の最高温度約 168°C、ターゲット出口平均温度約 132°C という結果が得られている。ターゲット本体外側には、万一ターゲットが破損し水銀が流出した場合に備えてヘリウム (He) 雰囲気のリークジャケットを設け、リークジャケットのビームウィンドウ部を冷却するために、先端部は軽水で冷却する構造としている。リークジャケットを冷却するための軽水冷却流路は、流路ギャップ約 5mm、冷却材流速は約 5m/s である。なお、本ターゲット構造を陽子ビーム入力 5MW 時に採用する場合は、ビーム入射断面を ESS のビームのように楕円状に広げ (1.5MW ビーム入射時は円形) ターゲット本体断面を楕円状にすることにより対応することを考えている。

なお、本ターゲット構造の検討に用いたターゲット部の発熱量の評価は、3次元ハドロン輸送計算コードシステム LCS<sup>(14)</sup>を用いて行った。評価の結果、陽子エネルギーが 1.5GeV のとき、ターゲット部の総発熱量は、ビーム入射エネルギーの 62%に相当する 924kW/mA となった。本評価では、ターゲット部に入射する陽子ビームとして、陽子エネルギー 1.5GeV (単色)、ビーム形状は平行ビームとし、半値幅 (FWHM) 40mm のガウス分布と仮定した。水銀ターゲット内の発熱密度分布は、中心軸上入射面で、1.9kW/cm<sup>3</sup>/mA、入射面から 2cm 付近でピーク値 2.1kW/cm<sup>3</sup>/mA となった。

水銀ターゲット構造の検討では、この他に Fig.8 に示すようなターゲット本体構造の検討も実施している。本ターゲットは 5MW ビーム入射時に対して検討しているもので、陽子ビームに対し水銀の流れがクロスする構造とし、高温となる領域を冷却するのに最適なように水銀の流れを作り出すよう、ターゲット入口側には多孔板を設置する。本構造については、まだ概念検討の段階であるので、Fig.8 に示した流速、流量、寸法・形状については、現在までの検討結果を示した。詳細は、今後の検討により決定する。

現時点では、水銀ターゲット構造の概念を検討している段階であり、ターゲット部での圧力損失を始め必ずしも十分な検討を実施していない部分があり、具体的な構造を決定し

ていないが、平成9年度以降は以上の検討結果等を基に、ターゲット構造（容器形状、内部構造）を検討していく予定である。

#### 4. ターゲット容器構造材の調査

平成8年度は、熱流動解析に基づく水銀ターゲット構造検討の他に、構造材に関する調査も実施した。現在、構造材としては SUS316 材を用いることで検討を進めているが、より耐久性、耐放射線（中性子）性、製作性に優れた材料があれば、それらの使用が望ましい。このため、傾斜機能材料や最新のセラミックス系材料などの調査を行った。Table 1 にセラミックス系複合材料(CMC)である SiC に関する材料特性等に関する調査結果を SUS316 と比較して示す。また、Table 2 に CMC、酸化イットリウム粒子分散タングステン合金 ( $W-Y_2O_3$ ) 及びタングステン/銅傾斜機能材料 (W/Cu) の耐中性子特性、水銀に対する特性等に関する調査結果を示す。

一般にセラミックス系材料は、その製造方法により気孔率が数%から数十%程度あるが、Table 1 に示した C1111 という材料は、反応焼結という手法により気孔率を 0 としており、このため、熱伝導率も非常に良くなっている。SiC は、耐熱性、耐衝撃性、耐摩耗性に優れた材料として開発されたものである。引張り強度、破壊靱性が SUS316 材に比べやや劣るものの耐熱温度は 1350°C と高温にまで耐えられ、構造材の候補になり得るものである。ただし、製作性の問題、他の材料との接合部をどのようにするか等の問題もあり、今後も引き続き検討していく予定である。Table 2 に示した  $W-Y_2O_3$  は、タングステンの中に酸化イットリウム粒子をミクロンオーダーで微細分散させた合金で、タングステンと比較して酸化イットリウム粒子分散強化により高温強度を著しく向上させたもので耐食性も向上しているものである。W/Cu は、耐熱性に優れたタングステンと冷却特性に優れた銅の間を組成が連続的に変化するよう傾斜複合化した材料で、傾斜組成比率を変えることにより急激な温度勾配によって発生する熱応力の緩和を実現するものである。なお、 $W-Y_2O_3$  及び W/Cu は、水銀ターゲット構造材ではなく固体ターゲット材の候補として調査したものである。

#### 5. 平成9年度以降の主要な設計検討・R&D 項目

Table 3 に平成9年度以降の主要な設計検討・R&D 項目を示す。Table 3 に示すように、既存のターゲット構造にとらわれない種々のターゲット構造の検討・最適化を行う。また、これらと並行して水銀ターゲットシステム全体の予備設計を実施する。ターゲットの熱流動解析では、現在までに多くの汎用熱流動解析コードが開発されているが、その中から最適なものを導入、あるいは必要に応じて開発していく。さらに、水銀ターゲット開発に最も重要な圧力波（熱衝撃波）解析コードの整備・開発を行う。これらの開発に関連して、水銀を圧縮制流体として扱うための状態方程式を確立する。

水銀ターゲット開発関連の実験では、水銀中の圧力波の減衰・伝搬特性測定試験を小型の試験装置を製作して実施する。また、現在製作中の水銀ループを用いた基礎試験を実施し、ループの運転制御・機器特性などを把握する。さらに、米国ブルックヘブン国立研究

所での日米欧での国際協力ターゲット実験に参加し、水銀ターゲットに陽子ビームが入射した場合の温度、圧力、応力等に関するデータを取得・解析する。

平成10年度以降は、水銀ターゲットシステムの概念設計、水銀ターゲットの熱流動・構造試験、実規模構造実証試験、実規模遠隔操作保守試験等を実施し、ターゲットシステムを確立する。

## 6. まとめ

本報告では、平成8年度に実施した水銀ターゲット構造の概念検討及び構造材の調査について述べた。ターゲット構造としては、二重管構造型及びクロスフロー型を提案し、構造材の調査では、ターゲット容器構造材の候補として SiC 材について調べた。今後は、ターゲット容器内の熱流動解析、熱衝撃による圧力波解析等を通してより具体的な構造の検討を進めるとともに、平成9年度以降の主要な設計検討・R&D項目で述べた項目について、内外の研究機関、大学、メーカーと協力しながら着実に進めていきたい。

## 参考文献

- (1) IPNS Upgrade - A Feasibility Study, ANL-95/13 (1995).
- (2) R. Pynn and D. Weinacht, "A Proposal for a Long-Pulse Spallation Source at Los Alamos National Laboratory", ICANS-XIII, pp.798 (1995).
- (3) H. Ludewig, M. Todosow and J. Powell, "Status of Pulsed Spallation Neutron Source Target Work at Brookhaven National Laboratory", ICANS-XIII, pp.808 (1995).
- (4) B. R. Appleton, "Status of the Oak Ridge Spallation Neutron Source (ORSNS) Project", ICANS-XIII, pp.814 (1995).
- (5) W. E. Fischer, "SINQ - A Continuous Spallation Neutron Source (An Approach to 1Mwatt of Beam Power)", ICANS-XIII, pp.75 (1995).
- (6) H. Lengeler, "The European Spallation Source Study (ESS)", ICANS-XIII, pp.819 (1995).
- (7) G. S. Bauer, "Mercury as a Target Material for Pulsed (Fast) Spallation Neutron Source Systems", ICANS-XIII, pp.547 (1995).
- (8) M. Dubs and J. Ulrich, "Design Considerations for the SINQ Target Window", ICANS-XI, pp.524 (1990).
- (9) B. L. Smith, "Thermal Hydraulics of the ESS Liquid Metal Target", ICANS-XIII, pp.577 (1995).
- (10) J. R. Haines, M. Siman-Tov and R. Taleyarkhan, "Development of the ORSNS Mercury Target System", Proc. of the International Workshop on Spallation Materials Technology, April 23-25, 1996 Oak Ridge TN, CONF-9604151, pp.2.1-5, 3.1-59-72 (1996).
- (11) G. S. Bauer, Private Communication, (1997)
- (12) CFDS-FLOW-3D Release 3.3 User Manual, AEA Technology, Harwell, UK (1994).
- (13) STAR-CD MANUALS, Computational Dynamics Limited, London, UK.
- (14) R.E. Prael and H. Lichtenstein, LA-UR-89-3014, Los Alamos National Laboratory (1989).

**Table 1 Properties of SiC/SiC Composites along with those of SUS316**

Manufacturer		Toshiba Corp.	Nippon Carbon Co. Ltd.	Ube Industries Ltd.	Dupont Lanxide Composites Inc.	SUS 316 L
Brand(Name)		C1111	Nicaloceram	TyrannoHex	Enhanced SiC/SiC	
Manufacturing process		Reaction Bonding	PIP (Precursor Impregnation and Pyrolysis)	Hot Pressing	CVI (Chemical Vapor Deposition)	Rolling
Material structure	Fiber	Hi-Nicalon	Nicalon	Tyranno(Lox M)	Nicalon	—
	Fiber volume fraction	30% (Braid)	30% (Cloth laminate)	90% (UD)	90% (Cloth laminate)	—
	Density	3.0g/cm <sup>3</sup>	1.8g/cm <sup>3</sup>	2.45g/cm <sup>3</sup>	2.3g/cm <sup>3</sup>	7.9g/cm <sup>3</sup>
	Porosity	~0%	~23%	~0%	8~12%	—
Material properties	Heat resistant temperature	1350° C	1000° C	1400° C	≥1205° C	≈ 500° C
	Young's modulus	260GPa	50GPa	125GPa	140GPa	200GPa
	Tensile strength	260MPa	110MPa	450~550MPa	200MPa	>480MPa
	Fracture toughness	20MPa/√m	6~9MPa/√m	17MPa/√m	30MPa/√m	>50MPa/√m
	Thermal conductivity	50W/m·K	0.56W/m·K	4.5W/m·K	6.9W/m·K	16W/m·K

**Table 2 Investigation of target casing materials**

Material	Element	Neutron irradiation effects		Resistance for mercury		Corrosion by water	Hydrogen embrittlement	Thermal shock resistance	Component			
		Radioactivation	Property change	Dissolution	Erosion				Manufacturer	Size(mm) (Actual data)	Machinability	Shape capability
CMC	SiC	○	○	○	(1450 Hv)	○	○	○	TOSHIBA	φ 200 x 300 L x 3t	x ~ Δ	○
	SiC fiber	○	○	○								
	Si	○	—	Δ								
	BN	Δ	—	○								
W-Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	W	Δ	—	○	(500 Hv)	x Corrosion resistant coating (Nickel plating)	○	○	TOSHIBA	200W x 1000 L x 100h	x ~ Δ	○
	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	—	○	○								
	W	Δ	—	○	(400 Hv)	x Corrosion resistant coating (Nickel plating)	○	○	TOSHIBA	□ 80 x 60h	x ~ Δ	Δ
	Cu	x	—	x								

Symbols ○ Good Δ Acceptable \* Not acceptable — Unknown

Table 3 Major design items and R&D items for Mercury Target System from FY1997

平成9年度

- 種々のターゲット構造の検討・構造の最適化 ⇨ 流れの停滞域を作らない構造
- 水銀ターゲットシステム全体の予備設計の実施
- 熱流動解析コードの整備
- 圧力波解析コードの整備、圧縮性流体として扱うための水銀の状態式の確立
- 耐放射線(中性子)性、水銀に対する耐腐食、耐摩耗性構造材に関する調査
- 圧力波の減衰(伝搬)特性測定実験 ⇨ 試験装置を製作予定
- 水銀ループを用いた基礎試験 ⇨ 水銀ループを製作中、運転制御・機器特性の把握
- 国際協力ターゲット実験(日米欧;平成9年6月頃~)

BNLのAGS加速器 + 水銀ターゲット ⇨ 温度、圧力、応力等に関するデータ取得・解析

平成10年度以降

- 水銀ターゲットシステムの概念設計
- 水銀ターゲットの熱流動・熱構造試験、実規模構造実証試験、実規模遠隔保守試験

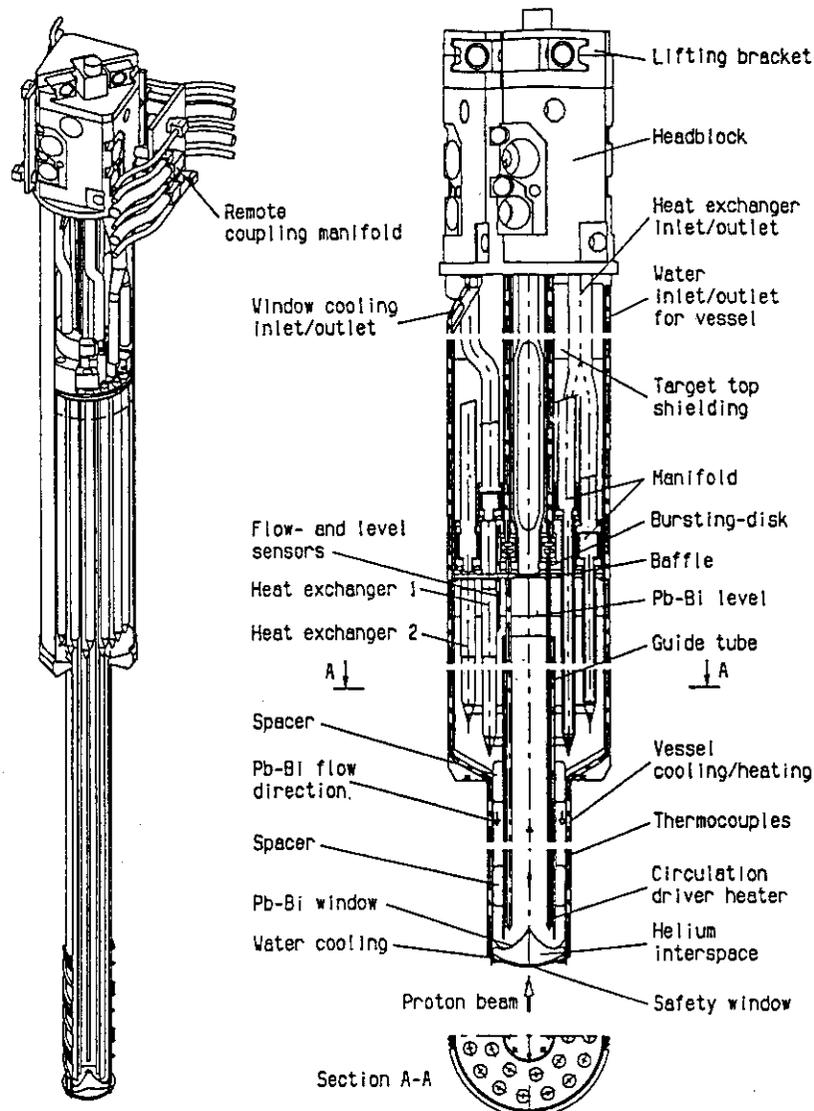


Fig. 1 SINQ Pb-Bi Target

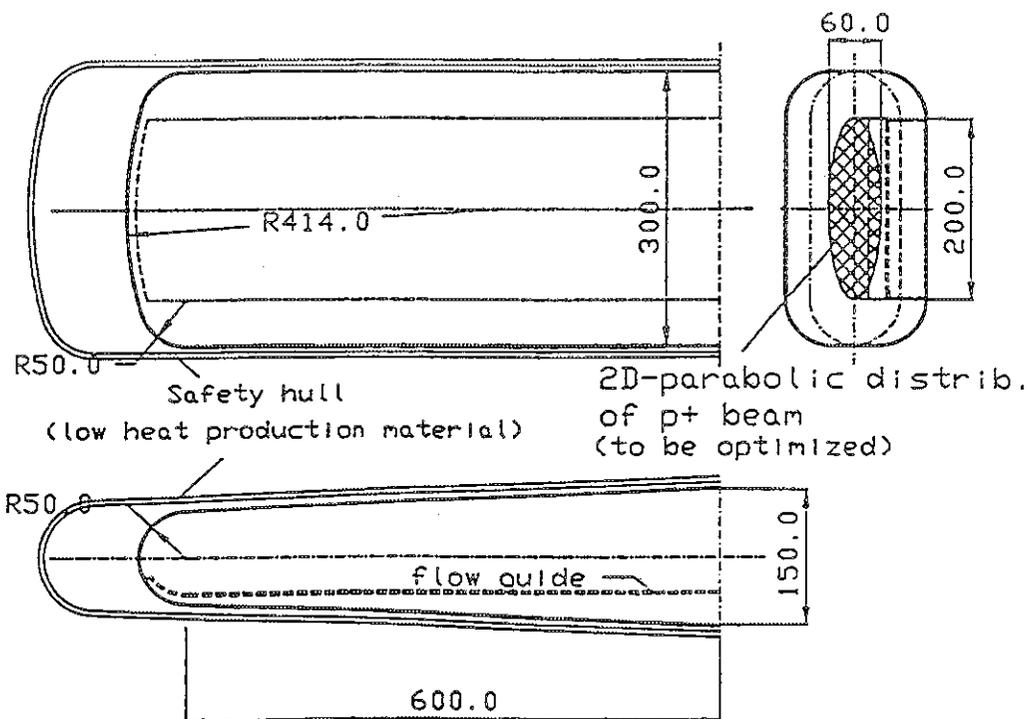


Fig.2 ESS Mercury Target

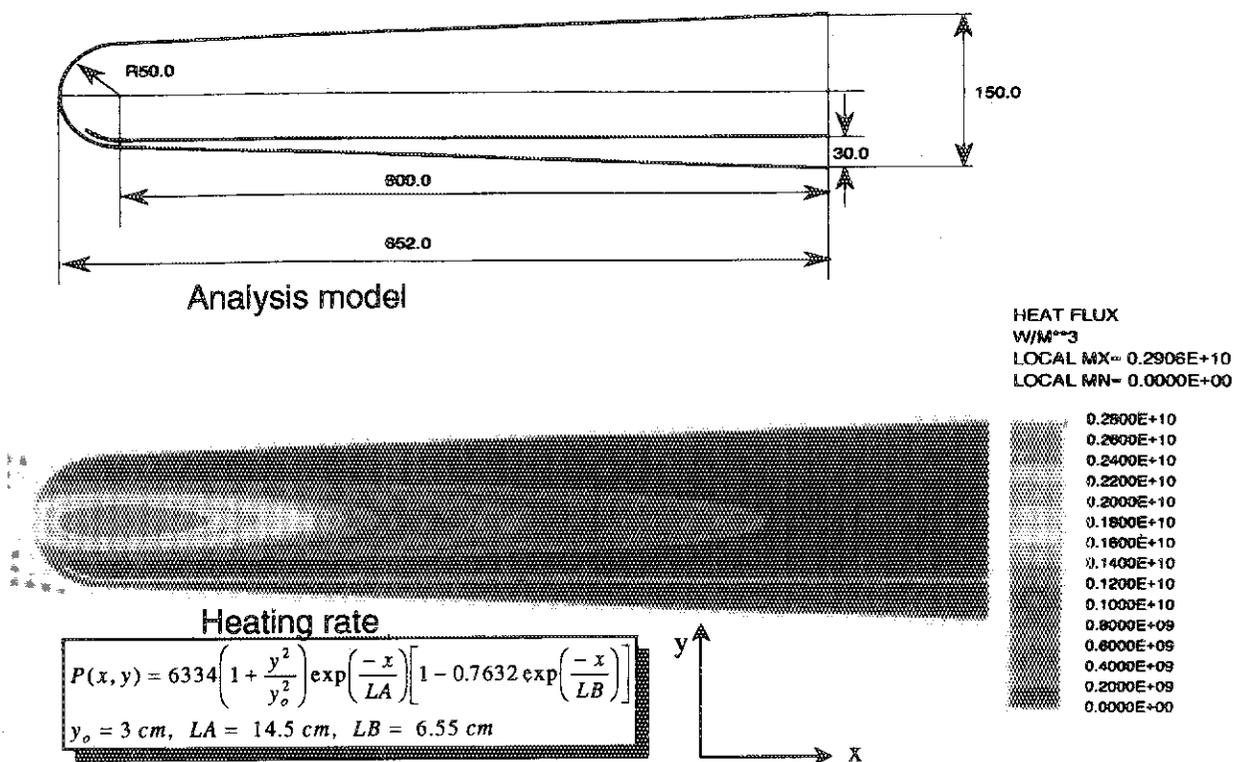


Fig.3 Thermal hydraulic analysis model for ESS Mercury Target investigated in this study

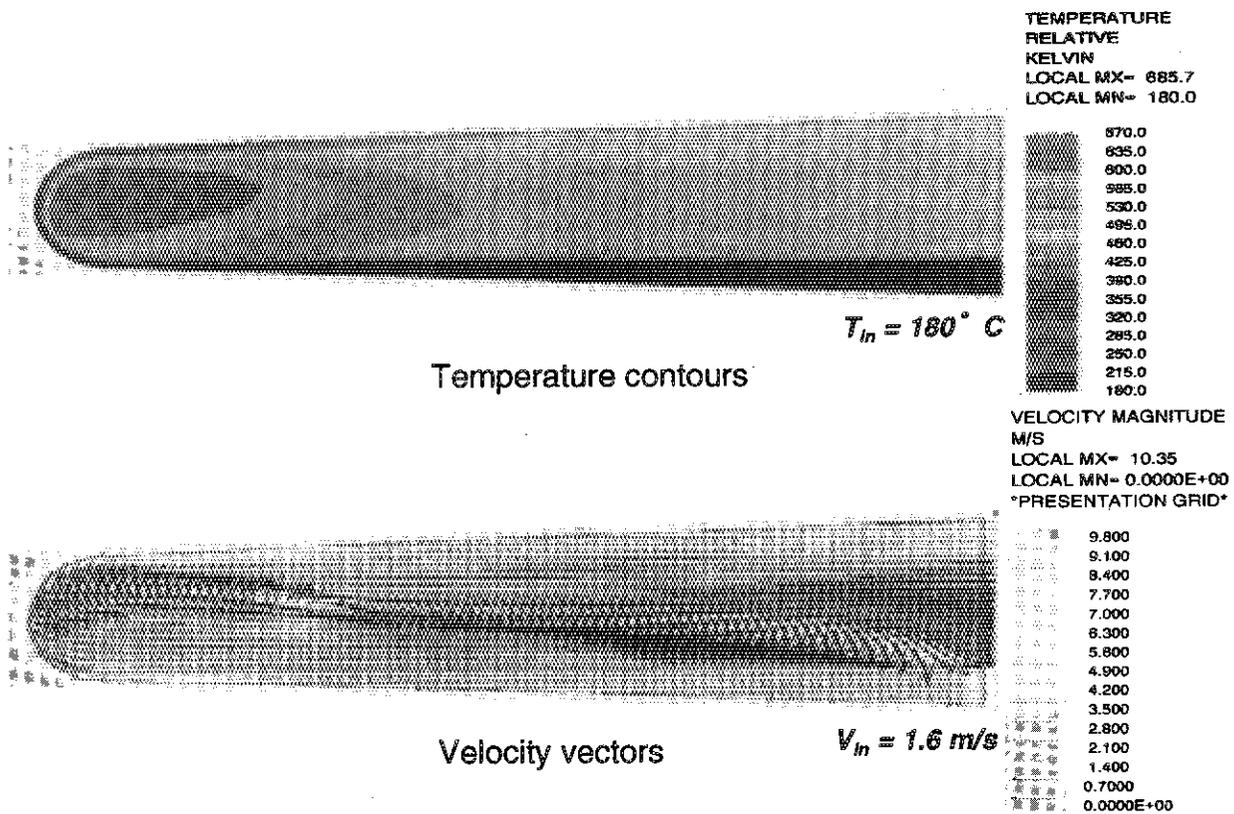


Fig.4 2-Dimensional Thermal hydraulic analysis results of ESS Mercury Target using STAR-CD code

ターゲット内部の発熱密度分布は、ESS水銀ターゲットの熱流動解析に用いられたものを使用。先端部構造はESSと同様であるが、二重管構造とすることにより、流れが停滞する領域を低減化したもの。

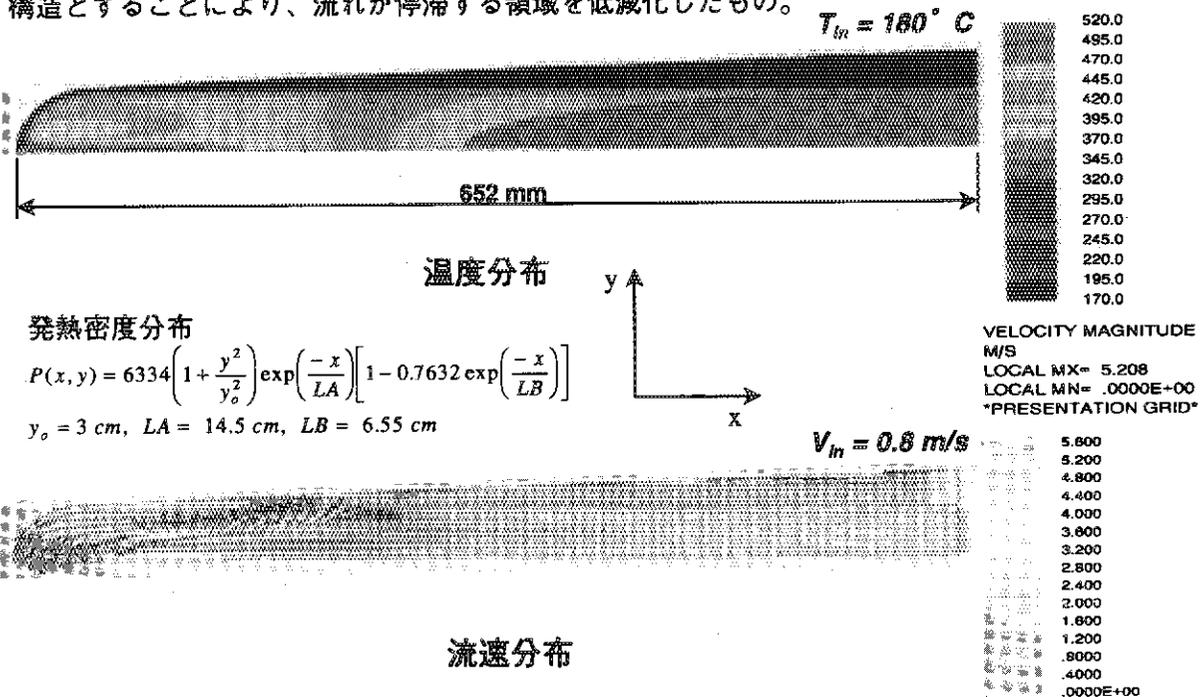


Fig.5 2-Dimensional Thermal hydraulic analysis results of Double tube Mercury Target using STAR-CD code

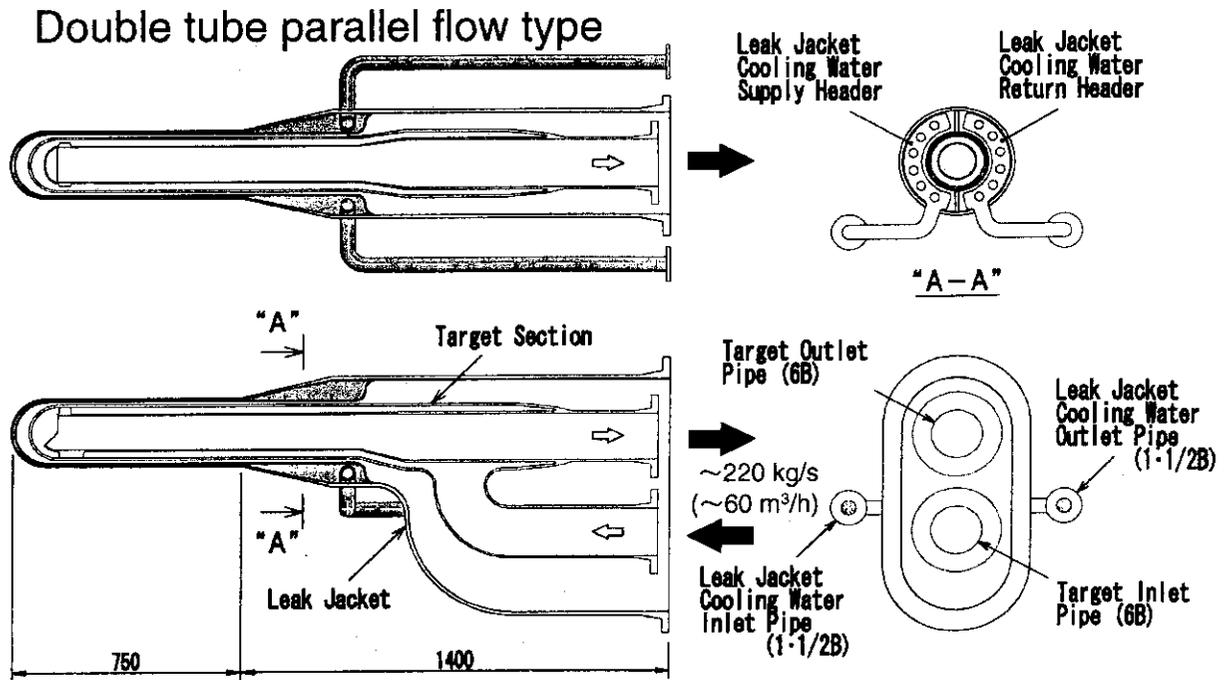


Fig.6 One of Mercury Target design under consideration  
"Double tube parallel flow type"

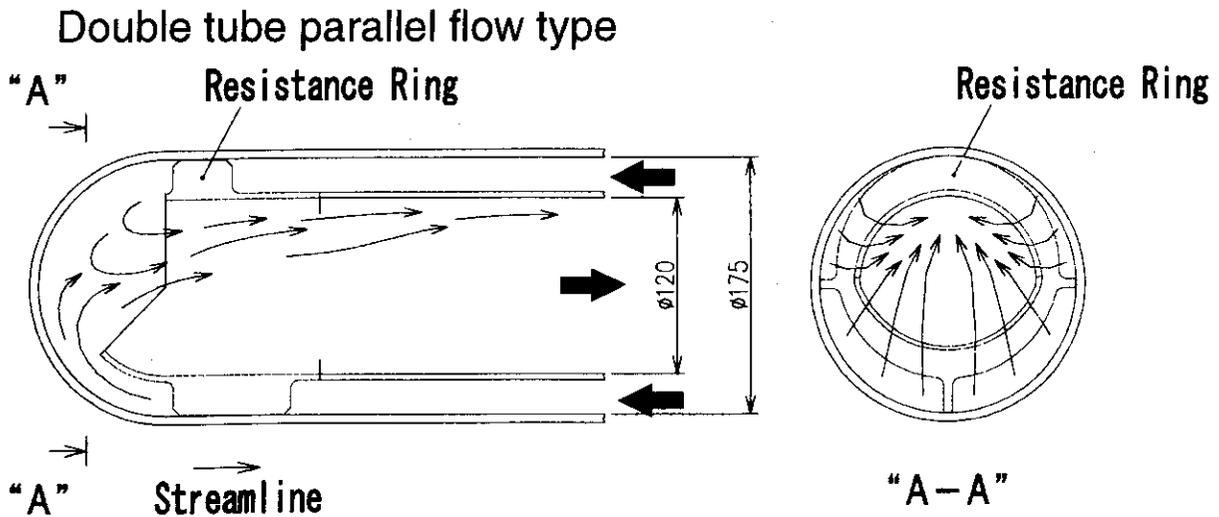


Fig.7 Resistance ring for Double tube parallel flow type mercury target

Cross flow type

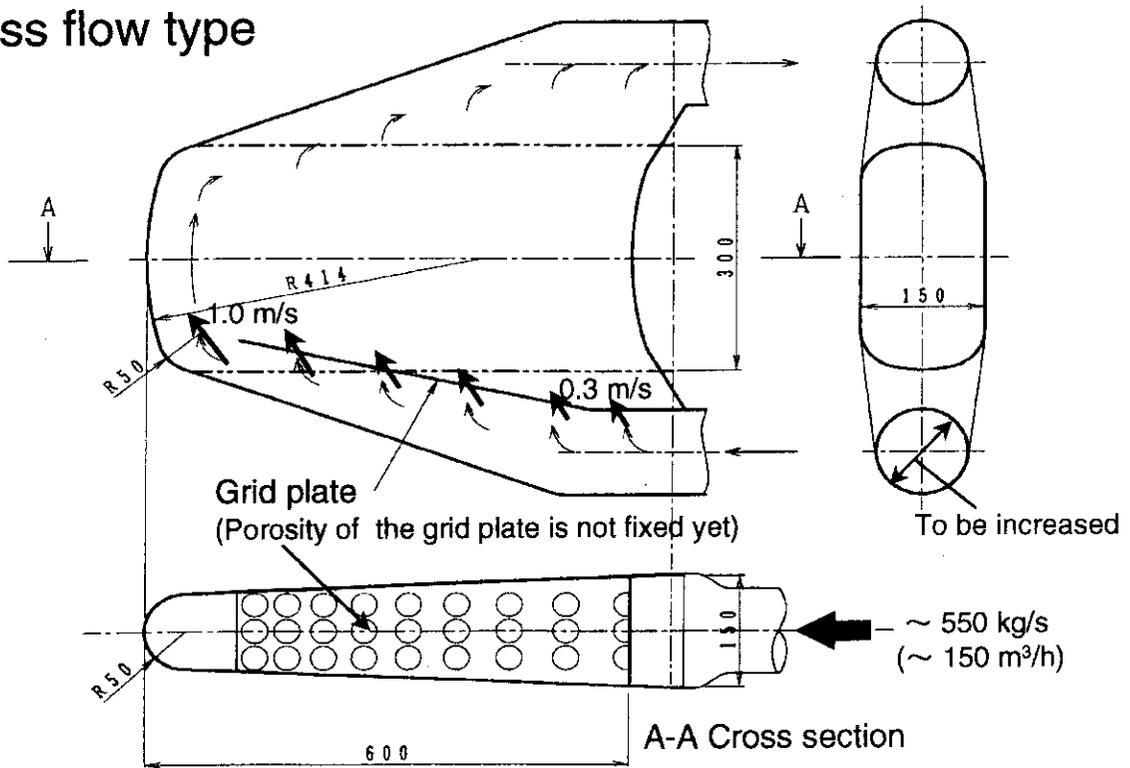


Fig.8 One of Mercury Target design under consideration  
"Cross flow type"

## 21. 中性子科学研究用加速器の概要

### An Outline of the Proton Accelerator for the Neutron Science Project

水本元治、草野譲一、長谷川和男、大内伸夫、小栗英知、金正倫計、戸内豊、本田陽一郎、  
 椋木健、伊野浩史、野田文章、赤岡伸雄、金子広志、野口修一\*、齋藤健治\*

日本原子力研究所 陽子加速器研究室  
 \* 高エネルギー加速器研究機構 加速器研究施設  
 motoharu@linac.tokai.jaeri.go.jp

A research project has been proposed in JAERI aiming at exploring new basic researches and nuclear energy engineering based on a high intensity proton linac with a 1.5GeV and 8MW beam. The research complex will be composed of facilities such as the Neutron Scattering Facility for condensed matter physics and the Nuclear Energy Related Facility for engineering test of nuclear waste transmutation. The R&D has been carried out for the components of the low energy part of the accelerator; ion source, RFQ, DTL and RF source. For the high energy portion above 100MeV, the development on a superconducting accelerating cavity as a major option has been performed. The paper will present the summary on a development plan to build the accelerator and the results of conceptual design study and the R&D work.

