



รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการเมธีวิจัยอาวุโส อันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนและอนุภาคมีประจุกับสสาร

โดย รองศาสตราจารย์ ดร.ถิรพัฒน์ วิลัยทอง และคณะ

ตุลาคม พ.ศ. 2542

รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ อันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนและอนุภาคมีประจุกับสาร

เมธีวิจัยอาวุโส

รองศาสตราจารย์ ดร.ถิรพัฒน์ วิลัยทอง

ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์

มหาวิทยาลัยเชียงใหม่

สนับสนุนโดยสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย

ชุดโครงการทุนส่งเสริมกลุ่มวิจัย

กิตติกรรมประกาศ

การดำเนินโครงการวิจัยและพัฒนาที่ได้รายงานไว้ในที่นี้ มีลักษณะพิเศษที่แตกต่างไปจากงานวิจัยที่ได้ทำกันมาในประเทศไทย ประการแรกนั้นคือการพัฒนาและปรับปรุงอุปกรณ์วิจัยใหม่ที่ไม่เคยมีอยู่ในประเทศ เพื่อนำมาใช้ในการศึกษากระบวนการต่างๆ ที่เกิดขึ้นจากอันตรกิริยาของอนุภาคควอนตัม ประการที่สองคือการประสานการทำงานของบุคลากรรวม 60 ชีวิต ที่มีความสามารถเฉพาะตัวและความเป็นมืออาชีพในระดับต่างๆ กัน เพื่อให้สามารถนำโครงการไปสู่เป้าหมายที่วางไว้ได้อย่างสมบูรณ์ในระยะเวลาที่กำหนด และประการสุดท้ายคือการแสวงหาความร่วมมือและความช่วยเหลือจากบุคลากรและองค์กรภายนอกมาเสริม เพื่อให้โครงการซึ่งต้องใช้ทรัพยากรร่วมร้อยล้านบาทนี้ สามารถดำเนินไปอย่างราบรื่นตลอดรอดฝั่ง สมความตั้งใจของผู้ที่เกี่ยวข้องทุกๆ ฝ่าย โครงการวิจัยนี้จึงเป็นหนี้บุญคุณบุคคลต่างๆ ซึ่งมีทั้งเพื่อนและที่ปรึกษา และองค์กรต่างๆ มากมายดังรายนามต่อไปนี้

Prof. Wilfried Hoffmann แห่งมหาวิทยาลัย Wuppertal, Prof. Helmut Wiedemann แห่งมหาวิทยาลัย Stanford, Dr. Ian Brown แห่ง Lawrence Berkeley National Laboratory, Dr. Rainer Schmidt แห่ง University Hospital, Hamburg ที่ได้สละเวลาอันมีค่ามาให้คำแนะนำเรา ทำงานรวมกันกับเราที่เชียงใหม่ รวมทั้งจัดหาและนำวัสดุอุปกรณ์ต่างๆ มาให้เราทั้งในยามปรกติและเร่งด่วน

Dr. Peter Evans แห่ง Australian Nuclear Science and Technology Organization ที่ได้เอื้อเฟื้อเวลามาทำวิจัยข้ามทวีปกับเรา จนได้ international publication ร่วมกันทางด้าน ion beam Prof. Mamoru Baba แห่งมหาวิทยาลัย Tohoku, Dr. John Crawford แห่ง Paul Scherer Institute, Zurich, Dr. Hiroshi Maekawa และ Dr. Fujio Maekawa แห่ง Japan Atomic Energy Research Institute ที่ได้ให้คำแนะนำอันมีคุณค่าในการใช้ computer software สำหรับการคำนวณ Monte Carlo Simulation ของการลำเลียง neutrons และ photons, Prof. Geoffrey Shuy แห่ง Advanced Materials Laboratory, Taiwan, Prof. Z. Zhang แห่ง Tsinghua University, Beijing และ Prof. A. Zalar แห่ง Institute of Surface Engineering and Optoelectronics แห่ง Ljubljana ที่ได้กรุณาวิเคราะห์ ion depth profiling ให้โดยไม่คิดมูลค่า Prof. Akito Takahashi แห่งมหาวิทยาลัย Osaka, Dr. KaNgo Leung แห่ง Lawrence Berkeley National Laboratory, Dr. Lennart Hasselgren และ Dr. Nils Olsson แห่งมหาวิทยาลัย Uppsala ที่ได้ให้คำปรึกษาและสนับสนุนโครงการในทุกโอกาส

พลโท อุทัย ชินวัตร ที่ได้กรุณาดำเนินเรื่องการขิมนดินระเบิดจากกองทัพให้เรา เพื่อใช้ในการทดสอบเทคนิคการตรวจวัดระเบิด

คุณสมศักดิ์ แดงดิบ แห่งมหาวิทยาลัย Uppsala และคุณจิตรลดา เศรษฐกร แห่งมหาวิทยาลัย Stanford ที่ได้จัดส่งบทความวิจัย เอกสารและหนังสือให้อย่างรีบด่วนทุกครั้งที่ยังร้องขอ

มณฑลทหารบกที่ 33 ค่ายกาวิละที่ได้สนับสนุนตัวอย่างดินระเบิดหลายชนิด เพื่อใช้ทดสอบเทคนิคการตรวจวัดวัตถุระเบิด

กรมพลังงานทหารที่ได้สนับสนุนงบประมาณเบื้องต้นในการดำเนินโครงการเซลล์เชื้อเพลิง

มูลนิธิโทรเรเพื่อการส่งเสริมวิทยาศาสตร์ประเทศไทยที่ได้ให้ทุนสนับสนุนเริ่มต้นเพื่อพัฒนาแหล่งกำเนิดไอออนแบบ MEVVA และเลือกหน่วยงานเราเป็นหน่วยงานวิจัยดีเด่น

สำนักงานคณะกรรมการวิจัยแห่งชาติที่ได้ร่วมการสนับสนุนอย่างต่อเนื่อง เพื่อพัฒนาเทคนิค pulsed beam prompt gamma ray analysis และโครงการวิจัยร่วมไทย-เกาหลี ทางด้าน ion beam

International Atomic Energy Agency กรุงเวียนนา ที่ได้ให้ทุนการสนับสนุนเพิ่มเติมในโครงการ ion-solid interaction for industrial applications

International Program in Physical Science, Uppsala University ที่ได้ให้งบประมาณสมทบอย่างต่อเนื่อง เพื่อสนับสนุนการดำเนินงานของอาคารนิวตรอนและอาคารเทคโนโลยีไอออน빔

ศูนย์เทคโนโลยีโลหะและวัสดุแห่งชาติ สำนักงานพัฒนาวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีแห่งชาติ ที่ได้ให้ทุน Postdoctoral Fellow และ Research Fellow แก่นักวิจัยในโครงการ และทุนสนับสนุนการบริหาร อาคารเทคโนโลยีไอออน빔 รวมทั้งการทำประชาสัมพันธ์ให้อย่างต่อเนื่อง

ขอขอบคุณสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย(สกว.) ที่ได้เห็นคุณค่าและความสำคัญของงานทางด้านวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีขั้นสูง ที่เราทำตลอดระยะเวลาว่ายี่สิบปีที่ผ่านมา ขอขอบคุณที่ได้จัดสรรทุนเมธีวิจัยอาวุโสให้แก่พวกเรา ทำให้เราสามารถก้าวไปข้างหน้าสู่สหัสวรรษใหม่ได้อีกก้าวหนึ่งอย่างมีศักดิ์ศรี ในลู่ทางวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีเปิดแดน

ท้ายสุดนี้ขอขอบคุณพระสยามเทวาธิราชที่ดลบันดาลให้เราดำรงอยู่ร่วมกันจนถึงวันนี้

ABSTRACT

- Project Code : RTA/07/2539
- Project Title : Interactions between Neutrons and Charged Particles with Matter
- Investigator : Assoc. Prof. Dr.Thiraphat Vilaithong
Senior Thailand Research Fund Scholar
Fast Neutron Research Facility
Department of Physics
Faculty of Science
Chiang Mai University
Chiang Mai 50200, Thailand
- E-mail Address : thiraphat@fnrf.science.cmu.ac.th
- Project Period : 3 years
- Objectives :
- To utilize neutrons and charge particle beams in basic study and applications.
- To develop technology for the production and transport of charged particle beams and neutrons.
- Methodology : The existing nsec pulsed 14 MeV neutron generator and the 150 kV mass analysed research and industrial gaseous ion implanters have been upgraded and utilized to produce beam of neutrons and heavy ions such as B^+ , C^+ , N^+ , O^+ , Ar^+ ions. New plasma ion source are being developed to produce metal ions and other ions across the periodic table

Materials used in this study are insulators, metals and biological materials.

For neutron interaction study we measured the secondary neutrons and prompt gamma rays spectra emitted after bombardment with 14 MeV neutrons using pulsed beam time-of-flight technique. For ion material interactions, we investigated the thermoluminescence respond, the mechanical, chemical properties and biological respond as a result of heavy ion implantation.
- Results : The prompt gamma ray spectrum measurement may lead to new technique in nondestructive analysis of explosive, drug and concealed dangerous chemicals.

The improvement in tribological properties of steel is between 2-3 times using multiple ion implantation technique.

Low energy ion beam could induce in direct transfer of DNA in bacteria and macromolecules in plant cells.

Conclusion : Neutrons and charged particles are important probes for the study of new material analysis technique while ion beam technology is the key technology to create new materials with special properties.

Recommendation : The work on ion-plasma interaction with materials and metals both in technology development and process development must be expanded and given high priority. These are key technologies for the future. Development of coherent light source with wavelength in the far infrared region (10-1000 μm) should be given high priority also. These light sources are compact and cost less than 500,000 US\$.

Keywords : neutrons, ions, interactions, materials, metal.

EXECUTIVE SUMMARY

At the Fast Neutron Research Facility, Chiang Mai University a research program in the production, transport, and utilization of neutrons and heavy ions has been carried out. Neutrons were produced from a nsec pulsed 14 MeV neutron generator and a Cf-252 spontaneous fission source. Heavy ions such as B^+ , C^+ , N^+ , O^+ and Ar^+ were generated from a mass analysed 150 kV ion implanter.

The neutron and gamma ray emission spectra were measured using the time-of-flight technique and analysed for basic nuclear reaction study and for application in non-destructive analysis of light elements in the interest of explosive detection.

High resolution thermoluminescence spectra of $CaF_2:Tm$ irradiated with photons and neutrons were measured for the first time. The measured spectra reveal interesting TL mechanism.

Multiple ion implantations with B^+ and N^+ ions result in better improvement of hardness and wear for high speed steel.

The ion beam induced direct transfer of DNA into E. Coli was successfully demonstrated for the first time. This technique has potential application in gene transfer technology.

A conceptual design study for a high intensity coherent source of far infrared radiation has been completed and construction is ready to begin.

งานวิจัย

1. บทนำ

รายงานฉบับนี้กล่าวถึงการวิจัยและการพัฒนาเทคโนโลยีใหม่ [1] ที่ต้องอาศัยความรู้ระดับสูงที่เกี่ยวข้องกับอันตรกิริยาระหว่างอนุภาคกระสุน (probe) กับสสาร (matter) และความรู้โครงสร้างสสารในระดับจุลภาค อนุภาคกระสุนที่ใช้ในงานวิจัยยุคใหม่ คือ นิวตรอน โฟตอน และอนุภาคประจุ ซึ่งได้แก่ อิเล็กตรอนและไอออนมวลขนาดต่างๆ ซึ่งรวมถึงพลาสมาอุณหภูมิต่ำด้วย ในขณะที่นิวตรอนและโฟตอนสามารถกำเนิดปฏิกิริยากับสสารที่เป็นกลุ่มก้อน (bulk) ได้ ไอออนและพลาสมาจะเข้าทำปฏิกิริยาเฉพาะส่วนพื้นผิว (surface) ซึ่งอนุภาคทั้งสองกลุ่มรวมทั้งพลาสมาสามารถก่อให้เกิดการเปลี่ยนแปลงสมบัติของสสารเชิงแสง (optical) ไฟฟ้า (electrical) เชิงกล (mechanical) และชีวภาพ (biological) อย่างน่าทึ่ง [2-4] ขึ้นอยู่กับชนิดระดับพลังงานและความเข้มข้นของฟลักซ์อนุภาคกระสุน ดังนั้นการพัฒนาเทคโนโลยีเพื่อผลิตและลำเลียง (transport) อนุภาคกระสุนและพลาสมาที่เหมาะสม จึงจำเป็นต้องดำเนินควบคู่กันไปกับการวิจัยกระบวนการ (process development) เพื่อให้สามารถยกระดับขีดความสามารถในการพัฒนาเทคโนโลยีและผลิตภัณฑ์ใหม่แบบครบวงจร

ในรายงานฉบับนี้จะได้กล่าวถึงผลงานที่ได้ดำเนินการใน 3 โครงการหลัก ได้แก่

- (i) โครงการนิวตรอน
- (ii) โครงการไอออนพลาสมา
- (iii) โครงการเทคโนโลยีเปิดแดนและโครงการนาร่อง

โครงการนิวตรอนประกอบด้วยโครงการย่อย จำนวน 3 โครงการ ได้แก่ การศึกษาปฏิกิริยานิวเคลียร์ระหว่างนิวตรอนกับ ^{209}Bi ที่ปลดนิวตรอนทุติยภูมิ ซึ่งเป็นงานวิจัยพื้นฐาน การศึกษาปฏิกิริยาระหว่างนิวตรอนกับธาตุเบาเพื่อหาเส้นทางในการใช้นิวตรอนในการตรวจสอบแบบไม่ทำลายและการศึกษาสเปกตรัมของแสงที่ปลดจากวัสดุฉนวน เพื่อเป็นเส้นทางในการทำหัววัดโดสนิวตรอนสำหรับใช้งานในด้านรังสีรักษา รายละเอียดต่างๆ มีกล่าวในหัวข้อที่ 2

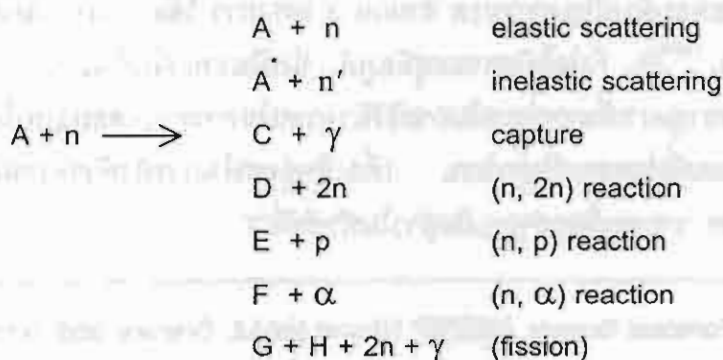
-
1. The Sitte Technology Forecast Survey, NISTEP Report No.52, Science and Technology Agency, Japan, June 1997.
 2. Proceeding of the 11th Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Amsterdam, August 31-September 4, 1988.
 3. Proceeding Asian-European Int. Conf. on Plasma Surface Engineering, Seoul, October 5-9, 1997.
 4. Proceeding of the 10th Int. Conf. on Surface Modification of Metals by Ion Beam, Gatlinburg, Tennessee, September 21-26, 1997.

ในหัวข้อที่ 3 จะกล่าวถึงการพัฒนาต้นแบบแหล่งกำเนิดไอออนความเข้มสูงแบบสนามแม่เหล็กกลีบมะเฟือง (multicusp ion source) การพัฒนาแหล่งกำเนิดไอออนโลหะโดยอาศัยการอาร์คในสุญญากาศ (MEVVA) และเครื่องเร่งไอออนเอนกประสงค์ขนาด 30 kV ในส่วนที่เกี่ยวข้องกับการนำไอออนไปใช้งาน ได้นำงานวิจัยทางการปรับปรุงสมบัติเชิงกลของโลหะชนิดต่างๆ โดยใช้ลำไอออน และการนำไอออนไปประยุกต์ทางด้าน ion-bioengineering

สำหรับโครงการต้นแบบซึ่งจะกล่าวถึงในหัวข้อที่ 4 จะเป็นการเตรียมการเพื่อพัฒนา far infrared coherent light source ชนิดความเข้มสูง และการพัฒนา fuel cell test station เพื่อทดสอบผลของไอออนและพลาสมาที่มีต่อ proton exchange membrane และขั้วไฟฟ้าเชื้อเพลิงชนิดดัดใหม่ ที่ใช้ในเซลล์เชื้อเพลิงผลิตกระแสไฟฟ้า ผลงานที่ได้ตีพิมพ์เผยแพร่ (published และ accepted for publication) จะบรรจุอยู่ในภาคผนวก รายงานฉบับนี้มีส่วนที่เป็นทั้งภาษาไทยและภาษาอังกฤษ ตามองค์ประกอบของผู้ร่วมงานในแต่ละโครงการย่อย

2. นิวตรอน

นิวตรอนเป็นอนุภาคอิสระแบบไม่มีประจุที่สำคัญตัวหนึ่ง การที่นิวตรอนไม่มีประจุทำให้นิวตรอนสามารถเข้าทำปฏิกิริยากับนิวเคลียสของไอโซโทปธาตุต่างๆ ได้ทุกระดับพลังงาน ซึ่งเป็นข้อได้เปรียบที่สำคัญเมื่อเทียบกับโฟตอน และอนุภาคประจุ เมื่อนิวตรอนเข้าทำปฏิกิริยานิวเคลียร์กับนิวเคลียสธาตุ จะมีการปลดอนุภาคชนิดต่างๆ ออกมาทั้งที่มีประจุและไม่มีประจุ ขึ้นอยู่กับพลังงานของอนุภาคอิสระและนิวเคลียสเป้า ปฏิกิริยาหลักแบบต่างๆ ที่อาจเกิดขึ้นได้มีดังนี้



สเปกตรัมของอนุภาคทุติยภูมิที่ปลดออกมาตามมุมต่างๆ บ่งบอกให้ทราบถึงกลไกของปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เกิดขึ้น นอกจากนี้พลังงานของรังสีแกมมาที่ปลดออกมาแบบเฉียบพลัน (prompt γ -radiation) หรือที่ปลดออกมาจากการสลายตัวของนิวเคลียสที่เกิดใหม่ อาจบ่งบอกถึงธาตุที่นิวตรอนเข้าทำปฏิกิริยา ซึ่งเป็นหลักการพื้นฐานของเทคนิคในการวิเคราะห์ธาตุแบบหนึ่ง (elemental analysis)

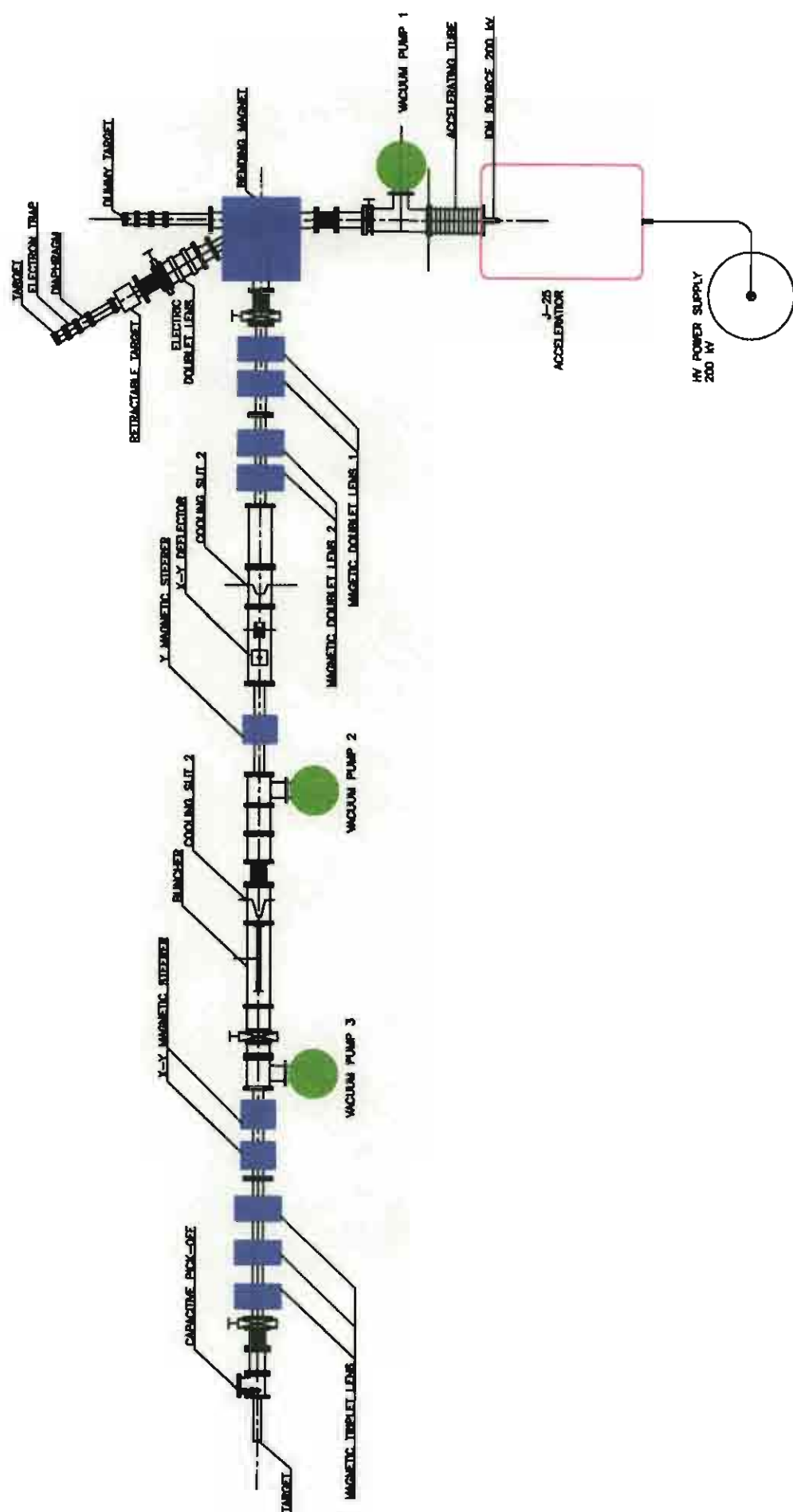
อนุภาคทุติยภูมิที่มีประจุจากปฏิกิริยาที่เหนี่ยวนำโดยนิวตรอน ที่มีพลังงานอยู่ในเรอ์น keV หรือ MeV สามารถเข้าทำปฏิกิริยากับอะตอมของวัสดุเป้าก่อให้เกิดการเปลี่ยนแปลงทางด้านชีวภาพ ซึ่งเป็นพื้นฐานของการรักษามะเร็งแบบใหม่ [5]

รายงานฉบับนี้จะได้กล่าวถึงการศึกษาปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เหนี่ยวนำโดยนิวตรอน ทั้งทางด้านพื้นฐานและด้านการประยุกต์ โดยใช้นิวตรอนสองระดับพลังงานด้วยกัน นิวตรอนพลังงาน 14 MeV ผลิตได้จากปฏิกิริยา $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ ซึ่งมีค่า Q เป็นบวก จึงสามารถผลิตได้โดยใช้เครื่องเร่งอนุภาคพลังงานต่ำ [6] ปฏิกิริยานี้เรียกกันโดยทั่วไปว่าปฏิกิริยา “d-T” เครื่องกำเนิดนิวตรอนพลังงานสูงที่ใช้ในโครงการนี้ เป็นเครื่องกำเนิดนิวตรอนแบบพัลส์ ซึ่งมีความกว้างของพัลส์นิวตรอนอยู่ในเรอ์น nsec (10^{-9} วินาที) ดังแสดงในรูปที่ 2.1 เครื่องกำเนิดนิวตรอนแบบพัลส์ความถี่สูงได้ออกแบบและสร้างและติดตั้งที่อาคารวิจัยนิวตรอนพลังงานสูง มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ [7] สามารถผลิตนิวตรอนด้วยความกว้างพัลส์ตั้งแต่ 1 nsec และความถี่สูงสุด 2 MHz. แต่ละพัลส์มีนิวตรอนประมาณ $3 - 5 \times 10^3$ ตัว และกระแสเฉลี่ยบนเป้าหมายอยู่ในเรอ์น 10 – 30 μA . เครื่องกำเนิดนิวตรอนแบบพัลส์ประเภทเดียวกันนี้ มีใช้งานอยู่ที่ Osaka University และ Japan Atomic Energy Research Institute ประเทศญี่ปุ่น

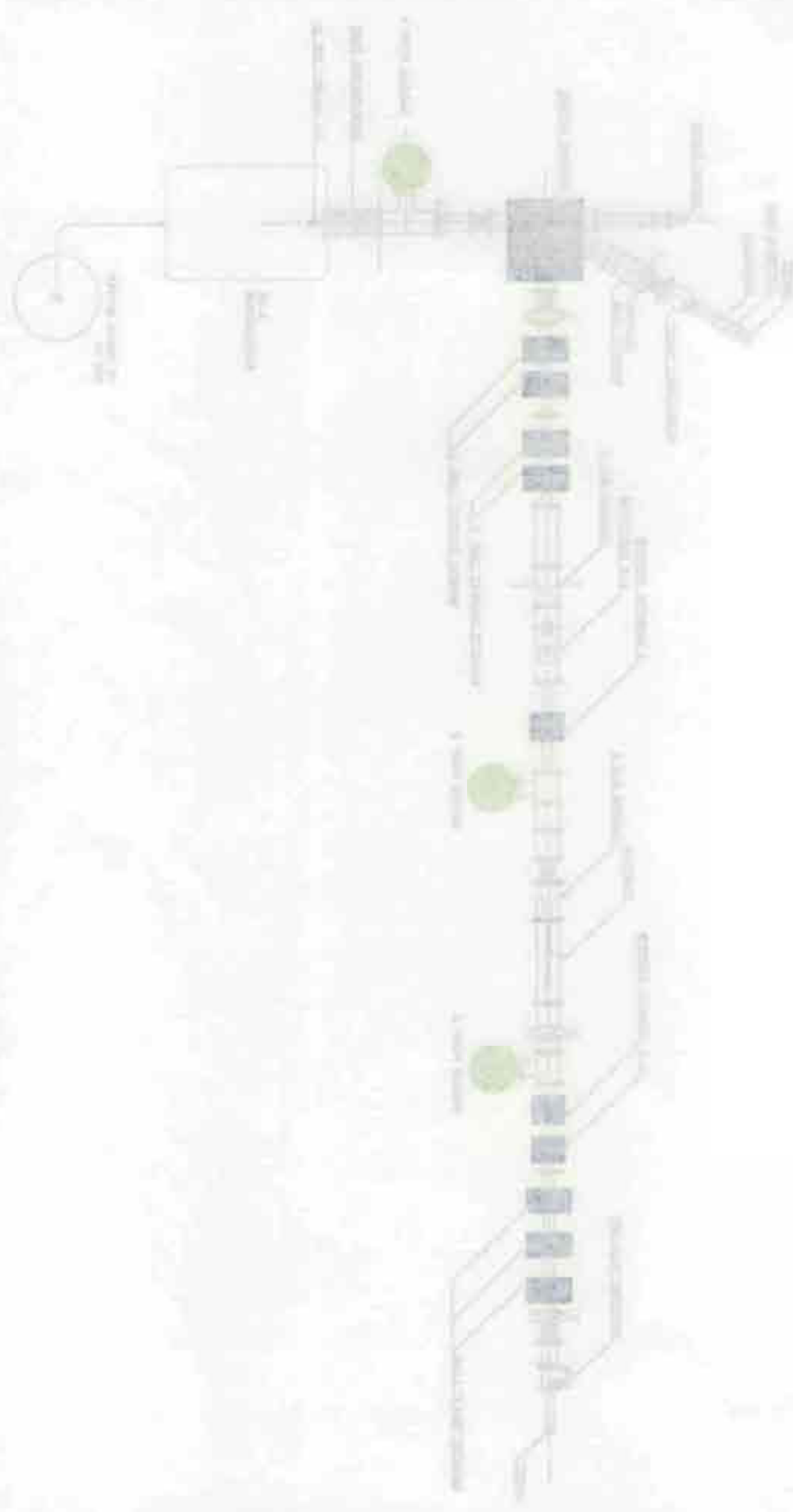
อนุภาคนิวตรอนที่ใช้ในการผลิตนิวตรอนจากปฏิกิริยา d-T ถูกเร่งให้มีพลังงานสูงด้วยศักย์ไฟฟ้าแรงขนาด 150 kV โดยใช้แหล่งกำเนิดไฟฟ้าศักย์สูง 200 kV ที่มีค่าความเสถียรดีกว่า $\pm 0.05\%$ ซึ่งต้องติดตั้งในห้องที่มีค่าความชื้นสัมพัทธ์ต่ำกว่า 70% และอุณหภูมิประมาณ 20°C โครงการฯ ได้ออกแบบห้อง (housing) ใหม่ เพื่อติดตั้งเครื่องกำเนิดนิวตรอนดังแสดงในรูปที่ 2.2 ซึ่งสามารถเดินเครื่องกำเนิดนิวตรอนได้เสถียรดียิ่ง

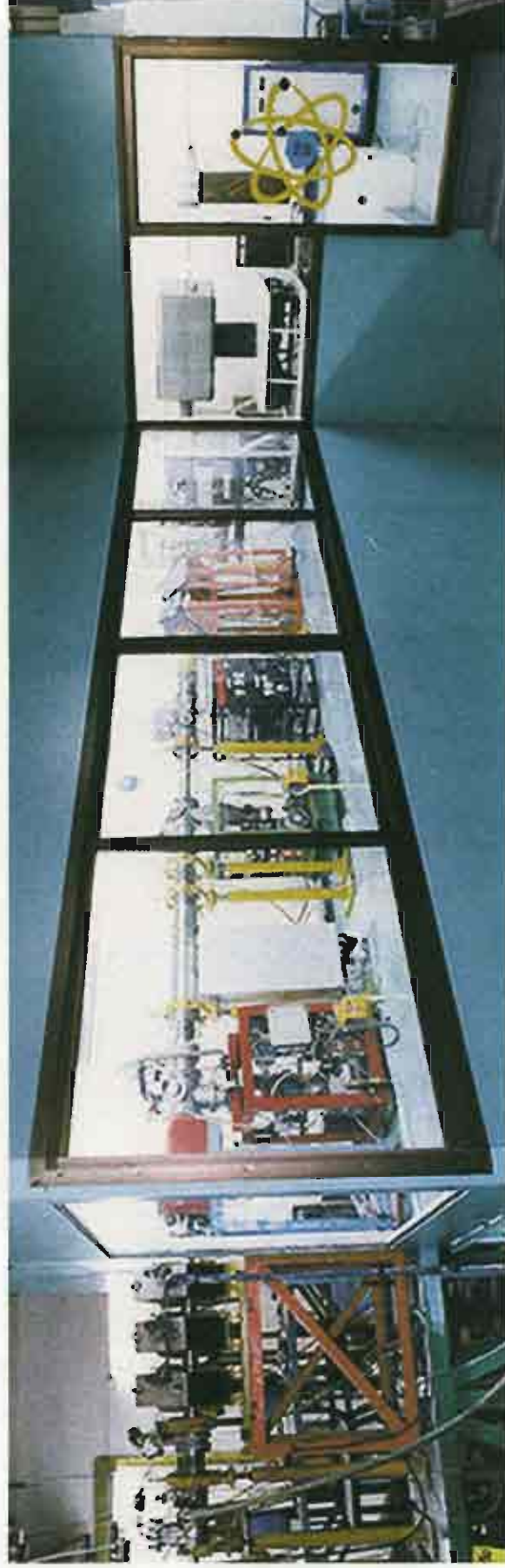
ในการเพิ่มประสิทธิภาพการทำงานเครื่อง pulsed neutron generator เมื่อใช้ในการวัดพลังงานนิวตรอนโดยเทคนิค time-of-flight (TOF) ต้องอาศัยสัญญาณอ้างอิง (reference timing signal) จากพัลส์นิวตรอนที่ตำแหน่งก่อนถึงเป้าหมาย โดยปรกติใช้แบบ capacitive beam pick-off ซึ่งเป็นท่อทองแดงเหนี่ยวนำเพื่อสร้างสัญญาณอ้างอิง แต่ระบบ beam pick-off ที่เคยใช้มามีค่า signal-to-noise ratio ต่ำ สำหรับค่ากระแสนิวตรอนเฉลี่ยประมาณ 5 – 10 μA สัญญาณพัลส์ที่เกิดจาก probe มีค่าสูงกว่า threshold ของเครื่อง discriminator (50 mV) เพียงเล็กน้อย โครงการฯ

-
5. Proceeding of the 1st Int. Sym. on Hadron therapy, Como, October 18-21, 1993
 6. Handbook of Fast Neutron Generator, J. Csikai, CRC. Press, Inc Boca Raton, Florida, 1987.
 7. T. Vilaithong et al., Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Juelich, 1991.



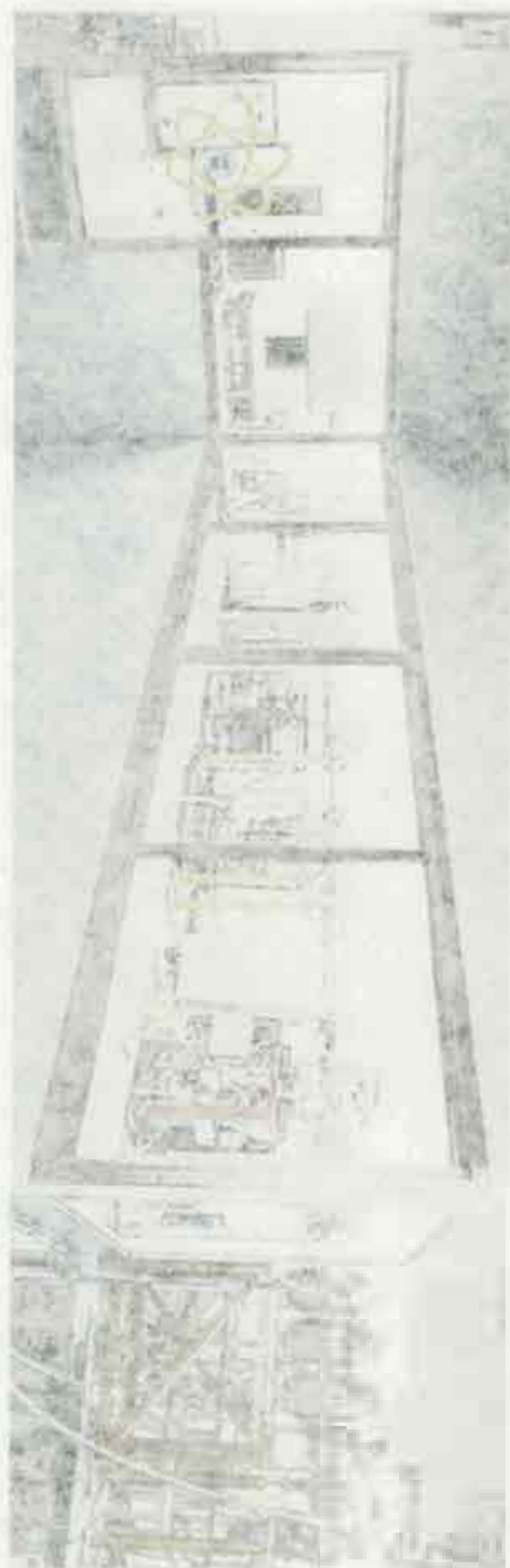
รูปที่ 2.1 ภาพวาดแสดง nsec pulsed neutron generator





รูปที่ 2.2 เครื่องกำเนิดนิวตรอนแบบปัลสส์ ติดตั้งในห้องใหม่ ที่มหาวิทยาลัยเชียงใหม่

Fig. 1. A perspective view of the interior of the building.



จึงได้ติดตั้ง capacitive pick-off probe ตัวใหม่ที่ผลิตจาก บริษัท Princeton Scientific Corp. แห่ง ประเทศสหรัฐอเมริกา ซึ่งให้ค่า signal-to-noise ratio สูง และค่า amplitude ของสัญญาณอ้างอิง สูงขึ้นอีก 25%

แหล่งกำเนิดนิวตรอนอีกชนิดหนึ่งที่ใช้ในโครงการนี้ คือ ^{252}Cf ซึ่งเป็นไอโซโทปที่สลายตัว แบบ spontaneous fission ให้นิวตรอนพลังงานเฉลี่ยประมาณ 2.2 MeV. สเปกตรัมของนิวตรอนที่เกิดจากการแบ่งแยกนิวเคลียสเป็นแบบต่อเนื่องตั้งแต่ 0 ถึง 8 MeV. ^{252}Cf ปลดแกมมาจำนวนหนึ่ง ออกมาพร้อมกับนิวตรอนด้วย [8] แหล่งกำเนิด ^{252}Cf ใช้ในการศึกษาการพัฒนาหัววัดโดสนิวตรอน แบบใหม่ จะได้กล่าวถึงในหัวข้อ 2.3

-
8. W. Mannhart, "Properties of Neutron Source. IAEA-TECDOC-4-10, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, 1987.

2.1 Neutron Emission Spectrum

การวัดสเปกตรัมของนิวตรอนทุติยภูมิที่ปลดออกมาเนื่องจากการเหนี่ยวนำของนิวตรอนพลังงาน 14 MeV ได้ใช้เทคนิค time-of-flight (TOF) วัดเวลาการเคลื่อนที่ของนิวตรอนจากนิวเคลียสเป้าไปยังหัววัดนิวตรอน สัญญาณจับเวลาเริ่มต้นและสุดท้าย ใช้สัญญาณจาก capacitive beam pick-off probe และสัญญาณจากหัววัดนิวตรอน เนื่องจากรังสีแกมมาเคลื่อนที่ด้วยความเร็วคงที่เท่ากับความเร็วของแสง(c) เวลาการเคลื่อนที่ของนิวตรอนจึงวัดเทียบกับเวลาการเคลื่อนที่ของรังสีแกมมา ลู่วิ่งนิวตรอน (flight path) มีความยาว 12 เมตร (ถือว่ายาวที่สุดในโลกสำหรับเครื่องกำเนิดนิวตรอนรุ่นนี้) เวลาที่ใช้ในการเคลื่อนตัวของนิวตรอนพลังงานต่างๆ ไปตามระยะทางที่กำหนดในลู่วิ่ง สัมพันธ์กับพลังงานเริ่มต้น เทคนิคการวัดพลังงานนิวตรอนแบบ TOF เป็นที่ยอมรับกันโดยทั่วไปว่าเป็นเทคนิคที่มีความแม่นยำสูงสุดในขณะนี้ อันาจการจำแนกพลังงานนิวตรอน (energy resolution) คำนวณได้จากสมการดังนี้

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(E + m_n)(E + 2m_n)}{m_n^2} \sqrt{\left\{ \frac{\Delta x(1 - \beta n)}{x} \right\}^2 + \left\{ \frac{\Delta t}{t} \right\}^2} \quad (2.1)$$

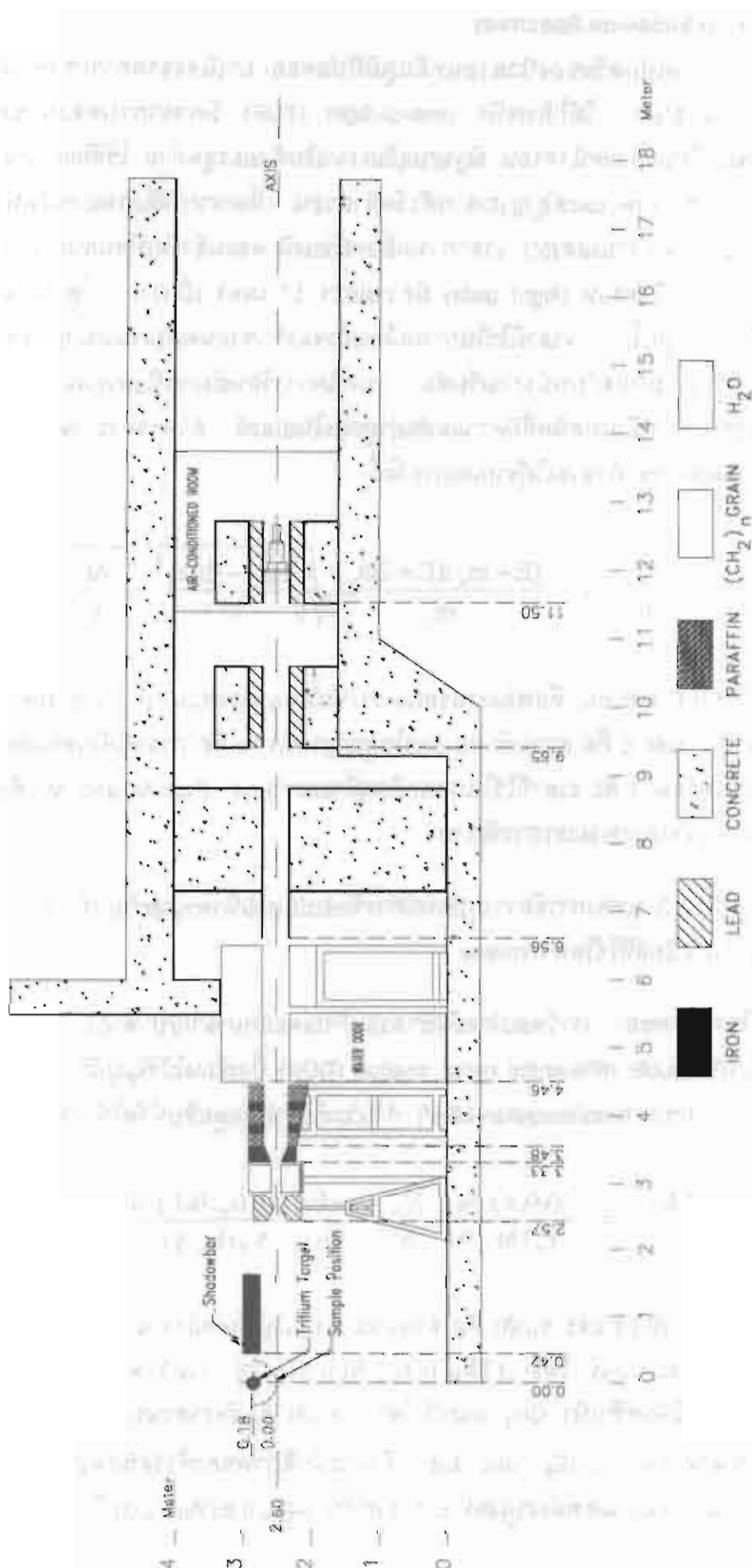
โดยที่ E และ m_n คือพลังงานจลน์และมวลนิ่งของนิวตรอน $\beta = v/c$ เมื่อ v คือ ความเร็วของนิวตรอน และ c คือ ความเร็วของแสงในสุญญากาศ n คือ ดรรชนีหักเหของสารเรืองแสงที่ใช้ทำหัววัดนิวตรอน t คือ เวลาที่ใช้ในการเคลื่อนที่ระยะทาง x ส่วน Δx และ Δt คือค่าความคลาดเคลื่อนในการวัดระยะทางและการจับเวลา

รูปที่ 2.3 แสดงการจัดวางอุปกรณ์การวัดสเปกตรัมนิวตรอนทุติยภูมิ และรูปที่ 2.4 แสดงระบบอิเล็กทรอนิกส์ที่ใช้ในการทดลอง

ในการทดลอง เราวัดสเปกตรัมนิวตรอนที่ปลดออกมาจากเป้าตัวอย่างตามมุมกระเจิงต่างๆ ในรูปของค่า double differential cross section (DDX) ซึ่งเขียนใช้สัญลักษณ์ $d^2\sigma/dE d\Omega$ ค่า DDX (ในหน่วยของ barn/steradian-MeV) คำนวณได้จากข้อมูลดิบที่วัดได้ดังนี้ [9].