#### 1. 開発の概要

原研では、中性子を中心とした基礎研究の推進と消滅処理の工学的研究を目的として中性子科学研究計画を提案している。この計画の中核となるのは、加速エネルギー1.5GeVで出力8MWの大強度陽子加速器である。ビーム出力数 MW 級の大強度陽子加速器の建設では原理的な困難はないとされているが、大電流を加速する際の高エネルギー領域でのビームの漏れ（スピル）の低減化が計画の重要な鍵となる<sup>(1,2)</sup>。

原研では、加速器概念の検討と同時に、加速器関連の技術基盤の確立を目指して要素技術開発を進めてきた。本計画の提案では、初期段階では平均電流 1mA でパルスモードの加速器を建設し、最終的には連続（CW:Continuous Wave）モードで平均出力 8MW（平均加速電流 5.33mA）を得る予定である。また、本加速器の最大の特徴は高エネルギー加速部（高 $\beta$ リニアック部）にはCWモードの運転に有利な超伝導加速器を第一の選択とすることにある。

Table 1. Preliminary Specifications of the JAERI NSP-Linac

Energy	1.5GeV
Accelerated particle	Negative and positive hydrogen ion
Average current:	First stage; 1mA Second stage; Maximum 5.33mA
Low energy part	Normal-conducting linac
High energy part	Super-conducting linac
Pulse structure	First stage ; Pulse mode operation Second stage; CW/pulse mode operation
Repetition rate	maximum 50Hz
Macropulse width	2ms (at 1mA operation) -> maximum CW
Intermediate pulse width	400ns (interval 270ns)
Chopping factor: Peak current	60%: nominal 30mA

中性子科学研究用加速器の基本仕様を Table 1 に示す。エネルギーの値、加速周波数、パルスの時間構造についてはさらにより一層の最適化を図っていく。

中性子科学研究用施設の中でも主要な研究施設となる中性子散乱実験を行う熱・冷中性子施設については、強力なパルス中性子の利用が計画されている。この用途では、ビームをチョップし 400ns 程度の間幅パルスを形成し、高エネルギーに加速した後にビーム蓄積リングを用いてビームを重畳し、強力な短パルスを形成する。Fig. 1 に中性子科学研究用加速器の概念図を示す。

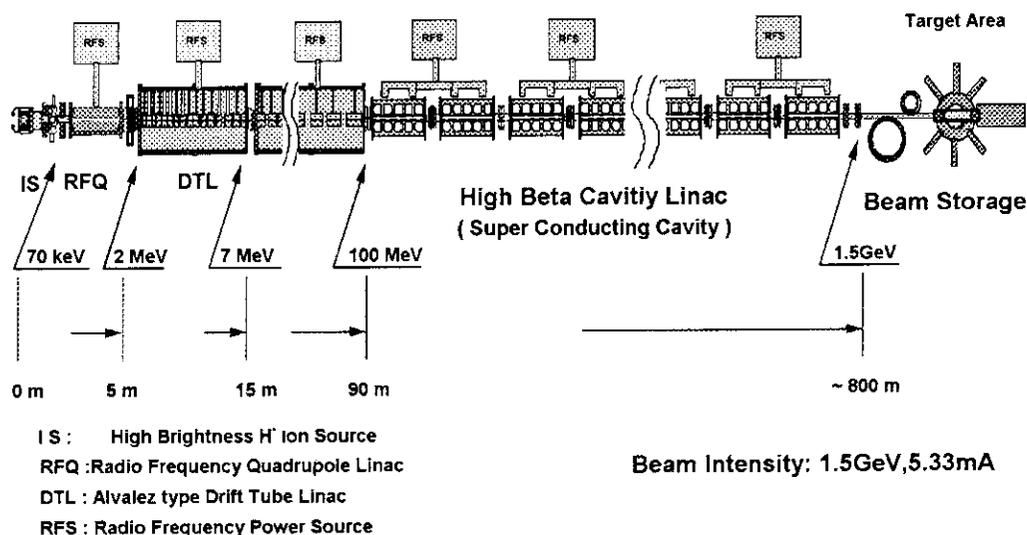


Fig. 1 A Conceptual Layout of the Accelerator for the Neutron Science Project

原研では、これまでに主要な加速器要素についての要素技術開発と加速器システムの最適化検討を実施してきた。Fig. 2 に技術開発の流れを示す。開発では、設計計算コードを用いた加速器システムの設計検討を実施すると同時に、要素技術開発として 3 つの主要な項目、①低エネルギー加速部、②高エネルギー加速部（超伝導空洞、蓄積リング）、③高周波源の開発を実施している。

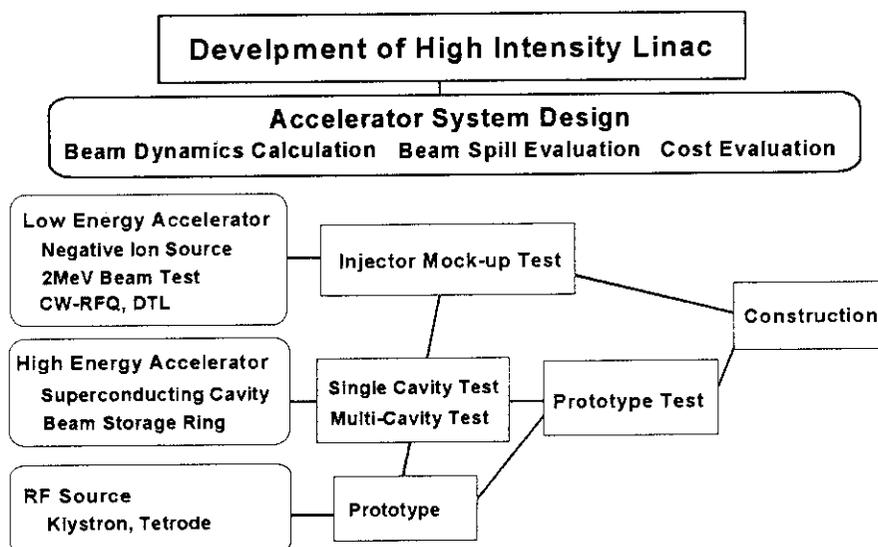


Fig. 2 A Flow Sheet for the Work of the High Intensity Accelerator Development

2. 低エネルギー加速部

加速粒子は低エネルギー部において加速電場の歪みや、空間電荷効果の影響を最も受けやすい。このため、低エネルギー加速部の性能によってビームの質が決定される。中性子科学研究用加速器では、イオン源を出た後のビームを 2MeV まで高周波 4 重極型リニアック (RFQ) を用いて加速し、その後、加速粒子のエネルギーが 100MeV 近傍までドリフトチューブリニアック (DTL) を用いて加速する。低エネルギー加速部の開発の第一ステップとして各加速器要素 (イオン源、RFQ、DTL、高周波源) の R & Dを進めてきた<sup>(3)</sup>。Table 2 に現在の R&D の成果をまとめる。

Table 2. Present Status of the R&D Work

Item	Goal	Present
Ion Source		
H <sup>+</sup>		
Current	120mA	>140mA
Proton ratio	>90%	80%
H <sup>-</sup>		
Current	~50mA	4mA(Cs off), 8mA(Cs on)
RFQ		
Current	100mA	80mA
Duty	10%	8% (stable operation)
Emittance(normalized rms)	0.2πmm.mrad	0.7πmm.mrad
DTL high power test (duty factor)	128kW(12%)	128kW(20%)

2.1 イオン源の開発

中性子科学研究用加速器では、蓄積リングへの入射のために負イオンの加速が必要とされる。また、負イオン源は低エネルギー領域に於いて発散の小さな良質のビームが得られるためビーム輸送の点からも有利である。しかし、正イオン源と比較してイオン源出口での電流密度を大きく取れない欠点があり、そのため一般的にはセシウムを導入することで表面におけるワークファンクションを減少させ電流値の増強をはかる。しかし、本負イオン源では電流が大きく、また RFQ 等への悪影響が懸念されるため、取り扱いの難しいセシウムの導入無しに大電流負イオンビームを引き出すことを目指している。イオン源の開発はこれまで那珂研 (核融合グループ) の NBI グループとの協力で進めてきた。H8 年度には、東海研リニアック棟での実験を開始しセシウムの導入なしに 4mA のビーム引き出しを達成した<sup>(4)</sup>。しかし、最終的な目標としている ~50mA のビームの引き出しにはなお一層の性能の向上が必要である。その可能性の一つとして多孔ビーム引き出し法の実験を行った。本方法では、イオン源は 4 枚の加速電極で構成され、各電極には中心に 1 個、周辺部に 6 個のビーム引き出し孔を持ち、周辺部孔の軸勾配をイオン源中心軸方向にずらすことで電極間に静電レンズ効果 (集束効果) を形成する。実験ではビームの質の劣化の問題があるものの集束方

Table 3. Preliminary Specifications of the H Source

Accelerated particle	H
Energy	70keV
Current	~50mA
Emittance(rms)	0.2πmm.mrad
Type	Single /Multi-aperture Volume type

法自体の有効性の確認が行われた。Table 3 に負イオン源の基本仕様を示す。

## 2.2 RFQ の開発

高エネルギー加速部で超伝導加速器を想定した場合、RFQ は CW 運転が可能でなければならない。そのため、新たに CW-RFQ (CW 運転を前提にした RFQ) の設計検討と一部試作を開始した。ビーム電流は  $\sim 30\text{mA}$  (R&D 機は  $100\text{mA}$ )、最大電場強度はキルパトリック値の 1.43 倍 (同 1.63) である。同期位相を RFQ 入口部分で R&D 機よりも緩やかに変化させ、透過効率を高めている。設計計算ではビーム電流  $20\text{mA}$  で透過率が 97%、 $0\sim 60\text{mA}$  の範囲で 90%以上が得られている。R&D 機では、ベーンとタンクと RF コンタクトがデュエティー向上の障害となっていたために、ベーンとタンク間の溶接を一体化して行うインテグラル構造を採用することにした。平成 8 年度に全長約  $50\text{cm}$  のハイパワーモデルタンクを製作すると共に、RF 源を改造しハイパワー試験の準備を進めた。Table 4 に CW-RFQ の基本仕様を示す。

Table 4 Preliminary Specifications of the CW-RFQ

Energy	70keV - 2MeV
Current	nominal 30mA
Frequency	200MHz
Vane voltage	88kV
Length	3228mm
Number of cells	183
Bore radius	5.93mm
Synchronize phase	$-30^\circ$
Total power	280kW(60%Q)

## 2.3 DTL の開発

CW-DTL のパラメータについても設計検討を進めた。検討では R&D 機の設計を基本として、平均加速電場は  $1.5\text{MV/m}$ 、最終エネルギーは  $100\text{MeV}$  としている。Q マグネットの最大磁場勾配は  $63\text{T/m}$  であり、R&D で開発した DC 励磁ホロコンダクター型の Q マグネット (最大磁場勾配  $80\text{T/m}$ ) の採用を想定している。同じ平均電流を加速する場合、CW 運転モードでは、従来のパルスモードに比べて電力効率 (出力ビームパワーと入力 RF パワーの比) が

Table 5 Preliminary Specifications of the CW-DTL

Energy	2-100MeV
Current	nominal 30mA
Frequency	200MHz
Accelerating gradient	$1.5\text{MV/m}$
Synchronize phase	$-35^\circ - -25^\circ$
Number of cells	239
Length	$90.17\text{m}$
Focus gradient	$63\text{T/m} - 26\text{T/m}$
Total wall loss	$3.16\text{MW}$ (100%Q)

低くなるため、RF 源の効率、信頼性、入手性、運転コスト、建設コスト等の評価を行い、最適な平均加速電場、加速器長等のパラメータサーベイを行ってきた。また、平成 8 年度には入射部モックアップ器 (出力エネルギー  $\sim 10\text{MeV}$  相当) の 1/3 スケールのアルミニウム製コールドモデルを製作し、ポストカップラーの性能評価等を開始した。Table 5 に CW-DTL の基本仕様を示す。

## 4. 高エネルギー加速部 (高 $\beta$ リニアック) の開発

高エネルギー加速部は、より効率的で信頼性が高くかつ経済的な構造として期待できる超伝導加速空洞を、第一のオプションとして開発を進めた。CW モードで運転される超伝導加速空洞は電子加速器の場合には、国内では高エネルギー物理学研究所 (KEK) の電子衝突型加速器 (TRISTAN) で長年の運転の実績があり、かつ継続的にさまざまな関連技術の開発が行われている<sup>(5)</sup>。しかし、陽子加速器の場合、エネルギーが  $100\text{MeV}$  から  $1500\text{MeV}$  まで変化する間に、 $\beta$  値 (陽子の速度と光速の比) が 0.43 から 0.92 まで変化し、加速構造も順次変える必要がある。そのため、低 $\beta$ の領域 ( $\beta$  が 0.7 以下) の空洞は電子のものと比較するとかなり扁平な

形（本検討で想定している周波数 600MHz では赤道部が~45cm、軸方向の長さが~17.5cm 以下の円盤状になる。軸方向の長さは加速空洞の最小単位である 1セル  $\beta\lambda$  ( $\lambda$ : 加速電場の波長 50cm) に相当する) となり、空洞が真空に引かれた場合に構造強度の点でかなりの負担を強いられることとなる。そのため、電磁場分布を計算するコード SUPERFISH) と並行して構造強度計算コード(ABAQUS)を用いた詳細な強度評価を実施した<sup>(6)</sup>。

また、超伝導リニアックの基本的な機器構成として、ビームダイナミクス（ビーム軌道の計算）、ヘリウム温度対応冷却機構からの要請、製作費の削減等を目的として、高 $\beta$ リニアック部を約 300 個の 4~5 セルからなる空洞（キャビティー）に分ける。空洞は $\beta$ 値を加速粒子の速度にあわせて滑らかに変化させるのではなく、同じ $\beta$ 値を持った 8 種類の空洞群にわけける。さらに、2 個の空洞（数個のオプションもあり得る）を一つの冷凍装置（クライオモジュール）に装着する（クライオモジュール数は全体として約 150 個）。このような固定された $\beta$ 値を持った空洞群では実際に加速されるビームの速度（ $\beta$ 値）と空洞の $\beta$ 値が異なるため空洞内でいわゆる位相のスリップが起こる。そのため、空洞ごとの位相を調整することによって加速効率を落とすことなく加速可能する工夫が必要となる。

Table 6. Preliminary Specifications for the SC Linac

Case	8 sections $E_p=16\text{MV/m}$
Cavity configuration	5 cells
Average synchronized phase	-29.8°
Accelerating length (m)	276
Total length (m)	699
Number of cavities	304
Number of cryomodules	152
Output emittance (50mA)	
x: $\pi\text{cm.mrad}$ (rms)	0.082
y: $\pi\text{cm.mrad}$ (rms)	0.088
z: $\pi\text{deg.MeV}$ (rms)	0.080
Total wall loss (kW)	24.5

$E_p$ : Maximum peak field

### Basic Parameters Superconducting Accelerator (600MHz)

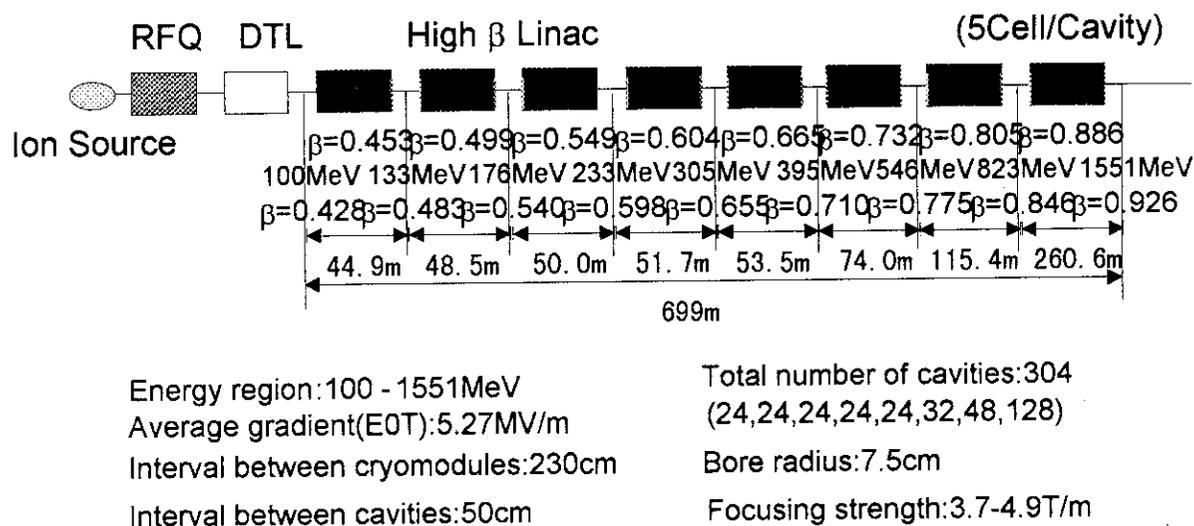


Fig. 3 A System Layout of High  $\beta$  Linac

Fig. 3 に一空胴 5 セルからなる高 $\beta$ リニアックシステムの構成図を示す。この例では、全加速器長が 699m、空胴の壁ロス（冷凍機の負荷に相当する）が 24.5kW、平均の加速電場 5.27MV/m となっている。主要なパラメーター等を Table 6 に示す。

原研では、KEK との共同研究により超伝導空胴の開発を実施している。共同研究では空胴の電磁場性能テストを実施するためのテストスタンドの整備、加工手法、表面処理等など製作法の開発も進めている。平成 8 年度に陽子加速器用の超伝導空胴としては初めて 2K で 18.2MV/m の加速電場を得ることに成功した。（詳細に関しては本ワークショップの発表論文（大内他）で詳しく記述する）<sup>(7)</sup>。

#### 4. ビーム蓄積リング

1. 5GeV の高エネルギーに加速された水素イオンビームが中性子散乱実験等に有効に利用されるためにはビームのパルスの時間的な性質や形状を十分に考慮する必要がある。

現在、ビーム蓄積リングの概念的な設計検討を実施している。中性子科学研究用ビーム蓄積リングでは、負イオンを蓄積リングに導いた後、荷電変換し $\sim 400$ ns の中間時間幅を持った大強度のパルス形成する。この場合リングの周長は約 180m となり、リングへの最大蓄積粒子数は  $4.17 \times 10^{14}$ （ビーム電流約 100A）になることが予想される。このような大電流のビームを蓄積したリングの例はこれまでになく、ビームの漏れの増大、種々の不安定性など新たな問題が起こることが予想される。検討の結果では、建設可能なリングとして、2 個ないし数個のリングを組み合わせて大電流化を実現することが現実的である。また、大電流に対応した入射部（ビームフォイルやバンパ磁石）、出射部（キッカー磁石）などの機器の開発が必要とされる。またビームの漏れによる放射化については遠隔操作、あるいは放射化領域の局在化等の対策の検討を進める必要がある。Table 7 に蓄積リングの基本仕様を示す。

Table 7 Preliminary Parameters of the Storage Ring

Accelerated particle	H <sup>+</sup>
Circumference	185m
Superperiod	12
Revolution frequency	1.49MHz
Straight section	11m
Magnetic rigidity	7.51Tm
Tune	(3.85, 3.75)
Transition $\gamma$ t	3.54
Injection energy	1.5GeV
Momentum spread	$\pm 0.58\%$
Duration	2-3.7ms
Repetition rate	50Hz
Storage particle	$4.17 \times 10^{14}$

#### 5. まとめ

大強度陽子加速器の R&D ではビームの大電流化、質の向上を目指したイオン源、RFQ、DTL、高周波源の開発を実施してきた。また、高エネルギー領域での加速空胴についてはビーム加速時の漏れが少なく、かつ経済性に優れている超伝導加速空胴を使用することを想定し、大電流パルス/CW モードでの同時運転が出来る加速器の開発を進めている。さらに、基礎研究のための蓄積リングなども含めた検討や、加速器のシステム検討、概念検討の詳細化を実施してきた。本計画で提案している大強度陽子加速器は従来の加速器と比較してかなり大規模のものになるため、加速器を建設するための技術ポテンシャルのより一層の充実と、着実にステップを踏んで開発を進めてゆくことが重要である。今後、原研が原子力で培った技術を最大限に利用するとともに、原研のみならず、国内外の広範囲な協力体制の構築が不可欠である。

参考文献

- (1) 水本元治他、「大強度陽子加速器技術開発の現状」、第1回「中性子科学研究計画」に関するワークショップ、1996年3月12日～13日、原研東海、p8
- (2) M.Mizumoto et al., A High Intensity Proton Linac Development for Neutron Science Research Program XVIII International Linac Conference, LINAC96, Geneva, Switzerland 26-30 August 1996, p662-664
- (3) K.Hasegawa et al., The R&D Status on the Front End of the High Intensity Proton Accelerator in JAERI XVIII International Linac Conference, LINAC96, Geneva, Switzerland 26-30 August 1996, p665-667
- (4) H.Oguri et al., Development of a Negative Ion Source for a High Intensity Linac XVIII International Linac Conference, LINAC96, Geneva, Switzerland 26-30 August 1996, p668-670
- (5) E.Kako et al. Activities of High Gradient SC Cavities at KEK, 7<sup>th</sup> Workshop on RF Superconductivity, CEA- Saclay, Gif-sur-Yvette, France, October 17-20 (1995)
- (6) N.Ito et al., Development of a Superconducting Cavity for the High Intensity Proton Linac in JAERI XVIII International Linac Conference, LINAC96, Geneva, Switzerland 26-30 August 1996, p671-673
- (7) 大内伸夫他、「超伝導加速空洞の技術開発の現状」、本ワークショップの報文集、第2回「中性子科学研究計画」に関するワークショップ、1997年3月13日～14日、原研東海

## 22. 超伝導空洞の技術的課題

高エネルギー加速器研究機構  
斎藤 健治

### Abstract

The feature of superconducting rf cavities is an extremely small surface resistance on the wall. It brings a large energy saving in the operation, even those are cooled with liquid helium. That also makes possible to operate themselves in a higher field gradient comparing to normal conducting cavities, and brings to make accelerators compact. These merits are very important for the future accelerator engineering which is planned at JAERI for the neutron material science and nuclear waste transmutation. This machine is a high intensity proton linac and uses sc cavities in the medium and high  $\beta$  sections. In this paper, starting R&D of proton superconducting cavities, several important technical points which come from the small surface resistance of sc cavities, are present to succeed it and also differences between the medium and high -  $\beta$  structures are discussed.

### 1. はじめに

粒子加速器で電力は、粒子の加速 (beam loading) と加速空洞内表面でのマイクロ波の熱損失 (wall loss) に費やされる。超伝導空洞の表面抵抗は常伝導空洞より5~6桁小さいので表面熱損失は極めて小さい。例えば、図1に示すTRISTAN-Iの508MHz ニオブ製5連空洞で5MV/m (CW) の加速電界で15mAの電子ビームを加速する場合、beam loadingは112.5KW、wall lossは30Wである。一方、常伝導空洞ではwall lossだけで3MWになり実際には冷却の問題があるので1MV/m程度の運転しかできない。4.2Kの液体ヘリウムの生成効率は0.1%程度であるが、これを考慮に入れても常伝導空洞よりも2~3桁のエネルギー・セーブ効果がある。図1からも想像されるように、超伝導空洞はクライオモジュールに収納されるためにデッ

ドスペースが多くなり、モジュール長に対する有効加速長の割合が小さい (例えば、TRISTAN-Iでは0.6)。しかし、5倍の加速電界は加速器を常伝導空洞で作る時の半分以下の長さにてでき、十分コンパクトなものになる。原研の中性子科学研究用陽子リニアックに超伝導空洞を選択した大きな理由は、CW運転におけるこうした超伝導空洞のメリットにある。

本論文では、これまで電子/陽電子加速用の超伝導空洞の開発で蓄積されている製作技術の中で特に重要なものを紹介しながら、medium- $\beta$ 空洞についての技術的課題に触れてみたいと思う。

### 2. 超伝導空洞の表面抵抗

超伝導空洞の製作技術のむつかしさは、すべて表面抵

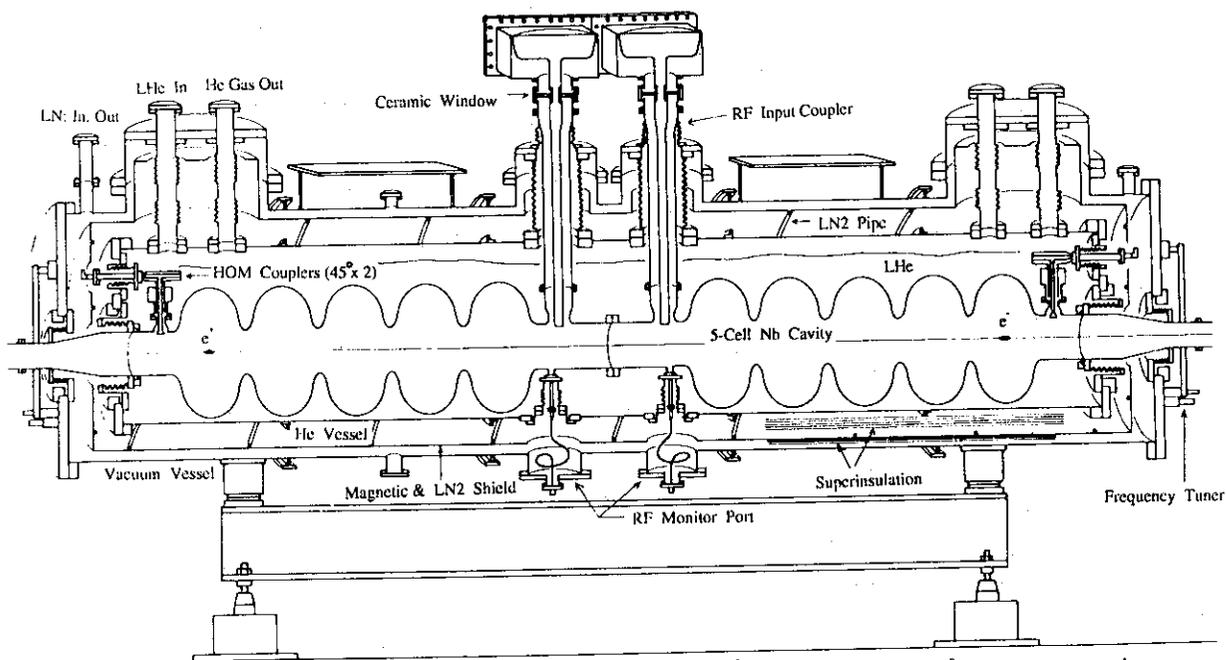


図1. TRISTAN-Iの5-連超伝導空洞

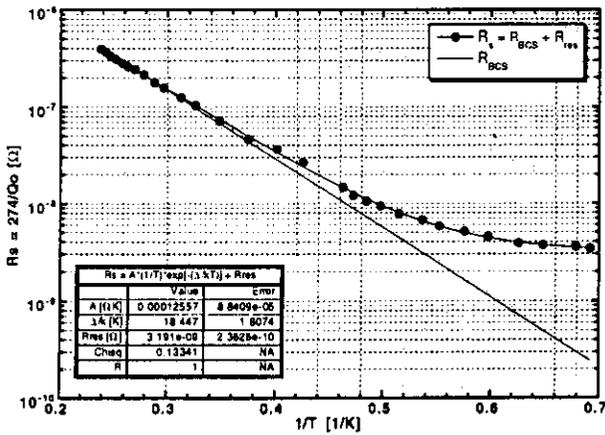


図2. 超伝導空洞の表面抵抗の温度依存性 (1.3GHz) 抗の小さいことに由来する。技術的な問題に入る前に、蛇足かも知れないが、まず超伝導空洞の表面抵抗について説明しておく。それは、次の式で与えられる。

$$R_s = R_{BCS} + R_{res} \quad (1)$$

ここで $R_{BCS}$ はBCS表面抵抗と呼ばれ、BCS理論を使って理論的に計算でき[1]、次の式で与えられる。

$$R_{BCS} = A \cdot f_0^2 / T \cdot \exp(-\Delta / k_B T), \text{ for } T \geq 1/2 \cdot T_c \quad (2)$$

$A$ は材質のパラメーター ( $T_c$ : 超伝導転移温度、 $\lambda$ : 侵入長、 $\xi$ : コヒーレント長、 $Q$ : 電子のmean free pass) に依存する定数である。 $f_0$ はマイクロ波の周波数。 $2\Delta$ がエネルギーギャップであり、 $\Delta$ はクーパー対を壊すのに必要な電子一個当たりのエネルギーである。 $k_B$ はボルツマン定数、 $T$ は空洞の冷却温度である。BCS表面抵抗の発生メカニズムは次のように理解されている。超伝導状態では、絶対0度で全ての自由電子はフォノン振動を介した引力相互作用によりクーパー対を組む。しかし、冷却温度が有限温度の場合、一部のクーパー対が熱的励起を受け、対が壊されて常伝導電子になる。この常伝導電子がマイクロ波に揺さぶられ表面抵抗を発生する。実際、(2)式の指数関数部は温度 $T$ でエネルギー $\Delta$ を持つ電子すなわち、常伝導電子の存在確率を表す。理論的には表面抵抗は空洞周波数の二乗に比例し、冷却温度が低くなるにつれて指数関数的に減少する。しかし、実際は図2に示すように十分に低い温度で一定の値に近づき、理論で予測されるように限りなく小さくはならない。(1)式では、この一定の値を $R_{res}$ と記し、残留表面抵抗と呼ぶ。これは表面欠陥その他表面状態に強く依存する。言わば、表面処理技術に依存する。また、クライオスタット内の残留磁場 (勿論、地磁気を遮蔽するために磁気シールドを取り付けているが) が大きく影響する。図2から分かるように $R_{BCS}$ は数値的には、1300MHz空洞では4.2Kで400nΩ、2Kで6nΩ程度である。一方、 $R_{res}$ は現状の技術で3~10nΩであり、その大部分は残留磁場の影響で説明できる[2]。

### 3. 超伝導空洞製作の技術課題

さて、本題に入ろう。独断と偏見を恐れずに言えば、超伝導空洞の製作技術の中で特に重要なのは、材料製作と

表面処理技術である。これらは、将来の超伝導リニアークライダーに向けて現在も精力的に研究開発されている。ここでは、この二点について述べる。

### 3.1 高純度ニオブ材

#### 高純度インゴットの製作

超伝導空洞は工業的に生産されたニオブ板材を使い、成型、トリム (正寸加工)、電子ビーム溶接、表面処理と言ったプロセスを通して製作される[3]。したがって、欠陥の無い理想的な表面を作ることはなかなかむづかしい。表面欠陥にマイクロ波の作る表面電流が流れ、そこが局部的に発熱して周辺の温度が超伝導臨界温度以上になり、熱的に超伝導状態が破壊され空洞のクエンチに至る現象 (thermal instability) によく出くわす。この thermal instability を抑制するためには空洞壁の熱伝導度をよくして、熱が効率的に液体ヘリウムに逃げるようにすればよい。つまりニオブ材の極低温での熱伝導度が重要となる。極低温での熱伝達は主として常伝導電子による。熱伝達は電子と格子間不純物との散乱に大きく影響される。格子間不純物としては、酸素 (O)、炭素 (C)、窒素 (N)、水素 (H) の軽いガス成分が主であり、それらの少ない高純度のニオブ材を作ることが重要となる[4]。Wiedemann-Franz則から熱伝導率は電気伝導率に比例するので、複雑な熱伝導率の測定に代りに4端子法による電気抵抗率の測定によって行われる。室温 (300K) と極低温 (4.2K) での抵抗の比を残留抵抗比 (residual resistance ratio) と呼び、通称RRRと記す。ニオブは9.25Kで超伝導状態になり、DC測定では抵抗0になる。そこで、磁場を掛け超伝導状態を破って測定しなければならない。(3)式に示すように、我々は超伝導状態になる直前の温度での電気抵抗に代えてRRRを定義している。4.2Kでのニオブの熱伝導度 ( $\kappa$ ) とRRRの関係は、

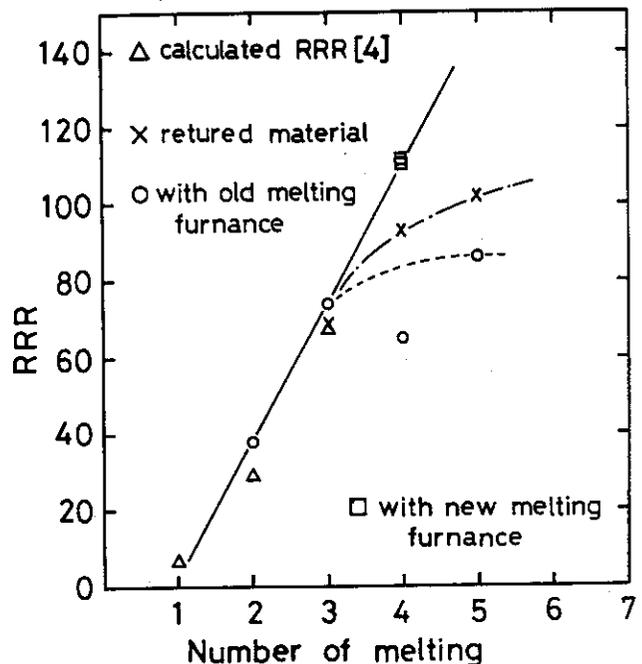


図3. 多重電子ビーム真空溶解とRRRの関係

(4) 式のようになり[4]、RRRの大きい程高い熱伝導度を有する。

$$RRR \equiv \rho(300K)/\rho(4.2K) \approx \rho(300K)/\rho(9.3K) \quad (3)$$

$$RRR \approx 4 \cdot \kappa(4.2K) \quad (4)$$

ニオブのRRRへの不純物濃度の寄与はよく調べられており[4]、(5)式に与えられる。ここでCiは、各不純物濃度 (ppm単位) である。ニオブはタンタル鉱石に含まれ、金属不純物としてタンタルが多いが、熱伝導率への悪影響は小さい。

$$1/RRR = \sum Ci/wi \\ = C_H/2640 + C_C/4380 + C_N/4230 + C_O/5580 \\ \dots + C_{Ta}/1140000 + \dots \quad (5)$$

高純度ニオブは、鉱石から精製された金属ニオブ水素化合物 (粉末) を電子ビーム溶解して作られる[5]。純度を上げるには、このビーム溶解を何回か繰り返す (multi-melting) ことが非常に有効である[6]。図3にTRISTAN-Iでの東京電解 (株) と高エネ研の共同研究の結果を示す。また、溶解チャンバーの真空度も大変重要である。現在では、工業的にRRR $\geq$ 200のものが信頼性良く生産されるようになってきている。ロシアでは、RRR=1000のものも作られている。

高純度ニオブ材を使うことは、thermal instabilityを抑制するばかりでなく、その原因となる表面欠陥の存在確率を下げ、空洞の高性能化に繋がることはまちがいない。しかし、高純度化は材料コストの増加に繋がるので、大きな加速器プロジェクトでは、要求性能を満たすRRRの見極めが必要である。最近の我々の研究結果では、加速電界30MV/m (Ep=54MV/m) 程度であれば、RRR $\sim$ 200で十分である。

空洞製作途中での材料劣下の防止策

ニオブ空洞に化学研磨や電解研磨を施すとニオブが水素を吸蔵し、それが災いとなってQ値の著しい低下を来す (水素病と呼ばれる) [7]。それを回避するために脱ガス熱処理が重要である。また、空洞性能向上を目的として積極的に高温 (1400°C) 真空アニリングをすることがある[8]。そのような時、真空炉内の残留ガス (特に酸素) をニオブが吸収して純度を落してしまう。こうした問題を避けるためにイットリウム (Y) やチタン (Ti) 等の酸素ゲッター材を利用したアニール法が非常に有効である[4,9]。YやTiはニオブ以上に酸化性が強く、比較的低い温度でも蒸気圧が高い。これらの材料で空洞を囲む

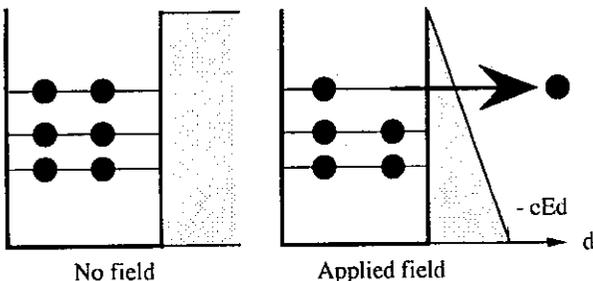


図4. Field emission 現象のモデル説明

とアニール中にニオブ表面にYやTiが蒸着し、炉内の酸素ガスがニオブ中へ拡散するのを防ぐ。また、同時にニオブ中の酸素を吸収してニオブの高純度化が図れる。この処理の時に発生するニオブ表面の汚染層は、化学的処理で簡単に除去できる。我々の研究では、この方法を適用した空洞でニオブの理論的リミットに近い40MV/mの加速電界を達成した[10]。この方法は、また、ニオブの板材に対しても適用できる。我々のTiを使った経験では、そしてアニール (1400°C, 5hr) で、RRR=200から400に向上した。ただ、この方法の難点は、ニオブがソフト化して機械強度が下がることである。

3.2 清浄表面の製作

フィールドエミッション対策

超伝導空洞の表面熱損失が非常に小さいので、電界放出電子がマイクロ波で加速され空洞内のストアードエネルギーを消費する、あるいは、空洞壁に衝突して発熱を生じるとQ値が著しく低下する。図5 (X印) にこの現象を示す。フィールドエミッションと呼ぶこの現象は、超伝導空洞の性能を制限する大きな要因である。電界放出のメカニズムは、図4に示すように本来、真空に対して無限厚のポテンシャル壁を持つ金属表面に電界 (今の場合マイクロ波の作る電場) が引加されると壁が薄くなり、トンネル効果により電子が飛び出すことによる。DCフィールドエミッションでよく知られたFowler-Nordheim理論をマイクロ波に適用するとフィールドエミッション電流の大きさは、(6)式のように与えられる。

$$I_e = S \cdot (\beta E_p)^{2.5} \cdot \exp(-6830 \cdot \phi^{1.5} / \beta E_p) \quad (6)$$

$$E_p = a \cdot E_{acc} \quad (7)$$

ここで、Epは空洞最大表面電界であり、アイリス部表面に存在する。(7)式に示すようにEpは、加速電界 (Eacc) に比例する。Sはエミッターの大きさあるいは、その数を表わす。φは仕事関数である。マイクロ波の場合DCに比べかなり低い電界 (5MV/m) からこの現象が起きる。それを説明するためにフィールドエンハースメント・ファク

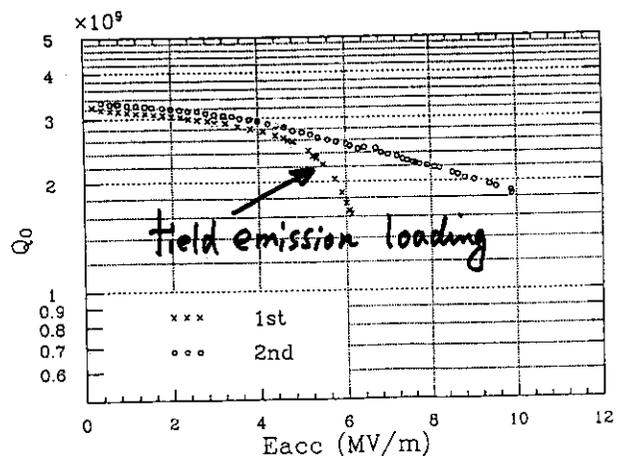


図5. Q0 - Eacc カブに見る field emission現象 (TRISTAN-I 508MHz空洞)

ターβ (後に使うc/vのβと混乱する可能性があるが、我々のfieldでは慣例的に使っているので敢えてβを使う) を導入する。つまり、表面電界が突起等により局部的に集中して、β倍大きくなっていると考える。βには形状効果の他にも表面の清浄度の影響も含まれる。

フィールドエミッション対策としては、これを特徴づける物理量から次の三つの方法が複合的に取られている。

1) 最大表面電界を小さくするために (7) 式の $E_p/E_{acc}$ の比 (a) が小さくなるように空洞形状を設計する。aはビームパイプ径を小さくするほど小さくなるが、空洞の表面処理のやり易さを優先するためある程度の値で妥協せざるを得ない。electron マシンでは $a=2$ 程度の値が取られる。しかし、medium-β (ここでは $\beta=c/v$ ) マシンでは後に述べるように $a=4\sim 5$ 程度の値になる。次の対策は、  
 2) βの値をできるだけ小さくするために滑らかな表面をつくることである。そのためには、電解研磨[4]を施すことも一つの方法である。最後に最も本質的なことは、3) エミッターの数を減らすことである。エミッターの原因は主としてゴミであり、清浄表面を作ることが重要である。そのために半導体技術を導入して、表面処理時の洗浄に超純水を用いたりしている。図6、7に示すように、ゴミの除去には超純水/純水を使っての高圧洗浄 (85kg/cm<sup>2</sup>) が非常効果的である [11]。図6は、TRISTAN-Iと同じ洗浄法を使って4インチのシリコンウエハーを洗浄した時、表面に残留するゴミのサイズと数

をレーザースキャナーで分析した結果である。一方、図7は、同様の洗浄工程の中で高圧洗浄を施した時の結果である。高圧洗浄によってゴミの数は、1/10に減っていることが分かる。ゴミ対策としては、また、空洞組立時に外部からのゴミの侵入を防ぐためにクラス100~10のクリーンルームを使用している。

Cornell大学を中心とするグループは、高電界のshort pulseを使って短時間の内にエミッターに大きな表面電流を流し、空洞表面にダメージを与えないようにエミッターを蒸発消失する方法 (High Peak power Processing : HPP) を開発している [12]。これは、加速器内でin-situで行えるメリットがある。現実には、清浄表面の製作やHPPのような方法を共用することが成功の鍵と思われる。

**Multipacting**

空洞の性能を制限するもう一つの現象は、multipactingである。これは、図8に示すようにマイクロ波の周期に同期した電子の運動である。Field emissionなどで発生した電子が空洞表面に衝突し、表面から二次電子を放出する。そして、この二次電子が図8に示すようにマイクロ波の作る電磁界により曲げられて、再びもとの表面に衝突するような運動が起こる。この時、表面汚染等が原因で表面の二次電子放出係数 (δ) が1よりも大きいと衝突電子数よりもさらに多くの二次電子が発生し、再び同様の運動に参加する。衝突が起こる度に鼠算式に電子の数が増え、それらの電子が空洞内のストアードエネルギー

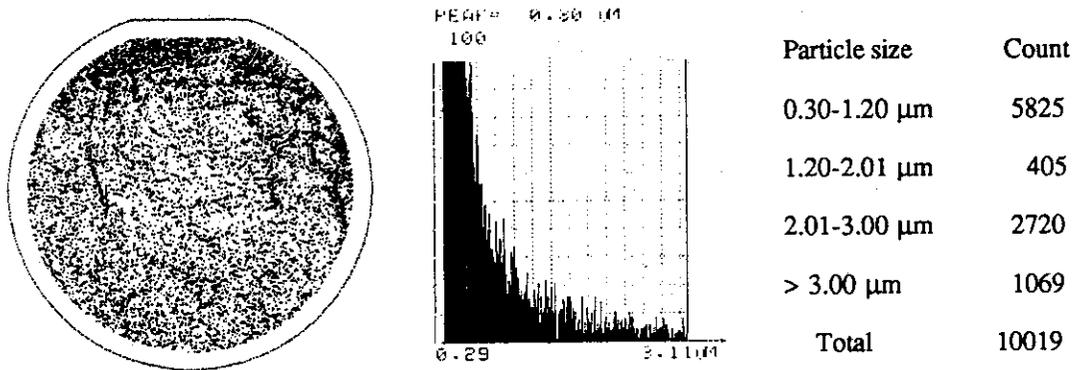


図6. TRISTAN-Iの洗浄法を使った時のシリコンウエハー上のゴミの分析結果

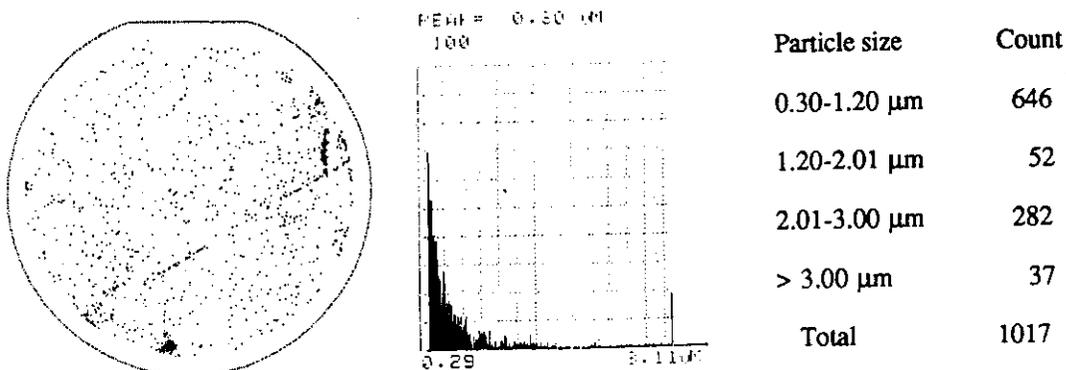


図7. TRISTAN-Iの洗浄法+高圧洗浄 (85kg/cm<sup>2</sup>) によるシリコンウエハー上のゴミの分析結果

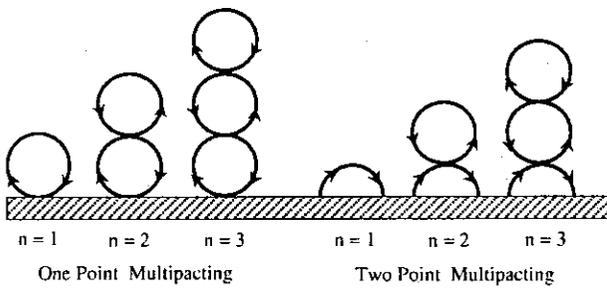


図8. Multipactingの次数と運動モード

を消費するために、Q値が急激に下がる。このような運動モードには、図8に示すように衝突点がいつも同じもの (one point multipacting) と対象面の両側に衝突点があるもの (two point multipacting) がある。図8から容易に理解できるようにone point multipactingの周期 (Tn) は、マイクロ波の周期 (Trf) の整数 (n) 倍、two point multipactingの場合には、奇数倍になる。

$$Tn(1\text{-point}) = n \cdot Trf \quad (8)$$

$$Tn(2\text{-point}) = (2n-1) \cdot Trf \quad (9)$$

また、これらの周期はサイクロトロン周期のように、 $m/eB$  ( $m$ :質量、 $e$ :電荷、 $B$ :磁場) に比例するので、両タイプの周期は、それぞれの運動条件を満足する磁場 ( $B(n)$ ) に反比例する。

$$Tn(1,2\text{-point}) \propto m/eB(n) \quad (10)$$

このようにmultipactingには、磁場が重要な役割を果たしている。空洞内でmultipactingが起きる場所は、表面磁場の強い赤道部付近である。表面磁場の強さ ( $H_p$ ) と加速電界 ( $E_{acc}$ ) は、(11)に示すような比例関係がある。 $\alpha_H$ は形状によって決まる。

$$H_p = \alpha_H \cdot E_{acc} \quad (11)$$

これらの式からn次のmultipactingが起きるfield levelを加速電界で表わすと次式のようなになる。ここで、 $f_{RF}$ は、マイクロ波の周波数を表わす。

$$E_{acc,n(1\text{-point})} = C_1 \cdot f_{RF} / \alpha_H \cdot n \quad (12)$$

$$E_{acc,n(2\text{-point})} = C_2 \cdot f_{RF} / \alpha_H \cdot (2 \cdot n - 1) \quad (13)$$

空洞が相似形ならば、 $C_1$ 、 $C_2$ 、 $\alpha_H$ は同じ値になる。Multipactingの起こるfield levelは周波数と次数で決まり、周波数が下がるほど、また、次数が高くなるほど低い加速電界になる。また、形状効果としては、後で述べるように原研の計画のmedium- $\beta$ 空洞のようにセル形状がビーム軸方向につぶれた構造になると $\alpha_H$ が大きくなり、multipactingのlevelが加速電界の低い方に下がる。たくさんあるmultipactingの中で、同期の取れ安い最低次 ( $n=1$ ) のものが最も問題となる。

Multipactingを防ぐ対策として超伝導空洞のセル形状を球形あるいは、楕円形状にする。こうした形状では、セルの赤道部の左右対象面上の表面電界が0になり、二次電子放出が起きにくくなる[13]。しかし、最近では、こうした形状にもかかわらずmultipactingの存在の報告がなされている[14,15,16]。それを防ぐさらなる方法は、

multipactingを誘発すると考えられるフィールドエミッション電子をなくすること、二次電子放出係数を出来る限り小さくすることである。そのためには、フィールドエミッション対策と同様に清浄表面を作ることが重要である。また、二次電子放出係数の低減には、空洞表面のカーボンのコンタミネーションを減らすことも重要と考えられる。その点では、オゾンガスクリーニングやオゾン水洗浄[76]が期待される。

#### 4. Medium- $\beta$ 空洞の特徴

電子/陽電子用 high  $\beta$ ( $v/c=1$ ) の超伝導空洞の製作技術は、TRISTAN-Iで確立されたと言ってよいが、原研の計画のように $\beta=0.43(100\text{MeV}) \sim 0.9(1.5\text{GeV})$ の小さいものは、未経験の領域である。ここでは詳細な電磁場計算[17]をやらなくても形状効果と物理的考察によって、medium- $\beta$ でどういった問題があるかが理解できる。以下にその簡単な考察による議論を行う。

Medium- $\beta$ 形状の  $E_p/E_{acc}$ 、 $H_p/E_{acc}$ 、 $Q_0$  に与える影響

Medium- $\beta$  空洞は、セル長 ( $1/2 \cdot \beta \cdot \lambda$ ) が短くなり空洞のcapacitive成分(C)が大きくなる。その結果アイリス部の表面電界が強くなり、表面最大電界が大きくなる。つまり、1)  $\beta=1$ の形状に比べて、加速電界に対する表面最大電界の比 $E_p/E_{acc}$ が大きくなる。一方、空洞の共鳴周波数 $f_0$ は、 $1/2\pi \cdot (LC)^{-1/2}$ で決まる。ここで、Lは空洞のinductive成分であり、空洞赤道部付近の表面電流の大きな所に存在する。加速器の周波数 $f_0$ に合うように空洞形状を設計する時、Cが大きくなると逆にLを小さくしなければならない。ある決まった設計電界を発生させるためには、Lが小さいとより大きい表面電流が必要でその結果、マイクロ波の作る表面磁界が大きくなる。つまり、2)  $\beta=1$ の形状に比べて、加速電界に対する最大表面磁界の比 $H_p/E_{acc}$ が大きくなる。

以上のことを定量的に議論するために $\beta=0.5$ を例に取る。その場合、セル長は $\beta=1$ の半分なのでCの大きさが2倍になり、 $E_p/E_{acc}$ 、 $H_p/E_{acc}$ のどちらも2倍になることが分かる。空洞製作の技術的課題として、これらの特徴はfield emissionやmultipactingに不利な作用をもたらす。また、2)は空洞赤道部付近での表面欠陥に関連する問題となる。表面発熱量は、表面電流、言い替えれば表面磁界の二乗に比例するので2)の結果は4倍の厳しさとなる。

また、形状の影響がQ値にも現われる。3) Medium- $\beta$ では、electron用の場合より $Q_0$ 値が小さくなる。空洞の $Q_0$ 値 (unloaded Q value) と表面抵抗は次の関係がある。

$$Q_0 \equiv \omega U / P_{loss} \\ = \omega \cdot 1/2 \cdot \mu_0 \int H^2 dv / [1/2 \cdot R_s \int H_s^2 dS] \\ = \Gamma / R_s \quad (14)$$

$$\Gamma = \omega \mu_0 \int H^2 dv / \int H_s^2 dS \quad (15)$$

ここで、 $\omega=2\pi f_0$ 、U: stored energy、 $P_{loss}$ : wall lossであ

る。 $\Gamma$ は、Geometrical factorと呼ばれ、(15)から分かるように磁場エネルギーの体積積分と表面磁場の自乗の面積積分との比であり、electron machineでは、 $270\Omega$ 程度の値である。例えば、 $\beta=0.5$ の場合、表面積はそれほど変わらないがセル長が $\beta=1$ に比べて半分になるので体積が約半分になる。したがって、 $\Gamma$ の値も半分程度になる。一方、表面抵抗値はニオブの物性値であり、変わらない。その結果 $Q_0$ 値は半分程度になる。このことは、空洞のオペレーション温度に響いてくる。

JAERIの計画では、 $E_p=16\text{MV/m}$ の運転である。これは、TRISTAN-Iの空洞で考えると $E_{acc}=E_p/2=8\text{MV/m}$ での運転に相当する。図5によれば、その時の $Q$ 値(4.2K)は、 $2 \times 10^9$ である。RCSの周波数効果のみを考慮すれば、600MHz( $\beta=1$ )の場合の $Q$ 値は、 $1.4 \times 10^9$ である。しかし、medium- $\beta$ 空洞の場合、さらに形状効果により $Q$ 値が小さくなる。 $\beta=0.5$ の場合、4.2Kで $7 \times 10^8$ (at $E_p=16\text{MV/m}$ )と予想される。これは、最も厳しい場合であるが、このような $Q$ 値では冷凍器の負荷は甚だしく大きい。一方、2K運転を考えると、図2の結果と周波数依存性を考慮すると600MHzの2KでのRCSは、 $1 \sim 2\text{n}\Omega$ と計算できる。むしろ $R_{res}$ で $Q$ 値が決まる。仮に $R_s$ を $10\text{n}\Omega$ とし、 $\Gamma=130$ ( $\sim 270/2$ )とすると $Q$ 値は、 $1.3 \times 10^{10}$ 程度と予想される。4.2Kと2K運転では、 $Q$ 値に20倍近い開きがある。2K運転では、液体ヘリウムの生成効率は、4.2Kの時より3倍程下がるが、そのことを考慮に入れても6倍近い省電力効果が期待される。4.2、2Kの間の $Q$ 値のこの大きな差は、2K運転を真剣に検討する価値があることを示している。

#### Medium- $\beta$ 形状の空洞の機械強度への影響

最後に、空洞の機械的強度の問題に触れる。これは、上記のように簡単な考察で定量的評価は不可能であるが、一般論として次のことが言える。Medium- $\beta$ 空洞のつぶれた形状では、 $\beta=1$ の球形形状に比べて大気圧等の外圧に対する空洞の機械的強度が低下する。このために機械強度増強対策が必要となる。セル材の厚みを増すか、セルの外側に強め輪を溶接する必要があると思われる。

#### 5. まとめ

超伝導空洞は表面抵抗が非常に小さく性能が非常にデリケートである。高性能を得るためにはまず、高純度の信頼性ある材料を使うこと、また、清浄な空洞内表面を製作することが非常に大切である。

Medium- $\beta$ 超伝導空洞は、electron用に比べ、 $E_p/E_{acc}$ 、 $H_p/E_{acc}$ が大きくなるのでこれまで以上にfield emission, multipacting, defect等の対策が必要である。 $Q$ 値も小さくなるので2K運転を真剣に検討する必要がある。また、空洞の機械的強度が下がるので補強対策が必要である。

#### 参考文献

- [1] D.C.Mattis and Bardeen, Phys. Rev., 111(1958), P.412.  
[2] K. Saito et. al., "Quick Vertical Test System for L-band

Superconducting RF Cavities", Proc. of the 21th Linear Accelerator Meeting in Japan, 1996, Tokyo, P.222.

- [3] H. Inoue et. al., "In-House L-Band Niobium Single Cell Cavities at KEK", Proc. of the 18th Linear Accelerator Meeting in Japan, Tsukuba, KEK, 1993, P.304.  
[4] H. Padamsee, "A Low Temperature, Intermediate Vacuum Process for Removing Oxygen Impurity from Niobium", Proc. of the 2nd Workshop on RF Superconductivity, CERN, July, 1984, P.339.  
[5] H. Umezawa, et. al., "Development of High Purity Niobium Material for Superconducting Cavities", ibid. ref. 3, P.318.  
[6] K. Saito et. al., "R&D of Superconducting Cavities at KEK", Proc. of the 4th Workshop on RF Superconductivity", August, 1989, KEK, Japan, P.635.  
[7] K. Saito and P. Kneisel, "Qo-Degradation due to Hydrogen in High Pure Niobium Cavities", ibid. ref. 3, P.299.  
[8] H. Padamsee et. al., "New Results on RF and DC Field Emission", ibid. ref 6, P.207.  
[9] P. Kneisel, "Use of the Titanium Solid State Gettering Process for the Improvement of the Performance of Superconducting RF Cavities", Journal of The Less-Common Metals, 139(1988), P.179.  
[10] M. Ono et. al., "Achievement of High Acceleration Field (40MV/m) in L-Band Superconducting Cavity at KEK", ibid. ref. 2, P.38.  
[11] K. Saito et al., "Study of Ultra-Clean Surface for Niobium SC Cavities", Proc. of the th Workshop on RF Superconductivity, CEBAF, 1993, P.1151.  
[12] J. Graber, et. al., "A Summary of High Peak Power(HPP) RF Processing Studies of 3 GHz Niobium Accelerator Cavities", ibid. ref. 8, P.776.  
[13] C.M. Lyneis, et. al., "Elimination of Electron Multipacting in Superconducting Structures for Electron Accelerator", Appl. Phys. Lett., vol. 31, 1977, P.541.  
[14] W. Weingarten, "Electron Loading", ibid. ref. 4, P.551.  
[15] K. Saito, et. al. "Water Rinsing of The Contaminated Superconducting Superconducting RF Cavities", Proc. of the 7th Workshop on Superconductivity, Gif sur Yvette, Saclay, France, P.379.  
[16] P. Fabbriatore, et al., "Experimental evidence of MP discharges in sherial cavities at 3 GHz", ibid. ref. 14, P.385.  
[17] K. Asano, et. al., "Stable Performance of 508MHz Superconducting RF Cavities for KEKB", ibid. ref. 14, P.419.  
[18] N. Ouchi, et. al. "Present Status of Superconducting Cavities Developments", 本研究会。

23. 超伝導加速空洞の技術開発の現状  
Present status of superconducting cavity developments

大内伸夫、草野譲一、長谷川和男、水本元治、椋木 健、赤岡伸雄、  
野口修一\*、斎藤健治\*、加古永治\*、小野正明\*、井上 均\*

Nobuo Ouchi, Joichi Kusano, Kazuo Hasegawa, Motoharu Mizumoto, Ken Mukugi, Nobuo Akaoka,  
Shuichi Noguchi \*, Kenji Saito \*, Eiji Kako \*, Masaaki Ono \*, Hitoshi Inoue \*

日本原子力研究所 陽子加速器研究室

\*KEK: 高エネルギー加速器研究機構

iton@linac.tokai.jaeri.go.jp

Abstract

An R&D work of a superconducting (SC) cavity for the high intensity proton linac has begun at JAERI in collaboration with KEK. The RF field calculation and the structural analysis have been made to determine the cavity shape in the proton energy range between 100 and 1500 MeV. The results indicate the feasibility of a SC proton linac. A vertical test stand with clean room, water rinsing system, cavity evacuation pumping system, cryostat and data acquisition system has been installed to demonstrate the cavity performance. A single cell cavity of  $\beta = 0.5$  has been fabricated and tested at the test stand to obtain the Q-value and the maximum surface electric field strength. The measured Q-values have been found to be high enough for our requirement while the field strength was limited to about 75% of the specification by the multipacting. We describe the preliminary design of the SC cavity, the overview of the vertical test stand and experimental results of the single cell cavity.

1. 緒言

原研では、大強度陽子ビーム及びそれによって駆動される強力中性子源を用いて基礎科学研究や工学研究を展開するための中性子科学研究計画を提案している。計画の中心となる大強度陽子加速器<sup>(1)</sup>は、現在の検討では加速エネルギー 1.5GeV、最大ビームパワー 8MW を想定しており、現在世界各国で計画中の加速器の中でも最大級のビームパワーを有している。本加速器の特徴は、高エネルギー加速部 (100 ~ 1500MeV) において超伝導加速器の採用を第1のオプションとしていることにあり、それは超伝導加速構造が以下の特長を有しているためである。

- (1) 大きなボア径によりビームロスを低減させることが可能で、構造体の放射化を抑制し、ハンズオンメンテナンスを容易にすることができる。
- (2) 大きなQ値 ( $\sim 10^9$ ) により空洞壁でのRF損失が非常に少なく、冷凍機の運転コストを考慮しても全体の運転コストを低減することが可能である。
- (3) 空洞壁の熱負荷が小さいために、加速電場強度を向上させ、総延長距離の短い加速器を実現することが可能である。

これまで、超伝導加速構造は電子加速器<sup>(2)</sup> (粒子の速度と光速との比  $\beta = 1$ ) や重イオン加速器<sup>(3)</sup> ( $\beta < 1$ ) には採用されてきたが、本加速器のような中間  $\beta$  ( $\beta = 0.43 \sim 0.92$ ) についての採用例はまだない。しかしながら、世界的に大強度陽子加速器の必要性が高まる中で、各国の研究所において中間  $\beta$  に対する超伝導加速構造の研究がなされている<sup>(4, 5)</sup>。原研では、平成7年度から高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と共同で大強度陽子加速器

用超伝導加速構造の設計・開発を開始した。

図1に現在検討を行っている超伝導陽子リニアッククライオモジュールの概念図を示す。クライオモジュール内には2つの超伝導空洞(周波数600MHz)を組み込み、各空洞は4~5セルで構成される。また、各空洞には高周波(RF)入力カップラ、高次モード(HOM)カップラ及び周波数調整用チューナーを取り付ける。クライオモジュールの外側に真空排気ポンプ及びビーム集束電磁石を配置する。超伝導陽子リニアックの設計は、ビームダイナミクス及びシステム全体の検討が基本となるが、各要素の開発項目としては、(a)超伝導空洞、(b)ハイパワーカップラ及びRFシステム、(c)クライオスタット、(d)冷凍機、(e)制御技術等が挙げられる。各要素の検討結果はシステム全体の検討にフィードバックされ、より現実的な設計とならなければならない。本論文では、上記要素開発項目中の超伝導空洞の設計及び開発にターゲットを絞って記述する。

超伝導空洞の設計においては(1)RF電磁場の検討、(2)機械的強度の検討により空洞形状を決定する必要があるが、これらの検討と平行して(3)製作法の検討、(4)表面処理法の検討を行い、超伝導の性能が発揮でき得る空洞を開発することが重要である。これらの技術は、KEKのTRISTAN用超伝導加速器においてほぼ確立しているものの、 $\beta < 1$ の加速構造に起因する新たな問題や、コストの低減、安定性の向上等の開発課題がある。これらの課題を解決するためには、超伝導空洞を試作し、縦測定において空洞のRF的性能を実証することが必要不可欠である。

原研では、超伝導空洞開発の第1ステップとして、(1)RF電磁場の検討、(2)機械的強度の検討を行い、空洞形状原案を決定した。また、超伝導空洞縦測定用のテストスタンドを整備するとともに、 $\beta = 0.5$ の単セル空洞を試作し、本テストスタンドにおいて性能実証試験を行った。本論文では、これらの検討結果、テストスタンドの概要、空洞の試作及び試験結果について述べる。

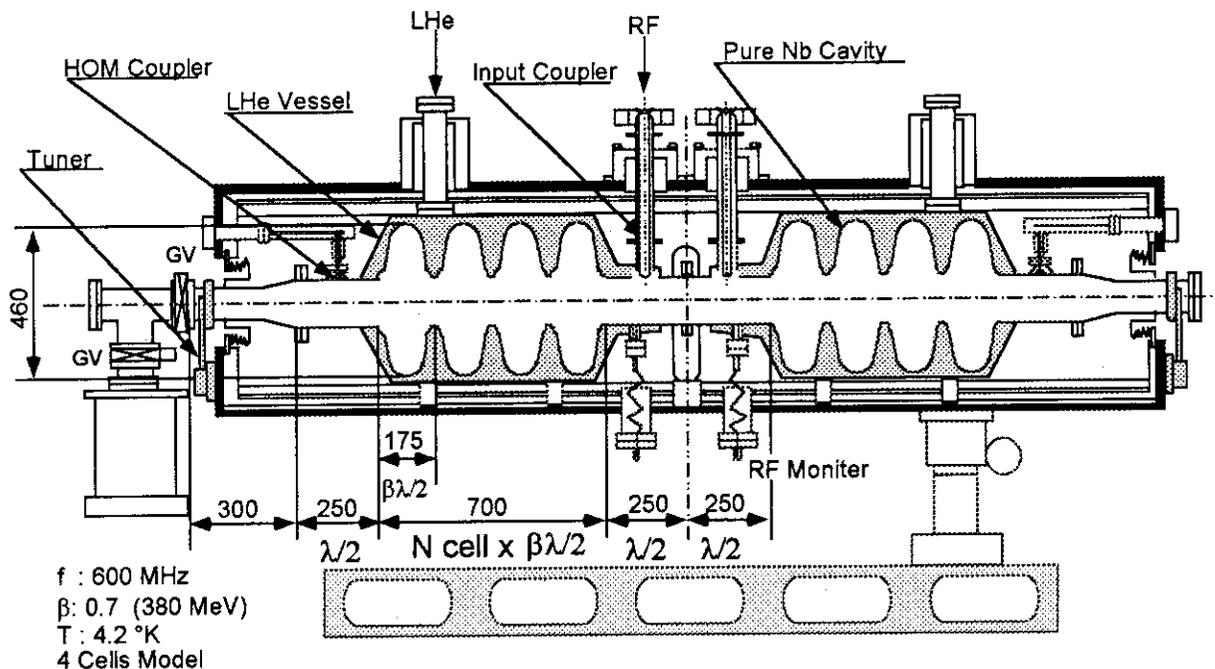


図1 超伝導陽子リニアッククライオモジュール概念図

2. RF 電磁場の検討

空洞内の加速 RF モード (周波数 600MHz、TM<sub>010</sub> πモード) の検討を行うために、 $\beta = 0.43 \sim 0.92$  (100 ~ 1500MeV) の範囲において、種々の空洞形状に対する RF 電磁場の計算を SUPERFISH コードを用いて行った。計算は半セル体系で行った。図 2 に計算体系及び形状パラメータを示す。図中で各形状パラメータは

- L : 半セル長 (=  $\beta \lambda / 4$ )
- $\lambda$  : RF 波長
- a : アイリス半径
- b : 赤道部半径
- $\alpha$  : 直線部傾斜角度
- R : 赤道部円弧半径

R1, R2 : アイリス部楕円短半径、長半径 (R1:R2=1:2)

L1 : アイリス部直線部 (= 0.2cm)

L2 : 赤道部直線部 (= 0.2cm)

である。これらのパラメータを変化させて、シャントインピーダンス ( $ZT^2$ )、最大表面電場と平均加速電場の比 ( $E_p/E_{acc}$ ) 及び最大表面磁場と平均加速電場の比 ( $H_p/E_{acc}$ ) を導出した。

図 3 に、 $\beta = 0.43$  の空洞に対する  $ZT^2$  と  $E_p/E_{acc}$  について得られた結果を示す。また、 $ZT^2$  は銅の電気伝導率で得られた値である。図で示されるように、a、 $\alpha$ 、R1、R2 が小さいほど  $ZT^2$  が大きくなり、その値は最大でも 5M  $\Omega$  /m 程度であった。超伝導空洞の場合、RF パワーに関して壁面損失はビーム負荷に比べて無視できるほど小さいが、冷凍機の負荷を抑制するために  $ZT^2$  は大きいほうが望ましい。 $\beta = 0.92$  での計算においては、 $ZT^2 = 12 \sim 26$ M  $\Omega$  /m となっており (図 4 参照)、 $\beta$  が小さくなるにつれて大きな  $ZT^2$  を得ることが困難であることがわかる。

また、図 3 に示されるように、a 及び  $\alpha$  が小さいほど、R1、R2 が大きいほど  $E_p/E_{acc}$  は小さくなり、 $\beta = 0.43$  の場合  $E_p/E_{acc} = 3.5 \sim 6$  であった。現在のところ、 $E_p \sim 16$  MV/m での運転を想定しているので、ここでは  $E_{acc} \sim 3$  MV/m 前後と比較的低い加速電場強度となる。これに対して  $\beta = 0.92$  では、 $E_p/E_{acc} \sim 2$  程度を実現できるので、 $E_{acc} = 7 \sim 8$  MV/m での高い電場強度を達成できることが期待される。

図 4 に、 $\beta = 0.43$  及び 0.92 での種々の形状における計算によって得られた  $H_p/E_{acc}$  及び  $ZT^2$  を示す。図に示されるように、 $H_p/E_{acc}$  は  $ZT^2$  に対して単調に減少することがわかる。 $\beta = 0.43$  では  $H_p/E_{acc} = 65 \sim 130$  Oe/(MV/m) であるのに対して、 $\beta = 0.92$  では  $H_p/E_{acc} = 35 \sim 50$  Oe/(MV/m) とかなり低減することが可能である。いずれの場合でも、前段で記述した加速電界 ( $E_{acc} \sim 3$  MV/m [ $\beta = 0.43$ ]、 $E_{acc} = 7 \sim 8$  MV/m [ $\beta = 0.92$ ]) のもとではニオブの臨界磁場 2000Oe よりもかなり小さな値となる。

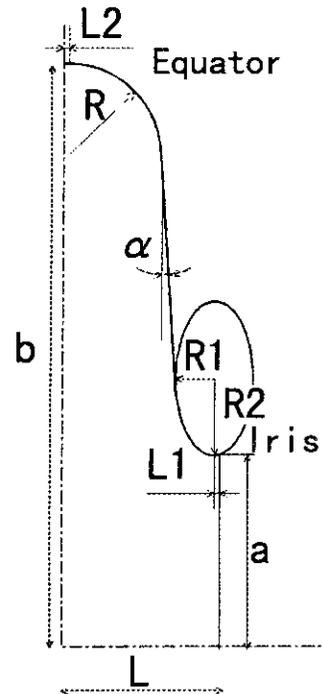


図 2 RF 電磁場計算体系

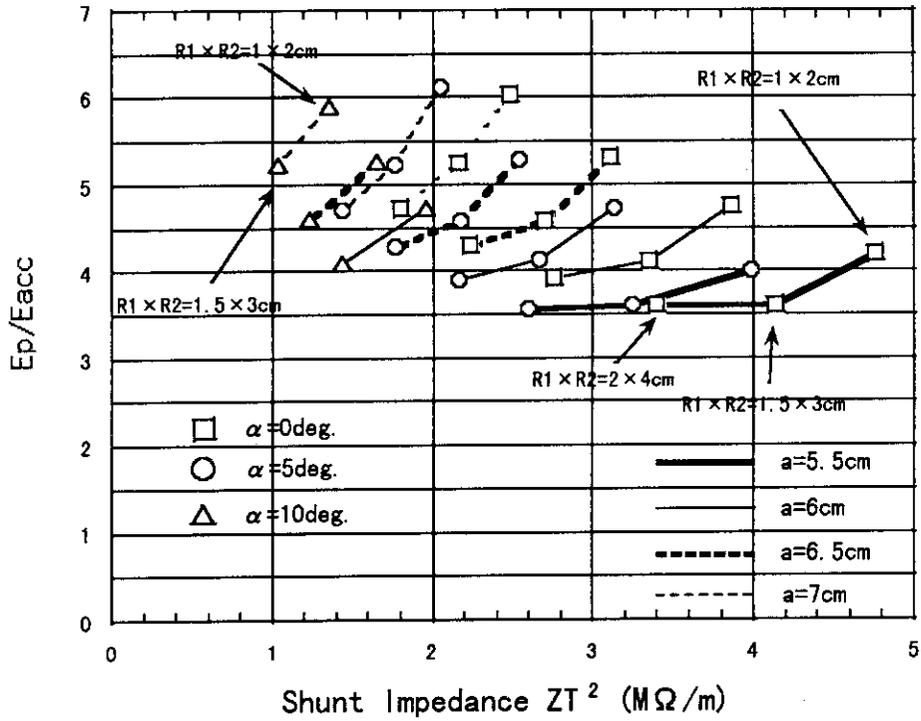


図3 シャントインピーダンス ( $ZT^2$ ) 及び  $E_p/E_{acc}$  計算結果 ( $\beta = 0.43$ )

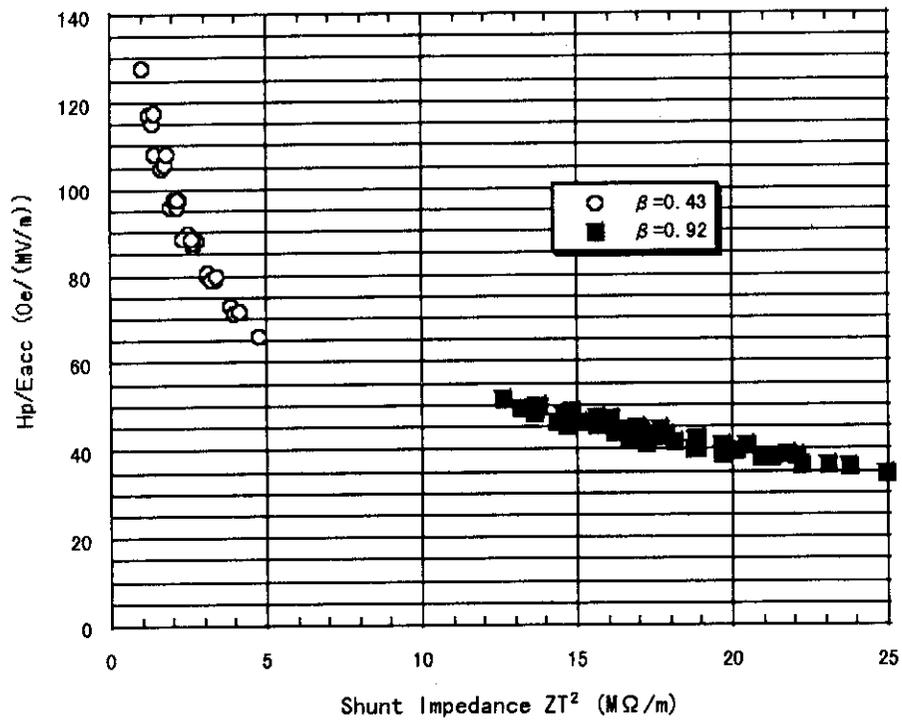


図4  $H_p/E_{acc}$  計算結果 ( $\beta = 0.43$ 、 $0.92$ )

### 3. 空洞形状原案の決定

超伝導空洞は表面処理が十分に行われなければ性能を発揮することができないので、空洞形状を設計する上で表面処理工程を考慮することは非常に重要である。現在のところ、研磨厚の制御が容易であること、TRISTANでの実績があることから、表面研磨として電解研磨を想定している。電解研磨においては、空洞内に電極を挿入し、空洞との間で通電して研磨を行うため、効率的な研磨のためにはアイリス半径 (a) を小さくすることができない。このことから、TRISTAN 空洞形状のスケーリングにより  $a=7.5\text{cm}$  と選定した。また、表面処理において処理液の流れをスムーズに行うためには、直線部傾斜角 ( $\alpha$ ) を小さくすることも困難であるため、 $\alpha \geq 5^\circ$  とした。これらの表面処理上及び RF 特性上の考察から、空洞形状原案を決定した。表 1 に、その空洞形状パラメータ及び RF 特性をまとめる。

表 1 空洞形状パラメータ原案及びその RF 特性 (L1=L2=0.2cm)

$\beta$	E MeV	a cm	b cm	R cm	$\alpha$ deg	L cm	$ZT^{2*}$ M $\Omega$ /m	$ZT^2/Q$ $\Omega$ /m	Ep/Eacc	Hp/Eacc Oe/(MV/m)
0.43	100	7.5	22.98	2.57	5	5.37	1.42	75.5	5.92	117.2
0.5	145	7.5	22.58	3.56	5	6.25	2.96	127.7	4.80	86.5
0.6	225	7.5	22.28	4.96	5	7.49	5.98	208.7	3.87	64.9
0.7	376	7.5	22.63	5.08	10	8.74	8.46	274.6	2.95	57.8
0.8	626	7.5	22.44	6.18	10	9.99	11.91	345.5	2.40	50.8
0.875	1000	7.5	22.31	7.33	10	10.93	14.93	394.7	2.24	46.0
0.92	1500	7.5	22.31	7.58	10	11.49	16.20	419.2	2.01	45.0

\*20°Cにおける銅の電気伝導率を用いて計算

### 4. 機械的強度の検討

前節で示した空洞形状について、図 2 で示される半セル体系での構造解析計算を ABAQUS コードを用いて行った。ニオブの板厚は 3mm とし、内部を真空にした際の大気圧荷重を加え、アイリス部を拘束した場合及び自由にした場合の計算を行った。