$$\frac{d^2\sigma(E_o, \theta, E)}{d\Omega dE} = \frac{Y(\theta, E)}{Y_H(\phi)} \frac{M_H}{M} \frac{N_H}{N} \frac{\epsilon_H(E_\phi)}{\epsilon(E)} \frac{A(E_o, \theta, E)}{A_H(E_o, \phi)} \frac{d\sigma_H(E_o, \phi)}{d\Omega} \frac{1}{\Delta E} \quad (2.2)$$

โดยที่ $Y(\theta, E)$ และ $Y_H(\phi)$ คือ จำนวนนิวตรอนในช่วงพลังงาน $E + \Delta E$ ที่ปลดจากเป้า ตัวอย่างที่มุม θ และ จากเป้าโพลิเอทรีลีน (CH_2) ที่มุม $\phi = 25^\circ$ ตามลำดับ M_H/M คืออัตราส่วนของนิวตรอนปฐมภูมิสำหรับเป้า CH_2 และเป้าใดๆ N_H/N คืออัตราส่วนระหว่างจำนวนไฮโดรเจนและนิวเคลียสในแต่ละเป้า $\epsilon_H(E_\phi)$ และ $\epsilon(E)$ คือประสิทธิภาพของหัววัดนิวตรอน เมื่อนิวตรอนตกกระทบมีพลังงาน E_ϕ และพลังงานจลน์ E ตามลำดับ $A(E_o, \theta, E)/A_H(E_o, \phi)$ คือ สัดส่วนของ multiple



รูปที่ 2.3 การจัดวางอุปกรณ์เพื่อวัดสเปกตรัมของนิวตรอนจาก ^{209}Bi

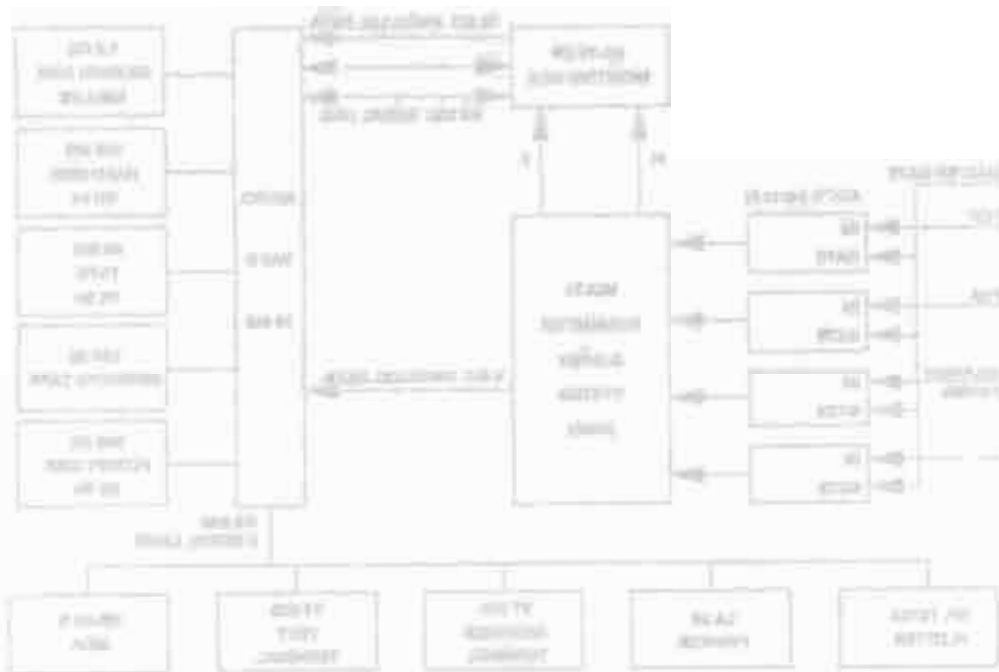
The diagram illustrates the Data Acquisition and Control System (DACS) for the T-15. It shows the flow of data from detectors (TOF, PHA, NEUTRON GAMMA) through ADCs and a Multi-Parameter Buffer System (MBS) to an ND-76 DP Monitor/MCA. It also shows the connection to a Micro VAX II computer, which is linked to various storage devices (1.2 GB EX-HARD DISK EMULEX, 150 MB HARD DISK RD 54, 95 MB TAPE TK 50, TSV 05 MAGNETIC TAPE, 360 KB FLOPPY DISK RX 50) and peripheral devices (HP 7475A PLOTTER, LA 34 PRINTER, VT 240 GRAPHICS TERMINAL, VT 220 TEXT TERMINAL, ND-66 B MCA).

scattering และ attenuation correction factor ระหว่างเป้ากับ CH_2 และ $d\sigma_H(E_0, \phi)/d\Omega$ คือ differential elastic cross section ของ H ที่มุม 25° ซึ่งเป็นค่ามาตรฐาน

ค่า DDX ที่วัดได้ต้องนำไปแก้ (correction) ผลที่เกิดจากการที่จำนวนนิวตรอนปฐมภูมิลดลง เนื่องจากอันตรกิริยากับนิวเคลียสเป้า (beam attenuation) และการที่นิวตรอนทุติยภูมินิวเคลียสเป้าระหว่างที่เคลื่อนเข้าหาหัววัดนิวตรอน (multiple scattering) โครงการฯ ได้ใช้เทคนิค Monte Carlo ในการจำลองพฤติกรรมของนิวตรอนปฐมภูมิและนิวตรอนทุติยภูมิในเป้าที่มีความหนาขนาดต่างๆ ซึ่งมีรายละเอียดกล่าวถึงในหัวข้อย่อยที่ 2.1.2

โครงการฯ ได้วัดค่า DDX ของ ^{209}Bi ที่มุม θ ตั้งแต่ 20° ถึง 150° เสร็จสมบูรณ์ และทำการวิเคราะห์ปฏิกิริยานิวเคลียร์ โดยใช้โปรแกรม EXIFON [10] ซึ่งใช้ทฤษฎีพื้นฐานทางด้าน statistical multistep compound และ multistep direct ทั้งนี้โครงการฯ ได้เพิ่มปฏิกิริยาที่เกิดขึ้นจากการ excitation ของ low lying states ซึ่งสลายตัวโดยปลดนิวตรอนลงในย่านที่ซ้อนทับกันแบบต่อเนื่อง (continuum region) รายละเอียดของผลการทดลองและการคำนวณปฏิกิริยาได้นำเสนอในการประชุมนานาชาติเรื่อง Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, May 19-24, 1997 และตีพิมพ์ในวารสาร Science Asia 25(1999)43. ซึ่งได้แสดงไว้ในภาคผนวก ก

รูปที่ 9-10-1 ก. โปรแกรม EXIFON (version 2.0) สำหรับคำนวณปฏิกิริยานิวเคลียร์



9. H. Kalka (1991) Code EXIFON (version 2.0).

2.1.2 การศึกษาผลของการกระเจิงหลายครั้ง และการลดทอนของนิวตรอนในวัตถุตัวอย่าง รูปทรงกระบอก โดยเทคนิคมอนติคาร์โล

อุดมรัตน์ ทิพวรรณ, สมศรี สิงขรัตน์, ธีรพัฒน์ วิลัยทอง และ สุวิชา รัตนรินทร์
อาคารวิจัยนิวตรอนพลังงานสูง ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ 50200

บทคัดย่อ

โดยเทคนิคมอนติคาร์โล ได้ทำการจำลองเหตุการณ์ของการเกิดการกระเจิงหลายครั้ง และการลดทอนฟลักซ์ของนิวตรอนพลังงานสูง เมื่อเคลื่อนเข้าไปในเป้าตัวอย่างรูปทรงกระบอกตันที่เป็นธาตุหนักชนิดไอโซโทปเดียว การจำลองได้เน้นพิจารณาถึงผลจากขนาดของเป้าตัวอย่าง และสเปกตรัมของนิวตรอนปฐมภูมิที่ปนเปื้อนจากเป้าตรีเทียม การคำนวณได้กำหนด ขนาด รูปร่าง ตำแหน่ง และระยะห่างของเป้าตรีเทียมกับเป้าตัวอย่าง รวมทั้งตำแหน่งของหัววัดนิวตรอน ให้เหมือนกับสถานการณ์จริง ผลลัพธ์จากการจำลองได้นำไปเปรียบเทียบกับผลจากการทดลองจริงจากการวัดค่า double differential neutron emission cross section ของธาตุบิสมัท (^{209}Bi)

บทนำ

เทคนิคการวัดพลังงานของนิวตรอนพลังงานสูงแบบ Time-of-Flight (TOF) ได้รับการยอมรับกันโดยทั่วไปแล้วว่าเป็นเทคนิคที่มีความแม่นยำสูงสุดในขณะนี้ อำนาจการจำแนกพลังงาน (energy resolution) ของอนุภาคนิวตรอน จะแปรผกผันกับระยะทางเคลื่อนตัว (flight path) ของอนุภาคนิวตรอนในรูปของสมการต่อไปนี้

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(E + m_n)(E + 2m_n)}{m_n^2} \sqrt{\left\{ \frac{\Delta x(1 - \beta n)}{x} \right\}^2 + \left\{ \frac{\Delta t}{t} \right\}^2}$$

เมื่อ E และ m_n คือพลังงานและมวลนิ่งของอนุภาคนิวตรอน $\beta = \frac{v}{c}$ เมื่อ v คือ ความเร็วของอนุภาคนิวตรอน, c คือ ความเร็วแสงในสุญญากาศ, η คือ ดรรชนีหักเหของสารเรืองแสงที่ใช้ทำหัววัดรังสีนิวตรอน, t คือเวลาที่อนุภาคนิวตรอนใช้ในการเดินทางที่มีระยะทาง x ซึ่งมีความคลาดเคลื่อน Δx และ Δt คือความคลาดเคลื่อนของระบบการวัดเวลาของระบบอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์

การเพิ่มระยะทางของอนุภาคนิวตรอนมีข้อดีที่ทำให้ระบบการวัดมีอำนาจการจำแนกพลังงานสูงขึ้น ($\Delta E/E$ มีค่าน้อยลง) แต่มีข้อเสียควบคู่ไปด้วยเนื่องจากจำนวนอนุภาคนิวตรอนที่ไปชนหัววัดลดลงตามกฎระยะทางยกกำลังสองผกผัน (inverse square law) ส่งผลในทางปฏิบัติทำให้ต้องใช้เวลาในการเก็บข้อมูลนานขึ้น ซึ่งอาจมีปัญหากจากการเสถียรของระบบอิเล็กทรอนิกส์

การแก้ปัญหานี้ที่สิ้นเปลืองน้อยที่สุดในการวัดค่า double differential cross section (DDX) ก็คือใช้เป้าตัวอย่างที่มีขนาดใหญ่ขึ้น (ดูรูปที่ 1) ซึ่งเป็นการเพิ่มจำนวนนิวเคลียสเป้าหมายนั่นเอง ทำให้มีโอกาสของการเกิดอันตรกิริยา (interaction) สูงขึ้น แต่เมื่อเป้าตัวอย่างมีขนาดใหญ่ขึ้น อนุภาคนิวตรอนมีโอกาสกระเจิงหลายครั้งกับนิวเคลียสเป้า ซึ่งต้องนำมาคิดด้วยในการคำนวณค่า cross section จากข้อมูลดิบ

เพื่อความชัดเจนในการวิเคราะห์จะแยกผลกระทบเนื่องจากขนาดของเป้าตัวอย่างออกเป็น 2 ประเด็นด้วยกัน ดังนี้

(i) ผลจากขนาดของเป้าตัวอย่าง (Sample-size effect)

เนื่องจากเป้าตัวอย่าง เช่น บิสมีทและโพลิเอทรีลีนมีขนาดจำกัดค่าหนึ่ง กล่าวคือมีลักษณะเป็นรูปทรงกระบอกขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 3 เซนติเมตร ยาว 7 เซนติเมตร ดังนั้นเมื่อนิวตรอนปฐมภูมิเคลื่อนเข้าไปในเป้าตัวอย่างจึงมีโอกาสที่จะเกิดการกระเจิงหลายครั้ง (multiple scattering) และเกิดการลดทอน (attenuation) ของฟลักซ์นิวตรอนปฐมภูมิด้วย

(ii) ผลจากนิวตรอนปนเปื้อน (contaminant neutrons effect)

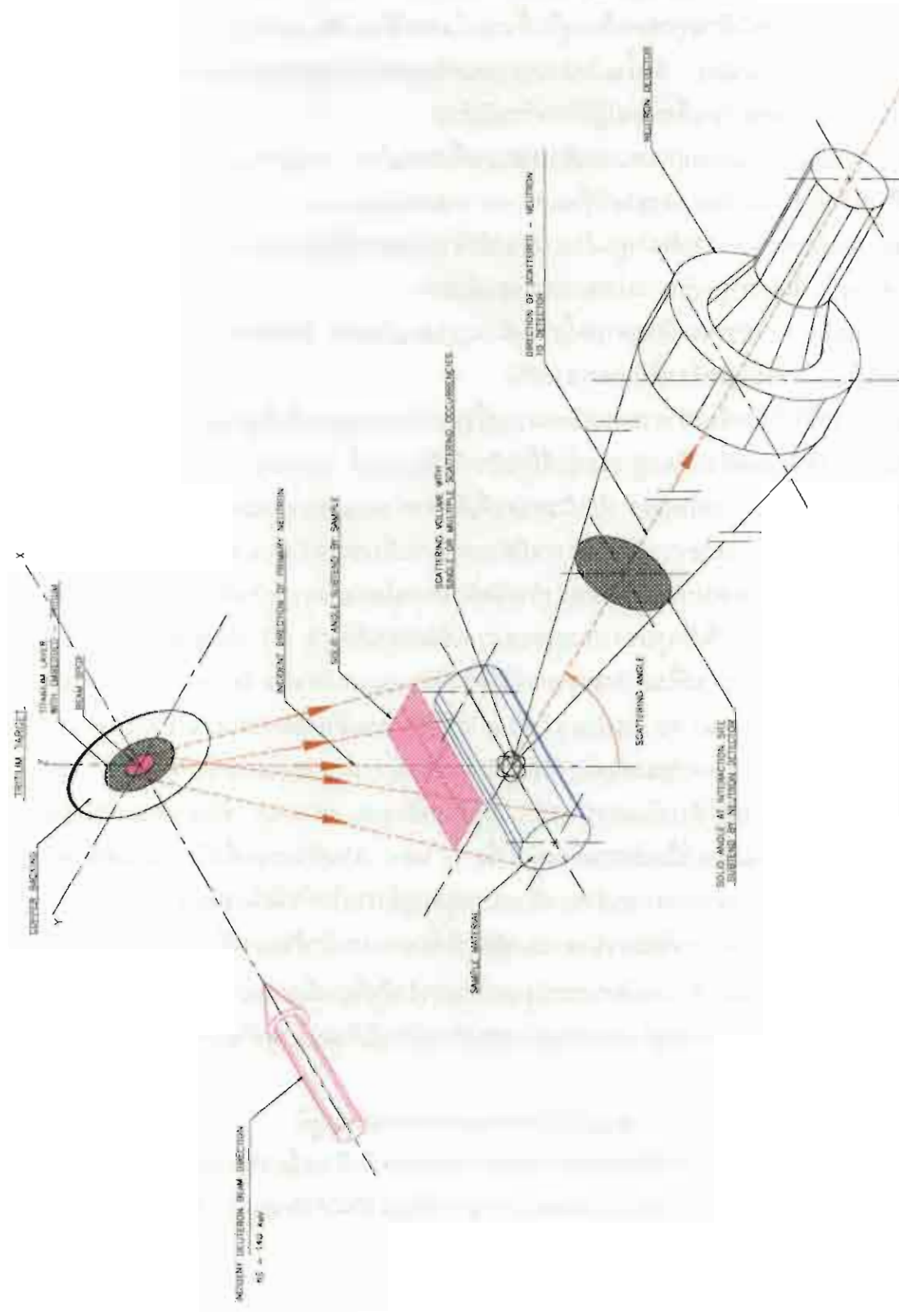
เนื่องจากแหล่งกำเนิดนิวตรอนสามารถผลิตนิวตรอนปฐมภูมิพลังงาน 14 MeV บริสุทธิ์ แต่ยังประกอบด้วยนิวตรอนปนเปื้อนที่มีพลังงานต่ำกว่า 12 MeV ลงมา ซึ่งเกิดมาจากสมบัติเชิงนิวเคลียร์ของแหล่งกำเนิดนิวตรอนเอง หรือเกิดจากการกระเจิงของนิวตรอนปฐมภูมิภายในเป้าตรีเทียม ดังนั้นจึงมีโอกาสที่นิวตรอนปนเปื้อนเหล่านี้จะเข้าชนกับเป้าตัวอย่างเกิดอันตรกิริยากับนิวเคลียสในเป้าตัวอย่าง แล้วกระเจิงไปเข้าหัววัดรังสีนิวตรอนได้เหมือนกัน นอกจากนี้การกระเจิงหลายครั้งและการลดทอน ฟลักซ์ก็เกิดขึ้นกับบรรดานิวตรอนปนเปื้อนได้เช่นเดียวกัน

ดังนั้นในการวิเคราะห์ค่า DDX จึงจำเป็นที่ต้องมีการแก้ไขผลของการกระเจิงหลายครั้งและการลดทอนของฟลักซ์ของนิวตรอนเนื่องจากสาเหตุดังกล่าวข้างต้น โดยการจำลองเหตุการณ์ (simulation) ด้วยเทคนิคมอนติคาร์โล (Monte Carlo) โดยใช้โปรแกรมคอมพิวเตอร์ SYNTHIA ของ Baba และคณะ^[1] แห่งมหาวิทยาลัย Tohoku ประเทศญี่ปุ่น ผลลัพธ์จากการจำลองได้นำไปเปรียบเทียบกับผลจากการทดลองจริงของการวัดค่า DDX ของธาตุบิสมีท (^{209}Bi)^[2]

วิธีการ

2.1 รูปร่างและลักษณะการกระจายพลังงานของนิวตรอนปฐมภูมิ

ในทางทฤษฎี พลังงานของนิวตรอนปฐมภูมิที่เกิดจากปฏิกิริยารวมตัว (fusion reaction) แบบดิวเทรอนกับตรีเทียม (d-T) จะมีลักษณะเป็นแบบพลังงานเดี่ยว (monoenergetic) แต่ในทาง



รูปที่ 1 แสดงลักษณะและหลักการสำคัญของการทดลองวัดค่า DDX ด้วยเทคนิค TOF แต่เพื่อความชัดเจนในที่นี้จึงไม่ได้แสดงรูปของ Shadow Bar, Collimator และ Shielding ของหัววัดรังสีนิวตรอนไว้ด้วย

การทดลองจริงแล้วพลังงานของนิวตรอนมีลักษณะการกระจายเป็นรูปเกาส์เซียนพีค (Gaussian peak) ดังแสดงในรูปที่ 2 เนื่องจากผลกระทบต่างๆดังต่อไปนี้^[3]

(ก) ผลเนื่องจากการลดทอนของพลังงานของนิวตรอนที่ตกกระทบกับเป้าตรีเทียมชนิดแข็ง ซึ่งเป็นเป้าแบบที่ตรีเทียมถูกดูดกลืนอยู่ในชั้นของโลหะที่มีสมบัติดูดกลืนก้ำขกลุ่มไฮโดรเจนได้ดี เช่น ไททาเนียม เป็นต้น ดังนั้นเมื่อนิวตรอนเคลื่อนเข้าไปจะถูกลดทอนพลังงานลงโดยชั้นความหนาของไททาเนียม ก่อนที่จะทำปฏิกิริยากับตรีเทียม

(ข) ผลเนื่องจากการมุดกกระทบของนิวตรอนที่เปลี่ยนไป เพราะเกิดการกระเจิงหลายครั้งภายในเป้า ทำให้มุมกระเจิงของนิวตรอนที่ออกมาคลาดเคลื่อนไปจากความจริง

(ค) ผลเนื่องจากขนาดเส้นผ่าศูนย์กลางของลำนิวตรอนที่มีขนาดใหญ่ ซึ่งในการทดลองครั้งนี้ขนาดของบีมมีเส้นผ่าศูนย์กลางประมาณ 1 เซนติเมตร

(ง) ผลเนื่องจากการกระเจิงหลายครั้งของนิวตรอนภายในเป้า ทำให้พลังงานและมุมกระเจิงของนิวตรอนที่ออกมาคลาดเคลื่อนไปจากความจริง

นอกจากนี้ยังมีผลเนื่องมาจากกระเจิงหลายครั้งของนิวตรอนภายในที่ฐานรองรับเป้า ซึ่งชั้นของไททาเนียม-ตรีเทียมเคลือบติดอยู่ รวมทั้งที่ยึดเป้าตรีเทียม อาทิ วงแหวนยาง(O-ring)และท่อนำลำอนุภาคนิวตรอน^[4] รวมทั้งอาจจะเป็นนิวตรอนที่เกิดจาก parasitic reaction (d-D, d-C และ d-O) ซึ่งทำให้ลักษณะการกระจายของพลังงานมีค่าแผ่ออกไปในช่วงพลังงานต่ำๆ