計算によって得られた最大 von MISES 応力を図 5 に示す。図より、アイリス部を拘束することによって、最大 von MISES 応力は半分以上に低下することがわかる。また、 $\beta$  が大きくなるにつれて最大 von MISES 応力は減少することがわかる。

超伝導空洞用のニオブ材の耐力は空洞の熱処理温度に依存するが、典型的な値で 40MPa 程度と推定される。この値と図 5 の計算結果を比較すると、アイリス部を常に拘束した場合でも  $\beta < 0.6$  の空洞では最大 von MISES 応力が耐力を越えて

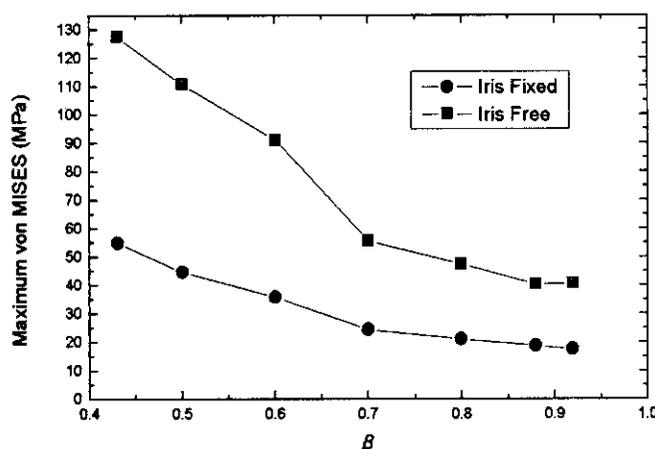


図 5 最大 von MISES 計算結果

しまう。したがって、中間 $\beta$ の空洞については、補強構造を施すか、あるいは板厚を厚くする等の対策が必要である。

## 5. 空洞試験用テストスタンド

試作した空洞の性能を試験するためには、空洞を液体ヘリウム温度以下に冷却し、空洞にRFパワーを入力してQ値、表面抵抗、表面電場強度等の測定を行う必要がある。これらの試験を行うことを目的として、600MHz超伝導空洞試験用テストスタンドの整備を行った。

図6に、テストスタンドの概要を示す。テストスタンドは、(1)空洞組立用クリーンルーム、(2)高圧水洗浄システム、(3)超高真空排気システム、(4)クライオスタット、(5)データ収集システムに大別される。製作及び表面処理の完了した空洞は、高圧水洗浄システムにより最終洗浄され、クリーンルーム内でRF入力コプラ、フランジ等の組立が行われる。その後、超高真空排気システムにより真空排気され、クライオスタットに据え付けられた後に冷却及び測定が行われる。以下に、各システムの詳細及び性能を示す。

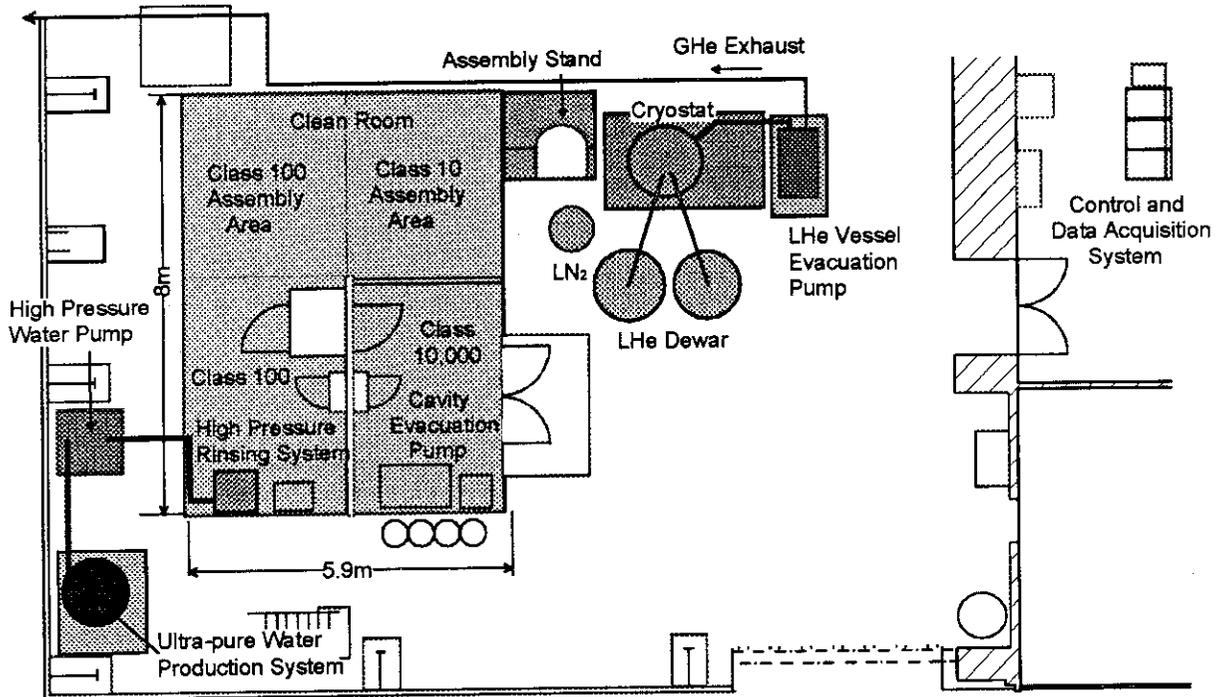


図6 空洞性能試験用テストスタンド概要

### 5-1 空洞組立用クリーンルーム

空洞組立用クリーンルームは、約5.9×8mの大きさとなっており、内部は4つのセクションに分割されている。クラス10エリアでは、最終洗浄後の空洞開封作業、RFコプラ、フランジ類の組立を行う。また、2つのクラス100エリアは、それぞれ組立作業準備室、及び高圧水洗浄室となっている。クリーンルーム入口部分はクラス10000エリアとなっており、空洞の真空排気及びクラス10/100エリアへの入室準備室である。

クラス10エリアでは空洞の開封作業を行うので、最も良い清浄度が要求される。パー

ティクルカウンタにより無人状態でのクラス 10 エリアのダストを測定した結果、粒径  $0.5 \mu\text{m}$  以上のダストについては  $5\text{p}/\text{ft}^3$  以下、 $0.3 \mu\text{m}$  以上のダストについては  $10\text{p}/\text{ft}^3$  以下であり、良好な清浄度を有していることを確認した。

### 5-2 高圧水洗浄装置

高圧水洗浄装置本体はクリーンルーム内クラス 100 エリアに設置しており、洗浄/組立の一連の工程はクリーンルーム内で行うことが可能である。一方、高圧ポンプ及び洗浄のための超純水製造装置はクリーンルーム外に設置している(図 6 参照)。高圧ポンプはダイヤフラム式で  $8 \sim 9\text{MPa}$  の水圧まで加圧する。超純水製造装置は  $90 \text{ l/h}$  の製造能力を有し、約半日で高圧水洗浄に必要な超純水 ( $\sim 1.2\text{m}^3$ ) を製造する。超純水の抵抗率は  $18\text{M} \Omega \cdot \text{cm}$  以上であり、TOC(Total Organic Carbon) は典型的な値で約  $100 \mu\text{g}/\text{l}$  であった。

KEK では Lバンド (1.3GHz) 超伝導空洞の開発を行っており<sup>(6)</sup>、KEK において測定された空洞を本高圧水洗浄装置で洗浄した後に、KEK において再度真空排気及び測定した結果、KEK での測定結果を再現した。このことから、本洗浄装置は良好な性能を有していることが確認された。

### 5-3 超高真空排気システム

空洞排気用の超高真空排気システムは、ターボ分子ポンプ(排気速度  $500 \text{ l/sec}$ )、イオンスパッターポンプ(排気速度  $200 \text{ l/sec}$ )及びフォアラインポンプにより構成される。また、大気開放のための高純度窒素ガス導入ラインには  $0.01 \mu\text{m}$  のフィルターを設け、ダストの侵入を防いでいる。

システム単体での到達真空度は約  $5 \times 10^{-11}$  Torr、 $600\text{MHz}$  超伝導空洞を真空排気した場合の真空度は約  $10^{-9}$  Torr であった。当初、フォアラインポンプとしてスクロールポンプを採用し、完全オイルフリーを実現していた。しかしながら、スクロールポンプは洗浄直後の濡れた空洞の排気には不適であったため、現在はロータリーポンプを使用している。現在、空洞の乾燥方法について検討を行っており、再度スクロールポンプの導入を予定している。

### 5-4 クライオスタット

図 7 に、クライオスタットの詳細を示す。図に示されるように、床面 (FL) 下にピットを掘り、縦型のクライオスタットが埋め込まれている。クライオスタットの構造は、外側から SUS 真空槽、磁気シールド、スーパーインシュレーション、液体ヘリウム槽となっている。空洞は上部天板から吊り下げられる構造となっている。本クライオスタットの特長は、ヘリウム槽を全 FRP 製とすることにより熱侵入を低減している

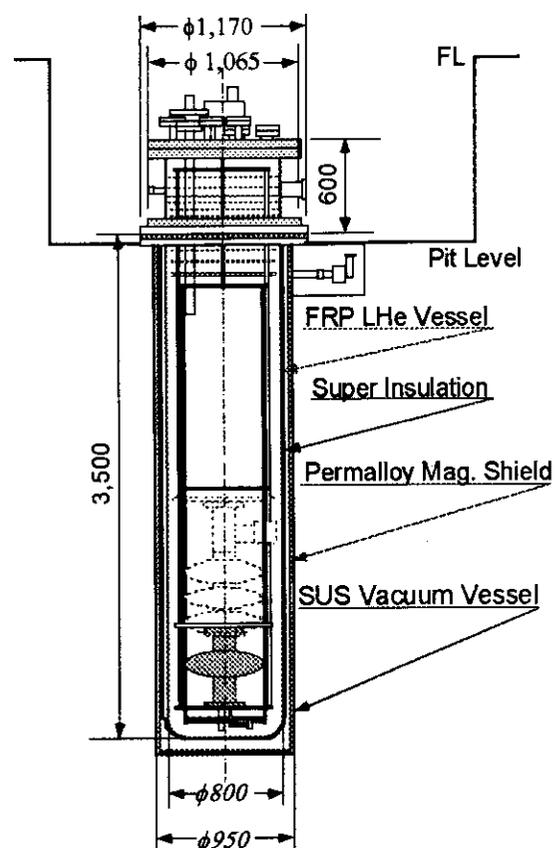


図 7 クライオスタット詳細図

ことである。ヘリウム槽の全長は 3.5m となっており、4～5セル程度のマルチセルにも十分に対応可能となっている。また、ヘリウム槽は 30000 ℓ /min の真空排気ポンプ(メカニカルブースターポンプ+ロータリーポンプ)に接続されており、減圧することにより 2K での測定を可能としている。

超伝導材料の残留抵抗を低減するための磁気シールドは、特に 2K での測定では重要である。室温においてクライオスタット内の残留磁場を測定した結果、空洞がセットされる位置での磁場強度は 10mGauss 以下となり、良好な特性を有していることを確認した。また、4.2K 冷却時の液体ヘリウム蒸発量から推定した熱侵入量は 2.2W であり、非常に良好な断熱性能を有していることを確認した。さらに、ヘリウム槽を 6 時間 40 分排気することにより、最終的な到達温度 1.9K を達成した。

### 5.5 データ収集システム

データ収集システムは、RF 系、RF 入力カップラ制御装置、極低温温度計、液体ヘリウム液面計、ヘリウム槽圧力計で構成される。RF 系は、PLL(Phase Locked Loop) 回路による安定化を図っており、トランジスタアンプにより 300W(600MHz) の RF を出力する。測定時には、NI 社製 Lab View ソフトウェアによるデータ収集を行い、高速で効率的な測定を行っている。

### 6. $\beta = 0.5$ 単セル空洞の試作及び試験

中間  $\beta$  領域用超伝導空洞の性能を実証するための第 1 ステップとして、 $\beta = 0.5$  単セル空洞の製作及びテストスタンドでの性能試験を行った。空洞の形状パラメータは表 1 に示されるものであり、その形状を図 8 に示す。ニオブ板の板厚は 3mm とした。

製作工程は、(1)セル部分のプレス加工、(2)旋盤によるプレス成形品の両端トリム、(3)ビームパイプのロール及びトリム、(4)フランジ、赤道部、アイリス部の電子ビーム溶接である。

プレス工程では、板厚 3mm、直径 540mm、RRR250 のニオブ板材を 150t プレス機により加工した。成形品を三次元測定器で測定した結果、赤道部付近に最大 1mm 程度の誤差が生じていた。原因としては、プレス機の荷重が不足していたこととスプリングバックによる戻りが生じたことが考えられる。スプリングバックによる誤差を低減させるためには、それを考慮したプレス型を使用する必要がある。

赤道部及びフランジ部の電子ビーム溶接を内側から行い、その後アイリス部の溶接を外側から行った。ニオブ板材の溶接は、電圧 120kV、電流 25mA のデフォーカスビームで、6～7mm/sec の溶接速度において良好な溶接を行うことができた。

空洞の製作後、表面処理工程となるが、ここではバレル研磨及び電解研磨を採用した。バレル研磨は約 11 日間行い、平均研磨厚 51  $\mu$ m の研磨

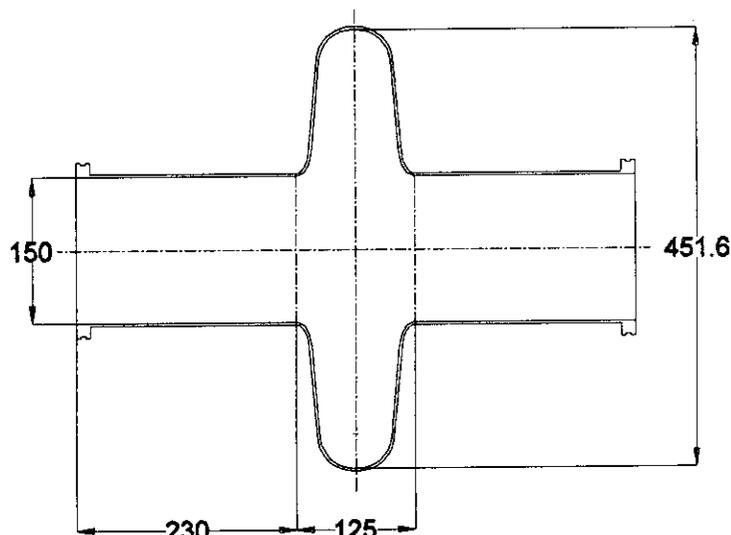


図 8  $\beta = 0.5$  単セル空洞形状

を行った。しかしながら研磨厚は位置に大きく依存し、赤道部においては約  $110 \mu\text{m}$ 、ビームパイプでは  $20 \sim 30 \mu\text{m}$  の研磨厚であった。電解研磨では、 $50\text{mA}/\text{cm}^2$  の電流密度で平均研磨厚  $23 \mu\text{m}$  の表面研磨を行った。その後、電解研磨でニオブ板に吸蔵された水素を脱ガスするために、 $750^\circ\text{C}$ 、3時間の真空熱処理を行った。

真空熱処理まで終了した空胴をテストスタンドに搬入し、高圧水洗浄装置による最終洗浄(1.5時間)、クラス10エリアでの組立、真空排気を行った。真空排気では、 $50^\circ\text{C}$  前後のベーキングを施しながら約15時間空胴の排気を行い、到達真空度は  $1.1 \times 10^{-9}$  であった。その後、中間 $\beta$ 超伝導空胴の最初の性能試験を行ったが、低温状態でカプラの動作不良が生じ、カプラを空胴に臨界結合させることができなかった。このため、オーバーカップリングの状態で行い、Q値、最大表面電場強度( $E_p$ )のデータを得た。

図9にQ値及び $E_p$ の測定結果を示す。図中で■は4.2K、●は2Kにおける測定結果である。 $E_p$ については、4.2Kにおいて $13.4\text{MV}/\text{m}$ 、2Kにおいて $11.3\text{MV}/\text{m}$ を達成したが、 $E_p=16\text{MV}/\text{m}$ の目標値(2章参照)には及ばなかった。 $E_p > 10\text{MV}/\text{m}$ の電場強度においてマルチパクタリングと思われる現象が発生し、これにより空胴の電場強度が制限されてしまった。その原因としては、空胴自身の問題とも推定できうるが、カプラがオーバーカップルであったためにカプラに過大電場が生じ、そこでマルチパクタリングが発生したとも考えられる。

Q値に関しては、4.2Kでは $3 \sim 6.5 \times 10^8$ 、2Kでは $6.7 \sim 8.5 \times 10^9$ と良好な結果を得た。これらの値を表面抵抗に換算すると、4.2Kで約 $230\text{n}\Omega$ 、2Kで約 $17\text{n}\Omega$ となる。

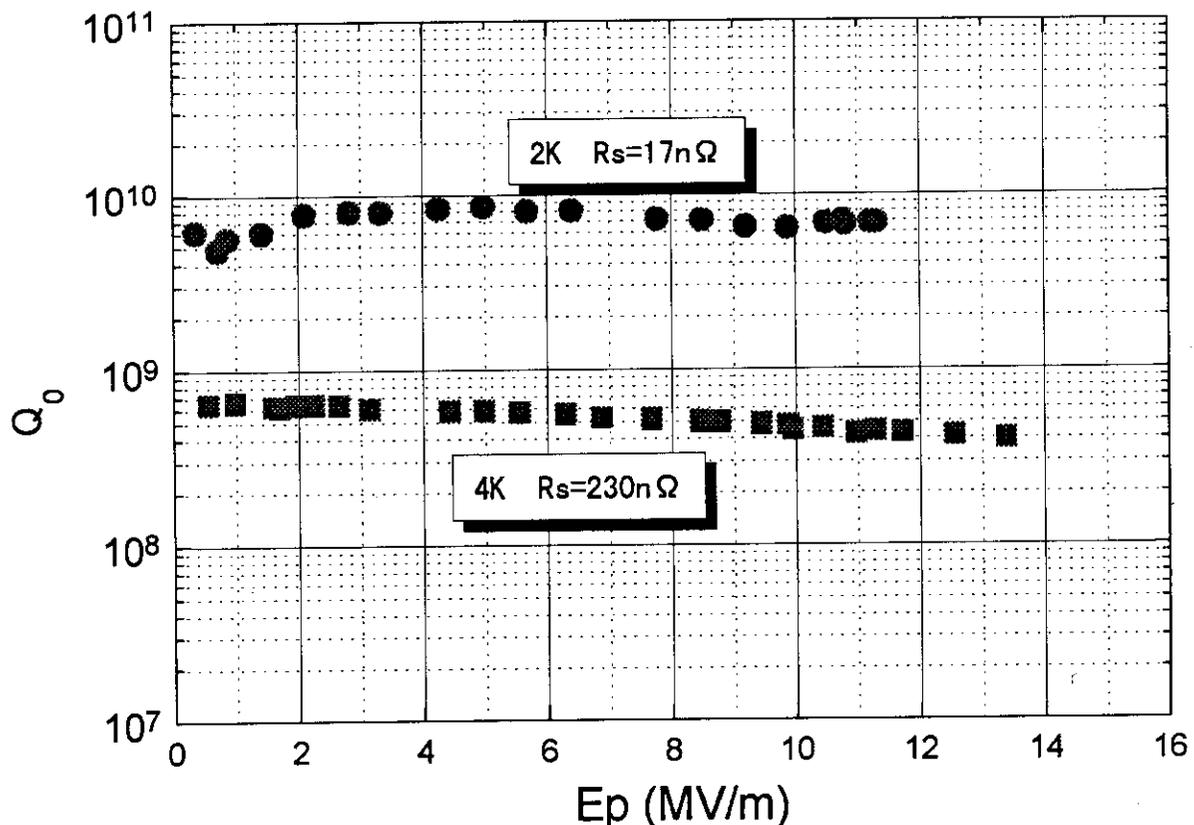


図9  $\beta = 0.5$  超伝導空胴試験結果

今回はオーバーカップル状態での測定であったため、精度的に信頼性の乏しいデータとなってしまった。また、マルチパクタリングにより電場強度が制限されていたため、その原因を明らかにするために臨界結合状態での測定が急務である。

## 7. まとめ

原研における中性子科学研究用大強度陽子加速器の高エネルギー超伝導加速部の設計・開発の第1段階として、 $\beta = 0.43 \sim 0.92$ の超伝導空洞のRF特性及び機械的強度の検討を行った。 $\beta$ が小さくなるにつれて、RF特性及び機械的強度とも設計条件は厳しくなるが、中間 $\beta$ の空洞に関しても十分適応可能であることが示された。

また、超伝導空洞の性能試験のためのテストスタンドを整備し、その良好な特性を確認した。本テストスタンドは、600MHz超伝導空洞試作器の性能試験に使用しているが、それと平行してテストスタンドの総合的な性能を実証するために、KEKと共同で種々の試験を行っている。

特に中間 $\beta$ の超伝導空洞については、その試作を行い、性能を実証することが不可欠である。原研では、世界に先駆けて $\beta = 0.5$ の超伝導単セル空洞を試作し、その性能実証試験を行った。今回の試験ではカプラの動作不具合のために試験条件は必ずしも良好ではなく、最大表面電場強度についても目標値を達成することはできなかった。しかしながら、Q値に関しては良好な結果を得ており、製作及び表面処理工程における大きな問題は無いと考えられる。このことから、中間 $\beta$ 超伝導空洞の適応性に関して一応の見通しを得ることができた。現在、測定系不具合の修理は完了しており、第2回目の試験を予定している。

今回の検討では、RF特性、機械的強度ともにハーフセル形状での検討であったが、すでにマルチセル体系でのこれらの検討を開始している。その結果をもとに、空洞形状最適化を進めるとともに、マルチセル空洞を試作し、性能試験を行う予定である。また、パワーカプラやクライオモジュールについても本格的な検討を開始する予定である。

なお、本ワークショップ開催後に超伝導単セル空洞の第2回目の試験を行い、最大表面電場強度18.6MV/mを達成した。

## 参考文献

- (1) 水本元治、「中性子科学研究用加速器の概要」、本報文集
- (2) B. M. Dunham, "Jefferson Lab, A Status Report", Proc. of the 1996 Int. Linac Conf., August 26-30 1996, Geneva, Switzerland, p17.
- (3) S. Takeuchi et al., "First Operating Experience with the Superconducting Heavy Ion TANDEM-Booster Linac at JAERI", Proc. of 1994 Int. Linac Conf., 21-26 August 1994, Tsukuba, Japan, p758.
- (4) G. Geshoenke, "Superconducting Structure for High Intensity Linac Applications", Proc. of 1996 Int. Linac Conf., August 26-30 1996, Geneva, Switzerland, p910.
- (5) K. C. D. Chan, "Conceptual Design of a Superconducting High-Intensity Proton Linac", *ibid*, p580.
- (6) E. Kako et al., "Characteristics of the Results of Measurement on 1.3 GHz High Gradient Superconducting Cavities", Proc. on the 7th Workshop on RF Superconductivity, 17-20 October 1995, Gif sur Yvette, France, p425.

## 24. 原研中性子科学研究計画における蓄積リングについて On the Compressor Ring for the JAERI Neutron Science Project

山根 功  
Isao Yamane

高エネルギー物理学研究所、加速器研究部  
yamane@kekvox.kek.jp

### Abstract

1), As long as a 1.5 GeV-8 MW linear accelerator is constructed in the JAERI neutron science center, it is quite reasonable to construct a 5 MW compressor ring as a driver of a high intensity spallation neutron source to generate pulsed neutron beams. 2), Suppression of beam loss around the compressor ring to an acceptable level is the most crucial subject to be coped with in designing a MW-class compressor ring. This subject should be successfully cleared by carefully studying and designing the overall system of accelerator and tunnel. 3), The "PSR instability" was comprehensively discussed in the NSNS workshop held at Santa Fe in March, 1997, as a remaining problem of a high intensity proton compressor ring. People of Los Alamos attributed it to an e-p instability. But some questions like the cause that makes some part of protons leak away from a beam bunch to a bunch gap are yet left open. 4), A new scheme of two step  $H^0$  injection is proposed to remove defects of the conventional one of Los Alamos PSR.

### 1. 1.5 GeV- 5.3 mA の大強度陽子リニアックが建設される中性子科学センターのショート・パルス中性子源用のリングについて

日本原子力研究所の中性子科学研究計画においては、基幹設備として 1.5 GeV- 8MW の大強度陽子加速器の建設を計画している。このビームを使う研究の3本柱としては、中性子を用いた基礎科学の研究、加速器消滅処理技術の開発および産業用加速器技術の開発が挙げられている。中性子を用いる基礎科学の研究では核破碎中性子源からの大強度中性子ビームを用いた中性子散乱による物質科学研究が計画されているが、パルス中性子ビームを発生させるための 1.5 GeV- 5MW 蓄積リングの建設についてはその是非について議論があると聞いている。ここでは、陽子加速器の専門家の立場から蓄積リングの建設に賛成の意見を述べたい。

パルス長が  $\mu$  秒程度のパルスビームを得るためにはビームは利用される最高のエネルギーまでリニアックで加速しその後蓄積リング(コンプレッサー)でパルス化する方法と、もっと低いエネルギーでシンクロトロンに入射され、シンクロトロンで加速しながらパルス化する方法がある。議論の起こる点は次の項でも強調するビーム・ロスについてである。コンプレッサーでもシンクロトロンでもリングでは、入射や取り出しの過程で何がしかのロスが起こる。またリングを非常に多数回周廻するため共鳴やインスタビリティによるロスも起こりやすい。更に、シンクロトロンの場合には入射後高周波バケットにビームを捕束する過程でロスが生じることがある。このようにリングではある程度のビーム・ロスは避けられないが、ビーム・ロスは加速器の周りに残留放射能を生じ大強度の陽子加速器では容易に維持保守作業を困難にしてしまう程になる。このためリングは作るべきと言う場合にも、空間電荷効果による入射ビーム強度の制限からはコンプレッサーが有利であるが、避けられない主要なロスが入射エネルギー近辺で起こり、シンク

ロトロンでは入射のエネルギーを低く出来るためコンプレッサーより残留放射能が低く出来る点ではシンクロトロンにする方が有利である。このような議論の果てに極端な場合には、シンクロトロンでもコンプレッサーでもビーム・ロスの問題が片付くまではリングは止めた方が良いのではという意見が出ることになる。

しかし、熱中性子散乱の実験ではパルス中性子ビームの有効性は広く認められており、パルス中性子ビームを得るためのリングを建設することは当然と思われる。特に5MW という世界のトップクラスのビーム強度を使う実験施設としては、世界の最先端の研究を展開するために是非パルス中性子ビームの利用が出来なくてはならない。ビーム・ロスとそれによる残留放射能の問題は、加速器技術の解決すべき課題である。この様な大強度陽子加速器は現在の加速器技術にとってはひとつのフロンティアであり、加速器研究者にとっては非常にチャレンジし甲斐のある課題の一つである。この課題は現在世界の多くの加速器研究者が取り組んでいるので、必ず解決されるものと思われる。

シンクロトロンとコンプレッサーとの比較については、最終的には具体的なデザインについて詳細な検討を行う必要があるが、一般的な要点を次に述べる。

mA 程度の陽子ビームを加速あるいは蓄積するリングではビーム強度は空間電荷効果によって制限される。空間電荷効果はビームを構成する陽子が電荷を持つため、個々の陽子がそれ以外のビームの電気的反発力を受け、加速器のイオン光学的作用が損なわれる効果である。この効果はビームのエネルギーが低い程強く、エネルギーが高くなるに連れて急速に弱まる。したがって、低いエネルギーで入射するシンクロトロンではビームダクトのアーチャーを大きく採る必要があり、さらに一度に入射できるビーム量は十分でないため、加速の繰り返しを 50 Hz (毎秒 50 回) 程度に速くする必要がある。このことは加速器にとっては大きな負担で、アーチャーが大きいため電磁石の磁極間隙は大きく、従って磁石全体が大きくなる。これを速い繰り返し

(ラピッドサイクリング) で励起するため、磁石のコアは高周波損の少ないラミネイテッドコア、電源は大容量の共振型電源となりいずれも高度の技術を要するものとなる。また加速磁場が速く立ち上がるため非常に高い加速高周波加速電圧が必要となり、多数の加速空洞が必要である。さらに、シンクロトロン電磁石の磁場が急速に変化するため、磁石の中におかれる真空箱はエディーカーレントによる磁場の変化を避けるようセラミックで作る必要がある。これらの構成要素はそれぞれ非常に高度な技術を必要とするので、設計や開発には経験のある優れた人材が多数必要となる。

これにくらべコンプレッサー・リングの場合には加速を行わないので、主電磁石は磁場一定の直流電磁石でよい。入射ビーム・エネルギーは高いので空間電荷効果も低く、必要なビーム・アーチャーもシンクロトロンに比べて小さい。したがって、入射時のビーム・ロスを考慮してアーチャーを大きくとっても電磁石および電源の設計上大きな困難を伴うことはない。また、平均ビーム電流を高くするためビーム・コンプレスの繰り返しを上げることは、入射、取り出し機器の設計に多少負担を増やすが、偏向電磁石、Q電磁石等の主電磁石に何ら影響を与えないで出来る。電磁石の中の真空箱もエディーカーレントの心配がないためセラミックである必要はなく、普通の金属真空箱でよい。更に、加速しないので大がかりな高周波加速空洞や電源は必要なく、入射・蓄積されたビームのパンチを維持するための高周波空洞および電源があれば良い。このよ

うにリングを構成する要素は相当に簡単になる。当然、個々の構成要素は高度の技術に支えられる必要があるが、それらを設計、開発、制作するための高度な技術を持つ人材の数は大幅に少なくて済むと考えられる。

このような点を考慮すれば、1.5 GeV ビームが加速するリニアックが建設される以上、そのビームを用い蓄積リングを建設して、パルス中性子源をドライブするほうが有利である。このことは、欧州の ESS 計画でも、アメリカの SNS 計画でもリニアック+コンプレッサーの構成が第一候補として採用されていることとも良く符合していると思われる。

## 2. “ビーム・ロスの抑制” ; MW クラスの蓄積リングのデザインにおいて最重要なファクター

このことは今年3月に米国サンタフェで行われた SNS 計画のためのワークショップでも発表者により報告の中で指摘されていた。

高エネルギー陽子加速器におけるビーム・ロスの問題については、高エネルギー物理学研究所の 12 GeV 陽子加速器 (KEK-12 GeV PS) の経験が参考になる。KEK-12 GeV PS では入射、加速開始、トランジション・クロッシングおよびビーム取り出しの過程でビーム・ロスが起こる。ビーム・ロスの起こり方やその量は加速器のチューニングの度合によって異なり一定しないが、パワー (エネルギー×ビーム・ロス電流) で平均して約 300 W 程度である。このビーム・ロスにより 12 GeV シンクロトロン周りのインターナル・ターゲット、ビーム取り出し用静電セプタム下流側、ビーム入射セプタム下流側など数カ所に残留放射能が 20 ~ 30 mSv/Hr の場所が出来、運動量分散関数の大きい場所などで数 0.1 mSv/Hr となり、その他の場所は殆ど 0.1 mSv/Hr 程度以下である。500 MeV ブースター・シンクロトロンの場合もエネルギーは低い、ビーム電流が高いため残留放射能は同程度である。ただし、リングが小さいため残留放射能の高い場所は少ない。このような加速器の維持保守作業で年間の作業被曝が研究所の管理の目安である 5 mSv に達する者が 1 名程度、それ以下の数 mSv/Hr に達するものが 5 ないし 6 名程度である。管理の目安は、法律の定める許容限度やそれより低い研究所の所内規則の基準値より更に低い値に設定されている。ICRP の勧告等により放射線安全基準は低くなる見込みであるが、この目安は当分このまま維持される見込みと聞いている。このことは KEK-12 GeV PS の場合、現在行われているようなハンズオン・メンテナンスによる維持保守を行う以上、300 W 程度以上のビーム・ロスを起こすことは放射線安全上問題があることを示している。

ESS の場合にはビーム・ロスの限度としてリング当たり 500 W としており、KEK 12 GeV PS の場合とほぼ似たような値がとられている。ESS の場合には、蓄積リングを収納するトンネルの断面は 10m x 15m と広く、加速器本体から十分離れて作業したり、必要なシールドを置くスペースが用意されている。これに比べ、KEK 12 GeV PS ではトンネル断面は 4m x 2.5m と狭く放射線防護の対策をとるスペースが十分ではないのでビーム・ロスの限度が少し低くなっていると考えられる。

ESS では 5 MW のビームを 2 台の蓄積リングでコンプレッスするので、ビーム・ロスの割合は  $2 \times 10^{-4}$  と言うことになる。KEK 12 GeV PS の場合、現在ビーム・ロスの起こる主要な過程でのロスの割合は数%から 10 %程度である。このことからしても、ビーム・ロスの割合を  $10^{-4}$  のオー

ダーに下げることが加速器技術にとって極めてチャレンジングなことであるが、このことを最初から念頭に置き研究開発を同時に進めながらデザインを進めて行けば我々はこの問題をかならず克服できると確信している。

### 3. “PSR インスタビリティー” ; ロスアラモス PSR の蓄積陽子数を制限している障害

サンタフェの NSNS ワークショップは、1 MW の蓄積リングを計画しているアメリカの NSNS 計画のにとって、設計を進める上で残されたひとつの未解決の問題である “PSR インスタビリティー” の原因を解明するために企画された。筆者は「KEK-PSブースターにおけるインスタビリティーについての経験」と次の項で述べる「2ステップ H<sup>0</sup> 入射スキームの改善について」とを報告するためにこのワークショップに出席した。ここでは、ワークショップの主題であったPSR インスタビリティーについて議論の要点を記述する。

ロスアラモスの LANSCE は大強度核破砕中性子源からの中性子ビームを用いる実験施設である。中性子源の駆動装置は 800 MeV リニアックと PSR と呼ばれる蓄積リングである。PSR は当初平均電流 100  $\mu$ A を目標としたが、現在 80  $\mu$ A 程度までビーム強度をあげると所謂 PSR インスタビリティーが起り、ビーム・ロスを生じてビーム強度が上げられない。このインスタビリティーでは突然鉛直方向のビーム位置が振動を開始し、急速に振幅を増大し、真空箱に達してビームが失われる。このためPSR ではコンプレッションの繰り返しの速さを現在のままにして平均電流を増やすことは出来ない。

PSR インスタビリティーについて当の PSR の人達は長期の観測と理論的研究から、所謂 e-p インスタビリティーであろうと主張している。e-p インスタビリティーは普通、陽子の連続周廻ビームで真空が良くない場合に陽子ビームのポテンシャルに大量の電子が捕捉され、電子集団の振動が陽子ビームを共鳴的に振動させるために起こるといわれている。したがって、PSR の様にバンチした陽子ビームの場合には、ビームの切れ間ではじき飛ばされ、電子が捕捉されないで起こらないとされる。この点について、PSR の人達の説明は以下の如くである。原因は明確ではないが、バンチの中の陽子がバンチの間隙に抜け出てそこにわずかではあるが溜まることが実際に観測される。このようにわずかな陽子のビームでもバンチ間隙にあれば、そのポテンシャルに電子を捕捉することが出来て e-p インスタビリティーを起こさせることが出来る。

この説明を巡り、バンチの中の陽子がバンチの間隙に抜け出す原因について議論があったが、その原因は明確になったとは言えない。このように、PSR インスタビリティーはまだ解明されたとは言えないが、このことが将来 MW クラスの核破砕中性子源用大強度陽子加速器のスキームとして(リニアック+蓄積リング)可能性を封ずるとは思われない。それは、PSR より大強度の陽子ビームを加速している ISIS では、ビーム入射のわずかな時間に起こることは PSR のビーム蓄積の過程と略同じと思われるのに、似たようなビーム不安定は起こらないことから期待できる。それに、CERN-ISR での経験から普通の e-p インスタビリティーを抑える対策は良く分かっているが、このような対策が PSR でもインスタビリティーを起りにくくすることが分かっている。したがって、遠からず PSR インスタビリティーを抑えることができる様になると期待される。

#### 4. 2ステップ $H^0$ 入射スキームの改善について

次に、筆者がサンタフェの NSNS ワークショップのデザイン戦略ワーキング・グループで報告した2ステップ  $H^0$  入射スキームの改善について記述する。

良く知られているように、ロスアラモス PSR は入射の方式として2ステップ  $H^0$  入射スキームを採用した。コミッショニング以来 PSR の運転状況は良くなく、初期にはファーストターン・ロスと呼ばれた原因不明のビーム・ロスに悩まされた。ファーストターン・ロスの原因は数年前に判明し、次の様なことであった。ストリッピング・フォイルでは陽子とともに  $H^0$  (水素原子) が生じる。その  $H^0$  のある部分は電子の高い励起状態にあり、その電子はリング電磁石の磁場中でローレンツ力により容易に剥ぎとられる。このようにして出来た陽子は、正規の軌道からわずかにずれた軌道を通して真空箱に当たりビーム・ロスとなる。

ファーストターン・ロス以外にも不調の原因があり、それらは次の様なものであった。1、イオン光学的ミスマッチ。2、ファーストターン・ロス。3、アキュミュレーション・ロス。4、PSR インスタビリティ。これらの内4について検討するため今回の NSNS ワークショップが持たれた。これらの不調を改善するため、PSR では早くから入射方式を  $H^-$  直接入射方式に転換することが検討されてきた。これはファーストターン・ロスの原因が判明する前に提案されたものであり、何か良く分からないことが起こる2ステップ  $H^0$  入射スキームに対する嫌悪感も手伝っていたようにも思える。いずれにしても、ロスアラモス PSR では今年(1997)にも  $H^-$  直接入射方式への転換が実施されるということであり、その結果が期待される。

ロスアラモス PSR で実施されようとしている  $H^-$  直接入射方式への転換の計画は上記の1から3までの(もちろん4を含めて)問題に対処するものであるが、どうしても  $H^-$  直接入射方式にしなければならないとは言えない。例えば、2の原因である  $H^0$  の高い励起状態はストリッピング・フォイルを使う以上  $H^-$  直接入射でも生じ全く同じ問題を引き起こす。即ち、ロスアラモス PSR の問題は直接的に入射方式の問題ではない。したがって、2ステップ  $H^0$  入射スキームで上記の問題を引き起こさないように改善することも考えられるのである。このような観点から改善された2ステップ  $H^0$  入射スキームを図-1に示す。現在用いられているスキームを図-2に示す。改善の要点は三つある。ストリッピング・フォイルの位置を偏向電磁石とQ電磁石の間に移して入射のイオン光学的マッチングを採りやすくしたことが第1点。フォイル下流のQ電磁石をダブレットとし上流側を  $H^0$  の高い励起状態の処理に使い、下流側をリング・オブティックスを調整するために使うことが第2点。水平方向、鉛直方向の両方の可変バンブ電磁石を装備して、入射ビームのペインティングを行いビーム内の電荷分布を適正にするとともに、アキュミュレーション・ビームがフォイルに当たる確率を出来るだけ減らすことが第3点である。この改善された2ステップ  $H^0$  入射スキームについては別に学会誌等で詳しく報告する予定である。

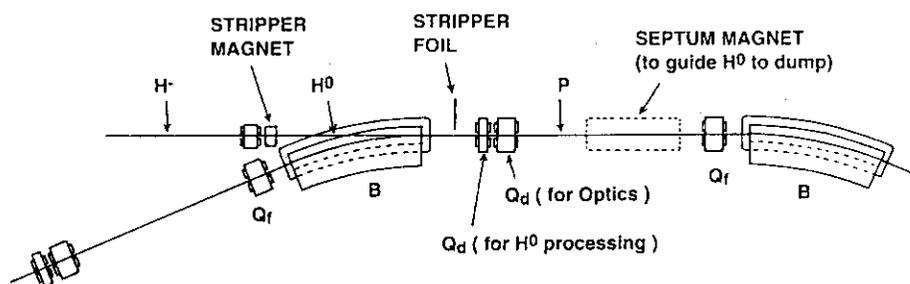


図-1 改善2ステップ  $H^0$  入射スキーム

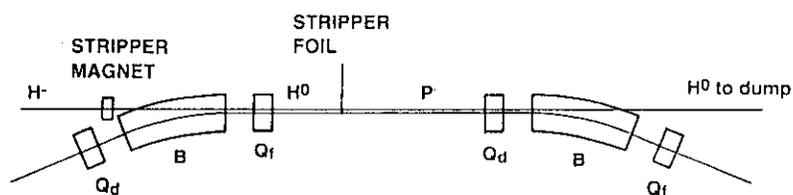


図-2 現在用いられている  $H^0$  入射スキーム

## 25. 200 MeV 陽子線型加速器の概要

### The JHP 200-MeV Proton Linear Accelerator

加藤隆夫

Takao Kato

高エネルギー物理学研究所

kato@kekvox.kek.jp

#### Abstract

A 200-MeV proton linear accelerator for the Japanese Hadron Project (JHP) has been designed. It consists of a 3-MeV radio-frequency quadrupole linac (RFQ), a 50-MeV drift tube linac (DTL) and a 200-MeV separated-type drift tube linac (SDTL). A frequency of 324 MHz has been chosen for all of the rf structures. A peak current of 30 mA ( $H^+$  ions) of 400  $\mu$ sec pulse duration will be accelerated at a repetition rate of 25 Hz. A future upgrade plan up to 400 MeV is also presented, in which annular-coupled structures (ACS) of 972 MHz are used in an energy range of above 150 or 200 MeV. One of the design features is its high performance for a beam-loss problem during acceleration. It can be achieved by separating the transition point in the transverse motion from that of the longitudinal motion. The transverse transition at a rather low-energy range decreases the effects of space-charge, while the longitudinal transition at a rather high-energy range decreases the effects of nonlinear problems related to acceleration in the ACS. Coupled envelope equations and equipartitioning theory are used for the focusing design. The adoption of the SDTL structure improves both the effective shunt impedance and difficulties in fabricating drift tubes with focusing magnets. An accurate beam-simulation code on a parallel supercomputer was used for confirming any beam-loss problem during acceleration.