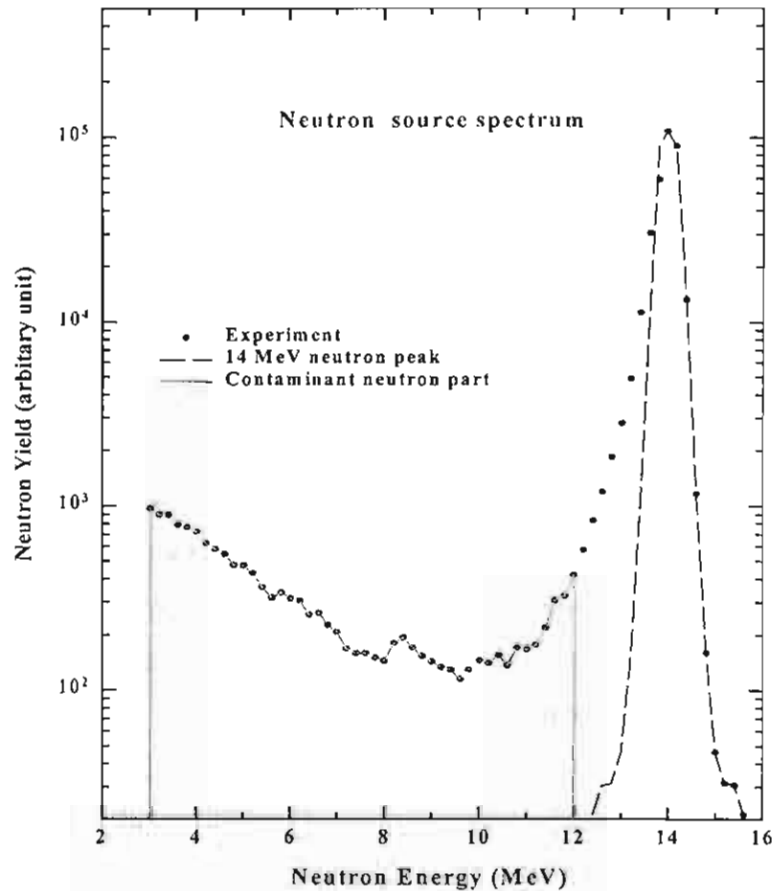
จากการทดลองวัดสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดนิวตรอนโดยตรงจากเป้าตรีเทียมโดยใช้หัววัดรังสีนิวตรอนชนิด NE-213 ที่เป็นรูปทรงกระบอกขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 5.1 เซนติเมตร หนา 5.1 เซนติเมตร โดยนำไปวางแทนที่ในตำแหน่งของหัววัดรังสีนิวตรอนหลักชนิด BC-501 ขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 25 เซนติเมตร หนา 10 เซนติเมตร ซึ่งวัดได้รูปร่างและลักษณะการกระจายของพลังงานดังแสดงในรูปที่ 2 โดยที่สเปกตรัมของแหล่งกำเนิดนิวตรอน มีการกระจายของพลังงานตั้งแต่ 3 ถึง 15 MeV ซึ่งเป็นการผสมอยู่ด้วยกันของนิวตรอนปฐมภูมิพลังงาน 14 MeV ที่มีลักษณะเป็นยอดแหลม และนิวตรอนป้อนที่มีพลังงานตั้งแต่ 3 ถึง 12 MeV ส่วนนิวตรอนที่บริเวณไหล่ที่มีพลังงานประมาณ 13 MeV เกิดจากการกระเจิงของนิวตรอนทุติยภูมิภายในหัววัดนิวตรอนเอง^[5]

2.2 การจำลองสเปกตรัมของนิวตรอนทุติยภูมิที่ปลดจากเป้าตัวอย่างที่พลังงานต่างๆและมุมกระเจิง θ ต่างๆ ได้จำลองขึ้นโดยพิจารณาถึงประเด็นต่างๆที่เกี่ยวข้องด้วย คือ

(ก) ขนาด รูปร่าง ตำแหน่ง และระยะห่างระหว่างเป้าตรีเทียม ภาตตัวอย่าง และหัววัดรังสีนิวตรอน

(ข) รูปร่าง และลักษณะการกระจายพลังงานของนิวตรอนปฐมภูมิ

(ค) ชนิดของปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เกิดขึ้นระหว่างนิวตรอนกับนิวเคลียสของเป้าตัวอย่าง โดยใช้ฐานข้อมูลนิวเคลียร์(nuclear data libraries) จากฐานข้อมูล ENDF/B-VI และ JENDL-3.1



รูปที่ 2 สเปกตรัมของแหล่งกำเนิดของนิวตรอนที่วัดได้จากการทดลอง ซึ่งประกอบด้วย นิวตรอนปฐมภูมิพลังงาน 14 MeV และนิวตรอนปนเปื้อนที่มีพลังงานตั้งแต่ 3 ถึง 12 MeV

สำหรับการคำนวณการจำลองเหตุการณ์ที่จะเกิดขึ้นในการทดลองจริงนั้นได้ดำเนินการตามลำดับ ดังนี้

(i) การจำลองนิวตรอนปฐมภูมิที่เกิดขึ้นในเป้าทรีเทียม

จากรูปที่ 1 เมื่อลำตัวเทอรอนตกกระทบเป้าทรีเทียม ตำแหน่งของการเกิดนิวตรอนปฐมภูมิ ภายในเป้าหาได้ด้วยการสุ่ม โดยคำนึงถึงพลังงาน และขนาดของลำตัวเทอรอน สำหรับพลังงานของ นิวตรอนปฐมภูมินั้นคำนวณจาก kinematic และ angular distribution และคำนวณฟลักซ์ของ นิวตรอนที่ตกกระทบเป้าตัวอย่าง โดยอาศัยมุมตัน (solid angle) ที่รองรับของเป้าตัวอย่าง

ขั้นตอนต่อมา คือ สุ่มตำแหน่งและมุมที่นิวตรอนไปชนกับผิวของเป้าตัวอย่าง ส่วนตำแหน่ง ที่เกิดอันตรกิริยานั้นได้จากการสุ่มค่า path length คือระยะทางที่นิวตรอนปฐมภูมิสามารถเคลื่อนที่ เข้าไปภายในเป้าตัวอย่างได้ก่อนที่จะเกิดอันตรกิริยา ซึ่งขึ้นอยู่กับค่าพลังงานของนิวตรอนและค่า

total cross section ของเป้าตัวอย่าง ขั้นตอนนี้ได้รวมการคำนวณค่าเฉลี่ยของการลดทอนของ ฟลักซ์นิวตรอนด้วย

(ii) การจำลองการเกิดอันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนกับนิวเคลียสของเป้าตัวอย่าง

สำหรับกรณีที่เป้าตัวอย่างเป็นสารประกอบเช่น โพลีเอทรีน $[(CH_2)_n]$ จะต้องมีการสุ่มชนิด นิวเคลียสที่นิวตรอนเข้าชนก่อน เนื่องจากโอกาสที่นิวตรอนจะเกิดอันตรกิริยากับนิวเคลียสชนิดใด นั้น ขึ้นอยู่กับสัดส่วนโดยน้ำหนักและค่า total cross section ของนิวเคลียสชนิดนั้นๆ ซึ่งขึ้นอยู่กับ พลังงานของนิวตรอนปฏุมภูมิเช่นกัน หลังจากนั้นก็จะสุ่มชนิดของปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เกิดขึ้น ระหว่างนิวตรอนปฏุมภูมิกับชนิดของนิวเคลียสที่สุ่มได้จากข้างต้น โดยอาศัยอัตราส่วนระหว่างค่า cross section ของแต่ละชนิดของปฏิกิริยานิวเคลียร์สำหรับนิวเคลียสชนิดนั้นๆ เช่น elastic(n,n) หรือ inelastic(n,n') เป็นต้น

(iii) การจำลองการเกิดอันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนทุติยภูมิกับนิวเคลียสของเป้าตัวอย่าง

นิวตรอนทุติยภูมิจากการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบต่างๆ มีค่า angular distribution ซึ่งนำ มาใช้ในการสุ่มทิศทางของนิวตรอนทุติยภูมิ ส่วนพลังงานของนิวตรอนทุติยภูมิหลังการกระเจิงกับ เป้าตัวอย่างที่เป็นยอดแหลมในสเปกตรัม คำนวณโดยอาศัย kinematic และ Q-value ส่วนในย่าน continuum คำนวณโดยอาศัย energy distribution

เนื่องจากผลจากขนาดของเป้าตัวอย่างดังที่กล่าวในข้างต้นนั้น ในขั้นตอนนี้จึงต้องมีการสุ่ม ค่า mean free path อีกครั้ง เพื่อดูว่านิวตรอนยังอยู่ภายในเป้าตัวอย่างหรือไม่ ถ้ายังอยู่ก็แสดงว่า นิวตรอนนั้นเกิดอันตรกิริยา(กระเจิง)ขึ้นอีก ซึ่งก็จะต้องกลับไปทำการสุ่มตามแบบกระบวนการที่ (ii) อีกครั้ง จนกว่านิวตรอนตัวนั้นหลุดพ้นจากเป้าตัวอย่างไปแล้ว

ดังนั้นนิวตรอนที่ออกพ้นจากเป้าตัวอย่างแล้วไปเข้าชนหัววัดนิวตรอน จะถูกจำแนกตาม จำนวนครั้งที่เกิดการกระเจิงในเป้าตัวอย่าง ทิศทางหรือมุมกระเจิง และพลังงานของนิวตรอน การ คำนวณจำนวนนิวตรอนทั้งหมดที่ไปชนหัววัดนิวตรอนได้ใช้มุมตันที่รองรับของหัววัดนิวตรอน รวม ทั้งคำนวณการลดทอนของฟลักซ์นิวตรอนที่ไปเข้าหัววัด

ผลลัพธ์ของการจำลองจะอยู่ในรูปของสเปกตรัมที่สัมพันธ์กับพลังงานของนิวตรอน โดยแบ่ง ได้เป็น 3 แบบ คือ

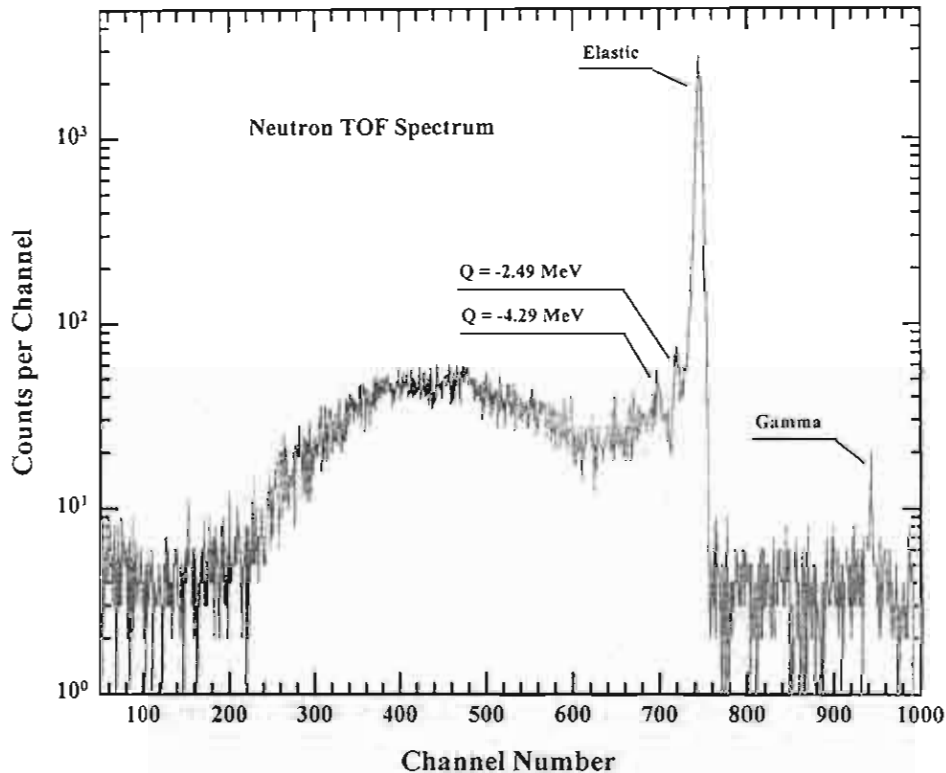
ก) $I(E, \theta, E')$ คือ สเปกตรัมการกระเจิงอุดมคติ(ideal scattering spectrum) ซึ่งตัดผลที่จะ เกิดจากการกระเจิงหลายครั้ง และการลดทอนของฟลักซ์ออกไป

ข) $N_n(E, \theta, E')$ คือ สเปกตรัมที่ได้หลังเกิดการกระเจิงในแต่ละ n ครั้ง โดยที่ $n=1, 2, 3$ และ 4 ซึ่งพิจารณาถึงผลเนื่องจากการลดทอนของฟลักซ์ด้วย

ค) $R(E, \theta, E')$ คือ สเปกตรัมการกระเจิงจริง(real scattering spectrum) ซึ่งเป็นผลรวมของ สเปกตรัม $N_n(E, \theta, E')$ ตั้งแต่ $n=1$ ถึง 4

เพื่อให้สเปกตรัมที่จำลองได้เหล่านี้สอดคล้องกับผลการทดลองจริง จึงต้องแผ่กระจาย สเปกตรัมที่ได้ (smeared) ออกด้วย Gaussian resolution function ที่หาจากความกว้างของยอด รังสีแกมมาที่วัดได้จากการทดลอง ในการวัดพลังงานของนิวตรอนด้วยเทคนิค TOF ได้วัดพลังงาน

ของนิวตรอนโดยการวัดเวลาที่นิวตรอนที่มีพลังงานต่างๆใช้ในการเคลื่อนที่ในระยะทางที่กำหนดสัมพันธ์กับเวลาที่ใช้ในการเคลื่อนที่ของยอดรังสีแกมมาจึงใช้เป็นจุดอ้างอิงเวลา (ดูรูปที่ 3) ความกว้างของพีครังสีแกมมาประมาณเสมือนเป็นความคลาดเคลื่อนที่มีผลต่อพลังงานของนิวตรอนทุติยภูมิ



รูปที่ 3 สเปกตรัม TOF ของนิวตรอน ของ Bi sample ซึ่งประกอบด้วยพีคของแกมมา

2.3 การพิจารณาผลกระทบจากนิวตรอนปนเปื้อน

เนื่องจากการจำลองนิวตรอนที่เกิดในปฏิกิริยาในขั้นตอนที่ 1 ของหัวข้อ 2.2 นั้นไม่ได้ครอบคลุมผลกระทบต่างๆที่กล่าวในหัวข้อ 2.1 ดังนั้นในขั้นตอนนี้ได้เปลี่ยนไปใช้วิธีสุ่มพลังงานและจำนวนของนิวตรอนจากสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดนิวตรอนที่วัดได้โดยตรงจากปฏิกิริยาเทียมแทน โดยจะแยกเป็นการจำลอง 2 กรณี คือ

(ก) กรณีนิวตรอนปฐมภูมิพลังงาน 14 MeV ที่มีลักษณะเป็นยอดแหลม

(ข) กรณีนิวตรอนปนเปื้อนที่มีพลังงานต่อเนื่อง ตั้งแต่ 3 ถึง 12 MeV

หากผลรวมของสเปกตรัมการกระเจิงจริงจากทั้งสองกรณีที่จำลองได้นั้น สอดคล้องกับสเปกตรัม DDX ที่วัดได้จากการทดลองจริง จึงจะถือว่าผลของการจำลองเหตุการณ์นี้มีความถูกต้องตามความเป็นจริง ก่อนที่จะทำการเปรียบเทียบสเปกตรัมกัน ได้ normalized สเปกตรัมทั้งหมดที่จำลองได้ด้วยค่าคงที่ค่าหนึ่ง ซึ่งหาได้จากการเฉลี่ยตลอดทุกมุมกระเจิง ดังนั้นทำให้ผลของการเปรียบเทียบจึงเป็นเพียงเพื่อที่จะใช้เป็นแนวทางเท่านั้น เพื่อหลีกเลี่ยงความผิดพลาดเนื่องจากการใช้ค่าคงที่ที่ไม่ถูกต้องในการ normalized ได้ใช้วิธีการหาค่าอัตราส่วนระหว่างสเปกตรัมการกระเจิง

อุดมคติจากนิวตรอนปฐมภูมิพลังงาน 14 MeV กับผลรวมของสเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปฐมภูมิพลังงาน 14 MeV กับสเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปนเปื้อน แล้วจึงนำค่าอัตราส่วนที่ได้ไปคูณกับสเปกตรัม DDX ที่วัดได้จากการทดลองจริง สำหรับการแก้ไขผลของการกระเจิงหลายครั้งและการลดทอนฟลักซ์ของนิวตรอน

ผลการศึกษาและวิจัย

3.1 ผลการจำลองสเปกตรัมการกระเจิงในแต่ละครั้งจากนิวตรอน 14 MeV

- เป้าตัวอย่างมีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 3.0 เซนติเมตร

จากรูปที่ 4 เมื่อใช้สเปกตรัมที่จำลองได้ของการกระเจิง 1 ครั้งเป็นตัวอ้างอิง สเปกตรัมของการกระเจิง 2 ครั้ง มีสัดส่วนประมาณ 19 ถึง 34 เปอร์เซ็นต์ในตลอดช่วงพลังงานของนิวตรอน ส่วนสเปกตรัมของการกระเจิง 3 ครั้งมีสัดส่วนประมาณ 2 ถึง 7 เปอร์เซ็นต์ และสเปกตรัมของการกระเจิง 4 ครั้งต่ำมากเมื่อเทียบกับสเปกตรัมของการกระเจิง 1 ครั้ง จึงตัดทิ้งไปได้

- เป้าตัวอย่างมีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 1.3 เซนติเมตร

จากรูปที่ 5 เมื่อเปรียบเทียบกับกรณีเป้าตัวอย่างขนาด 3 ซม.แล้ว สัดส่วนของสเปกตรัมของการกระเจิง 2 ครั้งต่อการกระเจิง 1 ครั้งลดลงมากโดยในช่วงนิวตรอนพลังงาน 3 ถึง 6 MeV ลดลงเหลือเพียงประมาณ 10 ถึง 15 เปอร์เซ็นต์เท่านั้น และในช่วงนิวตรอนพลังงาน 6 MeV ขึ้นไป มีเพียงประมาณ 1 เปอร์เซ็นต์ ส่วนสเปกตรัมของการกระเจิงมากกว่า 2 ครั้งขึ้นไปนั้นมีค่าต่ำมาก ซึ่งตัดทิ้งได้

3.2 ผลการจำลองสเปกตรัมการกระเจิงอุดมคติ, สเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอน 14 MeV และสเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปนเปื้อน

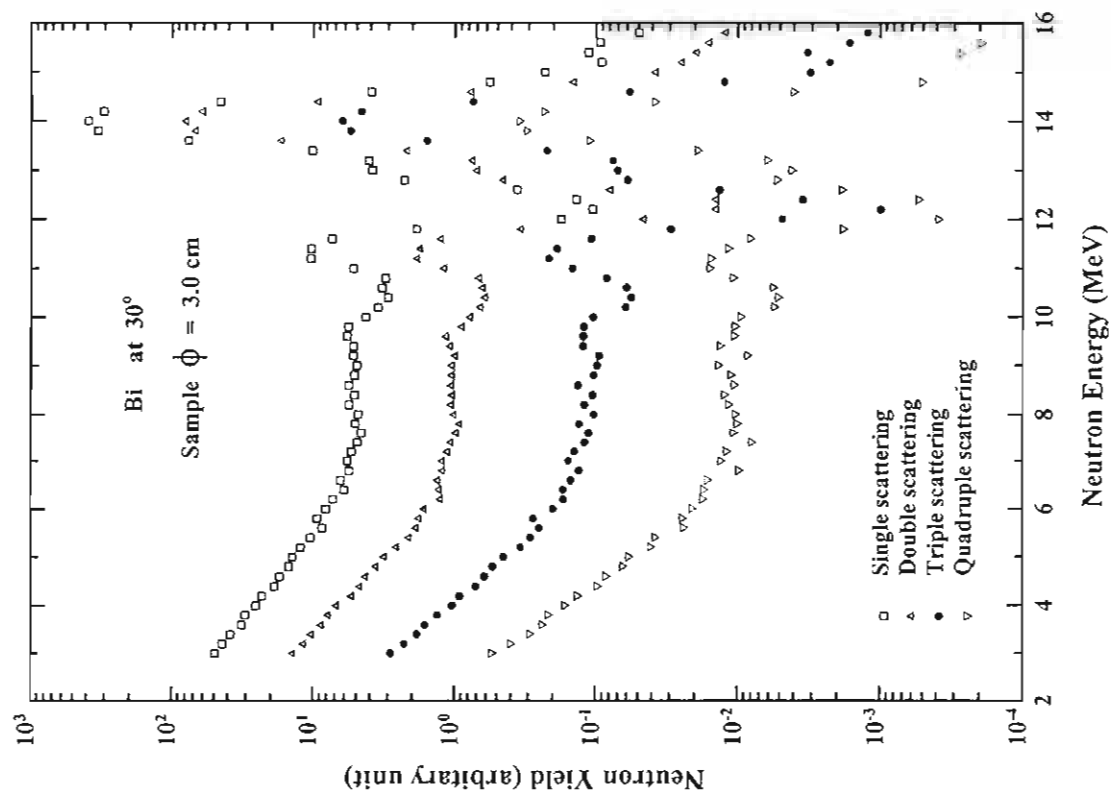
- เป้าตัวอย่างมีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 3 เซนติเมตร