#### 1. はじめに

高い稼働率で長期間運転するリング加速器の入射器用の陽子リニアック（パルス運転とする）に求められる大切な性能は次の2点と考えられる。

- 1) 要求仕様を満たすビームを、
- 2) 安定に供給する。

仕様で重要な項目は、

- 1) 出力エネルギー、
- 2) エネルギーの広がり、
- 3) 横方向のエミッタンス、
- 4) 平均ビーム強度、
- 5) ピークビーム強度、
- 6) ビームの時間構造などであろう。

安定に供給するという意味は、

- 1) ビームの性質が時間的に安定している事、
- 2) 長期間の稼働率が高い事、
- 3) 故障件数が少ない事等であろう。

200 MeV 陽子リニアックのような長期安定稼働を予定する場合には、ビームの運動に関するデザインは、技術力、運転法、その他（予算など）に拘束される。簡単頑丈な構造の加速管が選択でき、適当な精度で加速管を製作すれば、仕様を満たす加速が可能であり、しかも全体コストが下がるようなデザインを求めて考慮した事は以下の諸点である。

- 1) ビームの性質の劣化の原因となる空間電荷効果を低減する、
- 2) ビームの性質の劣化の原因となる非線形効果を低減する、
- 3) 高い精度等を要する技術の使用を減らす、
- 4) 未知のパラメーター部分の使用を減らす。

これらは具体的には

- 1) 主な周波数として 324 MHz を選択、
- 2) 中間エネルギー領域の加速管として 50 MeV 以上で SDTL 方式を採用、
- 3) CCL への遷移エネルギー (150 又は 200 MeV) の設定 (upgrade の時)、
- 4) 出力 3 MeV の RFQ の採用、
- 5) クライストロンの採用等に対応する。

以上をふまえて、JHP 200 MeV 陽子リニアックのデザイン (参考文献 1) についてまとめる。

## 2. 要求仕様

Table 1 に要求仕様をまとめた。当初は出力エネルギー 200 MeV、平均電流 200  $\mu$ A であり、将来は出力エネルギー 400 MeV、平均電流 800  $\mu$ A を目標とする。この仕様から、以下は殆ど自明の事として決まってしまう。

- 1) ピーク電流の増加により平均電流の増加を期待するので、横方向の収束力を変化させて、空間電荷力を抑える方式が必要となる。
- 2) KEK 内の限られた範囲に建設予定なので、長さは最大 220 m 程度に抑えなければならず、平均エネルギーゲイン 2 MeV/m 程度が必要となる。
- 3) リング入射後のビーム損失を減らす為に、低エネルギー部において速いビームチョッパーが必要となる (立ち上がり数十 nsec 程度)。

当初の出力は 200 MeV であり、加速効率がよく、得られるビームの性質が良ければ、加速の途中で周波数を変化させない方式が、装置全体の簡単さ、縦方向のトランジションが存在しない点、コスト、運転のしやすさ等、殆どあらゆる観点から見て優れている。将来の 400 MeV への延長の場合には、全体の加速効率等の改善の為に、周波数転換が必要となろう。

## 3. リニアックの構成

Table 2 と Fig. 1 に 200 MeV リニアックの概要を示した。Fig. 2 に、ここで使用する 3 種類の加速管の有効シャントインピーダンスを示した。周波数が 972 MHz の結合型空洞 (CCL) は、出力エネルギーが増強される場合に、150 又は 200 MeV から上のエネルギー領域で使う空洞であり、具体的には環結合型空洞 (ACS) (参考文献 2) を予定している。200 MeV までの特徴は、周波数のトランジションがない事、50 MeV から上に、新しいタイプの加速管である分離型ドリフトチューブリニアック (SDTL) (参考文献 3) を使用する事、そして周波数 324 MHz を選択した結果、クライストロンを比較的容易に使用できる事である。

## 4. SDTL

SDTL の構造を Fig. 3 に示す。名前からわかるように、横方向の収束用の磁石を、ドリフトチューブ (DT) の中に入れないで、CCL で行われているようにタンクとタンクの間に設置する構造とする。この方式の採用に伴い以下の長所が生まれる。

- 1) 横方向の収束のトランジションを比較的低いエネルギー領域で行う結果となり、こ

**Table 1 Required main parameters of the linac.**

	Initial requirement	Final goal	
Particles	H <sup>-</sup>	H <sup>-</sup>	
Output energy	200	400	MeV
Peak current	30	60	mA
Beam width	400	400	$\mu$ sec
Repetition rate	25	50	Hz
Average current	200	800	$\mu$ A
Length	<150	~220	m
Momentum spread	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	%

JHP 200 MeV PROTON LINAC

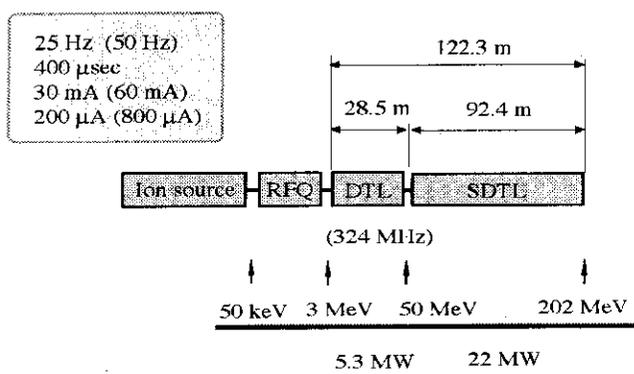


Fig. 1 Schematic view of the JHP 200-MeV proton linear accelerator.

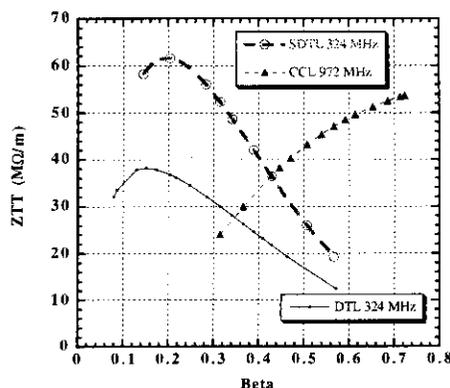


Fig.2 Effective shunt impedances used for the JHP proton linac.

れは、空間電荷効果を緩和する方向である。

- 2) 縦方向のトランジションを高いエネルギーで行う結果となるので、これは、CCL 加速の非線形効果の減少をもたらす。
- 3) DTの中に四極磁石がないので、有効シャントインピーダンス (ZTT) の最適化が自由に行え、高い ZTT が期待出来る。
- 4) DTの発熱除去が容易になる。
- 5) DTの中に四極磁石がないので、DTの整列精度及びタンク相互の整列精度が緩和される。
- 6) 空洞の安定化の必要が軽減される。
- 7) 四極収束磁石の数が減る。
- 8) 加速管の構造が簡単となる。

高エネルギー陽子リニアックでは、従来はCCLの導入により、縦と横のトランジションは同じエネルギーで生じていたが、SDTLの導入により、横方向だけのトランジションエネルギーを下げる結果となる。従って、一見すると、加速管のタイプが変わってトランジションの数が増えるように思われるが、縦と横に分けてトランジションを考えると、その数においては同じ

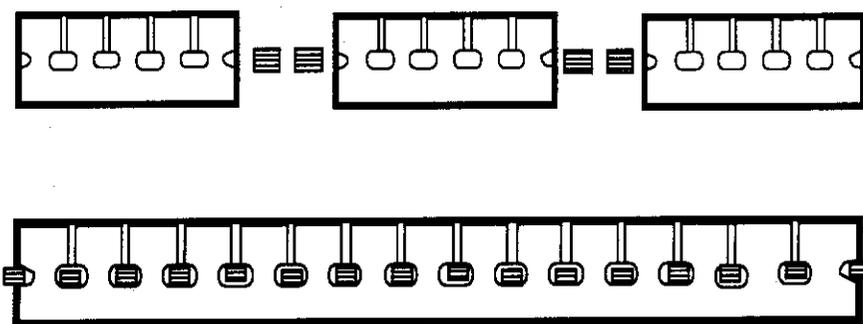


Fig.3 SDTL (upper) and DTL (lower) structures. The focusing magnets are indicated by squares.

**Table 2 Parameters of the JHP 200-MeV proton linac.**

Injection energy	3.0 MeV	SDTL	Frequency	324 MHz
Output energy	202.5 MeV	Injection energy	50.058 MeV	
Frequency	324 MHz	Output energy	202.488 MeV	
Particles	H <sup>-</sup>	Number of tank	31	
Peak current	30 mA	number of cells	155	
Beam width	400 μsec	Structure length	65.9 m	
Repetition rate	25 Hz	Total length	92.4 m	
Average current	200 μA	Rf driving power (*)	17.4 MW	
Total length (structure only)	92.9 m	Beam power (30mA)	4.6 MW	
Total length	122.3 m	Total power (30mA)	22.0 MW	
Total rf driving power	21.3 MW	Number of klystron	14	
Total rf power (30 mA)	27.3 MW	Accelerating field	3.86 MV/m	
Number of klystrons(*)	19	Energy gain	2.86 - 1.92 MeV/m	
(*)includes for RFQ and debuncher		Drift space (**)	0.67-1.03 m	
RFQ		Acceptance		
Frequency	324 MHz	A <sub>x</sub> (normalized 90%)	21.3 π mm-mrad	
Injection energy	50 keV	A <sub>y</sub> (normalized 90%)	18.6 π mm-mrad	
Output energy	3 MeV	A <sub>z</sub> (normalized 90%)	40.4 π MeV-deg	
DTL		(*) including a factor of 1.2.		
Frequency	324 MHz	(**) shorter length is possible.		
Injection energy	3 MeV			
Output energy	50.06 MeV			
Number of tank	3			
number of cells	150			
Total length	28.51 m			
Rf driving power (*)	3.92 MW			
Beam power (30mA)	1.41 MW			
Total power (30mA)	5.33 MW			
Number of klystron	3			
Acceptance				
A <sub>x</sub> (normalized 90%)	43 π mm-mrad			
A <sub>y</sub> (normalized 90%)	41 π mm-mrad			
A <sub>z</sub> (normalized 90%)	9.3 π MeV-deg			
Focusing method	Equipartitioned focusing			
Stabilization	Post-stabilized			

**DTL**

DTL Tank number	1	2	3	
Injection energy	3.0	19.196	35.407	MeV
Output energy	19.196	35.407	50.058	MeV
Tank length	10.36	8.87	7.81	m
Number of cells	80	41	29	
Rf driving power (*)	1.16	1.36	1.40	MW
Beam power (30mA)	0.49	0.49	0.44	MW
Total power (30mA)	1.64	1.84	1.84	MW
Accelerating field	2.5	2.7	2.9	MV/m
Stable phase	-30	-26	-26	
Drift space	4	3	0	βλ
	0.737	0.742		m

(\*) including a factor of 1.3

であり、トランジションがビームに与える悪い効果を減少させている事がわかる。又、機械的構造は簡単化され、中間エネルギーまでの加速効率も高くなる (Fig. 2 参照)。しかしながら短所もある。

- 1) タンクの数が増える。
- 2) 高周波系が複雑になる。
- 3) 余分なドリフトスペース (タンクとタンクの間) が増える。
- 4) 非常に大きいアクセプタンスは実現しにくい。
- 5) チューニングのパラメーターが増える。

この中で、高周波系については、DTLの場合にも two-feed タイプを用いるので、高周波カップラーの数は同じである。又、収束周期の増大による横方向のアクセプタンスの減少は、ボア半径の増加で相殺出来るが、ユニットタンクを構成するセル数の上限を決める条件となる。本デザインでは、全てのタンクは5セルで構成される。従って、空洞を安定化する必要は少ないと思われる。Table 3 に DTL と SDTL の主要なパラメーターの比較を示す。

DTL から SDTL への転換エネルギーは、全体の加速効率、縦と横の出力ビームの質、タンクの長さ等を考慮して決める。転換点において、縦のマッチングまで考慮する時と、横だけのマッチングを考慮した時の出力エネルギー幅を Fig. 4 に示す。バンチャーを使わない場合には、最適な転換エネルギーがある事がわかる。

## 5. DTL

DTL の周波数は 324 MHz を選び、入射エネルギーは 3 MeV、出力エネルギーは 50 MeV と設定して、3 タンク構成とする。ドリフトチューブの中には四極電磁石を組み込み、横方向の収束力を細かくチューニングする。ポストカップラーを用いて空洞の安定化を行う (参考文献 4)。

## 6. 収束法

coupled envelope equation と等分配理論 (equipartitioning theory、参考文献 5) とを基礎にして、基本的な収束を行う。バンチビームの envelope equation は、

$$k_{x0}^2 a - \frac{3}{2} \frac{N r_c}{\beta_0^2 \gamma_0^3} \frac{1}{a z_m} \left( 1 - \frac{g_0}{2} \frac{a^2}{\gamma_0^2 z_m^2} \right) - \frac{\epsilon_{nx}^2}{\beta_0^2 \gamma_0^2 a^3} = 0$$

**Table 3 Typical parameters of the DTL and SDTL structures at a frequency of 324 MHz and an energy of 50 MeV ( $\beta=0.31$ ).**

	DTL	SDTL	
Tank diameter	56	52	cm
DT diameter	13	9	cm
Bore radius	1.3	1.5	cm
Outer corner radius	2.5	2.2	cm
Inner corner radius	1.0	0.5	cm
Z	78.2	75.9	MΩ/m
T	0.703	0.830	
ZTT	38.6	52.3	MΩ/m
Esurface peak	4.02	5.87	MV/m

$$k_{z0}^2 z_m - \frac{3 N r_c g_0}{2 \beta_0^2 \gamma_0^5 z_m^2} - \frac{\epsilon_{nz}^2}{\beta_0^2 \gamma_0^6 z_m^3} = 0,$$

$$r_c = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2}, g_0 = 2 \frac{z_m^2}{a^2} M_x,$$

$k_{x0}$  と  $k_{z0}$  横と縦の位相振動の波数、 $\epsilon_{nx}$  と  $\epsilon_{nz}$  は横と縦の規格化エミッタンス、 $a$  と  $z_m$  は横と縦のバンチ半径、 $N$  はバンチ内の粒子数、 $M_x$  は空間電荷効果の形状因子、 $q$  は電荷、 $\epsilon_0$  は真空誘電率、 $c$  は光速、 $\beta_0=v/c$ 、 $\gamma_0$  はローレンツ因子を表す。入射時に、matched and equipartitioned のビームパラメーターを与えて、加速途中は、縦と横の収束力の比が一定となるように逐次収束力を決めて、次の equipartitioning 条件が常に成立する方式を採用する。

$$\gamma_0 \frac{\epsilon_{nx}}{\epsilon_{nz}} \frac{z_m}{a} = 1.$$

equipartitioning が成立しない入射の場合には、横の収束力を変化させて、縦と横の間のエミッタンスの増減をコントロールできる。収束の一例を Figs. 5-7 に示す。入射ビームのパラメーターの例を Table 4 に示す。

7. RFQ とビームトランスポート

RFQは横の収束と縦の加速を同じ高周波で行う優れた加速管であるが、収束力だけを変えたい場合には、この特長は、逆に短所となる。又、ペインの加工を2次元カットで行う場合

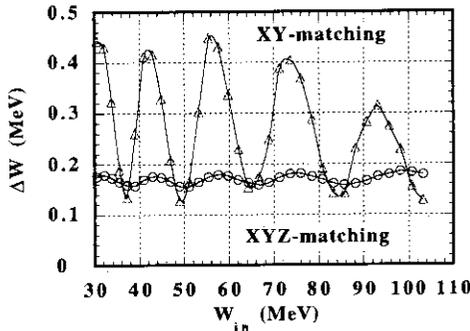


Fig. 4 Energy-width of the SDTL output beam as a function of the injection energy.

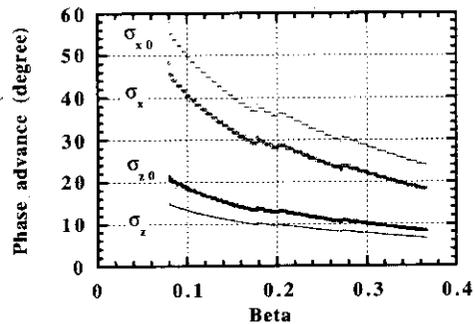


Fig. 5 Phase advances in both the transverse and longitudinal phase spaces along the DTL. A peak current of 30 mA is assumed.

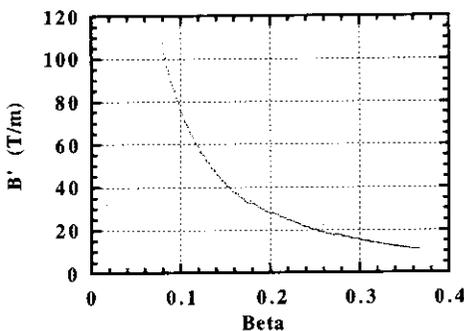


Fig. 6 Required magnetic field gradient along the DTL.

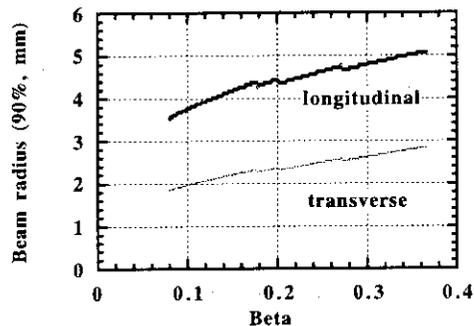


Fig. 7 Variation of the beam size along the DTL.

Table 4 Matched and equipartitioned parameters of the injection beam into the DTL.

Current	30	60	mA
Beam radius (90%)	1.83	1.98	mm
Beam radius (rms)	0.82	0.89	mm
$\Delta p/p$ (rms)	0.004	0.004	
$\Delta\phi$ (rms)	7.7	9.1	degree
Bunch length (rms)	1.6	1.9	mm
Bunch length (90%)	3.5	4.2	mm
$\epsilon_{nx}$ (90%)	1.5	1.5	$\pi$ mm-mrad
$\epsilon_{nz}$ (90%)	2.5	3.0	$\times 10^{-6}$ m
$B'$	107.4	107.4	T/m
$\sigma_{x0}$	58	58	degree
$\sigma_x$	48	42.7	degree
$\sigma_{z0}$	30	30	degree
$\sigma_z$	21.5	18.1	degree
$\Delta w$ (rms, half)	24	24	keV
$\Delta w$ (90%, half)	53.7	53.7	keV
$\Delta\phi$ (90%, half)	17.2	20.3	degree
Partition parameter	1.15	1.06	

には、理論的な電磁場分布と実際の分布の対応が判然としない面がある。従って、RFQタンクを縦列につなぐ方式は、チューニングの時のビームの劣化と難しさを考えると得策ではない。DTLの四極磁石の作りやすさとRFQ自身の作りやすさから、RFQの出力ビームは3 MeV程度が適当となる(参考文献6)。RFQとDTLの間のビームトランスポートラインは、マッチングを行うと同時に、リング入射後のビーム損失を軽減する為の速いビームチョッパーに最適の場所と考えている。この場合、高周波の単一-deflecting cavityを使う方式(参考文献7, 8)が適している。

## 8. イオン源

KEKのH<sup>-</sup>イオン源では、セシウムを使わずに、ピーク電流16 mA、90%規格化エミッタンス0.41  $\pi$ mm-mradを得た(参考文献6)。RFQで3 MeVまで加速した時の透過率は82.5%、エミッタンス増加は34%を得ている。従って、第一段階の目標である30 mAはようやく視野に入ってきた。その場合のDTL入射エミッタンスは、現在の値よりは多少大きい値になると思われる。

## 9. 将来のエネルギー増強

出力エネルギーを400 MeVまで高める場合には、150又は200 MeV以上のエネルギーでACSに転換する。トランジションエネルギーと周波数は、200 MeVリニアックのビームを測定した上で、決める。DTLの3倍の周波数972 MHzが第一候補である。

## 10. ビームシミュレーション

### 10.1 出力エミッタンス

トランジションエネルギーを147 MeVと100 MeVに選んで、その上をCCLにした時と、50 MeVから上をSDTLにした時の出力エミッタンスの比較をTable 5 (200 MeV)とTable 6 (400 MeV)に示す。SDTLの採用により良質の出力ビームが得られている事、トランジションエネルギーは147 MeV程度で、周波数比3倍が望ましい事が示されている。

**Table 5 Final rms emittances for four configurations at the exit of the linac (200 MeV).**

CCL configuration	x	y	z
	$\pi$ mm-mrad		$\pi$ MeV-deg
147 MeV - 972 MHz	0.509	0.523	0.48
147 MeV - 1296 MHz	0.570	0.535	0.51
100 MeV - 972 MHz	0.602	0.843	0.43
100 MeV - 1296 MHz	0.708	1.06	0.48
DTL 51 MeV +SDTL	0.433	0.443	0.364
Injection beam at 3 MeV	0.373	0.379	0.268

\* z-z' emittances are normalized to those at 324 MHz for comparison.

**Table 6 Final rms emittances for four configurations at the exit of the linac (400 MeV).**

CCL configuration	x	y	z	
	$\pi$ mm-mrad		$\pi$ MeV-deg	
147 MeV - 972 MHz	0.539	0.534	0.468	no beam loss
147 MeV - 1296 MHz	0.572	0.628	0.641	0.18% beam loss
100 MeV - 972 MHz	0.675	0.585	0.600	no beam loss
100 MeV - 1296 MHz	0.733	1.05	0.545	0.12% beam loss

\* z-z' emittances are normalized to those at 324 MHz for comparison.

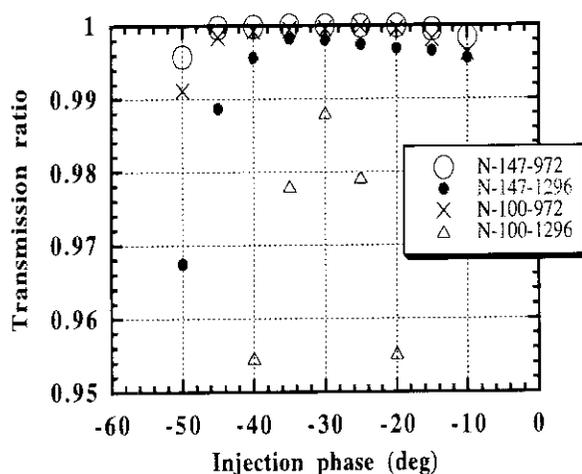


Fig. 8 Transmission ratio through the CCL as a function of an injection phase for four configurations of the linac. No field errors are assumed. The number of particles is 10000. The notation 'N-147-972' means an injection energy of 147 MeV and a frequency of 972 MHz.

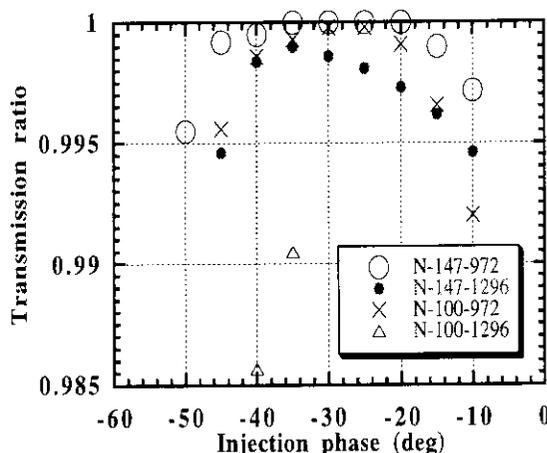


Fig. 9 Transmission ratio through the CCL as a function of the injection phase for four configurations of the linac. Rf amplitude errors of 1% for each cell and 3% for each tank are assumed. Rf phase errors of zero for each cell and 4% for each tank are assumed. The number of particles is 10000.

## 10.2 透過率

前節の場合の、透過率を Figs. 8-9 に示す。Fig. 9 は加速電場にランダムなエラーが存在する場合である。但し、ビーム損失を減らす為の最適化を行っていない状態の加速パラメータを使っている。

## 10.3 入射ビーム

前節の結果は、どのような入射ビームを使うかにより、結果が違ってくる。シミュレーションに使った入射ビームを Table 7 にまとめた。このパラメータの妥当性の判断は難しい問題として残るが、最近行われた Fermi Lab 400 MeV リニアックのビームロス (2% 以下) のデータ (参考文献 9) とは、およそ一致している (Figs. 8-9 参照)。

## 11. 計算コード LINSAC

DTL 計算用コード LINSAC (参考文献 10) の特徴は、加速ギャップの電場の形をそのまま計算に使っていること、空間電荷効果を全粒子間のクーロン力を計算して評価する事の 2 点である。このような計算は、膨大な計算量を必要とするので、コードはベクトル化され、更に、並列計算機用書きなおされている。スーパーコンピュータ (富士通 VPP500) の 64 個の演算ユニットを使った並列化計算では、粒子数 48000、ステップ数 63350 の 150 MeV リニアックの計算を 33 時間で完了する。

## 12. まとめ

JHP の 200 MeV 陽子線型加速器は、出力エネルギーが 3 MeV の電気四重極リニアック (RFQ)、50 MeV のドリフトチューブリニアック (DTL)、そして 200 MeV の分離型ドリフトチューブリニアック (SDTL) により構成される。全ての加速管の周波数は 324 MHz と設定されており、高周波源としてクライストロンを用いる。繰り返し周波数 25 Hz で、パルス幅 400  $\mu$ sec、ピーク電流 30 mA の負水素イオンが加速される。エネルギーを 400 MeV まで増加させる将来計画では、150 もしくは 200 MeV より高いエネルギー領域で、周波数 972 MHz の環結合型空洞 (ACS) が使われる。このデザインの一つの特徴は、加速過程におけるビーム損失の問題がよく考慮されている事であり、それは、縦運動の遷移位置と横運動の遷移位置を分離する事によ

**Table 7 Beam parameters used for the simulations in the low-energy region.**

Results of the preliminary simulation of 3-MeV, 324 MHz RFQ.

Normalized emittances	x			y		
	rms	90%	100%	rms	90%	100%
	$\pi$ mm-mrad			$\pi$ mm-mrad		
Injection into RFQ	0.193	0.822	1.49	0.196	0.831	1.47
Output from RFQ	0.282	1.29	3.04	0.270	1.23	3.34
$\Delta\phi$ (full width)	48.4 degrees					
$\Delta w$ (full width)	116 keV					
Injection beam into the DTL (10000 particles for LINSAC simulation)						
DTL injection beam	0.373	1.59	2.88	0.379	1.61	2.85
$\Delta\phi$ (full width)	50.5 degrees					
$\Delta w$ (full width)	155 keV					

り達成されている。収束のデザインには、coupled envelope equation と等分配理論 (equipartitioning theory) を使う。SDTL の採用により、有効シャントインピーダンスと収束磁石を含むドリフトチューブの製作の難しさが改善された。加速過程のビーム損失の問題は、並列型のスーパーコンピュータ上で走る正確なビームシミュレーションコードを使って検証した。

#### 参考文献

1. T. Kato, "Design of the JHP 200-MeV Proton Linear Accelerator," KEK Report 96-17.
2. T. Kageyama et al., "Development of Annular Coupled Structure," Proc. 1994 International Linac Conf., p. 248 (1994).
3. T. Kato, "Proposal of a Separated-Type Proton Drift Tube Linac for a Medium-Energy Structure," KEK Report 92-10.
4. F. Naito et al., "Rf Characteristics of a High-Power Model of the 432 MHz DTL," Proc. 1994 International Linac Conf., p.137 (1992).
5. M. Reiser, "Theory and Design of Charged Particle Beams", Section 5, John Wiley & Sons, INC, 1994.
6. A. Ueno et al., "Beam Test of the Pre-Injector and the 3-MeV  $H^-$  RFQ with a New Field Stabilization PISL," Proc. 1996 International Linac Conf., p.293 (1996).
7. T. Kato, "Design of Beam-Transport Line between the RFQ and the DTL for the JHP 1-GeV Proton Linac," Proc. 1994 International Linac Conf., p.59 (1994).
8. T. Kato, "New Design of an RF Beam Chopper," Proc. 7th Symposium on Accelerator Science and Technology, p.288 (1989).
9. L. J. Allen et al., "Operation and Improvements of the Fermilab 400 MeV Linac," Proc. 1996 International Linac Conf., p.329 (1996).
10. T. Kato, "Beam Simulation Code Using Accurate Gap Field Distributions in a Drift Tube Linac," Proc. 1994 International Linac Conf., p.523 (1994).

## 26. 中性子科学研究における材料照射研究 Materials Irradiation Research in Neutron Science

野田 健治、大山 幸夫  
Kenji Noda and Yukio Oyama  
日本原子力研究所

e-mail: noda@maico.tokai.jaeri.go.jp

Materials irradiation researches are planned in Neutron Science Research Program. A materials irradiation facility has been conceived as one of facilities in the concept of Neutron Science Research Center at JAERI. The neutron irradiation field of the facility is characterized by high flux of spallation neutrons with very wide energy range up to several hundred MeV, good accessibility to the irradiation field, good controllability of irradiation conditions, etc. Extensive use of such a materials irradiation facility is expected for fundamental materials irradiation researches and R&D of nuclear energy systems such as accelerator-driven incineration plant for long-lifetime nuclear waste. In this paper, outline concept of the materials irradiation facility, characteristics of the irradiation field, preliminary technical evaluation of target to generate spallation neutrons, and materials researches expected for Neutron Science Research program are described.