(i) ผลจากขนาดของเป้าตัวอย่างจากนิวตรอนปฐมภูมิ 14 MeV

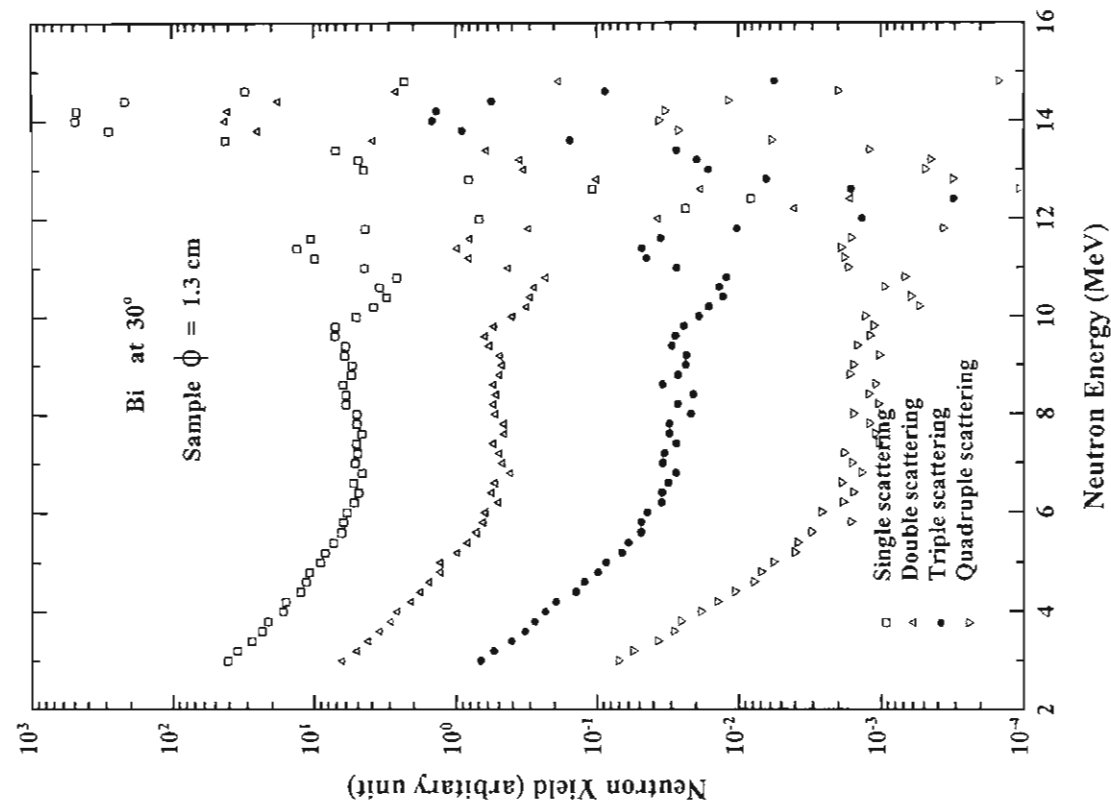
สเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปฐมภูมิ 14 MeV จะต่ำกว่าสเปกตรัมการกระเจิงอุดมคติ ดังรูปที่ 6 ทั้งนี้เป็นผลเนื่องมาจากการลดทอนฟลักซ์ของนิวตรอน

(ii) ผลจากนิวตรอนปนเปื้อน

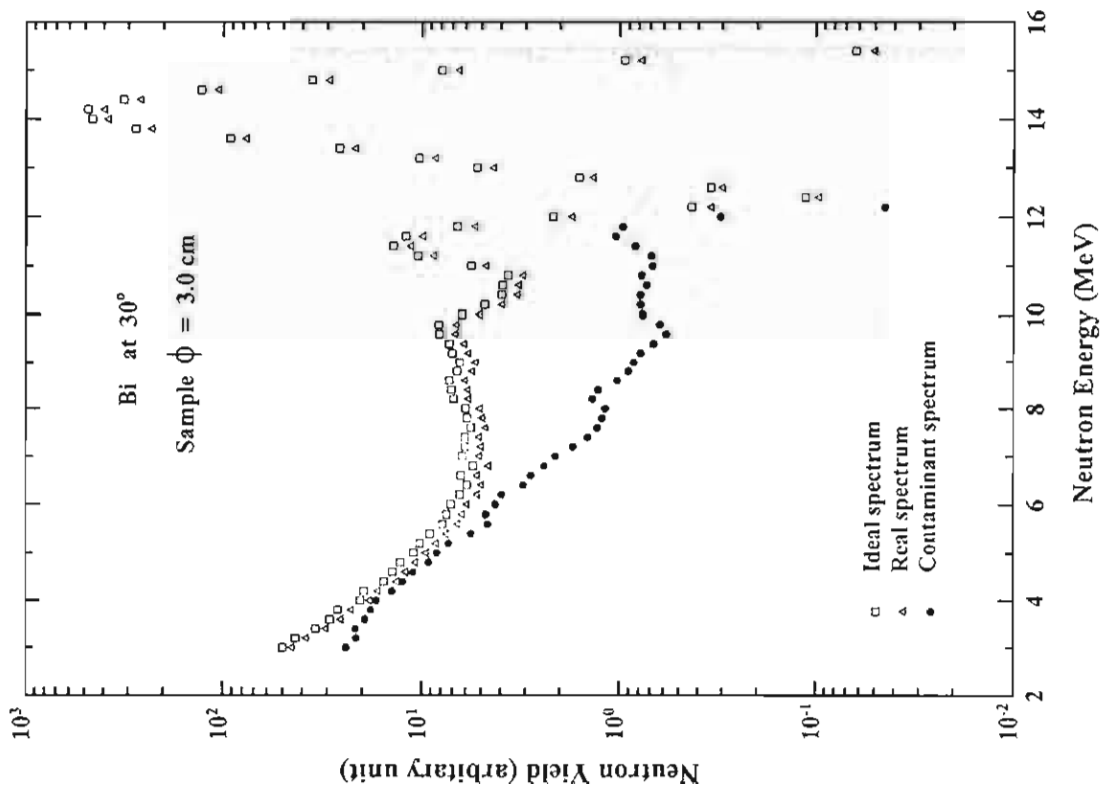
สัดส่วนของสเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปนเปื้อน ในช่วงที่พลังงานตั้งแต่ 3 ถึง 6 MeV เมื่อเทียบกับสเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอน 14 MeV มากจนเกือบถึง 100 เปอร์เซ็นต์ ทั้งนี้คงเป็นเพราะว่าที่มุมกระเจิงต่ำๆนั้น โอกาสของการเกิดการกระเจิงแบบยืดหยุ่น (elastic scattering) ของนิวตรอนที่มีพลังงานต่ำมีค่าสูงมาก และมากกว่าอันตรกิริยาแบบอื่น รวมทั้งเมื่อ



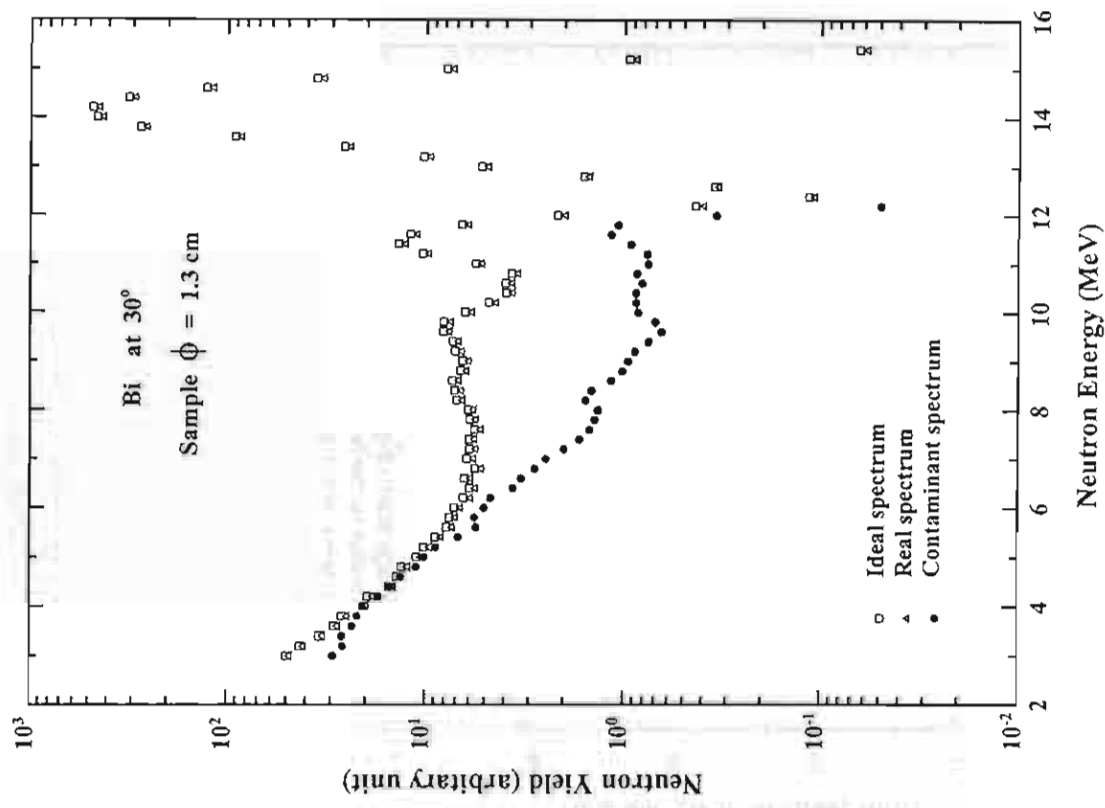
รูปที่ 4 ผลการจำลองสเปกตรัมการกระเจิง 1, 2, 3 และ 4 ครั้ง ที่มุมกระเจิง 30 องศา ของ Bi sample ที่มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 3.0 ซม



รูปที่ 5 ผลการจำลองสเปกตรัมการกระเจิง 1, 2, 3 และ 4 ครั้ง ที่มุมกระเจิง 30 องศา ของ Bi sample ที่มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 1.3 ซม



รูปที่ 6 ผลการจำลองสเปกตรัมการกระเจิงอุณหภูมิต่ำ, สเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปฐมภูมิ 14 MeV และสเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนป้อนเป็นไอออนที่มีมุมกระเจิง 30 องศาของ Bi sample ที่มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 3.0 ซม



รูปที่ 7 ผลการจำลองสเปกตรัมการกระเจิงอุณหภูมิต่ำ, สเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปฐมภูมิ 14 MeV และสเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนป้อนเป็นไอออนที่มีมุมกระเจิง 30 องศาของ Bi sample ที่มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 1.3 ซม

พิจารณาจากรูปที่ 2 จะเห็นว่านิวตรอนปนเปื้อนในช่วงพลังงานนี้ก็มีมากกว่าช่วงอื่น ดังนั้นเมื่อเกิดการกระเจิงแบบยืดหยุ่นกับบิสมีทซึ่งเป็นธาตุหนัก ทำให้นิวตรอนสูญเสียพลังงานลงเพียงเล็กน้อย จึงเป็นผลให้สเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปนเปื้อนในช่วงนี้มีค่ามาก

- เป้าตัวอย่างมีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 1.3 เซนติเมตร

(i) ผลจากขนาดของเป้าตัวอย่างจากนิวตรอนปฐมภูมิ 14 MeV

การคำนวณพบว่าสเปกตรัมการกระเจิงจริงเกือบเท่ากับสเปกตรัมการกระเจิงอุดมคติ ดังแสดงในรูปที่ 7 แสดงว่าเกิดการลดทอนฟลักซ์ของนิวตรอนน้อยมาก สำหรับเป้าตัวอย่างขนาดเล็ก

(ii) ผลจากนิวตรอนปนเปื้อน

สเปกตรัมการกระเจิงจริงจากนิวตรอนปนเปื้อนเมื่อเปรียบเทียบกับกรณีเป้าตัวอย่างขนาด 3 ซม แล้วผลที่ได้เกือบคล้ายกัน แต่มีค่าสูงกว่าเล็กน้อย เนื่องจากการลดทอนฟลักซ์ของนิวตรอนมีน้อยลง

3.3 ผลของการจำลองด้วยโปรแกรม SYNTHIA เปรียบเทียบกับผลที่ได้จากการทดลองจริง

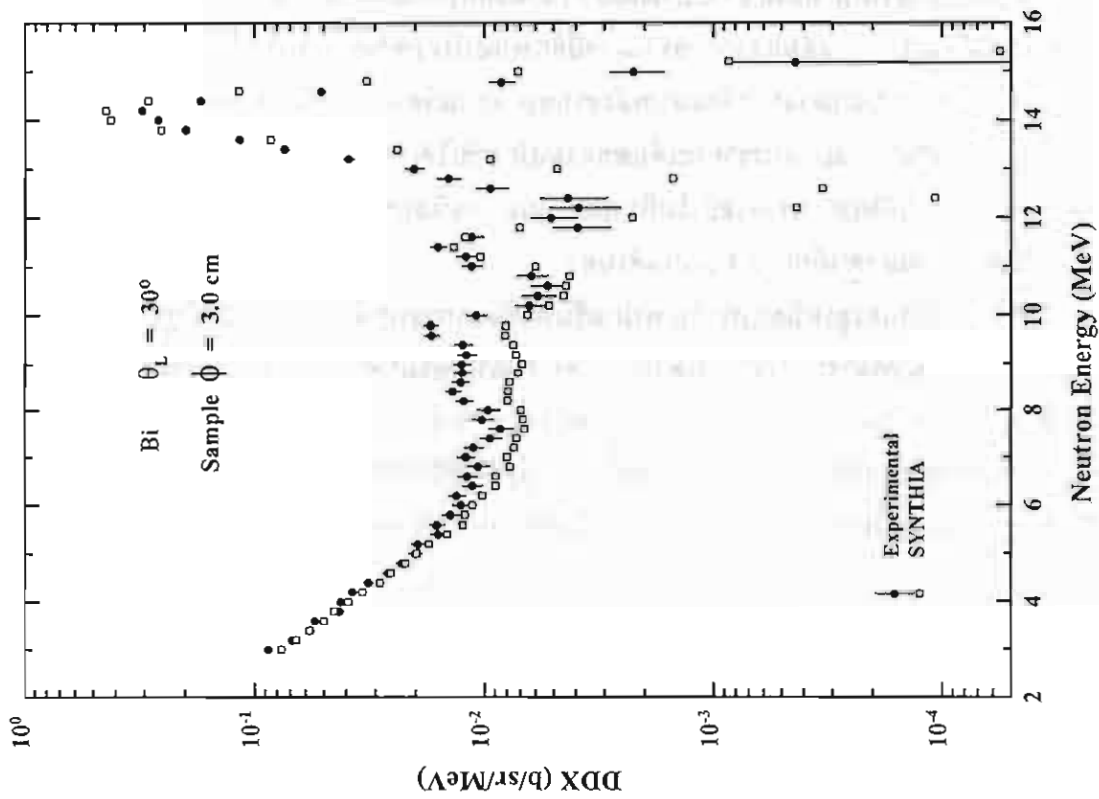
ผลท้ายสุดของการจำลองสเปกตรัมที่มุมกระเจิงต่างๆและเมื่อรวม resolution ของระบบวัดด้วย แล้วจะต้องสอดคล้องกับสเปกตรัม DDX ที่วัดได้จากการทดลองจริง จึงจะถือว่าผลของการจำลองเหตุการณ์นี้มีความถูกต้องตามความเป็นจริง สำหรับเป้า 2 ขนาดมีข้อสรุปดังนี้

- เป้าตัวอย่างมีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 3 เซนติเมตร

จากรูปที่ 8 พบว่าโดยรวมแล้วผลของการจำลองด้วยโปรแกรม SYNTHIA สอดคล้องกับผลที่ได้จากการทดลองจริง แต่ที่น่าสังเกต คือในช่วงของพลังงานนิวตรอนประมาณ 6 ถึง 10 MeV ซึ่งผลการจำลองมีลักษณะราบเรียบ แต่ผลจากการทดลองมีลักษณะเป็นยอดเพราะการเพิ่มระยะเคลื่อนตัวของนิวตรอน ทำให้ระบบอำนาจการจำแนกพลังงานของระบบวัดพลังงานนิวตรอนที่มหาวิทยาลัยเชียงใหม่มีค่าสูง^{[2],[6]} จึงสามารถแยกแยะรายละเอียดของสเปกตรัมได้เด่นชัดขึ้น ซึ่งให้เห็นว่าฐานข้อมูลนิวเคลียร์ ENDF/B-VI และ JENDL-3.1 อาจยังไม่มีรายละเอียดส่วนนี้อย่างสมบูรณ์

- เป้าตัวอย่างมีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 1.3 เซนติเมตร

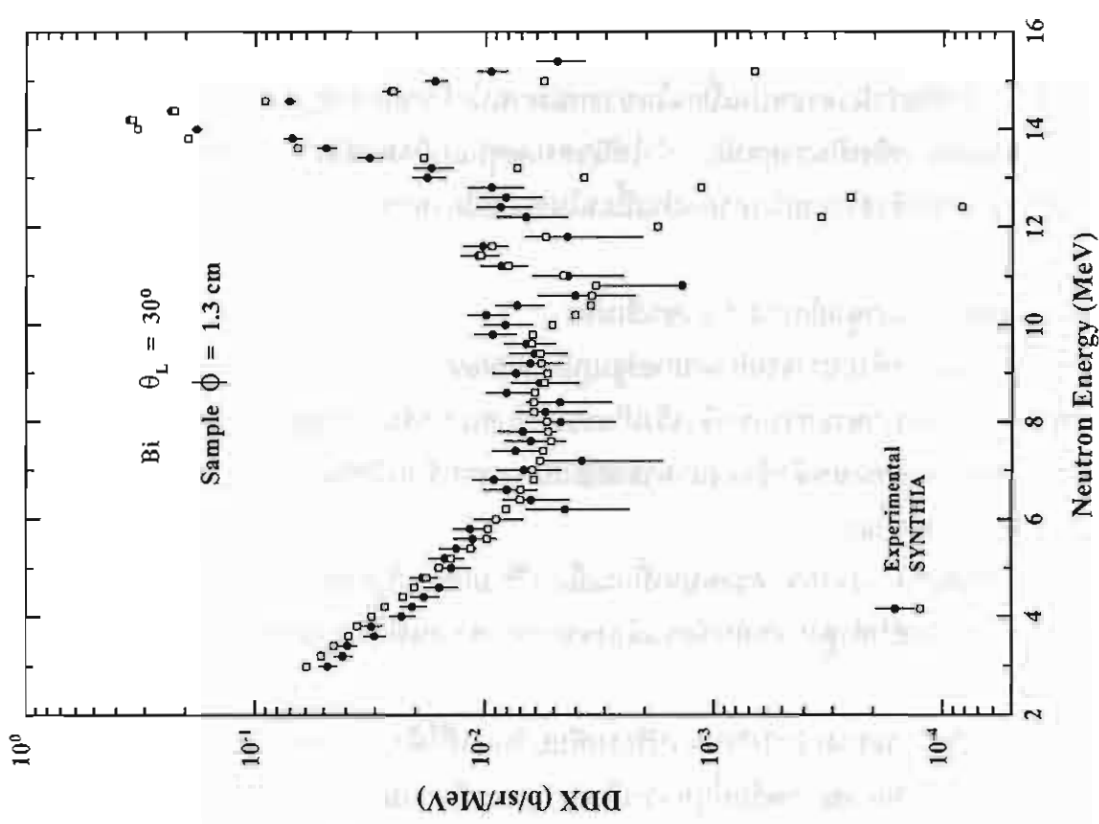
สเปกตรัมที่ได้การจำลองดูเหมือนเท่ากับสเปกตรัมที่ได้จากการทดลองจริง แสดงในรูปที่ 9 แต่ถ้านำค่าความคลาดเคลื่อนมาพิจารณาประกอบด้วย จะพบว่าสเปกตรัมมีค่าสูงกว่าสเปกตรัมจากเป้าตัวอย่างที่มีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 3.0 เซนติเมตร ผลต่างนี้อาจมาจากการที่ค่า cross section ของช่วงพลังงานนี้มีค่าต่ำ ดังนั้นเมื่อใช้เป้าตัวอย่างที่มีขนาดเล็กลง จึงต้องใช้เวลาเก็บข้อมูลนานมากขึ้น ทำให้ background มีค่ามากขึ้นตามไปด้วย ทำให้สเปกตรัมที่ได้จากผลการทดลองมีค่าความคลาดเคลื่อนทางสถิติสูง



รูปที่ 8 ผลจากการจำลองด้วยโปรแกรม SYNTHIA เปรียบเทียบกับ

ผลที่ได้จากการทดลองจริง ที่มุมกระเจิง 30 องศา

ของ Bi sample ที่มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 3.0 ซม



รูปที่ 9 ผลจากการจำลองด้วยโปรแกรม SYNTHIA เปรียบเทียบกับ

ผลที่ได้จากการทดลองจริง ที่มุมกระเจิง 30 องศา

ของ Bi sample ที่มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 1.3 ซม

สรุป

การศึกษาผลของการกระเจิงหลายครั้งและการลดทอนฟลักซ์ของนิวตรอน แสดงให้เห็นว่าเมื่อใช้บิสมัทขนาดเล็กกว่าเดิม 3 เท่า สามารถลดผลของการกระเจิงหลายครั้งได้ประมาณร้อยละ 85 ถึง 90 และผลของการลดทอนฟลักซ์ของนิวตรอนได้ประมาณร้อยละ 90 ถึง 95 ส่วนผลจากนิวตรอนป้อนนั้นไม่แตกต่างกัน สเปกตรัมที่ได้จากการจำลองโดยโปรแกรม SYNTHIA เมื่อเปรียบเทียบกับผลการทดลองจริงในการวัดค่า DDX แล้ว พบว่าสอดคล้องกันดี ในย่านพลังงานส่วนใหญ่ ยกเว้นในช่วงของพลังงานนิวตรอนประมาณ 6 ถึง 10 MeV ซึ่งอาจมาจากข้อมูลนิวเคลียร์ จากฐานข้อมูล ENDF/B-VI และ JENDL-3.1 ไม่สมบูรณ์

กิตติกรรมประกาศ

โครงการวิจัยนี้ได้รับทุนอุดหนุนส่วนหนึ่งจาก ส่วนงานกลาง สำนักงานพัฒนาวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีแห่งชาติ และคณะผู้วิจัยขอขอบคุณสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย และมูลนิธิโทเร เพื่อการส่งเสริมวิทยาศาสตร์ ประเทศไทย ที่ให้การสนับสนุนอย่างต่อเนื่อง และขอขอบคุณ Prof. Dr. Mamoru Baba ที่กรุณามอบโปรแกรม SYNTHIA สำหรับใช้ในงานวิจัยนี้ และ Prof. Dr. Akito Takahashi ที่เอื้อเฟื้อในการสั่งและให้ยืมเป้าตัวอย่างบิสมัทขนาดต่างๆ

เอกสารอ้างอิง

1. M.Baba, S.Matsuyama, T.Ishikawa, M.Chiba, S.Sakase and N.Hirakawa, Nucl. Instr. And Meth., A366 (1995) 354.
2. U.Tippawan, "Measurement and Analysis of Double Differential Neutron Emission Cross Section for Bi-209 at 14 MeV, M.S. Thesis, Chiang Mai University (1995).
3. A.Pavlik, private communication (1988).
4. T.Vilaitong, S.Singkarat, U.Tippawan, D.Boonyawan, S.Aumkaew and S.Ratanarin, "A Neutron Collimator System for Nuclear Energy Measurement Program," Report submitted to National Research Council (1995).
5. A.Takahashi, E.Ichimura, Y.Sasaki and H.Sugimoto, J. Nuc. Sci Technol. 25 (1988) 215.
6. T.Vilaitong, U.Tippawan and S.Singkarat, "A High Resolution of Double Differential Neutron Emission Cross Section for ²⁰⁹Bi at 14 MeV Incident Energy, Italian Physical Society, Conference Proceedings, 59, Part I (1997) 574.

2.2 Prompt Gamma Ray Time-of-Flight Measurement

ในอุตสาหกรรมหลายพันล้าน อาทิเช่น อุตสาหกรรมก๊าซและน้ำมัน การใช้คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้ากัมมา หรือคลื่นเสียงกัมมา ในการตรวจหารอยร้าวของท่อส่ง เป็นกิจกรรมที่ทำกันอยู่เป็นประจำ ในทางการแพทย์ การใช้รังสีเอกซ์ในการถ่ายภาพปอด ฟัน หรือกระดูก ฯลฯ ของคนไข้ ถือเป็นเรื่องธรรมดาสำหรับชีวิตประจำวันไปแล้ว ที่กล่าวมานี้คือ ตัวอย่างที่เด่นชัดของการวิเคราะห์แบบไม่ทำลาย (non-destructive testing) ที่คนทั่วไปรู้จักกันเป็นอย่างดี

การวิเคราะห์แบบไม่ทำลายอีกกรณีหนึ่งที่กำลังมีความจำเป็นมากขึ้น คือ การตรวจหาว่าวัตถุตัวอย่างทั้งก้อนนั้น ประกอบด้วยธาตุชนิดใดบ้างและในปริมาณเท่าใด ซึ่งอาจเรียกสั้นๆ ว่า “การวิเคราะห์ธาตุแบบทั้งก้อน (bulk elemental analysis)” ในบางกรณีวัตถุตัวอย่างมีคุณค่าหรือมูลค่าสูง ไม่อาจทำให้สูญเสียบ้างในระหว่างการวิเคราะห์ หรือวัตถุตัวอย่างไม่อาจจับต้องได้ ความหลากหลายของวิธีการจึงมีเหลือไม่มากนัก วิธีการหนึ่งที่น่าสนใจก็คือ การใช้อนุภาคกระสุนนิวตรอนกระตุ้นให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ และตรวจวัดรังสีแกมมาที่เป็นผลผลิตของการกระตุ้น วิธีนี้มีข้อได้เปรียบเพราะนิวตรอนและรังสีแกมมามีอำนาจทะลุทะลวงสูง แต่จะไม่ทำลายวัตถุตัวอย่างแต่อย่างใด

อันที่จริงการวิเคราะห์ธาตุด้วยเทคนิคนิวเคลียร์มีใช้กันมานานพอสมควรแล้ว ประมาณว่าในช่วงทศวรรษ 1960-1970 ได้มีการนำเทคนิคนี้มาใช้กันมากในกิจการสำรวจหาแหล่งน้ำมัน แต่เมื่อวงการวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีเจริญก้าวหน้ามากขึ้น การประยุกต์เทคนิคนิวเคลียร์ที่ใช้นิวตรอนเป็นตัวกระตุ้นได้รับการพัฒนาและขยายเนื้อหามากขึ้นตามไปด้วย การวิเคราะห์ธาตุด้วยนิวตรอนในปัจจุบันมีอยู่ 3 แบบที่สำคัญ ในที่นี้จะกล่าวถึงแบบที่กำลังได้รับความสนใจกันมาก คือ เทคนิค Prompt Gamma Analysis (PGA)

หลักการของเทคนิค PGA อธิบายโดยสังเขปได้ดังนี้ อนุภาคนิวตรอน ซึ่งเป็นอนุภาคกระสุน เมื่อถูกยิงเข้าใส่นิวเคลียสเป้าจะเกิดเป็นนิวเคลียสเชิงประกอบ (compound nucleus) ที่สลายตัวในเวลาต่อมา ในกรณีที่อนุภาคนิวตรอนที่วิ่งเข้าชนนิวเคลียสเป็นพวก “fast neutron ($E_n > 0.5 \text{ MeV}$)” ที่มีพลังงานสูง นิวเคลียสเชิงประกอบสามารถสลายตัวแบบ endoergic reaction ได้ ยกตัวอย่างเช่น ปฏิกิริยา inelastic scattering ($n, n'\gamma$)



ทั้ง $^{14}\text{N}^*$, $^{13}\text{C}^*$ และ $^{11}\text{B}^*$ เป็นนิวเคลียสอยู่ในสถานะโลด (excited state) ในเวลาอันสั้นจะคืนกลับสู่สถานะปกติ (ground state) โดยปลดปล่อยรังสีแกมมาออกมา ซึ่งมีคุณลักษณะเฉพาะขึ้นอยู่กับระดับพลังงานในนิวเคลียสแต่ละชนิด ตัวอย่างเช่น รังสีแกมมาตัวเด่นๆ ที่ถูกปลดปล่อยออกจาก $^{14}\text{N}^*$ คือ ตัวที่มีพลังงาน 2.3 กับ 5.1 MeV ของ $^{13}\text{C}^*$ คือ 3.09 MeV และของ $^{11}\text{B}^*$ คือ 2.1 กับ 4.4 MeV เป็นต้น

เนื่องจากเทคนิคนี้ใช้นิวตรอนพลังงานสูง บางคนจึงเรียกเทคนิคนี้ว่า Fast Neutron Analysis (FNA) ในที่นี้จะขอเรียกเทคนิคนี้ว่า PGA เพราะคำว่า FNA อาจจะทำให้เกิดความสับสนกับคำว่า FNAA (Fast Neutron Activation Analysis) ได้

การใช้นิวตรอนพลังงานสูงเป็นอนุภาคกระตุ้นและวัดรังสีแกมมาพลังงานสูง ทำให้เทคนิค PGA มีข้อดีเหนือกว่าวิธีการอื่นหลายประการด้วยกันดังนี้

(i) นิวตรอนพลังงานสูง มีอำนาจทะลุทะลวงสูง จึงสามารถใช้กับวัตถุตัวอย่างที่มีขนาดใหญ่ได้ หรือที่ถูกปกปิดมิดชิดอยู่ภายในเกราะกำบังที่แน่นหนาได้

(ii) รังสีแกมมาฉบับพลันที่เกิดขึ้น ส่วนใหญ่มีพลังงานสูง จึงสามารถทะลุทะลวงเล็ดลอดออกมาจากเกราะกำบังได้เป็นอย่างดี จึงมีโอกาสดับซ้อนกับรังสีแกมมาจากธาตุอื่นๆ ได้ยาก

(iii) นิวตรอนพลังงานสูง โดยเฉพาะที่มีพลังงาน 14 MeV ซึ่งเกิดจากอันตรกิริยา d-T fusion ในปัจจุบันสามารถผลิตได้จากเครื่องเร่งอนุภาคที่ยังนับวันก็ยิ่งจะมีขนาดเล็กกระทัดรัดมากขึ้น [1]

(iv) นิวตรอนพลังงานสูงระดับนี้สามารถเหนี่ยวนำให้เกิดปฏิกิริยา inelastic scattering ได้ จึงเป็นวิธีเดียวที่สามารถใช้วิเคราะห์ธาตุ C

(v) โดยการเลือกใช้เครื่องเร่งอนุภาคผลิตนิวตรอนแบบพัลส์ (pulsed neutron generator) นอกจากข้อมูลทางด้านพลังงานและปริมาณของรังสีแกมมาที่ถูกปลดปล่อยออกมาแล้วที่ใช้สำหรับการวิเคราะห์และยังสามารถเพิ่มเติมข้อมูลเกี่ยวกับช่วงเวลาการเดินทางของรังสีแกมมาได้อีกด้วย ซึ่งเปิดโอกาสให้สามารถบันทึกผลแบบ tomography หรือทำ imaging แบบ 3 มิติได้

ในหมู่ธาตุเบาทั้งหลาย ธาตุ C, N และ O มีความสำคัญในหลายๆ แง่ด้วยกัน วัตถุระเบิดโดยทั่วไปจะมีปริมาณ O และ N สูงกว่าวัตถุธรรมดาที่ใช้กันอยู่ในชีวิตประจำวัน แต่จะมีอัตราส่วน C/O ต่ำ คือ อยู่แถว ๆ 0.5 ซึ่งตรงกันข้ามกับพวกยาเสพติดที่มีอัตราส่วน C/O สูงถึง 3.1 ด้วยข้อเท็จจริงทำนองนี้ จึงได้มีการพัฒนาเทคนิค PGA ไปใช้ในการตรวจหาวัตถุระเบิดและยาเสพติด [2]

-
1. L.T. Perkin, "A Compact Ion Source for Intense Neutron Generator," Ph.D. Thesis University of California, Berkeley, 1997.
 2. T. Gozani, Nucl. Instr. and Meth. 99(1995)143.

ในอีกแง่มุมหนึ่ง C เป็นองค์ประกอบสำคัญของไขมัน (fat) จึงได้มีการใช้เทคนิค PGA ในการวัดอัตราส่วนไขมันและเนื้อในกะ [3] สำหรับ N ก็เป็นองค์ประกอบสำคัญของโปรตีน ซึ่งเกี่ยวข้องกับกระบวนการเมตาโบลิซึมของร่างกาย จึงได้มีการคิดที่จะใช้เทคนิค PGA ในการวัดปริมาณโปรตีนในร่างกาย ดังนั้นเมื่อพิจารณาโดยรวมเช่นนี้แล้ว จึงสามารถกล่าวได้ว่าเทคนิค PGA เป็นวิธีการที่ใช้วิเคราะห์ธาตุ C, N และ O ได้ดีกว่าวิธีการอื่นๆ

ด้วยความสำคัญของเทคนิค PGA ดังที่ได้กล่าวมา อาจารย์วิจัยนิวตรอนพลังงานสูง มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ จึงได้คิดดำเนินการพัฒนาเทคนิคนี้ขึ้นมาในประเทศไทย ซึ่งรายละเอียดและผลของการประยุกต์ ดูได้จากหัวข้อย่อยและในภาคผนวก

2.2.1 Utilization of a 2 ns-Pulsed Neutron Generator for Bulk Elemental Analysis*

S. Singkarat, U. Tippawan, G.G. Hoyes, N. Chirapatpimol, and T. Vilaithong

*Fast Neutron Research Facility, Department of Physics, Faculty of Science,
Chiang Mai University, Chiang Mai-50200, Thailand*

A nano-second pulsed neutron generator has been used to produce 14-MeV neutrons for prompt gamma-ray analysis. In order to reduce the gamma-ray background, a pulsed neutron time-of-flight technique has been adopted. Since our objective in this program is to assay the C, N, and O content of biological, explosive and contraband samples, a 5 in. diameter by 5 in. thick NaI(Tl) scintillator is chosen as a gamma-ray detector. We used neutron pulse widths of 2ns and 50 ns. The narrowest neutron burst was found to give the best signal to noise ratio. Gamma-ray spectroscopy performed using 1.4 kg of C-3 explosive material reveals all expected photopeaks at 1.6, 2.3, 2.8, 3.7, 4.4, 5.1 and 6.1 MeV. Technical details and results of the measurements are presented and discussed.

1. Introduction

D-T neutron generators are now routinely used in a variety of applications, including nonintrusive inspection by means of prompt gamma-ray analysis (PGA). Obtaining satisfactory results from this kind of measurement requires an associated trigger signal from either the alpha particle of the D-T reaction when utilizing a continuous deuteron beam [1] or the induced signal from a capacitive pick-off when using a pulsed deuteron beam [2]. Our neutron generator utilizes both these methods. As is well known, the pulsed neutron time-of-flight technique generally provides a better signal to noise ratio than the associated-alpha particle technique. We thus choose to work with the pulsing technique. This decision was also encouraged by the fact that a pulsed neutron generator is not necessarily a large machine any more [3]. However, the production of a wider pulse width is normally simpler and cheaper than a narrow pulse width. Hence, it was deemed desirable to investigate the quality and characteristics of the results using both wide and narrow pulse widths. Furthermore, in this study we have limited the testing of the technique to the inspection of explosives.

** Work support in part by the Thailand Toray Science Foundation, the National Research Council of Thailand and the Thailand Research Fund.*

2. Experimental

2.1. Experimental setup

The measurements were performed using the modified pulsed neutron generator at Chiang Mai University [4]. The deuteron pulses can be bunched down to a width of 1.5 ns. Prior to bunching, the width of the neutron pulse is about 50 ns. With an average D^+ beam current of about 4 μA at a 500 kHz repetition rate on the 6.3 Ci thick TiT target, a yield of about 60 14.7 MeV neutrons/pulse was obtained. Through out these measurements, each data accumulation period took around 60 minutes. The gamma-ray detector was a 5 in. diameter by 5 in. thick NaI(Tl) scintillator. The detector was placed inside a heavy shielding about 2.4 m far from the TiT target and 37 cm from sample position, as shown in fig.1. The electronic system used was a two parameter (energy - time) data accumulation and acquisition system as shown in fig.2. The threshold bias of the detector was fixed at around 0.5 MeV gamma-ray energy using CFD1. The delay and walk adjustment of this CFD were carefully tuned to minimize amplitude walk. The resulting time spectrum of the system can be seen in fig.3.

2.2. Experimental results and discussion

Figs. 4 and 5 show two gamma-ray spectra of a liquid nitrogen sample using 14.7 MeV neutron pulse widths of 50ns and 2ns respectively. In each figure, the energy spectrum is shown time gated by the full width of the corresponding time spectrum peak (a and A), and also partially time gated by either sides of the time peak (b and B) and (c and C) as indicated in the insets. Fig. 4 shows that when the time gate window was narrowed from 90 ns (spectrum a) to 50 ns (spectrum b), the prompt gamma yield in every channel was reduced by the same fraction. As expected, the losses all appear in the rear part (spectrum c). Whilst maintaining constant neutron monitor conditions, the fully time-gated energy spectra (a and A) of figs. 4 and 5 are indistinguishable. In this sense, both cases are similar. But for the 2 ns pulse width (fig. 5) the fully time-gated (36 ns) and partly time-gated (16 ns) energy spectra show the interesting characteristic of a greater background radiation reduction. Spectra c and C of figs. 4 and 5 respectively, which correspond to a rear part gating, confirm that when the time window is correctly set the photopeaks of interest from a sample are barely, if at all, disturbed. This is due to the difference in arrival time at the gamma detector between the delayed background radiation and early prompt gamma-rays from the sample. On this basis, it is evident that a narrow pulse is preferred to a broader pulse.

2.3. Demonstration experiment

The above technique was applied to the inspection of explosives. 1.4 kg of C-3 explosive was concealed in a simulated piece of passenger luggage packed with clothing, paper and a shoe. When compared to a gamma-ray energy spectrum of normal luggage, as shown in fig. 6, we can directly spot the signature of the chemical explosive at the 5.1 MeV photopeak which is caused by one of the $^{14}\text{N}(n,n')^{14}\text{N}^*$ reactions. Photopeaks at 1.6 and 2.3 MeV do not show up with the same quality due to interference from other nuclei especially from ^{16}O . At a second glance, the fingerprint of ^{16}O can also be noticed at the 2.8, 3.7 and 6.1 MeV photopeak where they are stronger. This is due to the fact that all explosives contain a uniquely high concentration of nitrogen and oxygen compared to daily-used materials.

3. Conclusion

In this work, we found that a narrow neutron pulse width is more advantageous than a broader one as it permits a diminished background. We can especially see more clearly the low energy region. We observed that the technique can be used to detect chemical explosives concealed inside passenger luggage. Although in this experiment we used about 60 minutes for data accumulation, with a judicious choice of the number and size of gamma-ray detectors and D^+ beam current, it would be possible to reduce the counting time to a practical period.

Acknowledgements

The authors thank Dr. R. Garrett of the University of Auckland for providing us with the results of his PGA experiment, and S. Dangtip for much useful information. We also thank S. Aumkaew, S. Rattanarin and P. Phansuke for their generous assistance. Support by the Institute for Science and Technology Research and Development, Chiang Mai University is also gratefully acknowledged.

References

- [1] E. Rhodes, C.E. Dickerman, and M. Frey, Submitted manuscript to Conf. on Substance Identification, Analysis, and Technologies for Law Enforcement of European Symp. on Optics for Environmental and Public Safety, 19-23 June 1995, Munich, FRG.
- [2] D.R. Brown, T. Gozani, R. Loveman, J. Bendahan, P. Ryge, J. Stevenson, F. Liu, and M. Sivakumar, Nucl. Instr. and Meth. **A353**(1994)684-688.

- [3] L. T. Perkins, *"A Compact Ion Source For Intense Neutron Generation"*, Ph D. Thesis, University of California at Berkley, 1997.
- [4] T. Vilaithong, S. Singkarat, W. Pairsuwan, J. F. Kral, D. Boonyawan, D. Suwannakachorn, S. Konklong, P. Kanjanarat, and G. G. Hoyes, *Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, May 13-17, 1991, Julich, Germany, pp. 483-486.

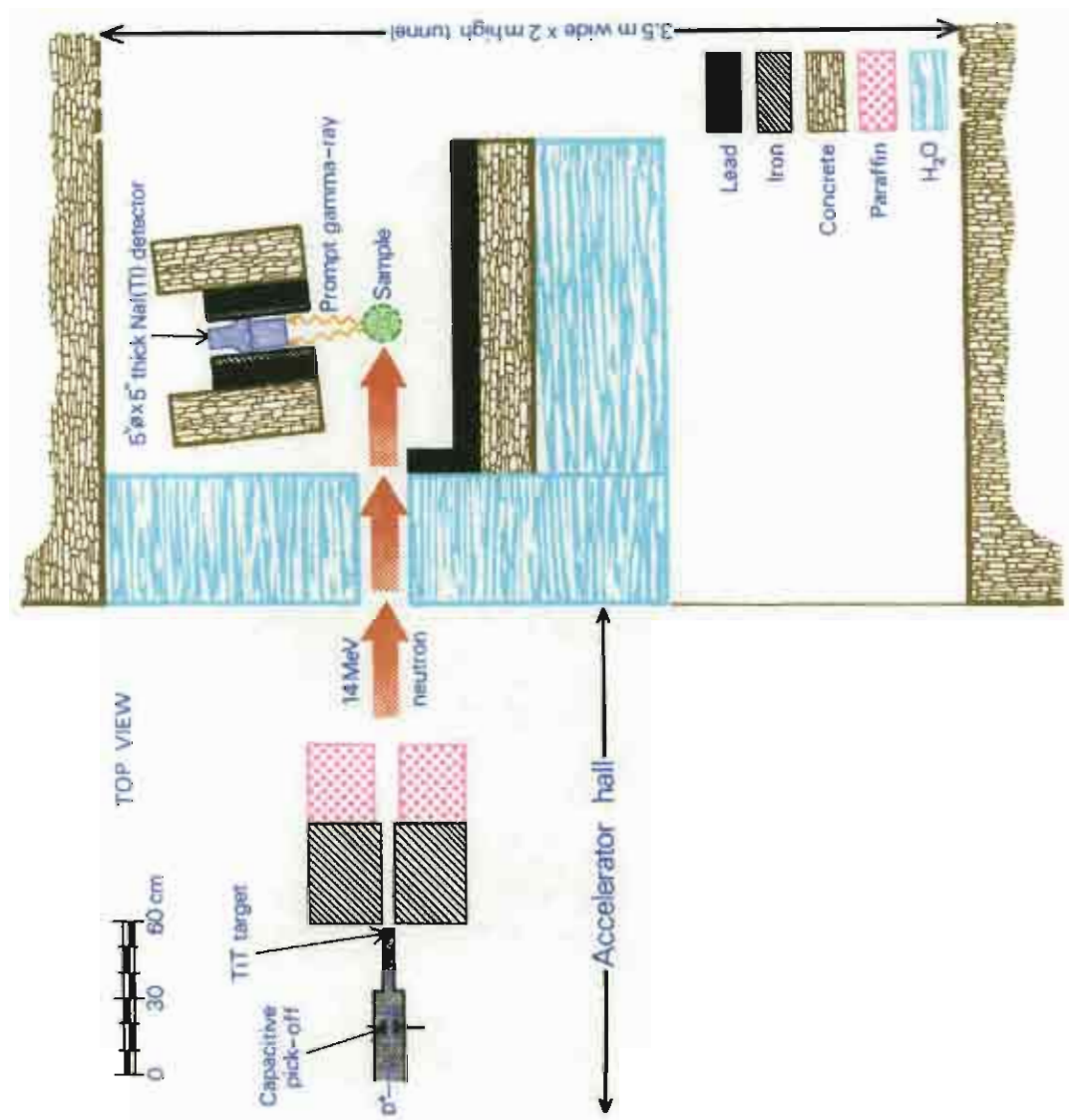


Fig. 1 Experimental arrangement for the PGA experiment inside the accelerator hall.