### 1. はじめに

原研において、大強度陽子加速器を用いる核破砕反応より発生する中性子を利用した材料照射施設構想が「中性子科学研究計画」構想の一環として提案されている。<sup>1)</sup>上記施設は、数百MeVのエネルギーに及ぶ極めて幅広い中性子スペクトルをもつ核破砕中性子を高い中性子束レベルで発生できる他、原子炉に比べ、照射場への接近性が良いこと、中性子発生条件の制御性が良いこと等の材料照射施設としての優れた特性を有している。この材料照射施設の目的は材料照射基礎研究及び加速器駆動消滅処理プラント等の原子力システム材料の研究開発を行うことである。ここでは、上記施設の構成、照射場の特徴、ターゲットの予備的な技術検討、及び予想される主な研究課題等について述べる。

### 2. 材料照射施設

#### 2. 1. 施設構成

材料照射施設では、大強度陽子加速器 (1.5 GeV、1 mA、パルス運転/連続波(CW)運転) により加速した陽子ビームを核破砕用の金属ターゲット (Ta、W等) に導き、核破砕中性子を多量に発生させ、材料照射研究を行う。このため、材料照射施設は中性子発生用の金属ターゲット及び照射試験のための照射セル遮蔽体等を配置する照射室、ターゲットアセンブリー保守用ホットセル、テストアセンブリー及び照射キャプセルの解体

組立て等を行うホットセル、計測・実験制御室、ホット計測室、試料準備室、テストアセンブリー及び照射済キャプセル等貯蔵室、等から構成される。照射室はターゲット・照射セルを鉄遮蔽体で取り囲んだものが想定されている。照射セルにて照射されたテストアセンブリーは遠隔操作で照射セルから上部へ引き上げ、ホットセルで遠隔操作にて、テストアセンブリー及び照射キャプセルの解体、並びに照射試料の取り出しが行われる。照射キャプセルの装荷については、キャプセルのテストアセンブリーへの組込みをホットセルで行い、遠隔操作で照射セルへ装荷される。また、計装照射及びその場実験のための各種計装・制御は計測・実験制御室及びホット計測室で行われる。取り出した照射試料については、ホットラボ等で照射後試験が行われる。

## 2. 2. 中性子照射場の特徴

### (1) 中性子エネルギースペクトル

高エネルギー陽子による核破砕によって生成する中性子のエネルギースペクトルはターゲットの種類により多少異なるが、d-T反応や重陽子-リチウム (d-Li) ストリッピング反応を利用する加速器型中性子源の中性子スペクトルに比べ、そのエネルギー幅が広く、高エネルギー部は数百MeVにまで及ぶが、平均エネルギーは比較的 low、数MeV程度以下である。

### (2) 中性子束

核破砕中性子源の特徴は他の加速器型中性子源に比べ、中性子発生効率が高いことである。中性子照射場特性は核破砕用のターゲット設計及びその周囲の配置等により異なるが、Wターゲット (直径:6cm、長さ:100cm) に1.5GeV、1mAの陽子ビームを入射した場合の中性子束分布を図1に示す。中性子束の高い領域はターゲットの軸方向 (ビーム方向) に沿ってビーム入射面に近い領域であり、中性子束が $4 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$  (鉄換算の弾き出し損傷率: 10dpa/y) 及び $2 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$  (鉄換算の弾き出し損傷率: 5dpa/y) の試験体積は各々1リットル以上及び5リットル以上である。

### (3) 材料損傷パラメータ

材料照射効果という観点では、照射場特性として中性子束、スペクトル等を示すばかりでなく、これらが材料に直接的に及ぼす効果である材料損傷パラメータ (すなわち、弾き出し損傷率、ガス状核変換生成物生成率等) が重要である。

核破砕中性子のスペクトルは核分裂型のスペクトルに加えて、その強度はMeV領域に比べ2桁程低いが高エネルギー成分をもっており、中性子の弾き出し効率は核分裂炉のそれに比べ大きい。また、核分裂中性子のエネルギーを超える領域では、He等のガス状核変換生成物生成の反応断面積が大きくなるので、生成He量が増え、He/dpaが核分裂炉に比べて大きく、核分裂炉と核融合炉のほぼ中間となる。

### (4) 照射モード

陽子ビーム加速モードはパルス運転及び連続波 (CW) 運転の両者が選択可能である。パルス運転モードでは、照射によって生成する点欠陥や励起についての過渡的挙動等をナノからマイクロ秒のパルス照射により測定できるようになり、照射損傷基礎研究の発展

が期待される。

また、CW運転ではナノ秒程度の時間構造を有するパルスビームが連続的に照射され、そのビーム休止時間が点欠陥の寿命より十分に短いので、連続照射と同じ損傷組織及び照射効果が期待できる。従って、CW運転照射により原子力システムの材料研究開発等のための材料照射を行うことができる。

### (5) 照射場への接近性等

本施設のような加速器型中性子源を用いる材料照射施設では、原子炉のように照射場に持ち込むものへの規制を受けない上、照射場への接近性も高く、装置の耐照射性及び生体遮蔽等が確保されれば、種々の照射実験を行うことが可能である。このため、原子炉では実施できなかった精度の高い照射実験や高度なその場実験が実施できる。

## 2. 3. ターゲットの予備的技術検討

中性子発生用金属 (Ta) ターゲットの熱除去に関する予備的技術検討を以下に示す。ここでは、Ta製円盤状ターゲットに1.5GeV、1mA、ビーム径4cmの陽子ビームが入射した場合について検討した。ビーム入射方向における発熱率をターゲットの半径方向位置をパラメータとして計算した結果を図2に示す。発熱率はいずれの半径方向位置においてもほぼ同じであり、ビームの侵入深さとともに減少する。ターゲットはTa製円盤の多層構造をもち、各円盤の間は水冷チャンネルとなっている構成を想定した。(図3)各円盤の厚さは図2の発熱率とビーム侵入深さとの関係に従い、ターゲットへの入射面近傍では冷却効率を高めるため、その厚さが薄く、侵入深さとともに厚さが増加する構造とした。1.5GeV、1mA、ビーム径4cmの陽子ビームをTa及びWターゲットに入射した場合について計算評価した表面温度とターゲット厚さとの関係を図4に示す。ターゲットの照射による劣化を考慮すると400℃以下での使用が適当であり、Taについては冷却水の流速が10m/s及び5m/sで各々ターゲットの厚さが5mm及び4mmとなる。図3のターゲット構成は冷却水の流速が10m/sの場合に相当する。

## 3. 研究課題

本材料照射施設では、以下に示す照射損傷基礎研究及び原子力システム用材料の研究開発等が行われると考えられる。

### 3. 1. 照射損傷基礎研究

#### (1) 中性子照射下における材料特性挙動の研究

核破砕中性子照射施設では、その照射場における少ない規制、接近性の良さ、また、中性子束勾配等を生かして、原子炉ではできない種々の高度なその場実験を行うことが可能である。構造材料の照射下疲労、照射下クリープ及び照射誘起応力腐食割れ特性 (IASCC) 等、並びにセラミックス材料の中性子照射下電気及び光特性等についての精度の高い研究が行われることが期待される。また、原子炉にて重照射した試料を用いることにより重照射条件における中性子照射下材料特性挙動についての情報が得られると考えられる。

## (2)照射損傷基礎過程の研究

照射にともない生じる励起過程、点欠陥の生成、集合欠陥への移行等の過渡的過程を中性子パルスの照射と同時に光学的、電氣的及び体積変化測定等行うことより研究する。これらについては、特に、光学的スペクトル測定が可能なセラミックス等について多くの情報が得られることが期待される。

また、パルス照射とCW運転による照射との比較により、照射組織の発生過程の微視的情報の追求が可能になると考えられる。これらの照射損傷基礎過程の情報は照射下の材料特性挙動等を理解し、評価するための基礎知見となる。

## (3)新材料創製の研究

高エネルギー中性子による核変換を利用し、種々の核変換生成物（特に、従来の方法では均一に導入できないものや放射性元素）を均一又は意図した配列で導入し、材料特性変化を調べる。

高エネルギー陽子又は高エネルギー中性子照射による弾き出しを利用して超微細原料粉末を結合させ、従来の焼結等の手法では困難な高い強度や界面の特異な特性を引き出すことのできる超微細結晶粒バルク材料を創製する技術を追及する。さらに、異なった種類の超微細原料粉末を適切な配列で組み合わせ、弾き出しによる結合により、狙い通りの超微細結晶粒バルク材料を作製する技術の研究を行う。これにより、これまでになく優れた材料の創製を図る。

## 3. 2. 原子力システム用材料の研究開発

### (1)加速器駆動消滅処理プラント材料の開発

核分裂炉の運転により生成する長寿命核種の消滅処理に威力を発揮すると期待される加速器駆動消滅処理プラントに用いる材料、特に、ターゲット材料、ビーム入射窓構造体材料及び未臨界高速炉心構造体材料等は、高エネルギー陽子及び中性子の厳しい照射に曝される。このため、これらに用いる耐照射性材料の研究開発を行うとともに、材料耐久性及び共存性を試験するための材料照射試験、並びに構造体照射試験を行う。

### (2)核融合炉材料の補完照射試験

現在、核融合炉材料開発及び核融合炉設計用材料データベースの構築に不可欠な国際核融合材料照射施設（IFMIF）の設計活動が進められている。しかし、IFMIFの高中性子束領域はその試験体積に制限があるため、核融合材料開発には、IFMIFばかりでなく、高速炉等の核分裂炉を用いた補完的照射試験を行う必要がある。ところが、近年材料重照射試験に利用可能な高速炉が次々に運転停止となっており、本材料照射施設が建設されれば、その場実験を中心としたIFMIFの補完照射試験に利用されることが期待される。

## 参考文献

- 1) 野田健治、大山幸夫、JAERI-Conf 96-014 p66.

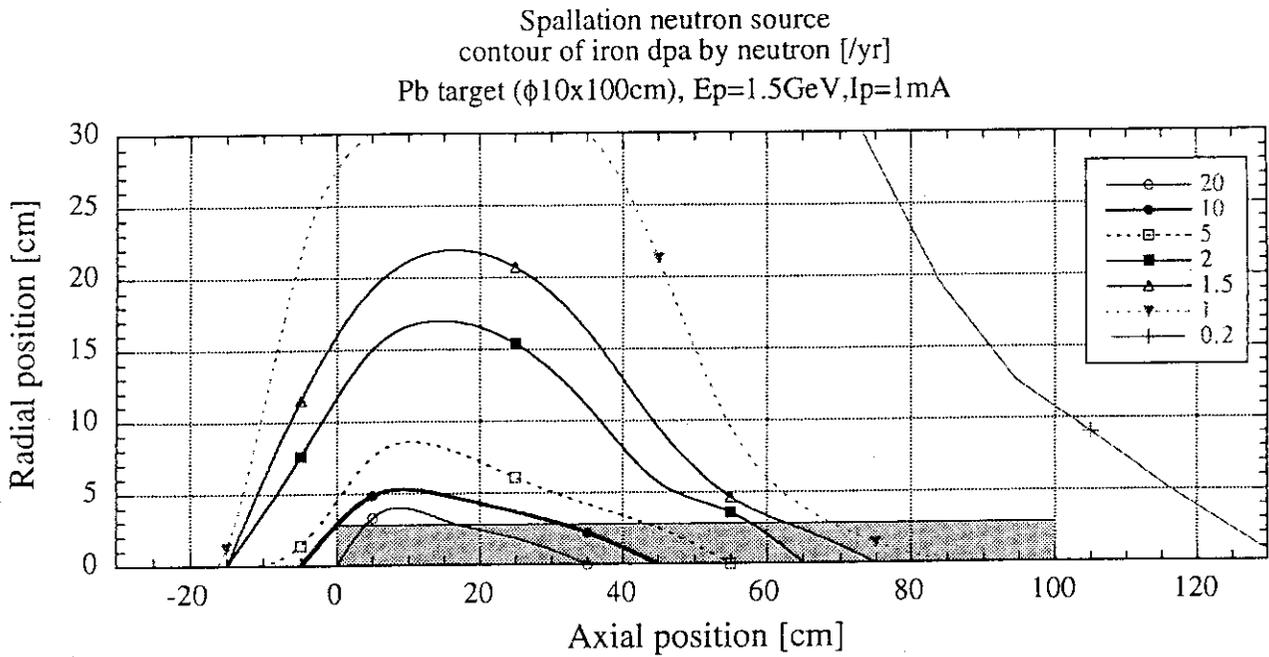


図1 Wターゲットに1.5GeV、1mAの陽子ビームを入射した場合の中性子束分布

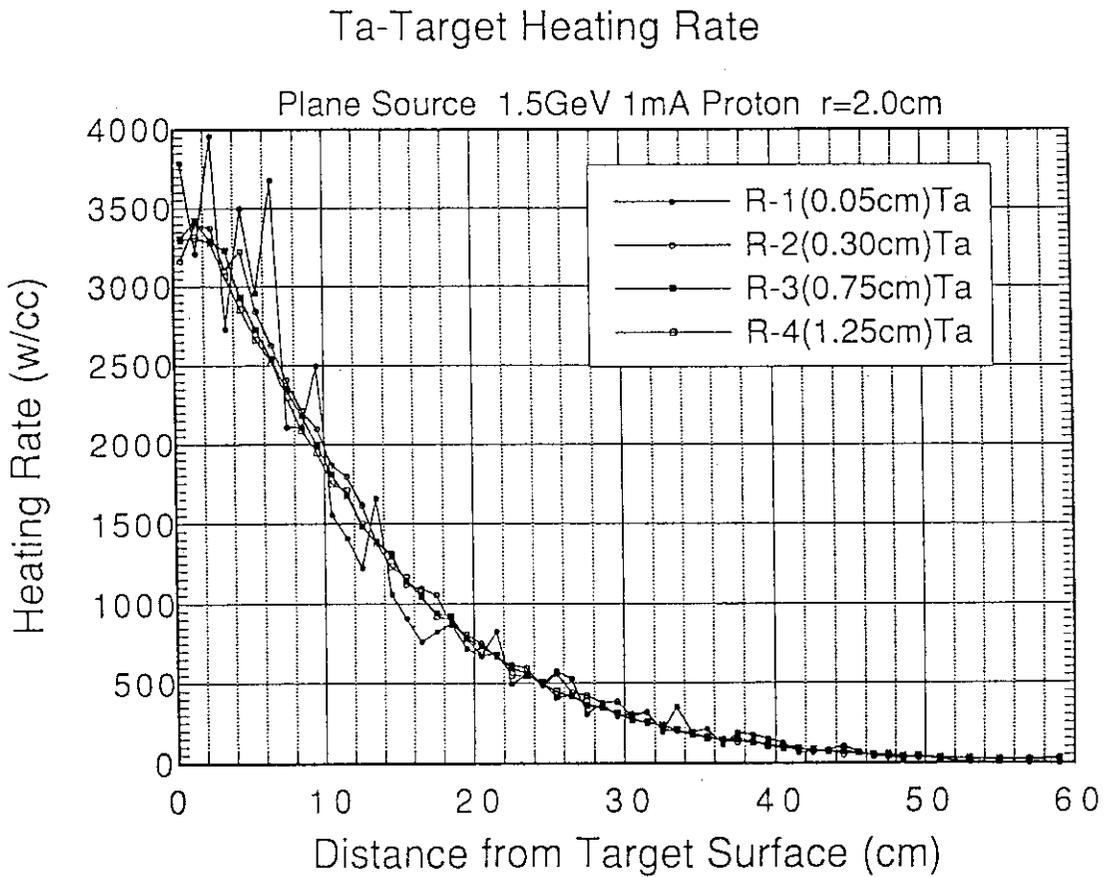


図2 半径方向位置をパラメータとしたビーム入射方向におけるターゲット内の発熱率

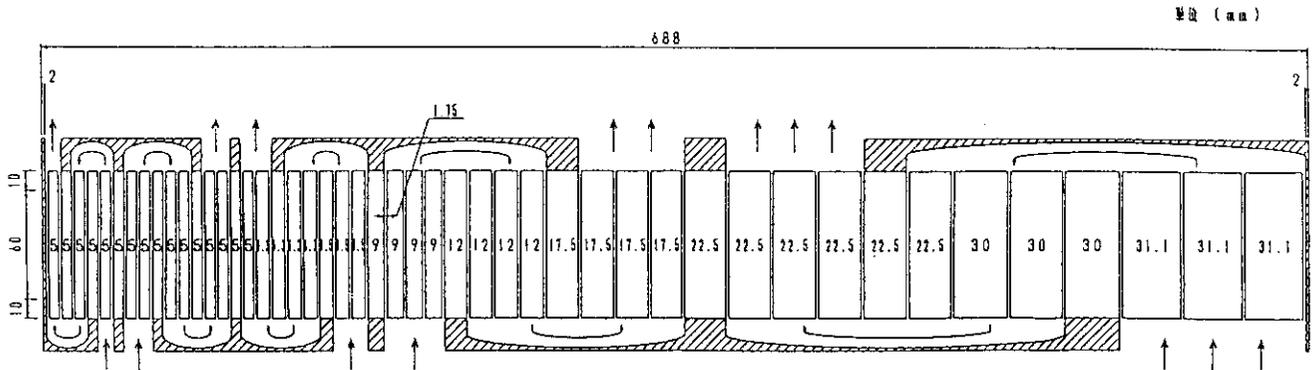


図3 水冷ターゲット概念図

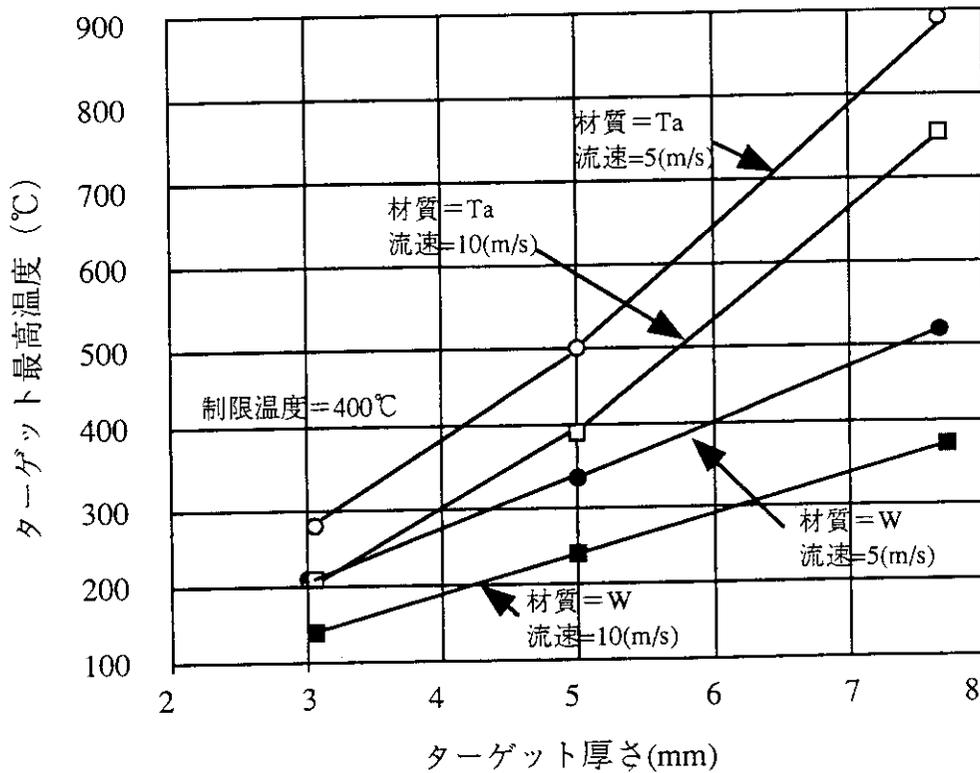


図4 1.5GeV、1mA、ビーム径4cmの陽子ビームをターゲット (Ta及びW) に入射した場合におけるターゲット表面温度とその厚さとの関係

27. 低温照射金属の陽電子消滅寿命測定法による研究  
Positron Annihilation Lifetime Study of Low Temperature Irradiated Metals

蔵元英一

Eiichi KURAMOTO

九州大学応用力学研究所

e-mail: kuramoto@himiko.riam.kyushu-u.ac.jp

Abstract

Positron annihilation lifetime measurements have been made for electron and neutron irradiated Fe, Fe-Cr, Fe-Cu, Fe-Si, Fe-16Cr-17Ni specimens, and isochronal annealing behaviors were obtained for these metals and alloys. It was found that vacancies start to migrate at about 200 K in Fe and form microvoids, but by the addition of small amount of alloying elements this behavior was changed depending on the alloying elements. Positron lifetime calculations were made to explain the experimental results using EAM (embedded atom method) type potential for the lattice relaxation and the atomic superposition method for the lifetime calculation. Fairly good agreements were obtained for the positron lifetime in a vacancy in Fe and other alloys.

## 1. はじめに

照射環境下で使用される材料の開発研究において、照射損傷の基礎特性の解明は不可避の急務である。これまでに中性子照射、電子線照射、イオン照射などにより、多くの研究がなされてきたが、未だに未解決の問題が多い。原子炉材料、核融合炉材料などにおいては、高温重照射下における材料の特性変化、すなわち、ボイドスエリング、照射脆化、照射下クリープなどが最重要課題であるが、これらの現象を微視的過程、すなわち、原子レベルから理解するには、照射導入欠陥の基本特性に関する十分な情報が必要である。照射で導入された原子空孔、格子間原子が移動、集合、再結合を繰り返し、その結果、原子空孔あるいは、格子間原子の集合体の形成に至ることが、材料の特性変化の基本的要因である。この過程は照射下における損傷組織発達と表現されているが、現実の合金材料においては、合金元素の存在形態がこの過程において大きな影響を受け、また逆に、損傷組織発達を支配するという複雑な関係になっている。この全過程の正しい把握は非常に難しく、このことが、長年の研究にも関わらず未解決の問題が多く残されている所以である。特に、原子空孔と格子間原子の流れの空間的、時間的アンバランスが集合体形成の真の要因であるが、このいわゆるバイアス効果に関する正しい理解が現在得られているとはなかなか言えない現状である。また、照射による欠陥導入は、中性子照射の場合にはカスケード形成を伴った空間的に非一様な過程である。この効果を直接取り入れた解析が試みられているが、バイアス効果まで結びつけるのは容易ではない。本研究においては、照射導入欠陥の基本特性に関する情報を、主として陽電子消滅寿命測定法を用いて得ることを目的にしている。

陽電子消滅寿命測定法は、結晶中の欠陥、特に空孔タイプの欠陥のマイクロ情報を得る上に非常に有効であるので、これまでに種々の結晶、特に金属に対しては多くの研究がなされてきた。しかし、未だこの方法による欠陥の基本特性の解析が、定量的に十分確立しているとは言えない状態にあり、実験的側面の充実に加えて寿命計算も可能な限り駆使してさらに追求しなければならない現状である。これまでの経過を振り返ってみると、原子空孔の研究においては、低温で電子線照射して空孔を凍結し、等時焼鈍過程において空孔集合体を形成させて陽電子寿命の変化が現れた温度をもって、空孔の移動温度としてきた。この際、純粹の空孔の挙動が観察されるためには、試料が高純度であることが必須条件である。鉄の場合にはC、O、Nなどの有害な不純物を原子ppmオーダーまで減らさなければならない。我々はこのような実験を行うことにより空孔の陽電子寿命と移動温度を求めるとともに、さらに陽電子寿命実験値と計算値との比較を行ってきた。

陽電子の欠陥位置における寿命を計算するには、十分大きなモデル結晶中に欠陥周辺の原子配列を正しく再現しなければならない。このためには欠陥のまわりの格子を緩和させる必要があり、通常EAM (embedded atom method) タイプポテンシャルを用いて行っている。このようにして得られた原子配置に対して陽電子の寿命を計算するわけであるが、それには陽電子の感じるポテンシャルを与えなければならない。特に電子密度分布に関しては原子の波動関数の重ね合せにより構成している。このようにして陽電子の寿命が得られ実験値と比較する。これまでに空孔に関しては比較的良い一致が得られている。しかし、問題は転位に関する実験値と計算値が全く一致しないことである。これまでに変形した結晶における陽電子の寿命として、空孔位置における値よりも少し短い値が得られ、これが転位における陽電子の寿命であると考えられてきた。しかし、一方変形で導入された原子空孔が転位線上に付着して陽電子を捕獲している可能性もDoyamaとCotterillにより考えられている。また、バーガース・ベクトルの大きさの順に陽電子の寿命が伸

びるという研究結果も Shirai らにより報告されており (2)、さらに詳細な研究が必要な段階にきている。以下このような流れについて順を追って述べて行く。

2. 原子空孔

(1) 鉄および鉄合金

不純物の影響をできる限り除くために高純度の水素中で浮遊帯溶融精製法により残留抵抗比約 4000 の高純度鉄を作製した。C、O、N などのガス不純物量は原子 ppm 程度以下と考えられる。高純度鉄に低温電子線照射 (京都大学原子炉実験所ライナック、28 MeV、 $4 \times 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup>) により欠陥を導入し、陽電子寿命測定法により等時焼鈍過程を追求した結果を図 1 に示す (3)。低温での寿命値 ~175 ps は空孔に捕獲された陽電子の寿命である。I<sub>2</sub> が 100% であるのはすべての陽電子が空孔に捕獲されていることを示している。200 K 以上で空孔が移動してマイクロボイドを形成し寿命が著しく伸びている。これは Hautojärvi らの結果 (21) とほぼ一致している。500 ~ 600 K では 400 ps を越える値が認められるが、これは Puska と Nieminen の計算 (4) によれば、空孔を 15 個以上含むマイクロボイドに対応している。空孔移動開始後の I<sub>2</sub> はマイクロボイドの量に対応しているが (比例はしないがボイド量とともに増加し、600 K までにはほぼ回復が完全に終了している。寿命スペクトルを 2 成分解析して求めた  $\tau_1$  の値は  $\tau_1^{cal}$  (マイクロボイドのみが陽電子を捕獲しているとした時の値、図中点線) よりも長い。このことは転位ループのような中間寿命成分が存在していることを示している。

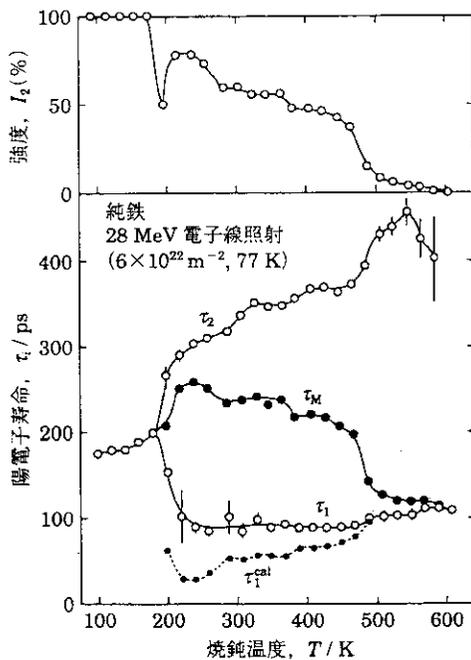


図 1 低温電子線照射された Fe の等時焼鈍回復過程の陽電子寿命測定結果 (2 成分解析、 $\tau_M$  は平均寿命、 $\tau_1^{cal}$  は単一種類捕獲を仮定した時の  $\tau_1$ )

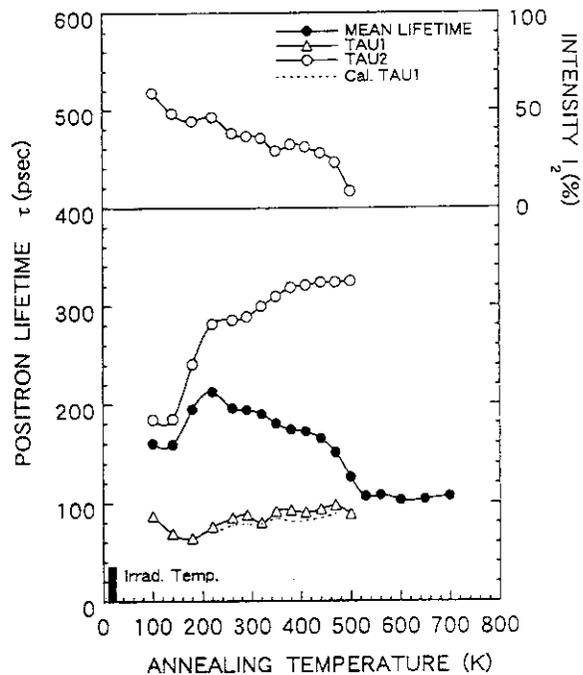


図 2 低温中性子照射された Fe の等時焼鈍回復過程の陽電子寿命測定結果 (2 成分解析、 $\tau_M$  は平均寿命、 $\tau_1^{cal}$  は単一種類捕獲を仮定した時の  $\tau_1$ )

次に、高純度鉄に低温中性子照射（京都大学原子炉実験所 KUR-LTL(Kyoto University Reactor - Low Temperature Loop、20 K、 $1 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ ))により欠陥を導入し、陽電子寿命測定法により等時焼鈍過程を追求した結果を図2に示す。空孔移動開始後にマイクロボイドが形成され寿命が伸びる点は、低温電子線照射の実験と同じであるが、空孔移動開始が電子線照射の場合に比べ、40 Kほど低く160 K付近から長寿命が出現している。このことは非常に重要な実験事実であり、中性子照射の場合には、欠陥導入はカスケード形成を伴うことに起因している。すなわち、カスケード内における原子空孔間の距離が非常に近いために低温側にシフトすると考えられる。もう一つの重要な点は、低温における陽電子の寿命がほぼ単一原子空孔に対応する値であることである。このことは、カスケード内で原子空孔は離れて存在しており、マイクロボイドの spontaneous formation は起きていないことを示している。カスケード形成の計算機シミュレーションに対して貴重な実験データである。

次に合金元素の影響についての実験結果について述べる。合金元素の特徴を表わす一つのパラメータとして表1にサイズ因子(5)を示す。この中からCr、Cu、Si、Moを選んで合金を作製し、純鉄と同様の実験を行った。合金作製は、ガス不純物の混入をできるだけ抑えるために、高純度の水素中でゾーンレベリング法により行った。Fe-5質量%Cr合金に対して純鉄と同様の低温電子線照射実験を行った結果を図3に示す。純鉄と同様に200K付近から空孔の移動集合に対応する長寿命成分が現れている。これはCrのサイズ因子がFeとあまり変わらないために、Crは空孔を捕獲する効果が弱いためと考えられる。ただし、寿命の伸び、すなわちマイクロボイドの発達およびその強度( $I_2$ )はともに純鉄の場合を下回る。これはわずかにオーバーサイズであるCrは、状態図をみると低温では二相分離してFeマトリックス中にその集合体を形成する傾向にあり、空孔の一部はその過程に関与するためマイクロボイド形成が抑制されていると考えられる。詳細に関しては今後の課題である。

表1 鉄中の各種合金元素の原子寸法因子(Kingら<sup>(5)</sup>による)。

合金	寸法因子(%)
Fe-Au	44.16
-Sb	36.40
-Mo	27.51
-Cu	17.53
-V	10.51
-Mn	4.81
-Ni	4.65
-Cr	4.36
-Co	1.54
-Si	-7.88

原子寸法因子 =  $(1/\Omega)(d\Omega/dc)$   
 $= (3/a)(da/dc)$

$\Omega$ : 原子体積  $c$ : 溶質濃度  $a$ : 格子定数

表1 鉄中の各種合金元素の原子寸法因子(Kingら<sup>(5)</sup>)

図3 低温電子線照射されたFe-5%質量Cr合金の等時焼鈍回復過程の陽電子寿命測定結果(2成分解析、 $\tau_M$ は平均寿命、 $\tau_1^{cal}$ は単一種類捕獲を仮定した時の $\tau_1$ )

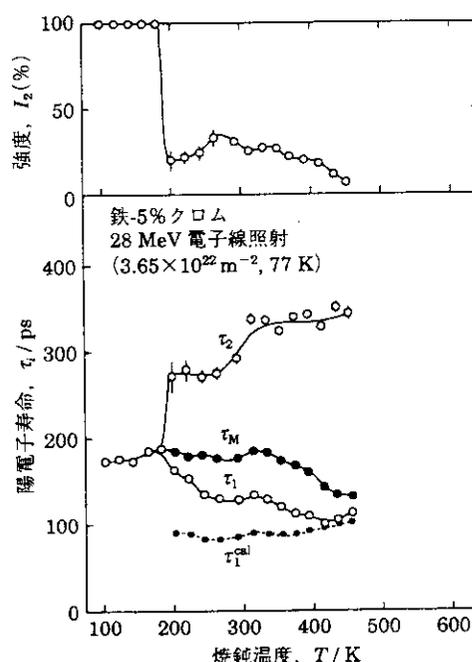


図4にFe-0.02質量%Cu合金の実験結果を示す(6-7)。表1から分かるようにCuはFeマトリックス中ではかなりオーサイズであり、固容量もわずかである。Cu原子は急冷により強制固溶されている。低温側で空孔での寿命が160 psと純鉄の場合より明らかに短い、これはすでに原子空孔がCu原子にトラップされているためと考えられる。これに関する計算結果は下に示す。さらにCu原子にトラップされることにより空孔の移動が抑制された結果、280Kからマイクロボイド形成が見られるが、十分に発達する前に消滅し、その後、高温側で150 ps程度の新しい寿命が現れる。この過程には多くの重要な現象が含まれていると考えられている。低温では空孔とCu原子はともに過飽和な状態にあり、昇温とともに共析出過程をたどる。しかし、ここで問題となるのはCu原子はそれ自身では移動不可能であり、空孔との位置交換でのみ移動できることである。この結果必然的にマイクロボイド形成とCu原子の析出は競合過程となる。実験結果の解釈としては後者が優勢に立っている、すなわちCu原子の析出傾向が非常に強いと見るのが妥当である。したがって照射促進析出過程の初期過程を捕えていると考えられる。

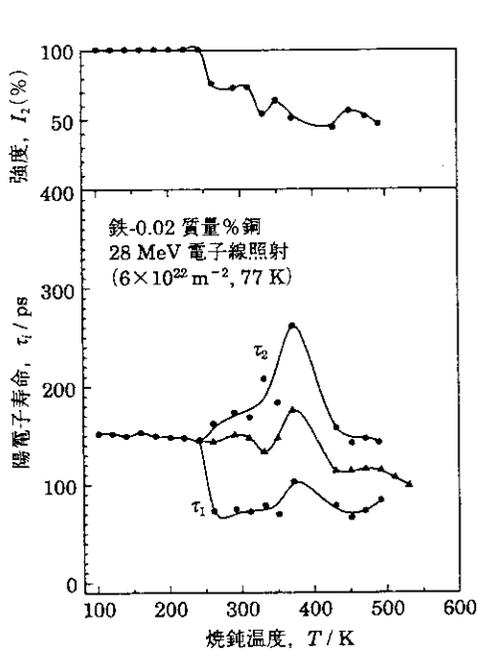


図4 低温電子線照射されたFe-0.02質量%Cu合金の等時焼鈍回復過程の陽電子寿命測定結果(2成分解析、 $\tau_M$ は平均寿命)

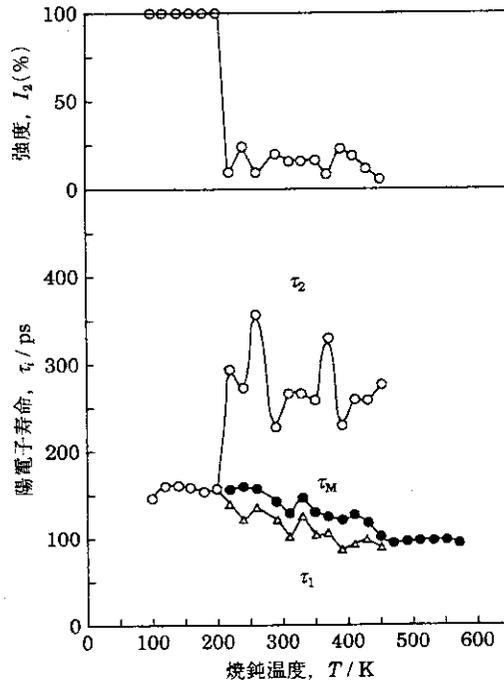


図5 低温電子線照射されたFe-0.017原子%Si合金の等時焼鈍回復過程の陽電子寿命測定結果(2成分解析、 $\tau_M$ は平均寿命)

図5にFe-0.017原子%Si(Fe-0.0085質量%Si)合金に関する低温電子線照射の結果を示す(8)。純鉄と同様に200Kを越すと空孔が移動開始し、一部の空孔はSiにトラップされ、残りの空孔はマイクロボイドを形成し長寿命成分が現れる。しかし、純鉄のように十分に発達することなく空孔を放出して消滅する。マイクロボイドが成長するには、小さな(不安定な)マイクロボイドが分解し、放出された空孔がより大きなマイクロボイドへと吸収されることが不可欠であるが、Siのようなトラッピングセンターがあるとこの過程が断ち切られる。結果として空孔の流れが比較的近い温度範囲(220Kおよび260K付近)で二度起きていることになるが、このことを検証する

のには電気抵抗の測定が有効である。空孔の流れによって微小な格子間原子集合体が消失するのが抵抗の減少として観測されるが、図6に示すように純鉄のステージIII(230K付近)のピークがFe-0.017原子%Si合金(Fe-0.0085質量%Si)では220Kおよび260K付近の二つに分かれている。低温側のピークが純鉄のステージIIIより少し低い温度に存在するのは、Siの存在により格子間原子集合体がより微小分散しているためと考えられる。図5で室温以上で再び寿命の伸びを見せるが、これはSiから解離した空孔の挙動である。しかし、すでに高温であり空孔数の総量も十分ではないためにすぐに消滅の一途をたどる。同様の現象がFe-0.065原子%Mo合金(Fe-0.115質量%Mo)でも起こるが表1から分かるようにMoはかなりオーバーサイズであり、マイクロボイド形成はさらに抑制されることになる。次に鉄中の空孔に関する陽電子寿命計算の結果を示す。

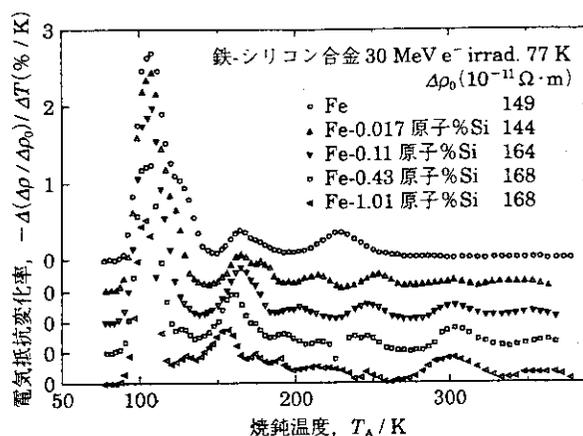


図6 低温電子線照射されたFe-Si合金の等時焼鈍回復過程の電気抵抗測定結果(微分曲線)

## (2) 原子空孔における陽電子寿命計算

### (i) 格子の緩和

陽電子の寿命計算に先だって空孔周辺の格子の安定位置を決定しなければならない。それには十分に大きな鉄モデル結晶中に空孔を導入し、結晶全体を十分に緩和させる。用いたポテンシャルはFinnis-Sinclair potential (9)である。このポテンシャルを用いて空孔の形成エネルギーを計算すると1.83 eVという妥当な値が得られた。空孔周辺の格子は図7(a)に示すように緩和しており、原子空孔の有効体積は緩和前に比べて約9%ほど減少している。

### (ii) 陽電子寿命計算

十分緩和された欠陥に捕獲された陽電子の波動関数を求めるには、その場所において陽電子が感じるポテンシャルを求め、Schrödinger方程式を解かなければならない。ここではPuskaとNieminenの方法(4)にしたがって計算を進める。ポテンシャルは原子核、電子からのクーロンポテンシャルに陽電子、電子の相関ポテンシャルの和で与えられる。前者は原子の状態の電子密度分布(HermanとSkillmanの波動関数表(10)から)を重ね合せて構成し、後者はBoronskiとNieminen(11)により与えられているものを用いた。Schrödinger方程式を解くにはKimball-Shortleyの方法(12)を用いた。図7(b)に鉄中の原子空孔位置において得られた陽電子の波動関数を示す。得られた寿命は176psで格子緩和をしない場合の値187psより短くなっている(13)。実験値は175ps程度(3)であり、比較的良い一致と言える。

次に鉄中の原子空孔がCu原子にトラップされた状態に対する同様の計算を行った結果について述べる。この場合の最重要課題はFeとCuの間の原子間ポテンシャルを求めることである。このためにFe(9)とCu(14)のポテンシャルを基にしてパラメータフィッティングにより求めた(15, 16)。合わせた実験値は(1) heat of solution (-0.19 eV, Baskes(17)より)、(2) サイズ因子(17.53%、(表1))、(3) 鉄中の原子空孔とCuの結合エネルギー(0.14 eV、Möslang(18))の

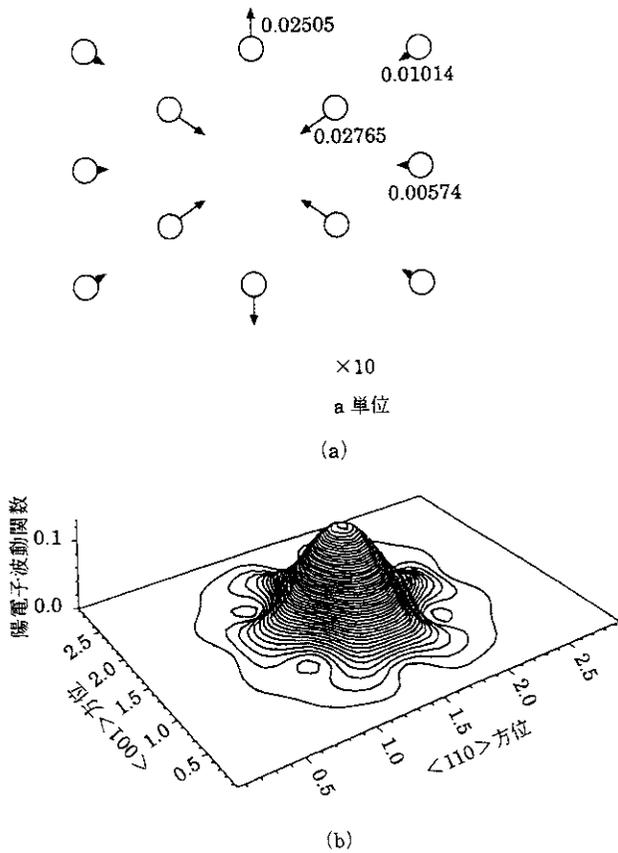


図7 鉄中の原子空孔周辺の格子緩和の計算結果(a)(矢印は緩和による原子の移動量を表す、大きさは実際の10倍に拡大してある)および原子空孔における陽電子の波動関数の計算結果(b)

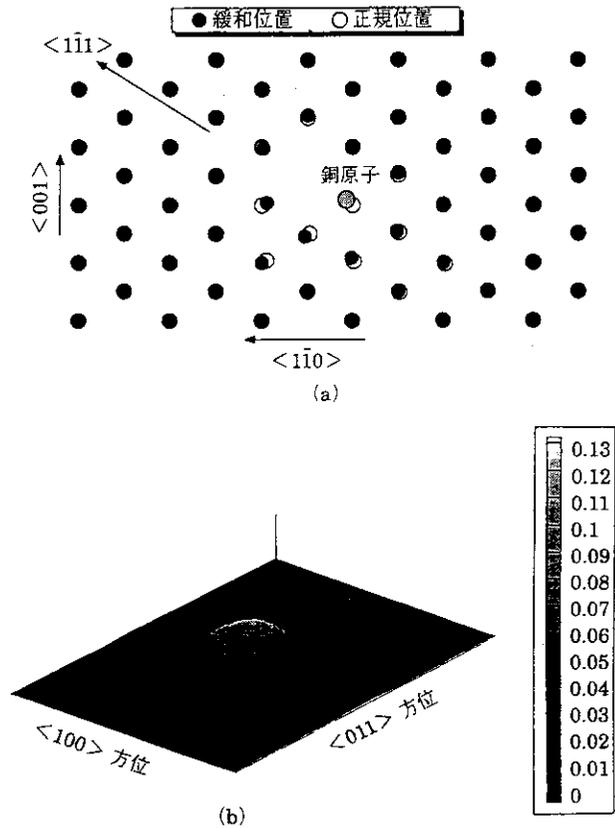


図8 鉄中の空孔・Cu対周辺の格子緩和の計算結果(a)、およびそこにおける陽電子の波動関数の計算結果(b)、(○印は緩和前の位置を、●は緩和後の位置を示す)

3つである。このポテンシャルを用いて得られた空孔・Cu対の安定構造を図8 (a)に示す。Cu原子が空孔の中心に向かって少し移動していることが分かる。次にこの状態に対する陽電子の波動関数を求めると図8 (b)のようになり、陽電子の寿命は純鉄の場合より減少して168psが得られた。これは図4に示す低温側の値に近い。さらにCu原子を2個にした場合は160psという値が得られた。さらに増やすと徐々に減少すると考えられるが、図4の高温側の値はこのような空孔を巻き込んだCu原子の微小集合体と考えるのが妥当である。すなわち前述したように照射促進析出過程の初期状態に当たる。

(3) オーステナイト系合金

鉄合金でもbccからfccに変わると様相が一変する。図9 (a)にFe-16Cr-17Ni(質量%)に対して上述と同様の電子線照射をして陽電子寿命測定を行った結果を示す。決定的に異なる点は顕著な長寿命成分が現れないことである。これはこの合金の積層欠陥エネルギーが非常に低いた

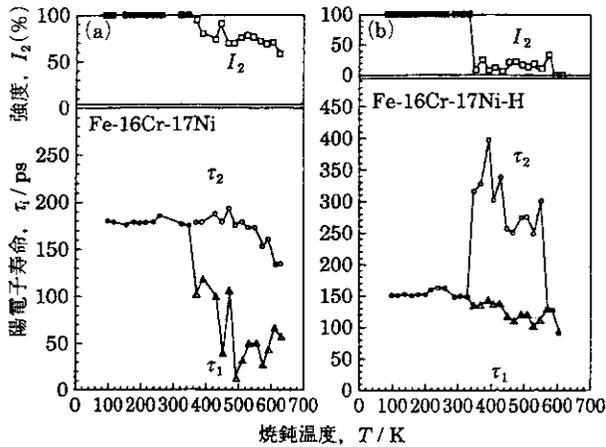


図9 低温電子線照射されたFe-16Cr-17Ni合金(a)およびFe-16Cr-17Ni-50原子ppm H合金(b)の等時焼鈍回復過程の陽電子寿命測定結果(2成分解析)

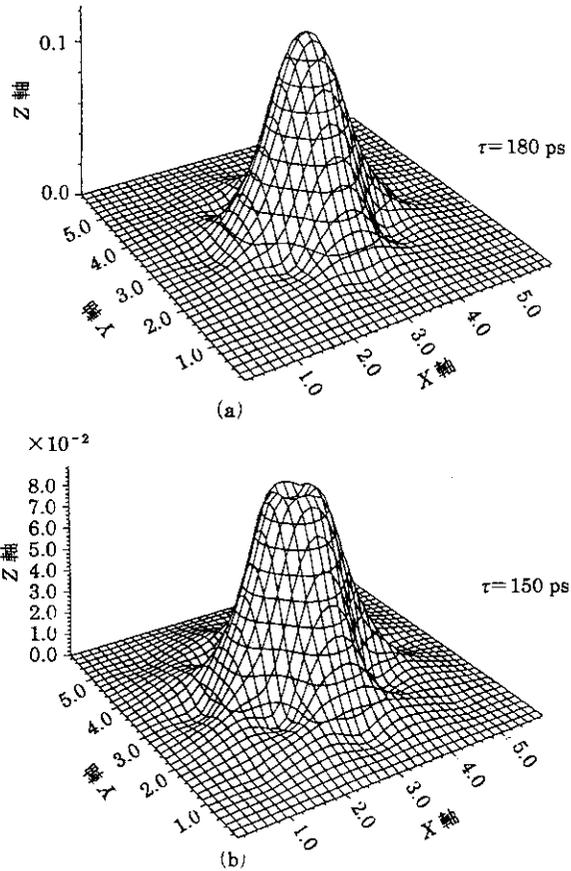


図10 Ni中の原子空孔における陽電子の波動関数の計算結果((a)は空孔のみ、(b)は空孔の中心にHを一個おいた場合)

めに ( $\sim 11 \text{ mJ/m}^2$  (19)) 350K付近で空孔が移動開始した後、マイクロボイドのような3次元構造 (open structure) よりも積層欠陥四面体のようなつぶれた3次元構造 (collapsed structure) を主としてとる傾向があるためと考えられる。この合金における積層欠陥四面体サイトの陽電子寿命は知られていないが、積層欠陥四面体はバーガス・ベクトルの小さな転位に囲まれている点から空孔よりはかなり短いと考えられる。したがって実験で得られている寿命はマイクロボイド成分も少し含んだものと考えられる。すなわち空孔全部が積層欠陥四面体に変換したのではなく一部はマイクロボイドになっていると考えられる。

次にこのような状況を変えるものとして、Fe-16Cr-17Ni合金に水素を50原子ppmほど含ませた試料についての同様な実験結果を図9(b)に示す。予想通り水素は空孔集合体のコラプスをかなり抑制してマイクロボイド成分が顕著に現れているのが分かる。もう一つの注目すべき点は300K以下の低温側の空孔の陽電子寿命が水素を含んだ試料では180psから150psに減少していることである。水素を含まない場合と含む場合の空孔に捕獲された陽電子の波動関数を図10(a)、(b)に示す。ここで水素を空孔の中央に置いている場合が(b)である。実験をよく再現する寿命の値180psと150psが得られている。

## 文 献

- (1) M. Doyama and R. J. Cotterill: Proc. 5th Int. Conf. on Positron Annihilation, ed. by R. R. Hasiguti and K. Fujiwara, Lake Yamanaka, Jpn. Inst. Met., Sendai, (1979), 89.
- (2) Y. Shirai, K. Matsumoto, G. Kawaguchi and M. Yamaguchi: Mat. Sci. Forum, **105-110**(1992), 1225.
- (3) E. Kuramoto, S. Nagano, K. Nishi, K. Makii, Y. Aono and M. Takenaka: Mat. Sci. Forum, **105-110** (1992), 1125.
- (4) M. J. Puska and R. M. Nieminen: J. Phys. F, **13** (1983), 333.
- (5) H. W. King, J. Mat. Sci., **1**(1966), 79.
- (6) F. Hori, M. Takenaka and E. Kuramoto: Scripta Metall. et Mater., **29** (1994), 243.
- (7) F. Hori, Y. Aixin, Y. Aono, M. Takenaka and E. Kuramoto: Mat. Sci. Forum, **175-178** (1995), 379.
- (8) T. Kawaguchi, F. Hori, Y. Kamimura, M. Takenaka, H. Abe and E. Kuramoto: Mat. Sci. Forum, **175-178** (1995), 419.
- (9) M. W. Finnis and J. E. Sinclair: Phil. Mag. A, **50** (1984), 45 (erratum: Phil. Mag. A, **53** (1986), 161).
- (10) F. Herman and S. Skillman: *Atomic Structure Calculations*, Prentice Hall Eaglewood Cliffs, N.J., (1963).
- (11) E. Boronski and R. M. Nieminen: Phys. Rev. B, **346** (1986), 3820.
- (12) G. E. Kimball and G. H. Shortley: Phys. Rev., **45** (1934), 815.
- (13) Y. Kamimura, F. Hori, T. Tsutsumi and E. Kuramoto: Mat. Sci. Forum, **175-178** (1995), 403.
- (14) G. I. Ackland, G. Tichy, V. Vitek and M. W. Finnis: Phil. Mag. A, **56** (1987), 735.
- (15) E. Kuramoto, F. Hori and T. Tsutsumi: *Strength of Materials*, ed. H. Oikawa, K. Maruyama, S. Takeuchi and M. Yamaguchi, Jpn. Inst. Met., Sendai, (1994), 93.
- (16) F. Hori, Y. Kamimura, T. Tsutsumi and E. Kuramoto: J. Nucl. Mat., **228** (1996), 215.
- (17) M. I. Baskes: Phys. Rev. B, **46** (1992), 2727.
- (18) A. Möslang, H. Graf, G. Balzev, E. Recknagel, A. Weidinger, Th. Wichert and R. I. Grynszpan: Phys. Rev. B **27** (1983) 2674.
- (19) E. Hornbogen: *Physical Metallurgy*, ed. R. W. Cahn and P. Haasen: North Holland Physics Publishing Amsterdam, (1983), 1105.

## 28. 加速器駆動消滅処理の研究と実験施設の検討 Research on Accelerator-driven Transmutation and Studies of Experimental Facilities

滝塚 貴和

Takakazu TAKIZUKA

日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部

消滅処理システム工学研究室

email: takizuka@omega.tokai.jaeri.go.jp

### Abstract

JAERI is carrying out R&Ds on accelerator-driven transmutation systems under the national OMEGA Program that aims at development of the technology to improve efficiency and safety in the final disposal of radioactive waste. Research facilities for accelerator-driven transmutation experiments are proposed to construct within the framework of the planned JAERI Neutron Science Project. This paper describes the features of the proposed accelerator-driven transmutation systems and their technical issues to be solved. A research facility plan under examination is presented. The plan is divided in two phases. In the second phase, technical feasibility of accelerator-driven systems will be demonstrated with a 30 - 60 MW experimental integrated system and with a 7 MW high-power target facility.

### 1. はじめに

商用発電炉からの使用済み燃料を再処理する際に発生する高レベル放射性廃棄物の処理・処分は、原子力の利用・開発を進めるうえでますます重要な問題になってきている。高レベル廃棄物中には、マイナアクチノイド (MA) などの長半減期放射性核種が含まれているために、人間環境から超長期にわたって確実に隔離しておかなければならない。日本を含め、多くの国では、高レベル放射性廃棄物はガラス固化等によって安定な形態にしたのち、地下数 100 m の安定な地層内に最終処分することとしている。

1988年に原子力委員会によって取りまとめられた「群分離・消滅処理技術研究開発長期計画 (オメガ計画)」[1] では、長半減期核種を短半減期あるいは安定な核種に変換する消滅処理技術は、高レベル放射性廃棄物の最終処分の負担の低減を図るものであり、処理・処分システムの効率の向上と安全性の積極的な向上に資するとされている。原研における一連の消滅処理研究開発 [2] はオメガ計画のもとで進めている。

オメガ計画の中で、原子炉による消滅処理とならんで加速器による消滅処理の研究開発が重視されており、原研は、MA 燃料未臨界高速炉心と大強度陽子加速器を組み合わせたハイブリッド型の消滅処理専用システム概念を提案し、研究を行っている [3]。この消滅処理専用のハイブリッドシステムは、より効果的かつ安全に消滅処理することを目的としている。

この消滅処理専用ハイブリッドシステム概念の技術的可能性を実証するために、中性子科学研究計画のもとで消滅処理実験施設の建設を計画している。この構想を具体化するた

めに、消滅処理実験施設の検討を開始した [4][5]。消滅処理実験では、技術開発、概念実証と技術実証、MA 消滅処理性能実証を行うこととしている。さらに工学的実証及び実用化に向けて必要となるデータの取得・蓄積と技術基盤の確立を行う計画である。

ここでは、加速器駆動消滅処理の研究及び消滅処理実験施設の検討の現状について報告する。

## 2. 原研の消滅処理システム概念

原研が提案している消滅処理システム (図 1) では、大強度陽子加速器からの高エネルギー陽子ビームを重金属ターゲットに入射し、ターゲット中の核破砕反応で生じる大量の中性子を MA を燃料主成分とする未臨界高速炉心に投入し、MA 自身の核分裂反応による中生子増倍を利用して消滅処理を行う。このハイブリッド型消滅処理専用システムは、効率的・効果的に消滅処理ができること、安全に運転できること、エネルギーバランスが優れていることが特長である。

これまでに、現行の Na 冷却高速炉技術に基づいた固体システム概念と将来オプションとして熔融塩システム概念の検討を行った。消滅処理実験施設では、技術基盤のある固体システム概念を主要研究開発対象とする。

固体システム概念 (図 2) のターゲット/炉心は中心に設けたタングステンターゲット領域とその周りを囲む MA 燃料領域から構成される。ビーム入射窓を通して高エネルギー陽子ビームを垂直下向きにターゲットに入射する。ターゲットは核破砕中性子源として働く。燃料アセンブリ、ターゲットアセンブリ及びビーム入射窓は Na で冷却する。炉心の中生子実効増倍係数は 0.93 程度であり、約 60 MW の出力をもつ CW 陽子ビームにより 800 MW 程度の熱出力を発生する。これにより、大型軽水炉 10 基から排出される MA (年間約 250 kg) を消滅処理することができる。また、炉心で発生した熱を回収して発電を行うことにより、加速器駆動する電力を自給できるだけでなく、外部に電力を供給することができる。

## 3. 消滅処理システム設計の考え方

消滅処理には、商用発電炉を利用する方式と消滅処理専用のシステム (専焼システム) を用いる方式が考えられる。原研では効率的な消滅処理を行うために、専焼システムを用いることを提案している。

商用発電プラントに MA をリサイクルして消滅処理をする方式では、発電炉としての炉心特性に悪影響を与えないために MA の装荷量は限定され、消滅処理量も低く制限される。また、MA 添加による発熱と中生子発生増加は既存の発電炉燃料サイクル施設に大きな影響を与えることになる。消滅処理が有効であるためには、高い消滅率を達成する必要があるが、専焼システムでは消滅処理性能の観点から設計を最適化できる。専焼システムが実現できれば、図 3 に示すような商用発電炉燃料サイクルと群分離・消滅処理燃料サイクルを機能的、物理的に分離した階層核燃料サイクルを構築できる。これにより群分離・消滅処理燃料サイクル内に厄介な MA や長寿命 FP を閉じ込めることができる。一方、発電炉による消滅処理とくらべて、専焼プラントには多くの技術開発課題がある。

消滅処理システムの規模は MA 含有率とサポートする発電炉の基数で決まる。群分離・消滅処理システムの予備的な検討によれば、軽水炉 10 基程度をサポートする 800 ないし 1000 MWt 規模の専焼プラントを段階的に導入することにより、MA 蓄積量を比較的短期間

に十分低いレベルまで低減できるストラテジーを構築することが可能である。

加速器駆動システムは、通常の原子炉と比べて、加速器の建設コスト及び運転コストが必要になるので、経済性の面では不利になる。しかしながら、陽子ビームで駆動される未臨界体系であるため、ビーム電流の調節、遮断によって容易に出力の制御、停止ができるとともに、臨界性にかかわる安全上の制約が少なくなり、設計及び運転上の自由度が大きくなる。また、外部から核破砕中性子を供給するため、中性子収支の観点から効率的な長寿命FPの消滅処理が期待できるなど数多くの特長がある。特に、MAを燃料の主成分とし、硬い中性子スペクトルをもつ専焼高速システムでは、遅発中性子発生割合やドップラー係数が小さくなるので、システムを未臨界で運転できることの安全上の利点は大きい。

加速器の規模はシステムの熱出力が決まると炉心の未臨界度に依存する。未臨界度を決定するためには、反応度変化、燃料組成変化、燃焼特性、燃焼度、データ・手法の不確かさ、システム動特性、炉上部構造、照射損傷、保守・交換性、運転モードなどのさまざまな項目のトレードオフ設計及び安全性、経済性を含めた総合的評価が必要である。提案しているシステム概念では、消滅処理性能の最適化の観点から、中性子実効増倍係数 0.93 程度を選定している。

### 3. 消滅処理システムの技術課題

加速器駆動消滅処理システムは、未臨界炉心を核破砕ターゲットを介して高エネルギー陽子ビームによって駆動するというまったく新しい概念のシステムである。このため、図4に示すように、従来の原子力システムには見られないいくつかの新しい技術課題がある。加速器駆動消滅処理を実現するためには、これらの技術課題を解決し、システムの技術的成立性、性能の実証を行う必要がある。

まず、出力が大きく信頼性の高い陽子加速器の技術を確立する必要がある。中性子科学研究計画の大強度陽子加速器の開発、建設、運転によって、その技術基盤が確立されることになる。

ターゲット／炉心については、高エネルギーの陽子・中性子、高濃度・高燃焼度のマイナアクチノイド燃料、未臨界の硬スペクトル・高中性子束炉心、陽子ビーム駆動、高出力密度ターゲット・炉心、急激な過渡変化など加速器駆動型消滅処理システムに特有の新しい技術課題があり、炉物理、遮蔽、燃料、熱流動、材料、構造、計測・制御などの広範な研究分野が関連している。中性子科学研究計画では、消滅処理実験施設においてこれらの技術課題を解決するための研究開発を行う。

### 4. 研究開発の進め方

加速器駆動消滅処理システムを実現するためには、段階的に研究開発を進めなければならない。基礎的な実験による概念成立性の実証、小規模試験施設による技術的成立性の実証、大規模実証試験施設による総合的な工学的実証を経て実用化に至ることになる。原研の原子力研究開発における役割及び大強度陽子加速器の規模を考えると、原研は技術的成立性の実証までの初期段階を担当することが妥当と考えられる。

中性子科学研究計画の消滅処理実験施設は、全体計画にあわせて、第I期と第II期の2段階で整備をすることとする。第I期には、基本的なシステム概念を実証するための実験施設を整備する。第I期の実験施設では、1-2 MW までのパルスビームを用いる。第II期には、

第Ⅰ期の実験の成果を反映させて、技術的成立性を実証するための試験施設を整備する。第Ⅱ期の実験施設では、約7MWまでのCWビームを用いる。

消滅処理システム研究開発を総合的に整合性をもって進めるために、消滅処理実験施設における大強度陽子加速器を利用した研究開発と並行して、燃料研究開発、材料・構造研究開発、アクチニド化学・群分離研究開発、設計・評価研究等を進めるものとする。加速器駆動消滅処理システム開発のシナリオを図5に示す。

## 5. 消滅処理技術の実証

加速器駆動消滅処理を実証するためには、実用消滅処理システムの運転条件に近い実験条件を外挿可能な縮小規模で実現する必要がある。これを総合的に実現するには、大規模な試験施設が必要となる。このため、技術的実証は、必要な施設規模を小さくするため、技術課題に対応して2つの実験施設(高出力ターゲット試験施設と消滅処理実験炉)に分けて行う。

高出力ターゲット試験では、陽子加速器と未臨界炉心のインターフェイスとなる核破碎ターゲット及びビーム入射窓について、実際の形状を模擬した縮小モデルを用いて技術的成立性を実証する工学的実験を行う。これらのコンポーネントは加速器駆動消滅処理システムにおいて熱・構造的にもっとも条件が厳しく、安全上重要であるため、熱・構造条件を模擬する必要がある。また、実用システムに外挿可能な熱・構造データを得るためには、ビーム軸方向及び横方向スケールをそれぞれ1/1程度及び1/2以内、ビーム電流密度を1/2以内とすることが望ましい。このため、高出力ターゲット実験では、実用消滅処理システムの1/8のビーム出力約7MWを用いる。

消滅処理実験炉では、小規模・小出力のターゲット/未臨界炉心システムを用いて、システムレベルでの核的特性、MA燃料照射、計測・制御等に関する技術的成立性及びMA燃料消滅性能を実証する実験を行う。炉物理及び燃料照射の観点から、中性子スペクトル条件を模擬する必要がある。実用消滅処理システムでは、MA燃焼率は年間約10%である。これを合理的な期間内で実証するためには実験炉において年間数%程度のMA燃焼率を達成する必要がある。このため、炉心の中性子束を実用システムの1/10程度より高くする必要がある。ここで、システムのスケールは炉心の構成、燃料組成と中性子増倍係数で決まるので、実験炉に必要な熱出力が導かれる。燃料を20%濃縮ウラン、中性子増倍係数を $\sim 0.93$ 、MA燃焼率を年間1-2%(140日照射)とすると、少なくとも30-60MWの炉心の熱出力が必要となり、ビーム出力は約2.3-4.5MWになる。

実用消滅処理システムでは、CWビームを用いるので、これらの施設の実験においてもCWビームを用いる。

## 6. 実験施設計画

高出力ターゲット実験施設と消滅処理実験炉による技術的成立性実証を最終目標として、段階的に以下に述べる消滅処理実験施設を整備する。

第Ⅰ期計画の実験施設では、炉物理実験及びターゲット熱流動実験を行う。炉物理実験では、低出力ショートパルスビームを用い、低出力(1kWt以下)の低濃縮ウラン炉心により、加速器駆動未臨界炉心の基礎的な炉物理特性パラメータの測定を行う。あわせて計測・制御技術の開発及び計算コードの精度検証を行う。MAについては、断面積データの測定と

検証を進める。ターゲット熱流動実験では、出力 1-2 MW の CW またはパルスビームを用い、ターゲット及びビーム入射窓の設計に必要な熱流動基礎データの取得ならびに熱流動設計手法の検証を行う。また、ターゲット材料選定及び構造設計に必要なデータベースの蓄積を行う。ターゲット熱流動実験の結果は第 II 期計画における消滅処理実験炉のターゲット及びビーム入射窓の安全設計、安全評価に反映させる。これらの一連の基礎実験により、加速器駆動消滅処理システムの概念の成立性を実証する。

第 II 期計画では、高出力ターゲット試験施設及び消滅処理実験炉を整備する。高出力ターゲット実験施設では、核破碎ターゲット及びビーム入射窓のモデルを製作し、出力 7 MW 程度の CW ビームを用いる。消滅処理実験炉は、実プラントに近い中性子実効増倍率と 30 MW 程度の熱出力をもつウラン酸化物 (20% 濃縮) 燃料未臨界炉心にマイナアクチノイド窒化物燃料ペレットあるいは燃料ピンを装荷し、出力約 2.3 MW の CW ビームを用いる。実用消滅処理システムでは窒化物燃料を用いるので、実験炉は将来的に燃料をウラン窒化物 (20% 濃縮) とし、炉心熱出力を 60 MW 程度、ビーム出力を 4.5 MW 程度に増強する。

高出力ターゲット実験では、ターゲット/ビーム入射窓の工学的実験を行い、中性子放出特性、発熱、熱流動特性、構造特性、照射損傷データ等の工学的データを取得するとともに、ターゲット/ビーム入射窓の技術的成立性の実証と技術基盤の確立を図る。加速器消滅処理システム実験炉では、30 MW ウラン酸化物燃料未臨界炉心を用いてシステムとしての技術的成立性、安全性及びマイナアクチノイド消滅処理性能を実証するシステムレベルでの総合的な実験を行う。また未臨界炉心の工学的データ、マイナアクチノイド燃料照射特性データの取得、核・熱・構造・燃料設計コードの検証・整備を行うとともに、加速器駆動システム計測・制御、保守等の基礎技術を確立する。60 MW ウラン窒化物燃料未臨界炉心では、サブアSEMBリレベルでマイナアクチノイド窒化物燃料の照射実験を行い、MA 燃料照射健全性、消滅性能の評価及び燃焼特性の実証を図る。

検討を進めている消滅処理実験施設の主要諸元を表 1 に示す。また、炉物理実験装置及び 30 - 60 MWt 消滅処理実験炉をそれぞれ図 6、7 に示す。

## 7. 関連研究開発計画

整合性のある消滅処理の研究開発を進めるためには、消滅処理実験施設における大強度陽子加速器を利用した研究開発と並行して、燃料研究開発、材料・構造研究開発、アクチノイド化学・群分離研究開発、設計・評価研究等を進める必要がある。それぞれの分野の研究開発項目を以下に示す。

### 燃料:

(-第 II 期) 消滅処理実験炉炉心燃料の特性データベース整備、製造設計、高温再処理、健全性評価

(第 II 期-) 消滅処理実験炉における燃料照射特性データに基づく MA 燃料の開発

### 材料・構造:

(-第 II 期) 照射特性データ取得・データベース整備、材料選定、構造解析、構造設計基準の策定、損傷評価データ取得、寿命評価データ取得

(第 II 期-) 高出力ターゲット実験施設における材料照射特性データに基づく損傷評価、寿命評価、構造信頼性評価

### アクチノイド化学・群分離:

実証炉を目指した研究開発

設計・評価研究:

消滅処理システムの技術課題の検討及び設計コードの開発、消滅処理実験によって得られたデータに基づく消滅処理システムの総合的な評価

## 8. 諸外国の実験施設構想

わが国のオメガ計画の策定を契機として、諸外国においても群分離・消滅処理の研究開発が活発になってきた。特に、大強度加速器技術が大きく進展し、米国、欧州では新規原子炉の建設が難しくなってきたことなどから、加速器駆動システムによる消滅処理技術が注目されている。フランスのCEA/カダラッシュ研究所を中心としたGEDEON計画(SPIN計画)、米国のロスアラモス国立研究所のLIFT計画(ATW計画)、欧州合同原子核研究機関(CERN)のエネルギー増幅器(EA)計画などのプログラムが進められている。その他、スウェーデン、スイス、ロシア、チェコスロバキア、韓国等でも小規模ながら研究が進められている。国際協力も、経済協力開発機構/原子力機関(OECD/NEA)、国際原子力機関(IAEA)、欧州委員会(EC)、国際科学技術センター(ISTC)により進められている。

これまでに、各国からさまざまな加速器駆動システム概念が提案されてきたが、最近になって原研が当初から提案しているような消滅処理を主目的とする線形加速器、高速炉心を用いたシステム概念に収束しつつある。

世界の代表的な加速器駆動システム計画及び実験施設構想を表2に示す。

## 9. おわりに

高レベル放射性廃棄物を安全に処理処分する技術を確認することは、原子炉自体の安全性をさらに向上させることとともに、今後原子力の開発・利用を進めていくうえで、極めて重要な課題である。大強度陽子加速器による消滅処理技術の研究開発は放射性廃棄物の処理処分法に新たに有望で有力なオプションを与える。また加速器駆動システムの技術は、その利点を生かして、消滅処理だけでなく発電や燃料増殖などのエネルギー利用の分野にも展開できる。近年、諸外国においても、この分野の研究開発が活発になり、加速器駆動システムの具体的な実験施設構想が提案されるようになってきている。

加速器消滅処理の実現までには、多くの技術的課題の解決が必要であるが、原研の中性子科学研究計画において、加速器駆動消滅処理システムのさまざまな工学実験及び実証試験を行うことにより、研究開発を進めていく。

## 参考文献

- [1] "群分離・消滅処理技術研究開発長期計画", 原子力委員会, 1988.
- [2] 滝塚: "特集「消滅処理研究の現状」原研における研究開発", 1995
- [3] Takizuka, T. et al.: "Research and Development on Proton Accelerator-Based Transmutation of Nuclear Waste", Int. Conf. Evaluation of Emerging Nuclear Fuel Cycle Systems - Global '95, Versailles, 1995.
- [4] 滝塚: "加速器による消滅処理", 第1回「大強度陽子加速器利用」に関するワークショップ, 東海, 1995 (JAERI-Conf 95-017).
- [5] 滝塚: "消滅処理の研究課題と研究施設", 第1回「中性子科学研究計画」に関するワークショップ, 東海, 1996 (JAERI-Conf 96-014).

表 1 消滅処理実験施設の主要諸元

Reactor Physics Experimental Facility		
Proton Beam	Energy	1.5 GeV
	Current	< 1 $\mu$ A
	Operation Mode	Pulse
Target	Material	Tungsten
	Type	Plate Type
Fuel	Material	Uranium Di-Oxide
	U-235 Enrichment	20%
	Type	Plate Type
Thermal Power		< 1 kW
Target Thermal-Hydraulic Experimental Facility		
Proton Beam	Energy	1.5 GeV
	Current	< 1.3 mA
	Operation Mode	Pulse
Target	Material	Tungsten
	Type	Multi-Layer Disk Type
Thermal Power		< 2 MW
Coolant	Material	Liquid Sodium
	Inlet Temperature	$\sim$ 350 $^{\circ}$ C
	Outlet Temperature	$\sim$ 450 $^{\circ}$ C
Transmutation Experimental Reactor		
Proton Beam	Energy	1.5 GeV
	Current	1.5 mA [3.0 mA]
	Operation Mode	Continuous Wave
Target	Material	Tungsten
	Type	Multi-Layer Disk Type
Fuel	Material	Uranium Di-Oxide [Uranium Mono-Nitride]
	U-235 Enrichment	20%
	Type	Pin-Bundle Type (Ductless)
Neutron Multiplication Factor		$\sim$ 0.93
Thermal Power		30 MW [60 MW]
Coolant	Material	Liquid Sodium
	Inlet Temperature	$\sim$ 350 $^{\circ}$ C
	Outlet Temperature	$\sim$ 450 $^{\circ}$ C

表 2 世界の主要加速器駆動システム計画と実験施設構想

• Japan	OMEGA Program (1989 - ) JAERI: <b>Transmutation Experimental Facility</b> (Neutron Science Project)
• France	SPIN Program (1991 - ) CEA: ISAAC Program (R&D on ADT) (1995 - ) CEA, CNRS, EdF, Universities: <b>GEDEON</b> Program (1996 - ) 30 MWt Experimental System ( <b>HADRON</b> )
• USA	LANL: <b>ATW</b> Project ( <b>Thermal</b> $\rightarrow$ <b>Fast</b> ) LIFT Experiment (LANSCE) 5 MWt ( $\sim$ 30 MWt)
• Russia	ITEP: ISTR 36 MeV- $\sim$ 2 mA, Be Target, Heavy Water Reactor
• CERN	"Energy Amplifier" ( <b>EA</b> ) Project Pb-cooled, Th-U Fuel Fast ADS 1-2 GeV, $\sim$ 10 mA Linac, 100 MWt Demonstration Program

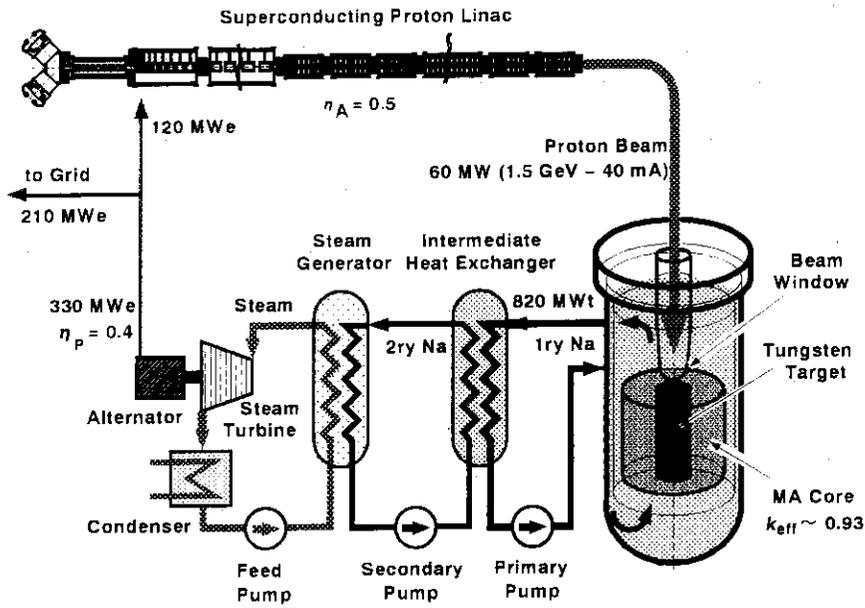


図 1 原研の加速器駆動消滅処理システム概念

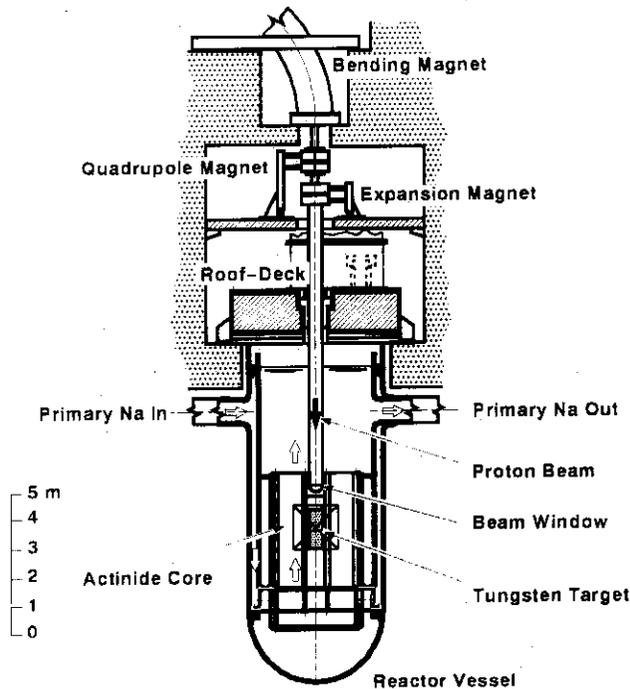
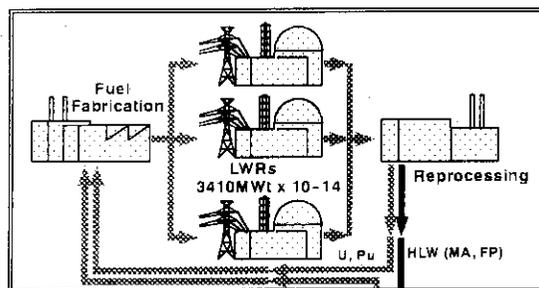


図 2 固体ターゲット 炉心の概念

First Stratum of Fuel Cycle (Commercial Power Reactor Fuel Cycle)



Second Stratum of Fuel Cycle (P-T Cycle)