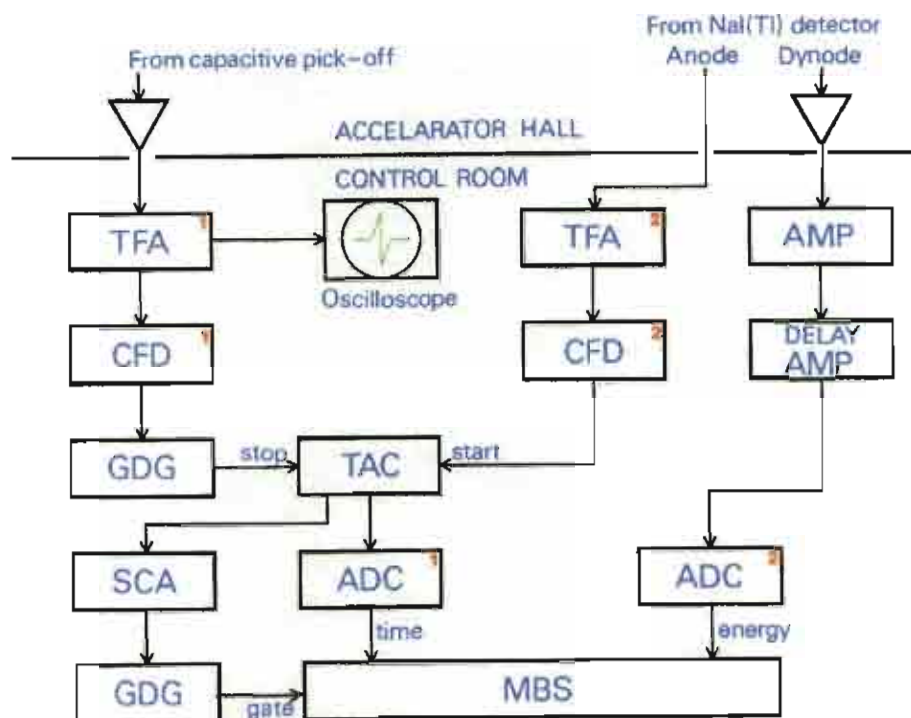


Fig 2. Block diagram of the electronic circuit for the PGA experiment

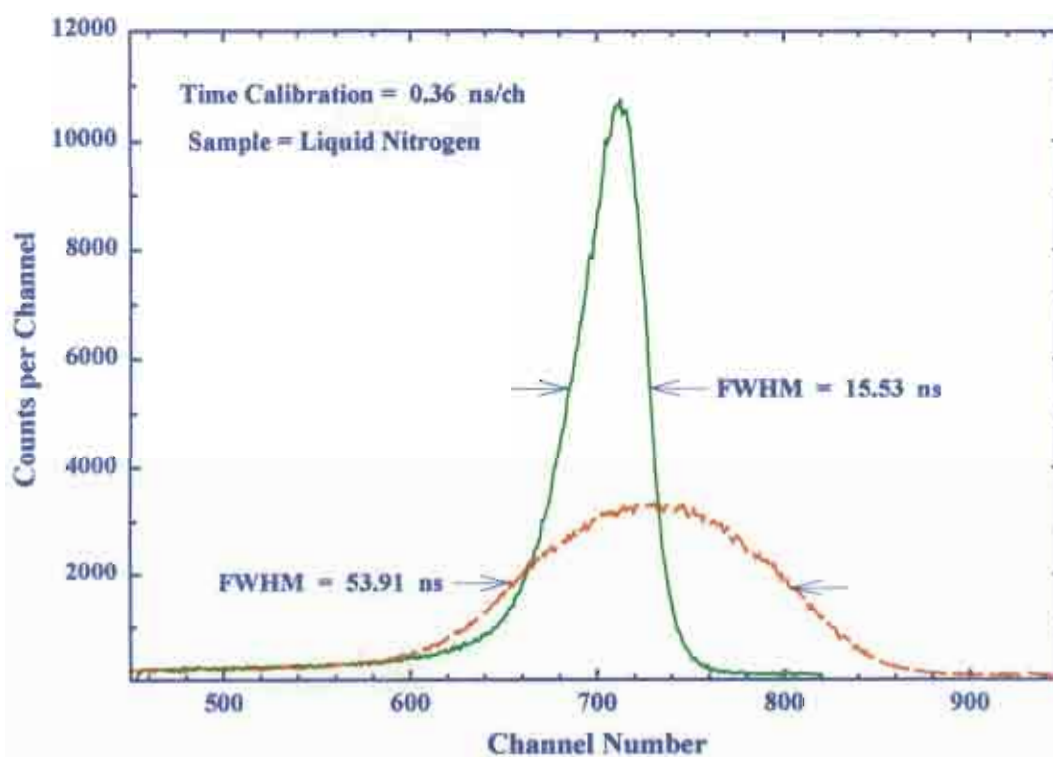


Fig. 3 Time spectra of the system for neutron pulse width of 2 ns (solid) and 50 ns (dash). Counts at the neutron monitor in both cases are equal.

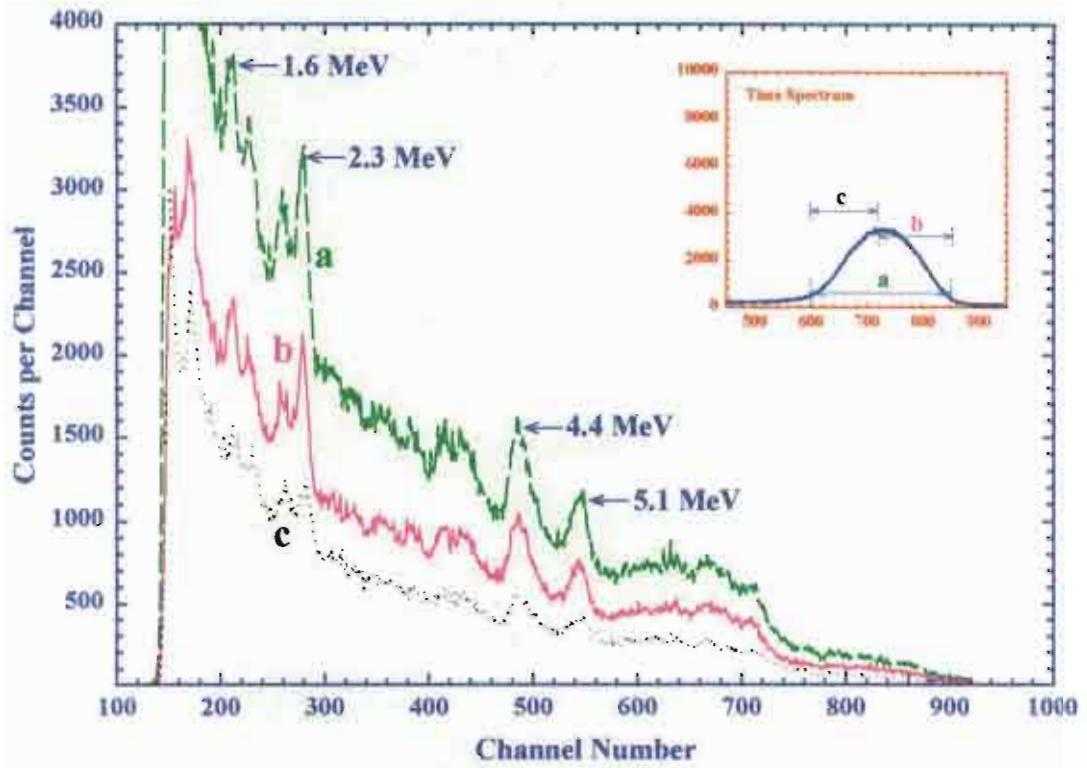


Fig. 4 Gamma-ray energy spectrum of 20 kg liquid nitrogen (density=0.74 g/cc) inside dewar using a 50 ns neutron pulse width. Inset : selection of time window on the associated time spectrum.

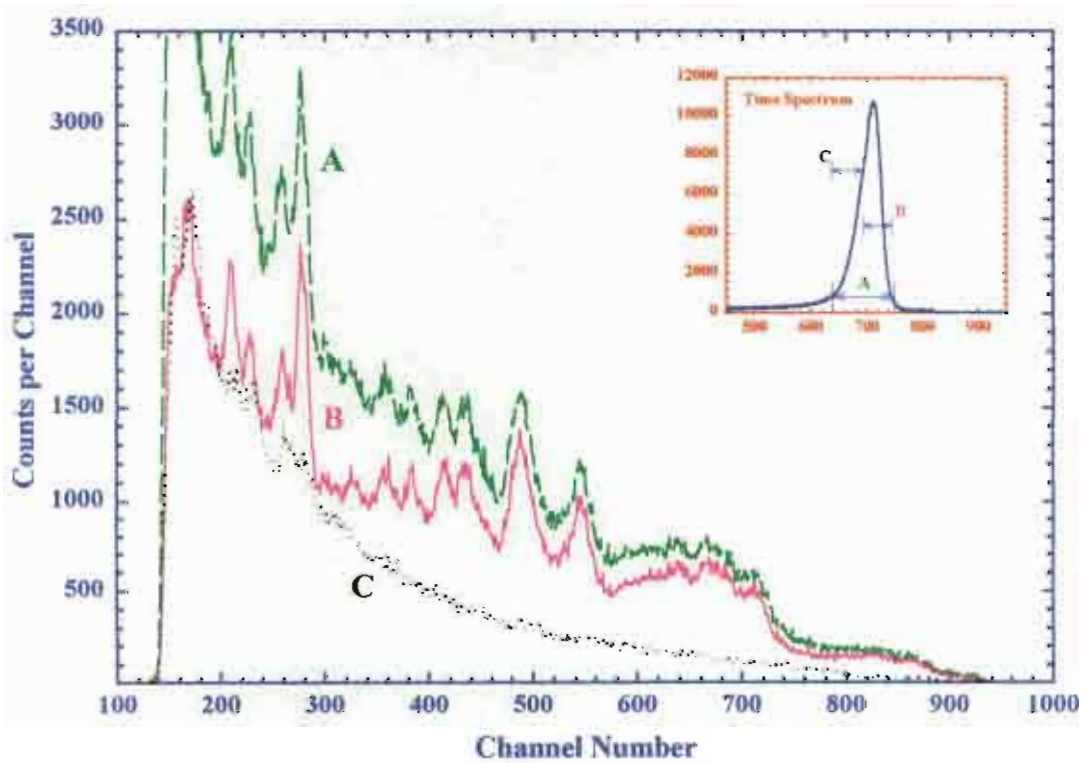


Fig. 5 Gamma-ray energy spectrum of the same as fig.4 but using a neutron pulse width of 2 ns. Inset : selection of time window on the associated time spectrum

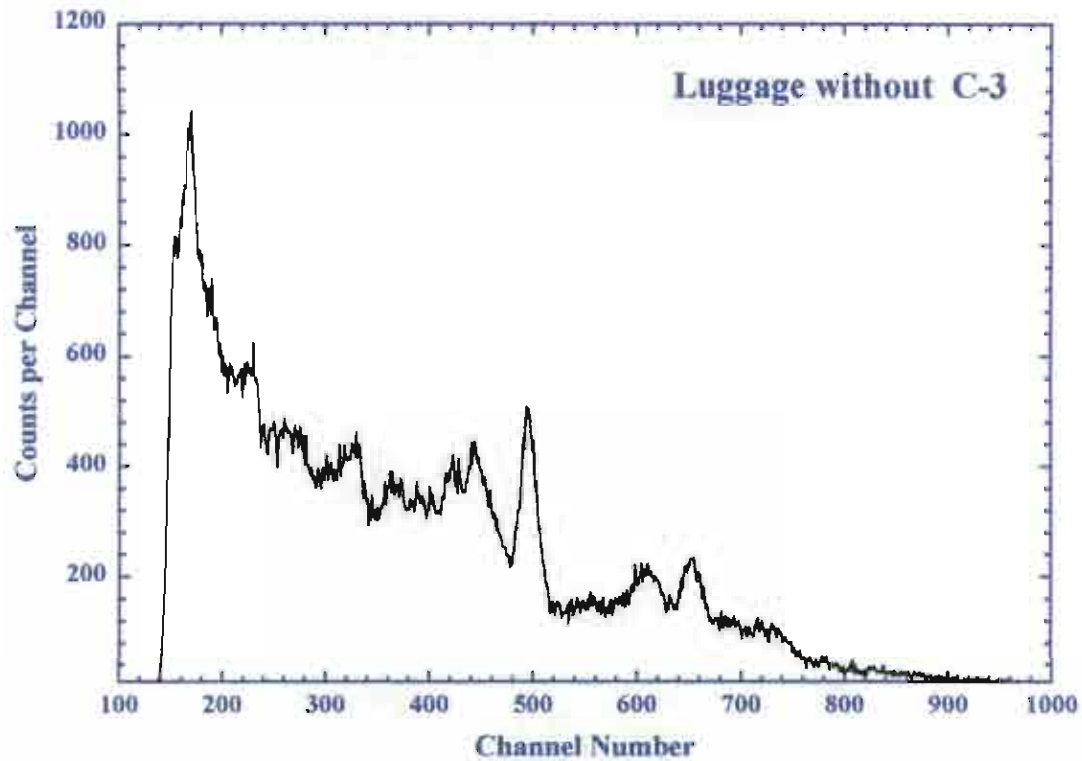


Fig. 6a Time-gated gamma-ray energy spectrum of normal passenger luggage.

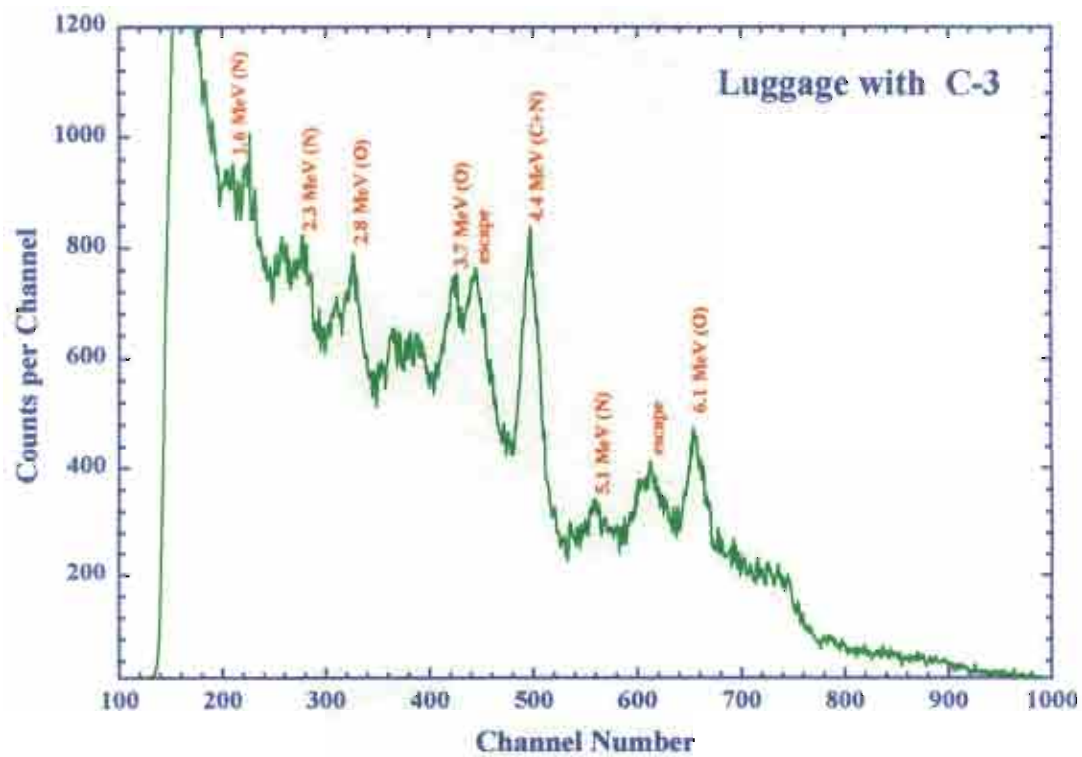


Fig. 6b Time-gated gamma-ray energy spectrum of the luggage contained C-3 explosive.

2.3 Neutron Dosimetry

หน่วยรังสีรักษา ภาควิชารังสีวิทยา คณะแพทยศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ ได้มีโครงการนำแหล่งกำเนิดนิวตรอน ซึ่งเป็นไอโซโทป คือ Californium-252 (^{252}Cf) มาศึกษาเพื่อใช้รักษาผู้ป่วยมะเร็งปากมดลูกโดยเทคนิคแบบดั้งเดิม (conventional) และเทคนิค Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) [1] ^{252}Cf หรือที่นิยมเขียนในแบบ "Cf-252" เป็นสารกัมมันตรังสีสลายตัวแบบ spontaneous fission ให้สเปกตรัมของนิวตรอนแบบต่อเนื่องโดยมีพลังงานเฉลี่ยประมาณ 2.2 MeV. [2] และรังสีแกมมา

การศึกษาวิจัยเพื่อประมาณหาค่าโดสดูดกลืนจากรังสีนิวตรอนและรังสีแกมมาที่คาดว่าจะคนไข้จะได้รับตามบริเวณส่วนต่างๆ ของร่างกาย ในการรักษาโดยเทคนิคแบบดั้งเดิม จึงเป็นสิ่งสำคัญที่ต้องดำเนินการเป็นอันดับแรก ซึ่งจะเป็นข้อมูลเพื่อใช้ในการทำ treatment planning สำหรับการนำสารกำเนิดรังสีนิวตรอนมาใช้เป็นแหล่งแรกของศูนย์รังสีรักษาในประเทศไทย การศึกษาวิจัยในส่วนนี้ของโครงการได้ดำเนินการร่วมกับ Prof. Rainer Schmidt จาก University of Eppendorf Hamburg ประเทศเยอรมันนี โดยใช้ ionization chamber แบบต่างๆ ได้แก่ TE/TE chamber, Mg/Ar chamber และ MgB/Ar chamber การพยากรณ์ค่าโดสดูดกลืนจาก Cf-252 ได้ใช้โปรแกรมคอมพิวเตอร์ MCNP ของศูนย์ปฏิบัติการวิจัยแห่งชาติ Los Alamos ประเทศสหรัฐอเมริกา รายละเอียดการทดลองอยู่ในหัวข้อ 2.3.1 และ 2.3.2

ในส่วนของงานวิจัยที่เกี่ยวข้องกับโครงการ BNCT มีประเด็นพื้นฐานที่สำคัญต้องพิจารณา คือ การหาปริมาณโดสดูดกลืนที่เพิ่มขึ้นจากการใส่สาร ^{10}B เข้าไปในก้อนมะเร็งก่อนฉายรังสีนิวตรอน การพยากรณ์ขนาดของโดสที่เพิ่มขึ้นสามารถทำได้โดยใช้โปรแกรม MCNP [3] ในส่วนที่เกี่ยวข้องกับการวัดค่าจริงนั้น ได้เลือกใช้เทคนิคด้าน thermoluminescence dosimetry [4] ซึ่งเป็นเทคนิคที่ผู้ร่วมวิจัย Prof. W. Hoffmann จากมหาวิทยาลัย Wuppertal ประเทศเยอรมันนี มีความเชี่ยวชาญอยู่แล้ว ประเด็นปัญหาที่พิจารณาคือ การหาสาร thermoluminescence (TL) ที่เหมาะสมและระบบตรวจวัดสเปกตรัม TL ที่มีอำนาจการจำแนกความยาวคลื่นสูงและวัดได้หลายพารามิเตอร์พร้อมกันนั้นคือ ระบบดังกล่าวต้องสามารถควบคุมการเปลี่ยนอุณหภูมิของสาร และบันทึกสเปกตรัมของแสงที่เปล่งออกมาพร้อมๆ กัน รวมทั้งแสดงผลการทดลองที่มีหลายพารามิเตอร์ร่วมได้

โครงการฯ ได้เลือกสาร $\text{CaF}_2 : \text{Tm}$ เป็นสาร TL ตั้งต้น และเลือกพัฒนา TL spectrometer โดยใช้ CCD เป็นหัววัดแสงดังรายละเอียดที่แสดงไว้ในหัวข้อ 2.3.3 และ 2.3.4

ผลงานในส่วน of neutron dosimetry ได้นำเผยแพร่ระดับนานาชาติในการประชุม 8th International Symposium on Neutron Capture Therapy for Cancer, La Tolla, USA, September 13-18, 1998 ได้ตีพิมพ์ 1 บทความในวารสาร Medical Physics ได้ส่งไปเพื่อรับการพิจารณาตีพิมพ์ในวารสาร Review of Scientific Instruments 1 บทความ และวารสาร Radiation

Protection and Dosimetry 1 บทความ และอยู่ในระหว่างการเตรียมส่งวารสาร Medical Physics
อีก 1 บทความ

1. Yutaka Mishima. Cancer Neutron Capture Therapy. Prenum Press, New York. 1966.
2. Mannhart, W. Properties of Neutron Sources. IAEA-TECDOC-4-10, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria. 1987.
3. J.F.Briesmeister. MCNP-A general Monte Carlo N-Particle transport code. Los Alamos National Laboratory report LA-12625-M. 1993.
4. R. Chen and S.W.S. McKeever. Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena. World Scientific Publishing Co. Singapore.1997.

2.3.1 Measurement of fast neutron, gamma and thermal neutron dose around a Cf-252 Source

Somsak Wanwilairat^{1,2)}, Thiraphat Vilaithong¹⁾, Vicharn Lorvidhaya²⁾, Rainer Schmidt³⁾, Wilfried Hoffmann⁴⁾,

1) *Fast Neutron Research Facility, Department of Physics, Faculty of Science, Chiang Mai University, Chiang Mai 50200, Thailand*

2) *Radiation Oncology Section, Department of Radiology, Faculty of Medicine, Chiang Mai University, Chiang Mai 50000, Thailand*

3) *Department for Radiation Oncology, University Hospital Eppendorf, University of Hamburg, Martinistr. 52, 20241 Hamburg, Germany*

4) *Department of Physics, University of Wuppertal, 42097 Wuppertal, Germany*

ABSTRACT

At Chiang Mai University a research program has been started to employ a Cf-252 source for brachytherapy of cervical cancer. It is intended to enhance the tumor dose via the boron neutron capture reaction (BNCT). For treatment planning therefore the dose distribution in water from fast neutrons, gammas and boron enhanced dose has to be known to high accuracy. Up to now mainly Monte Carlo calculation are available for this purpose.

The different dose components around the source were measured using a TE/TE ionization chamber for the total dose, a Mg/Ar ionization chamber and a GM counter for the gamma dose and a calibrated boron-10 coated ionization chamber with magnesium wall material for the thermal neutron dose. All dose components were determined between 1.5 cm and 20 cm distance from the source. The results also were compared to MCNP calculations.

It turned out, that the relative amount of neutron dose almost linearly decreases from 60% near the source to 10% at 20 cm, whereas the gamma dose increases from 40% to 90% of the total dose. The thermal neutron dose shows a sharp increase from 0.1% at 1.5 cm distance to 1.5% of the total dose at 9.5 cm distance. Above 10 cm it slowly decreases. Thus the 50 ppm boron dose peaks at 9.5 cm distance from the source with a dose enhancement of 28% of the total dose.