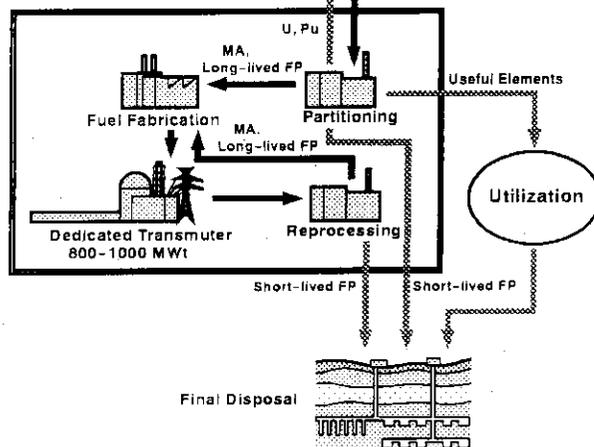


図 3 消滅処理専用システムに基づく階層核燃料サイクルの概念

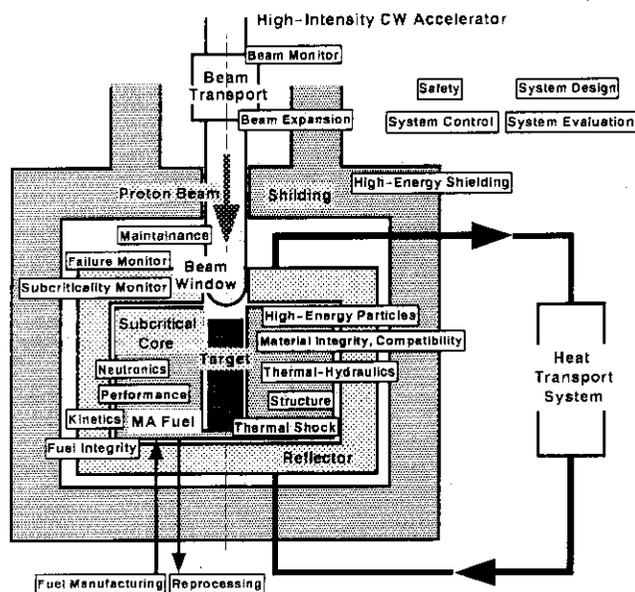


図 4 加速器駆動消滅処理システムの研究開発課題

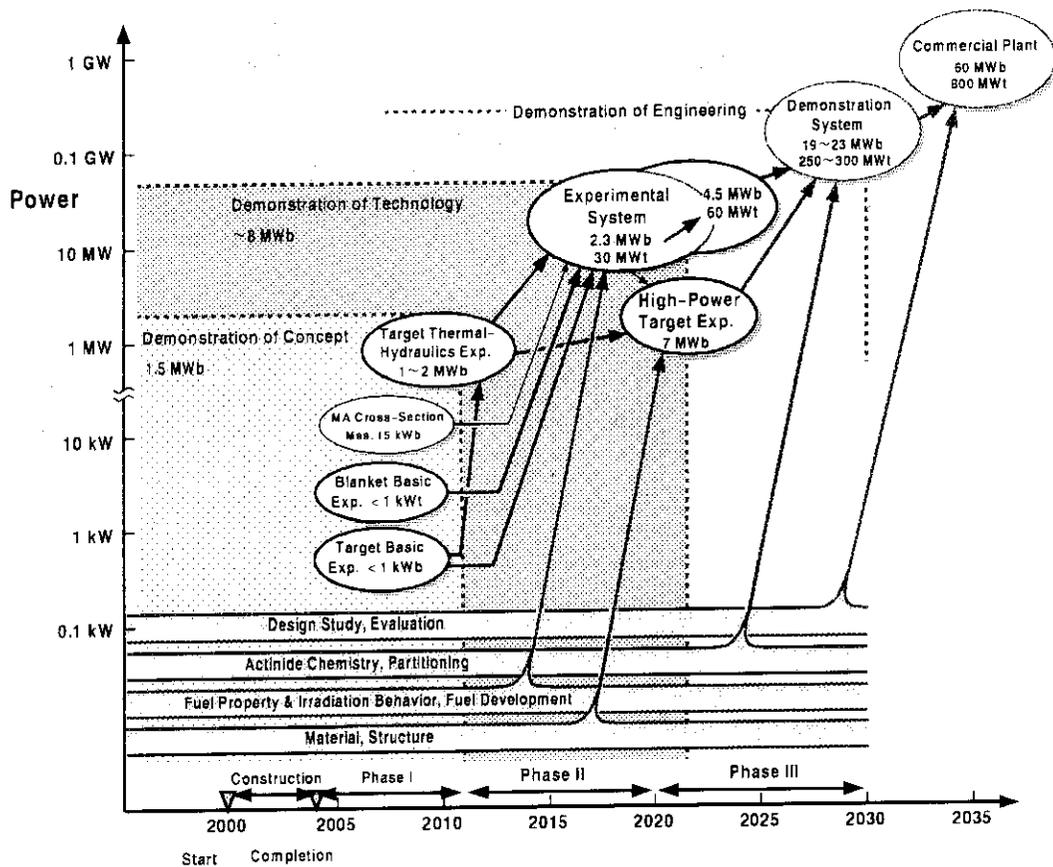


図5 加速器駆動消滅処理システム研究開発のシナリオ

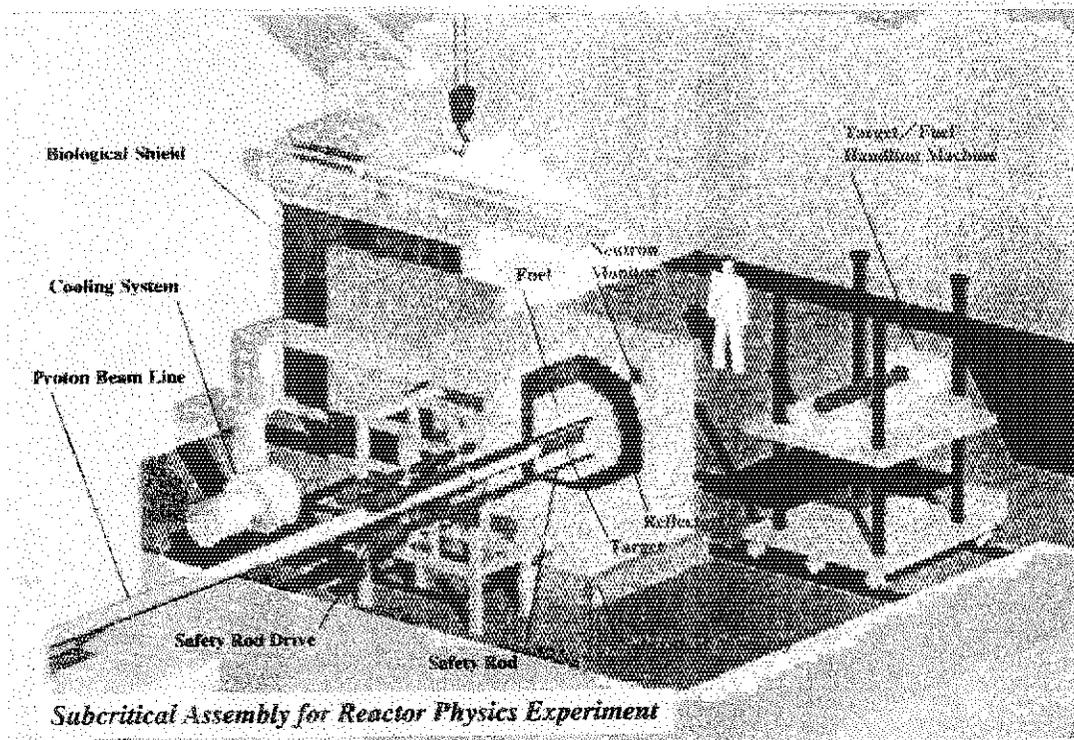


图6 炉物理实验装置

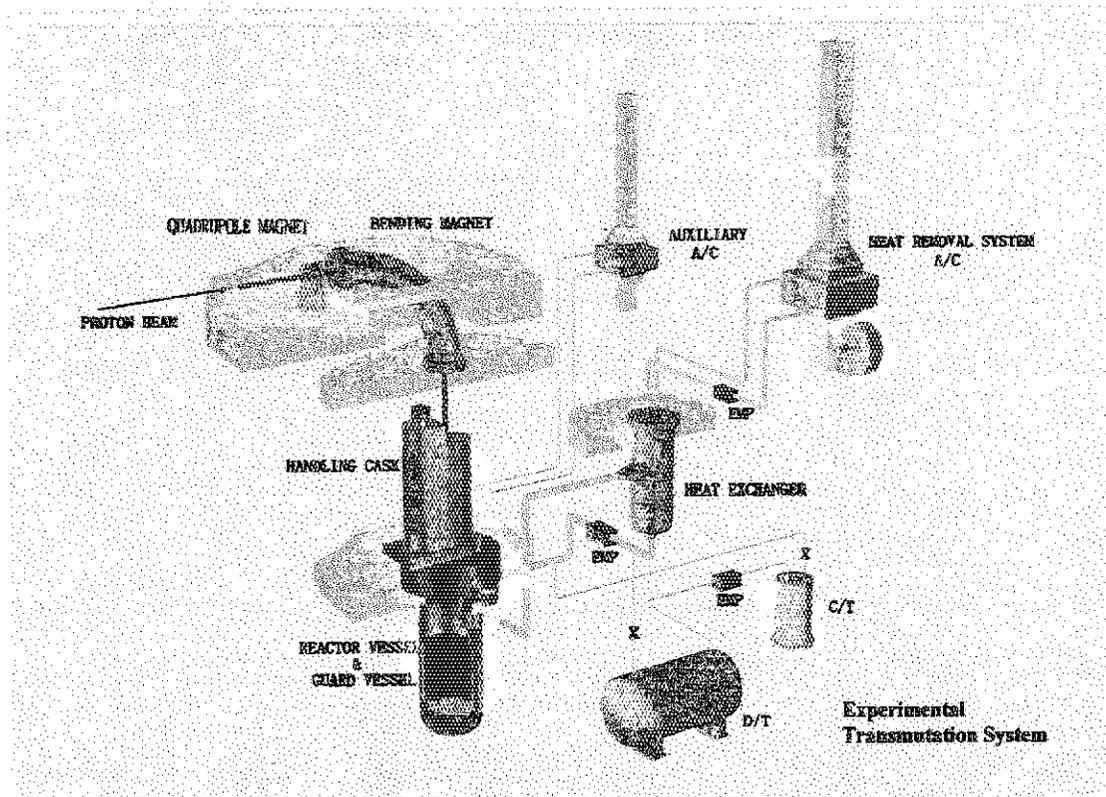


图7 30 - 60 MWt 消滅处理实验炉

## 29. KUCAにおける消滅処理炉物理実験

## Reactor Physics Experiments Related to Transmutation in the KUCA

代谷 誠治

Seiji Shiroya

京都大学原子炉実験所

shiroya@kuca. rri. kyoto-u. ac. jp

## Abstract

At the Kyoto University Critical Assembly (KUCA),  $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$  fission rate ratios are being measured using the back-to-back type double fission chamber to examine the nuclear data and the computational method for the transmutation of minor actinides (MA) in light water reactors (LWRs). The neutron spectra of cores are systematically being varied by changing the moderator-to-fuel volume ratio ( $V_m/V_f$ ). The measured data are being compared with the calculated results by SRAC with three different nuclear data files. It has been indicated that the calculated results with JENDL-3.2 agreed better with the measured ones than those with JENDL-3.1 and ENDF/B-VI, although the calculated results underestimated the measured ones by around 10%.

## 1. はじめに

京都大学原子炉実験所では、平成7年度に研究組織の再編成を行い、1)超冷中性子・極冷中性子の生成と利用に関する研究、2)制御照射場による諸材料・試料等の特性研究、3)短寿命R Iの分離と高度利用研究、4)超ウラン元素 (TRU)の核特性に関する実験的研究、5)粒子線高度医療を目指した生物・医学研究を特徴的な研究領域と定めて研究活動を行っている。TRUの核特性に関する実験的研究では、研究用原子炉 (KUR)、電子線型加速器 (LINAC)、臨界集合体実験装置 (KUCA)<sup>1)</sup>、ホットラボラトリー (HL)を用いた実験的研究が行われている。

この内、マイナーアクチニド (MA)の核断面積の測定は、共鳴エネルギー領域についてはLINACと鉛スペクトロメータ (KULS)を組合せて行い<sup>2)</sup>、熱エネルギー領域についてはKUR重水設備を用いて行われている<sup>3)</sup>。共鳴エネルギー領域の核分裂断面積については、これまでに $^{237}\text{Np}$ 、 $^{241}\text{Am}$ 、 $^{243}\text{Am}$ の測定が行われた。MAの核断面積評価については、軽水炉における熱中性子スペクトルを意識して、KUCAにおいて積分実験が行われている。現在、KUCAでは、スペクトルを系統的に変化させながら、 $^{237}\text{Np}$ について核分裂反応率比及び捕獲反応率の測定が行われており、将来的には試料の入手が可能となれば反応度効果等の炉心特性の測定を行うことが計画されている。

ここでは、消滅処理炉物理研究の一環として行われている、KUCAにおける背中合わせ型二重核分裂電離箱を用いた $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$ 核分裂率比測定及びその解析結果について紹介する。

## 2. KUCAにおける消滅処理炉物理研究

中性子による核変換反応を利用したMAの消滅処理に際して、中性子エネルギーが高くなるほどMAの核分裂/捕獲反応率比が大きくなって消滅効率が高くなることが知られている<sup>4)</sup>。このことから、一般的に高速炉の方が熱中性子炉よりも消滅処理に適した炉型とされている。しかし、熱中性子炉においても、熱中性子束が飛躍的に高くなると ( $10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}$ 程度)、捕獲反応によって次第に高次のMAとなり、熱中性子に対する核分裂反応断面積が大きくなった時点で核分裂反応を起こすなどという経路を辿ることにより消滅効率が高まるとの報告もある<sup>5)</sup>。また、現状では、諸般の事情により高速炉の導入時期が遅れ、軽水炉時代の長期化が避けられない情勢となっている。従って、MAリサイクルあるいはMAを核燃料サイクル中に閉じ込めるといった目的で軽水炉を利用することも検討に値するものと考えられる。

軽水炉を含む各種の炉型における消滅処理性能の評価において、MA核データの評価及び核計算精度の評価が不可欠となるが、現状では、これらの評価が不足していることは否めない。これらの評価を行うためには、積分実験等を行って、まずベンチマーク実験データを取得する必要がある。その際、軽水炉におけるプルトニウム利用の際に高減速炉心と低減速炉心が検討された<sup>6)</sup>ように、消滅処理特性の炉心中性子スペクトル依存性を考慮しておくことが望ましい。幸い、世界的にも数少ない複数架台方式のKUCA固体減速架台では、炉心の減速材対燃料体積比 ( $V_m/V_f$ ) の変更が容易であり、炉心スペクトルを系統的に変化させることができるので、固体減速架台の一つであるB架台を用いて消滅処理炉物理実験を行うこととした。参考までに、Fig. 1にKUCA建屋の平面図、Fig. 2にB架台の構造の概念図を示す。

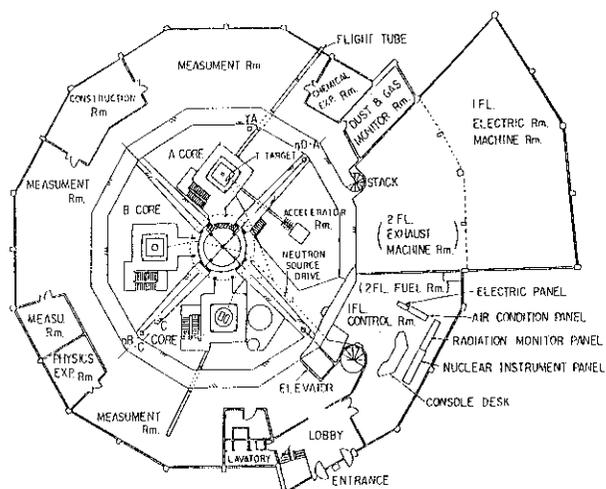


Fig. 1 Plane view of the KUCA building

B架台の炉心は、Fig. 3に示すように、長さ約1.5mのアルミニウム製中空角管中に種々の2"角で板状の炉心構成材を積み上げて作成した炉心構成要素を格子板上に並べて組み立てられる。炉心構成材としては、1/16"厚の93%濃縮ウラン・アルミ合金燃料板 (E

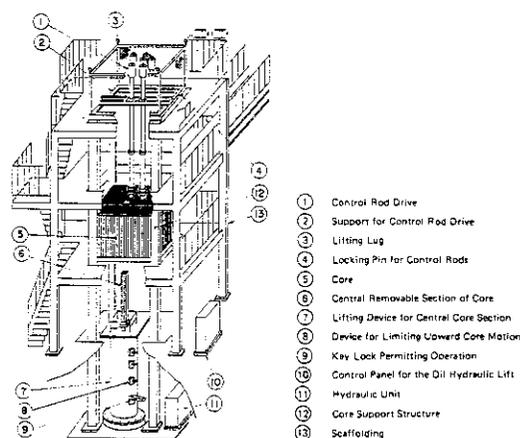


Fig. 2 Conceptual view of the B-core

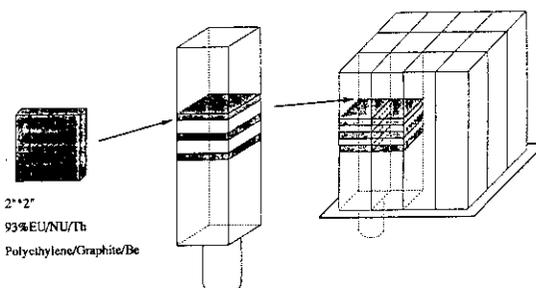


Fig. 3 Way of core construction

U板)、各種厚さ(公称1/8"厚、1/4"厚等)のポリエチレン板(P板)の他、1/8"厚のトリウム金属板(Th板)、1mmあるいは5mm厚の天然ウラン金属板(NU板)等が用意されている。炉心を構成する際に、単位セル中のEU板とP板の厚さを変えて組み合わせれば、 $V_m/V_f$ を変えることができ、各種の炉心スペクトルが実現する。さらに、これに加えてTh板やNU板を単位セル中に導入することにより、異種の炉心スペクトルが実現する。Fig. 4に、今回、KUCAにおける $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$ 核分裂率比測定実験で使用した炉心のセル平均スペクトルの計算値を示す。

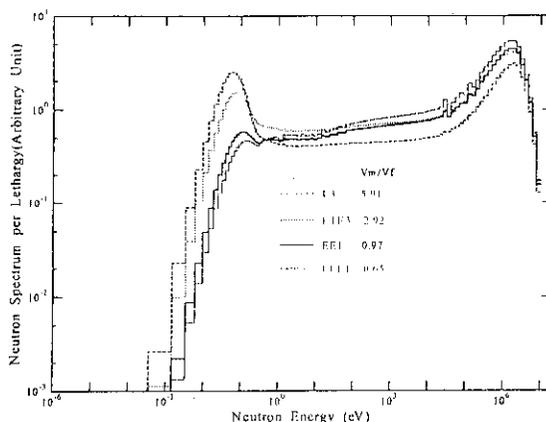


Fig. 4 Calculated cell-averaged neutron spectra employed in the present KUCA experiments

### 3. KUCAにおける $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$ 核分裂率比測定実験

前述したように、 $^{237}\text{Np}$ の共鳴エネルギー領域の核分裂断面積はLINACとKULSを組み合わせて測定された<sup>2)</sup>。その結果を3種類の評価済核データファイルに収録されたデータとともにFig. 5に示す。なお、JENDL-3.2は我が国で最新の評価済核データファイルで、上記の測定結果を取り入れ、JENDL-3.1を改訂して誕生したものであり、ENDF/B-VIは米国で最新の評価済核データファイルである。Fig. 6にこれら3種類の評価済核データファイルに収録された $^{237}\text{Np}$ の核分裂断面積を示すが、共鳴エネルギー領域付近で大きな差異が見られる。

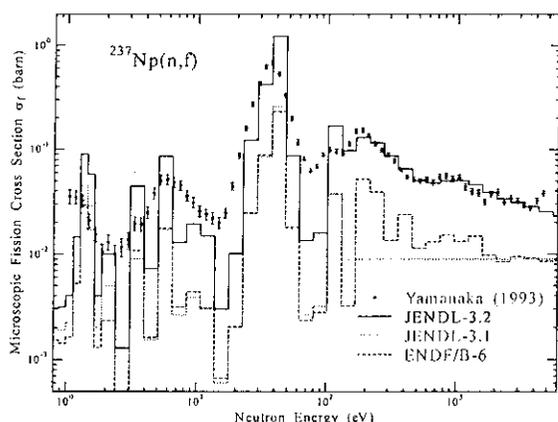


Fig. 5 Measured  $^{237}\text{Np}$  fission cross section in the resonance energy range in comparison with the evaluated nuclear data

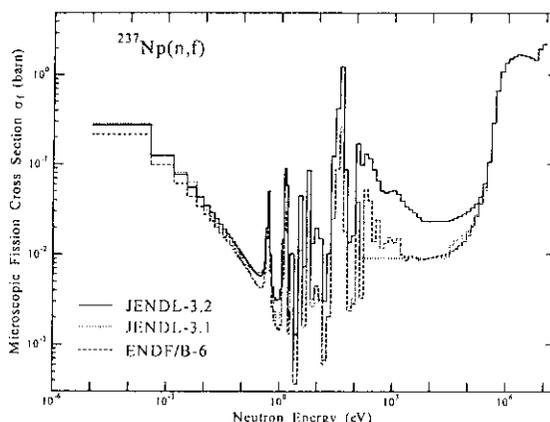


Fig. 6 Comparison among evaluated nuclear data libraries JENDL-3.1, JENDL-3.2 and ENDF/B-VI for  $^{237}\text{Np}$  fission cross sections

KUCAでは、 $^{237}\text{Np}$ が現行の軽水炉で最も多く生産されるMAであり、評価済核データファイル間の差が大きいことから、まず $^{237}\text{Np}$ の消滅処理に関連した炉物理実験から開始することとし、炉心のスペクトルを変えながら $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$ 核分裂率比の測定を行い、核データ及び核計算法の評価を行うこととした。

$^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$ 核分裂率比の測定には、原研で開発された背中合わせ型二重核分裂電離箱 (BTB) を使用した<sup>7)</sup>。本実験で使用したBTBの構造をFig. 7に示す。BTBには、 $\text{NpO}_2$ 、 $\text{U}_3\text{O}_8$ の電着膜の付いた0.2mm厚のステンレス製円盤が背中合わせに配置され、各々の電離箱で核分裂率が測定される構造となっている。なお、この実験で使用した電着膜は山中等が共鳴エネルギー領域の核分裂断面積の測定に用いたものである<sup>2)</sup>。2種類の電着膜間の距離は4mm弱であり、各電着膜はほぼ同一の中性子スペクトル場で照射され、構造的には二つの電離箱間に差がないように作られてはいるが、実験では必ず二つの電着膜を相互に交換して測定し、その平均を取ることによって二つの電離箱間の効率の差及び照射スペクトルの差を補正することとした。Fig. 8にBTBで得られた核分裂反応のパルス波高分布の一例を示す。

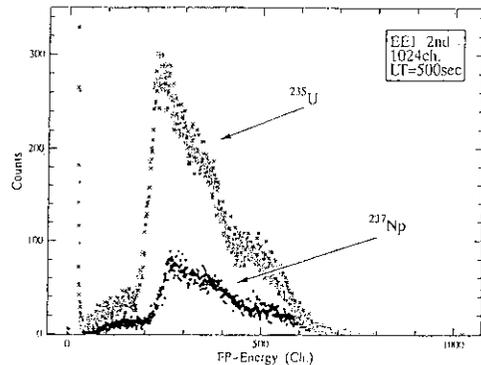
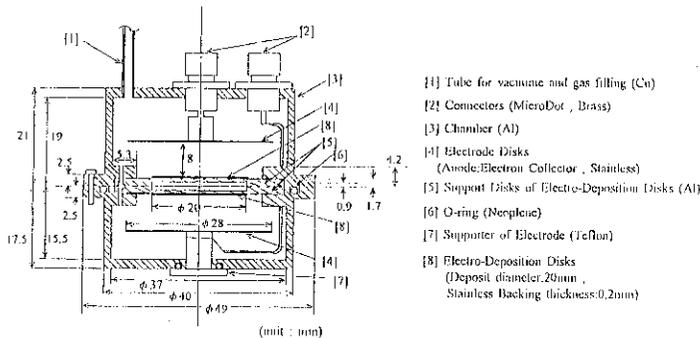


Fig. 7 Vertical cross section of back-to-back type double fission chamber (BTB)

Fig. 8 Example of fission pulse height distribution

本実験で使用した炉心を構成する際に用いた燃料体の構造の一例をFig. 9に示す。これらの燃料体を用いてFig. 10に示すような炉心を構成し、燃料領域の中心にボイド領域を設け、ボイド領域中にFig. 11に示すようにBTBを中空のアルミニウム製角管に入れて設置し、測定を行った。これまでのところ、 $V_m/V_f$ が0.65のEEE1

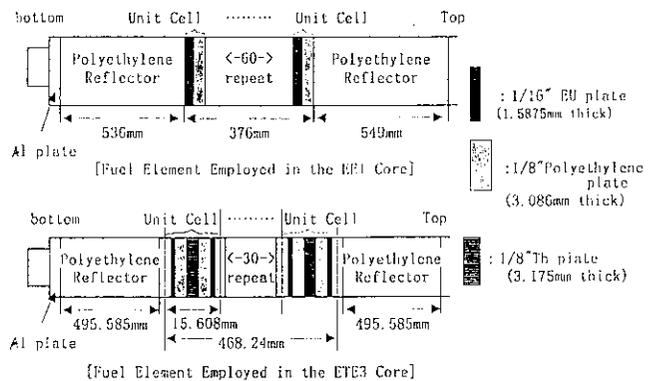


Fig. 9 Examples of fuel element structures

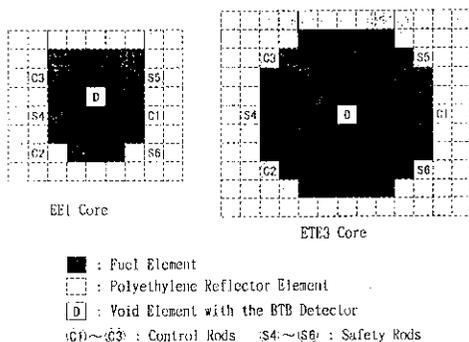


Fig. 10 Examples of core configurations employed

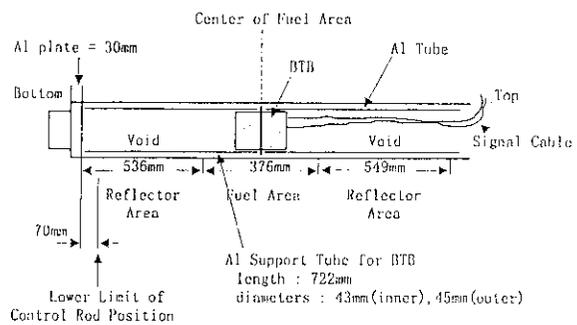


Fig. 11 Example of BTB setup for the EE1 core

炉心、0.97のEE1炉心、2.92のETE3炉心、5.91のE3炉心という計4種類の炉心を用いて測定を行った。

測定結果を、原研で開発された計算コードシステムSRAC<sup>8)</sup>によるセル計算の結果とともにFig. 12に示す。この図より、 $V_m/V_f$ が大きくなるにつれて、即ち、中性子スペクトルが軟化するにつれて $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$ 核分裂率比が減少していくことがわかる。セル計算では、実効増倍率が1となるようにバックリングの値を調整し、体系からの中性子の漏れによる中性子スペクトル変化を考慮し、前述の3種類の評価済核データファイルを用いて計算したが、いずれの場合も実験値と計算値の差は $V_m/V_f$ が大きくなるにつれて拡大する傾向が見られる。計算値の中ではJENDL-3.2を用いたときが一番実験値に近く、JENDL-3.2の評価が最も正しいことを暗示しているが、計算値間の差は計算値と実験値の差に比べて小さく、 $^{237}\text{Np}$ 核分裂断面積の評価値間の差が軽水炉体系ではそれ程大きな影響を与えないことを示している。

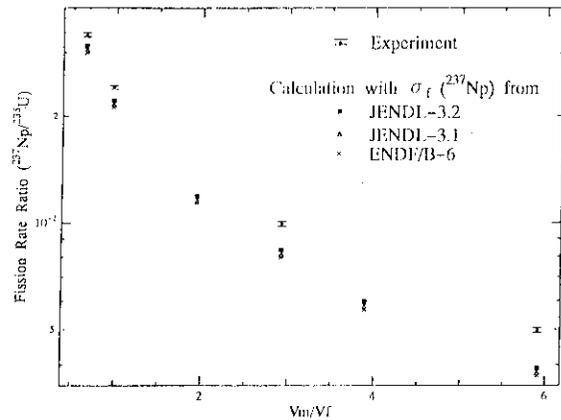


Fig. 12 Measured  $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$  fission rate ratios in comparison with the results obtained through cell calculations by SRAC

セル計算の段階で中性子漏れの効果を正確に考慮することは困難なので、その効果をSRAC中の2次元輸送計算コードTWOTRANを用いて、炉心をR-Z体系に近似して炉心計算を行い、より正確に取り扱ったところ、Fig. 13のようになった。なお、ここでは $^{237}\text{Np}$ 核分裂断面積にJENDL-3.2の評価値を用いた。中性子漏れの効果を正確に考慮すると計算値が実験値に近づくであろうと期待したが、案に相違して、 $V_m/V_f$ が小さな領域で実験値と計算値の差が拡大した。現在、実験値と計算値の差について検討中であるが、今回の実験炉心は熱中性子炉体系なので、電着膜のステンレス製のバックリングプレートによる熱中性子束の歪みが影響しているのではないかと考えている。

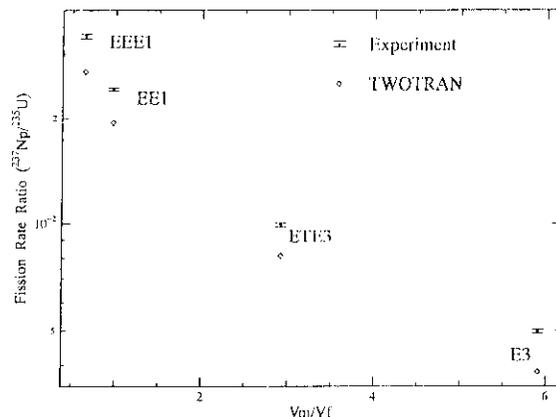


Fig. 13 Calculated  $^{237}\text{Np}/^{235}\text{U}$  fission rate ratios by TWOTRAN in comparison with the measured data

#### 4. おわりに

KUCAにおける消滅処理炉物理実験は未だに端緒に付いたばかりであり、上述のように、熱中性子炉体系に固有の熱中性子束の歪みなどの影響を払拭した核分裂率比測定法等が未だに確立しておらず、MA核データの評価及び計算法の評価という目的を達成するには至っていない。しかし、軽水炉時代の長期化が予想される昨今の情勢の下では、軽水炉

における消滅処理について実験的に研究を行うことは意義があるものと考えている。

今後は、熱中性炉体系におけるMA核データ評価の実験的手法を確立するとともに、各種MAの核データ評価及び計算法の評価を目指して研究を進めて行きたいと考えている。当面は、まず最初に電着膜のステンレス製バックングプレートによる熱中性子束歪み量の定量を行い、その後、今回ご報告したような核分裂率比測定実験に加えて捕獲反応率測定実験を中心に、核分裂/捕獲反応率比を測定することを目標として研究を進めたいと考えている。また、試料の入手が可能であれば、将来、MAの反応度効果等についても研究を行いたいと考えている。

#### 参考文献

- 1) 代谷誠治, 神田啓治, 他, 原子力誌 31[5] (1989) pp. 512-540.
- 2) Akihiro Yamanaka, Itsuro Kimura et al., J. Nucl. Sci. Technol., 30[9], (1993) pp. 863-869.
- 3) Katsuhei Kobayashi, Akihiro Yamanaka and Itsuro Kimura, *ibid.*, 31[12] (1994) pp. 1239-1247.
- 4) 向山武彦, 「マイナーアクチニド専焼炉の設計研究」, 消滅処理研究の現状, 日本原子力学会 (1994) pp. 21-28.
- 5) Tomohiko Iwasaki and Naohiro Hirakawa, J. Nucl. Sci. Technol., 32[1], (1995) pp. 8-17.
- 6) 神田啓治, 「次世代炉とその炉物理」, 第27回炉物理夏期セミナーテキスト, 日本原子力学会 (1995) pp. 28-40.
- 7) 大部誠, JAERI-M9757 (1993).
- 8) 奥村啓介, 金子邦男, 土橋敬一郎, JAERI-Data/Code 96-015 (1996).

## 付 録

第2回中性子科学研究計画に関するワークショップ  
 -大強度中性子源が拓く21世紀の科学技術-  
 プログラム

日 時 : 平成9年 3月13日(木)~14日(金)

場 所 : 日本原子力研究所 東海研究所 大講堂

## 3月13日(木)

- |               |                           |    |                 |
|---------------|---------------------------|----|-----------------|
| 10:15 - 10:25 | 開会の挨拶                     |    | 齋藤伸三(原研・東海研究所長) |
| 10:25 - 12:05 | 特別講演                      | 座長 | 渡辺 昇(原研・特別研究員)  |
|               | (1)中性子科学研究計画の概要           |    | 向山武彦(原研・中性子特チ)  |
|               | (2)ヨーロッパの核破砕中性子源(ESS)計画   |    | G.Bauer (PSI)   |
|               | (3)JHP 計画の現状              |    | 池田宏信(高エネ研)      |
| 12:05 - 13:15 | 昼休み                       |    |                 |
| 13:15- 14:40  | 国際協力、中性子散乱                | 座長 | 森井幸生(原研・先端基礎)   |
|               | (4)中性子科学に関する国際協力          |    | 大山幸夫(原研・中性子特チ)  |
|               | (5)短パルス中性子源と長パルス中性子源の性能比較 |    | 相澤一也(原研・先端基礎)   |
|               | (6)パルス中性子源と測定器群           |    | 勅使河原誠(原研・中性子特チ) |
|               | (7)コメント                   |    | ①池田 進(高エネ研)     |
|               |                           |    | ②吉沢英樹(東大)       |
| 14:40 - 15:30 | 中性子核物理                    | 座長 | 中村尚司(東北大)       |
|               | (8)高エネルギー陽子及び中性子に関わる最近の研究 |    | 柴田徳思(東大)        |
|               | (9)中性子科学における中性子核物理研究      |    | 千葉 敏(原研・炉工)     |
| 15:30 - 15:50 | コーヒーブレイク                  |    |                 |
| 15:50 - 17:30 | 特別パネル討論                   |    |                 |
|               | 大強度中性子源が拓く21世紀の科学技術       | 座長 | 飯泉 仁(原研・関西研究所長) |
|               | (10)基調講演「加速器・原子力・基礎科学」    |    | 田畑米穂(原子力委員)     |
|               | (11)中性子構造生物学              |    | 新村信雄(原研・先端基礎)   |
|               | (12)物質構造科学研究              |    | 池田宏信(高エネ研)      |
|               | (13)中性子と光量子による基礎科学        |    | 大野英雄(原研・大型放射光)  |
|               | (14)21世紀の科学技術に備えて         |    | 伊達宗行(原研・先端基礎)   |
| 18:00 - 20:30 | 懇親会(阿漕ヶ浦クラブ)              |    |                 |

3月14日(金)

- |               |                              |                   |
|---------------|------------------------------|-------------------|
| 9:00 - 10:35  | スポレーションR I・ミュオン 座長           | 池添 博 (原研・先端基礎)    |
|               | (15) 超高強度ミュオンによる科学研究         | 永嶺謙忠 (東大/理研)      |
|               | (16) スポレーションR I利用施設検討と重元素核化学 | 永目諭一郎 (原研・アイソトープ) |
|               | (17) ドリップライン近傍の原子核の構造        | 佐川弘幸 (会津大学)       |
|               | (18) R I ビーム用負イオン源の開発        | 篠塚 勉 (東北大)        |
| 10:35 - 10:55 | コーヒーブレイク                     |                   |
| 10:55 - 12:15 | ターゲット 座長                     | 東稔達三 (原研・中性子特子)   |
|               | (19) ターゲットシステムの概念検討と開発計画     | 日野竜太郎 (原研・核熱)     |
|               | (20) ターゲットの構造解析              | 菊池賢司 (原研・材料)      |
|               | (21) 固体ターゲット構造の概念検討          | 羽賀勝洋 (原研・核熱利用)    |
|               | (22) 水銀ターゲット構造の概念検討          | 神永雅紀 (原研・研究炉)     |
| 12:15 - 13:25 | 昼休み                          |                   |
| 13:25 - 14:55 | 加速器 座長                       | 鈴木康夫 (原研・特別研究員)   |
|               | (23) 中性子科学研究用加速器の概要          | 水本元治 (原研・炉工)      |
|               | (24) 超伝導空洞の技術的課題             | 斎藤健治 (高エネ研)       |
|               | (25) 超伝導空洞の技術開発の現状           | 大内伸夫 (原研・炉工)      |
|               | (26) 蓄積リングについて               | 山根 功 (高エネ研)       |
|               | (27) 200MeV 陽子線形加速器の概要       | 加藤隆夫 (高エネ研)       |
| 14:55 - 15:15 | コーヒーブレイク                     |                   |
| 15:15 - 15:55 | 材料照射 座長                      | 船橋 達 (原研・材料)      |
|               | (28) 中性子科学研究における材料照射研究       | 野田健治 (原研・材料)      |
|               | (29) 低温照射金属の陽電子消滅寿命測定法による研究  | 蔵元英一 (九大)         |
| 15:55 - 17:10 | 消滅処理 座長                      | 関本 博 (東工大)        |
|               | (30) 消滅処理研究開発の動向             | 向山武彦 (原研・中性子特子)   |
|               | (31) 加速器駆動消滅処理の研究と実験施設の検討    | 滝塚貴和 (原研・炉工)      |
|               | (32) KUCAにおける消滅処理炉物理実験       | 代谷誠治 (京大)         |
| 17:10 - 17:15 | 閉会の挨拶                        | 鈴木康夫 (原研・特別研究員)   |