INTRODUCTION

The greater biological effectiveness of neutrons compared to photons is increasing the interest in using neutron sources in brachytherapy. Because of the achievable neutron intensity and the half-life ^{252}Cf is very attractive for this type of clinical application.

At the University Hospital in Chiang Mai a high intense ^{252}Cf has been installed for clinical application in brachytherapy. Before the source can be used in medical trials, an elaborate experimental investigation on the dose distributions of neutrons and photons has to be carried out. As it is intended to use the neutron source for bulky tumors, i.e. advanced states of cervical carcinoma, the use of ^{252}Cf in brachytherapy may be improved by adding a considerable amount of dose via the boron neutron capture reaction (BNCT) of thermal neutrons with ^{10}B located in the tumor. Therefore the flux of thermal neutrons has to be evaluated for the ^{252}Cf -source.

^{252}Cf emits α - and β -particles, fission fragments, prompt and delayed neutrons and gamma rays. Only neutrons and photons will be able to pass through the encapsulating material, the transmission of β -particles can generally be neglected.

Different types of detectors are used to determine the total dose, photon dose and the thermal neutron flux in different positions in a water phantom where the ^{252}Cf -source is positioned close to the center.

METHODS AND MATERIALS

The characteristic parameters of the source uses for the dose measurements are described in tab. I.

Tab. I: Characteristic parameter of ^{252}Cf –source

Active length [mm]	6.0
Exterior length[mm]	12.0
External diameter [mm]	5.5
Wall thickness [mm]	1.1
Actual weight of ^{252}Cf [μg]	100.1

The measurements were performed in a water tank of the dimension (length * width * height): 53 cm * 56 cm * 40 cm with 1 cm thick perspex walls. The Cf-source was housed in a cylindrical perspex tube with an outer diameter of 9 mm.

The chambers was remotely driven by an isodose recorder FM-0036 (Fujitech, Japan) providing a minimum step width of 1 mm. The coordinates were arranged so that:

X was perpendicular to the source

Y was away from the source

Z was along the source

The closest distance between source and chamber was 16 mm, defining the distance between the center of the source and chamber, respectively.

Three different ionization chambers were used, each produced by Wellhoefer Dosimetry (Germany) in a comparable design. The inner volume of the thimble chambers was .32 ccm. The TE/TE chamber was made out of Al50 and was operated with TE gas (composition by partial pressure: 64.4% CH_4 , 32.4% CO_2 , 3.2% N_2). The second chamber consisted out of magnesium, the third chamber was a magnesium chamber of identical design additionally coated with $3\mu\text{m}$ ^{10}B of 92% purity internally (see tab. II), both chamber are flushed with argon-gas of 99.995 purity [1]. All chambers are calibrated in a ^{60}Co -beam in terms of absorbed dose to water N_w .

Tab. II: Characteristics of the used ionization chambers

chamber	wall thickness [mm]	outer diameter [mm]	N_w [cGy/nC]	k_T, k_u^*
TE/TE	2.5	10.8	9.129	0.98
Mg/Ar	2.0	9.8	6.531	0.03
MgB/Ar	2.0	9.8	6.478	0.03

* according to Sabau et al. [2]

The chambers have a gas-flow provision and during the measurements a constant gas-flow of 17 ccm/min. was used. The gas was flushed through a 15 m long copper pipe to adjust the temperature of the gas to room conditions.

The chambers was connected via a triax cable with a Farmer Electrometer 2570 (Nuclear Enterprises, Great Britain), that was operated in the high sensitive charge mode with a resolution of 0.005 nC and a leakage of $\pm 1 \cdot 10^{-14}$ A. The electrometer supplied a high voltage of -250 V to the chamber.

As the Mg/Ar-chamber could be operated only close to the source where the induced charge was considerably greater as the resolution of the electrometer, an GM-counter (GM2, Far West Technology, Goleta, USA) was employed to determine the photon dose additionally. This counter could be operated only at large distances to the source where the dose rate and the dead time of the counter are related such that the dead time correction was always below

2% (tab.III). Both photon sensitive detectors were used in an overlapping region between 5 to 10 cm distance to the source, but no adjustments to fit the dose distributions were necessary.

Tab. III: Characteristics of the GM-counter

device	active length [mm]	outer diameter [mm]	dead time [μsec]	N _w [cGy/count]	k _u
GM-2	6.4	7.6	25	5.14*10 ⁻⁷	0.01

The reading R of the dosimeter is correlated with the neutron and photon dose by the following equation [3]

$$R' = R * k_{corr} * k_{Tp} * N_w = kD_n + hD_\gamma \quad (1)$$

with

$$k_{Tp} = \frac{p_c}{p} \frac{T}{T_c}$$

p_c, T_c temperature and pressure during calibration

p, T temperature and pressure during measurement

k_{corr} correction factor, taking into account displacement, recombination, stem-effects etc.

By use of a tissue-equivalent (TE/TE, subscript T) and chamber with low neutron sensitivity, as in this case a Mg/Ar-chamber (subscript U), the readings follow the relation:

$$R'_T = R_T * k_{corr} * k_{Tp} * N_{w,T} = k_T D_n + h_T D_\gamma \quad (2)$$

$$R'_U = R_U * k_{corr} * k_{Tp} * N_{w,U} = k_U D_n + h_U D_\gamma$$

From this the dose components can be evaluated. The simplification is caused by the fact that generally the relative photon sensitivities h_T and h_U are set to unity.

$$D_n = \frac{h_T R'_U - h_U R'_T}{k_U h_T - h_U k_T} \quad (3)$$

$$D_\gamma = \frac{k_T R'_U - k_U R'_T}{k_T h_U - h_T k_U}$$

Taking h_T=h_U=1, the equations convert to

$$D_n = \frac{R'_U - R'_T}{k_U - k_T}$$

$$D_\gamma = \frac{k_T R'_U - k_U R'_T}{k_T - k_U} \quad (4)$$

Under conditions where the k_T is close to h_T the total dose D_{tot} can be calculated from the measurement of the TE/TE-chamber without substantial errors by

$$D_{tot} = D_n + D_\gamma = \frac{R'_T}{k_T} \quad (5)$$

The calibration of the MgB/Ar-chamber for a homogeneous flux of thermal neutrons with 37 meV was performed at the standard laboratory PTB in Germany [1]:

$$R(4\pi, 37.0 \text{ meV}) = 1.02 \cdot 10^{-7} \text{ nC} \cdot \text{cm}^2 / \text{neutr.}$$

For the conversion of neutron flux into dose in muscle tissue the kerma factor was taken from ICRU-Report 44 [4]

$$\text{kerma factor KF (muscle, 36 meV)} = 2.31 \cdot 10^{-13} \text{ Gy} \cdot \text{cm}^2$$

The data to convert the thermal neutron fluence into an additional dose by use of kerma factors are adapted from a paper from Konijnenberg et al. [5]. The factors for the conversion of thermal neutron flux to the dose induced in ^{10}B are calculated to:

Tab. IV: Kerma factors for thermal reactions in tissue and ^{10}B

concentration and reaction	kerma factor $\text{KF} \cdot 10^{-12} [\text{Gy} \cdot \text{cm}^2]$
50 ppm $^{10}\text{B}(n, \alpha)$	4.273
50 ppm $^{10}\text{B}(n, \gamma)$	0.0278
Total 50 ppm ^{10}B	4.30

From these data the reading of the MgB/Ar-chamber can be converted into neutron flux, absorbed dose from thermal neutrons, and boron dose originating for thermal neutrons.

The positioning of the chambers was performed with an accuracy of 1 mm. This corresponds to a different in the dose of 5% close to the source. At greater distances this accuracy will be increased but then the accuracy of the measured current is affected by the resolution of the electrometer.

The accuracy of the measured charge was depending on the current induced in the chamber. For the thermal flux measurements, the induced current was magnitudes above the resolution of the electrometer. For the fast neutron and the photon measurements, the induced current was approaching the resolution of the electrometer when the chamber was moved to a considerable large distance ($>10\text{cm}$) to the source. The measured charges were corrected with respect to the room temperature and the air pressure. The gas flow rate was monitored and could be kept constant so that the chamber worked under stable conditions.

For the calibration of the TE/TE- and Mg/Ar-chamber an accuracy of 1 % was assumed.

The directional response of the TE/TE and Mg/Ar chamber is almost homogeneous. For the MgB/Ar ionization chamber the directional response for thermal neutrons was determined and has to be taken into account the following way [1]: fast neutrons have to undergo multiple reactions, mainly scattering with hydrogen until they are down at thermal energies. This results in a considerable directional homogeneity of the thermal neutrons. Therefore the directional response of the chamber was integrated in 4π according to the investigation given in [1].

$$R(4\pi) = 0.835 R(90^\circ)$$

where $R(90^\circ)$ is the response of the chamber to laterally incident thermal neutrons. If the thermal neutron field is not homogeneous the directional response of the chamber could introduce some error that was estimated to be less than 4 %.

The energy response of the MgB/Ar-chamber was investigated in [1], too. For the evaluation of the thermal neutron flux the energy spectrum would have to be known. But as long as the measured charge, generated in the chamber almost exclusively by reaction with the boron coating, will be used to calculate dose enhancement by boron, the spectrum does not have to

be known. So only differences in the spectrum during calibration and measurement will affect the boron calculations. These differences are supposed to introduce an error of 5%.

Neither displacement corrections nor stem effects are taken into account. As the dose rate is considerably low, saturation effects by recombination can be neglected.

A summary of the estimated uncertainties is given in tab. V.

Tab. V: Estimated uncertainties in dose calculations [%]

Item	Neutron Dose	Photon Dose	Thermal neutron
position in phantom	5	5	5
displacement correction	1.5	1.5	.5
directional response	1	1	4
temperature, pressure, gas flow	.5	.5	.5
electrometer	1	1	.5
photon calibration	1	1	1
neutron calibration	5	-	5
total error	7.5	5.5	8.2

Simulation calculations were performed by use of the Monte Carlo Code MCNP. The version 4a of this code was run on a SUN sparc-10 workstation under UNIX [6]. In our simulation the Californium-252 source was placed in a 40x40x40 cm³ water phantom. Twenty B-10 concentric spherical surface detectors were placed around the source with 1 cm spacing. The $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ reaction rates on the detector surfaces were calculated. The neutron cross section data were taken from FSXLIB-J3R2 files of the JENDL-3.2 library [7,8]. Each MCNP simulation used 100,000 source neutrons and took about 80 minutes to deliver a result with a statistical accuracy of 5% or better.

RESULTS

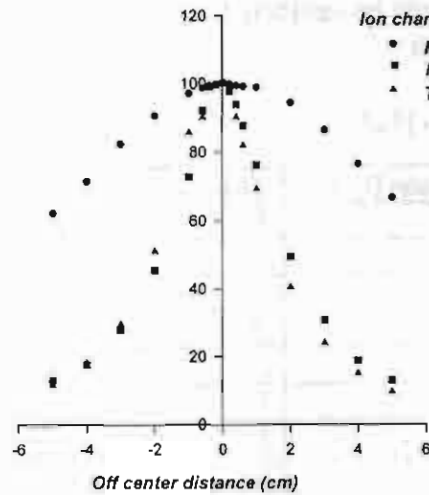
The ionization chambers were checked at the local ^{60}Co -source, as the calibration factors were obtained at the University Hospital at Hamburg-Eppendorf, Germany. In table VI the measured to stated values are given.

Tab. VI: Calibration of ionization chambers, ratio of stated to measured dose at local cobalt unit

System	stated to measured dose
TE/air	1.002
TE/TE*	-
Mg/Ar	1.013
MgB/Ar	1.006

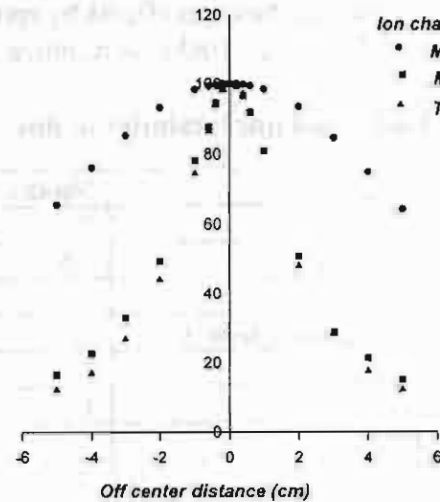
*) TE-gas was not available during the calibration measurement

Longitudinal dose distribution at 2 cm distance



1a)

Transversal dose distribution at 2 cm distance



1b)

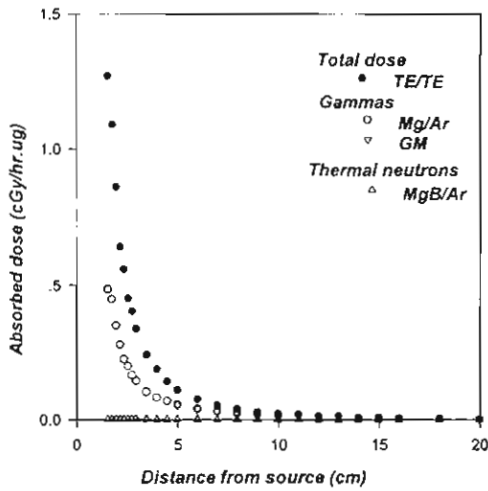
Fig 1. Longitudinal (1a) and transversal (b) dose distributions obtained with TE/TE, Mg/Ar and MgB/Ar ionization chambers to determine the center of the sources. Scans values are normalized to the center.

The MgB/Ar- and TE/TE-chamber were used to measure the thermal and total dose distribution along the source in 2, 5 and 10 cm distances (longitudinal scans), transversal to these scans at the same distances (transversal scans). From these scans the center of the source was determined (fig. 1). Depth scans were performed perpendicular to the longitudinal and transversal scans on the axis of the source. The distances between source and chamber and were defined as the distance from the center of the source to the center of the chamber. The minimal distance that could be realized was 1.6 cm.

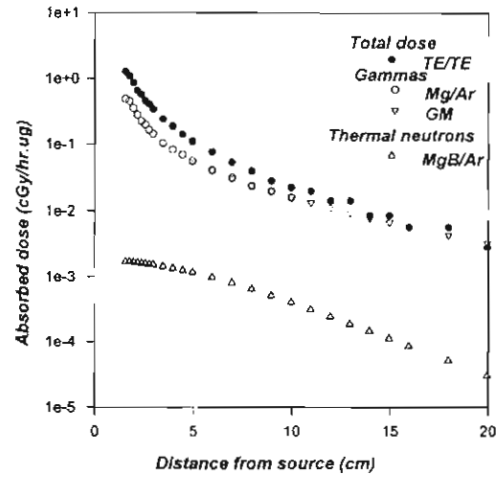
After determining the center of the source by longitudinal and transversal scans the Mg/Ar- and TE/TE-chamber were used to measure the total dose, the Mg/Ar-chamber and the GM-counter were applied for the gamma dose. A maximal distance to the source at which a sufficient current was produced by the Mg/Ar-chamber to give an accurate measurement was 10 cm. Contrarily the GM-counter could not be operated at close distances to the chamber because of the dose rate dependent dead time. The closest the GM counter was positioned to the source was 5 cm so that there was an overlap of measurements with the neutron insensitive devices between 5 and 10 cm distance. Though the photon calibration of the GM-counter and the Mg/Ar-chamber were obtained independently the evaluation of the photon component in the overlap region gave almost identical results with a mean difference of 1%.

From the MgB/Ar-chamber the thermal neutron dose was determined for different distances to the source.

The results are given in Fig. 2a on a linear and on Fig. 2b on a logarithmic scale.



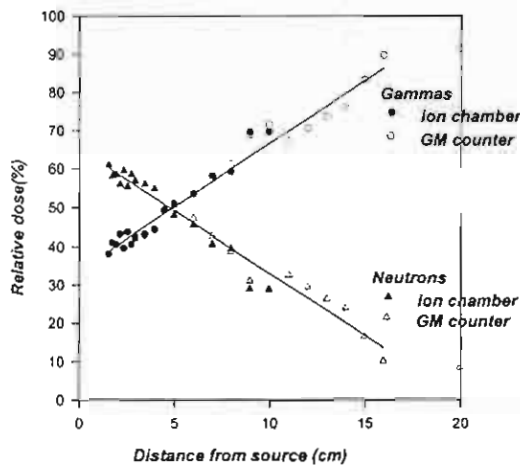
2a.



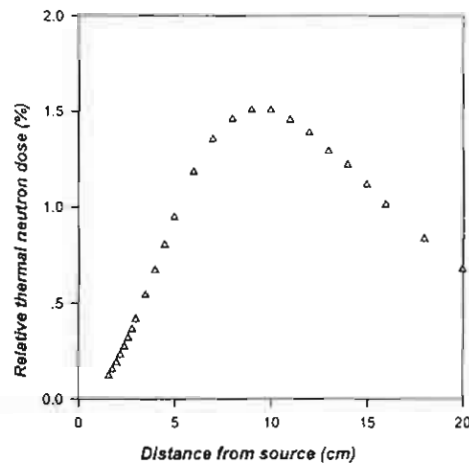
2b.

Fig. 2 Measured total dose, gamma dose and thermal neutron dose in water as a function of distance from the source in 2a). linear scale 2b). logarithmic scale

From the measurements with the ionization chambers and the GM-counter the relative contribution of neutrons and photons to the total dose at different distances to the source can be evaluated. From fig.3 it can be seen that the behavior can be linearly interpolated in a region close to the surface. It can be stated that above 5 cm distance from the source the photon dose is larger than the neutron dose.



3a.



3b.

Fig.3 Relative dose contribution of fast neutrons and gammas (3a) and thermal neutrons (3b) to total dose as a function of distance from the source.

The scattering of the data in fig. 3 for large distance from the source are attributed to the low current from the TE/TE-chamber. As the measured data are influenced by the resolution of the electrometer, an analytical fit through the total dose data was performed employing the function

$$D_{tot} = \frac{3.527 * e^{-3.088 * 10^{-2} * d}}{d^2} \quad (6)$$

for the total dose taking into account the $1/d^2$ dependence and exponential attenuation. The fit of this function is shown in fig. 2 (solid line). At greater distances the accuracy of the total dose is influenced by the unfavorable dose rate in relation to the instrumental resolution of the electrometer.

For the consideration of the use of ^{10}B it will be important to evaluate the additional dose. The thermal neutron dose given in fig.2 is converted into the boron dose for 50 ppm ^{10}B by use of the kerma factors stated in tab.IV. The relative enhancement is evaluated by relating the boron dose to the total dose at the corresponding position. The total dose is calculated according to eq. (6) to avoid an overestimation of the inaccuracy in the total dose described above. In fig. 4 these calculated data are compared to the MCNP simulation. The calculated data are normalized to the measured value at the maximum. Therefore this comparison is presenting a consistency of the relative change of the boron enhancement with distance to the source.

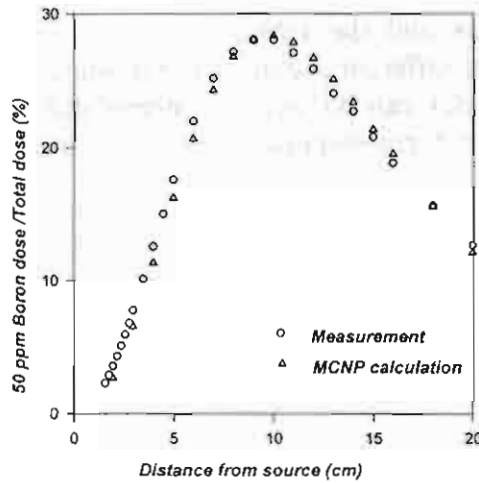


Fig. 4 Comparison of the relative thermal neutron dose distribution as measured using MgB/Ar chamber and calculated with MCNP code, normalized to the maximum value of the MgB/Ar chamber.

In tab. VII the different dose components at 2, 5, and 10 cm depth are summarized. It can be concluded that the additional use of ^{10}B will raise the dose by up to 28 %.

Tab. VII: Dose values at different depths

Depth	3 cm	5 cm	10 cm
Total dose [cGy/h* μg]	0.336	0.109	0.026
Gamma dose [cGy/h* μg]	0.143	0.056	0.016
Neutron dose [cGy/h* μg]	0.192	0.053	0.008
Thermal dose [cGy/h* μg]	0.0015	0.0012	0.0004
50ppm ^{10}B dose [cGy/h* μg]	0.0284	0.0217	0.0075
Rel. ^{10}B enhancement [%]	8	20	28

DISCUSSION

The use of paired ionization chambers to separate the neutron and photon dose in the field of a ^{252}Cf -source or a epithermal reactor beam is described by several authors [9,10]. Here a GM-counter has been applied to extend the measurements of the photon dose to larger distances from the source and a boron coated ionization chamber with magnesium wall material was used to detect the thermal neutron component in the mixed beam. The measured distributions of the neutron and gamma dose show beside from the $1/d^2$ dependence an increase of the relative contribution of gammas to the total dose due to the 2.2 MeV gamma rays produced when the thermalized neutrons are captured by hydrogen nuclei. The relative fast neutron contribution decreases. The measurements show that at 5 cm distance from the source the ratio of gamma and neutron dose is one. This is in good agreement with earlier calculations by Yanch and Zamenhoff [11]. Above 16 cm distance 90% of the total dose is caused by gammas only. For treatment planning purposes the relative neutron decrease and the relative gamma increase can be described by a linear function for distances between 2 and 15 cm.

The thermal dose measurements and the corresponding determination of the 50 ppm ^{10}B dose show that the dose due to the presence of Boron-10 increases almost linearly up to a distance of 9.5 cm and then decreases. The maximum dose increase due to 50 ppm ^{10}B is 28 % of the total dose. The shape of this depth dose distribution is in very good agreement with the MCNP Monte Carlo calculation.

If the results are compared to the calculations of Yanch and Zamenhoff [9] it can be noted that their ^{10}B dose for 3 cm depth is 0.031 cGy/(h* μg), which is in very good agreement with the values of 0.028 cGy/(h* μg) of this study considering that their calculations were done for a different type of source. Their maximum increase in tumor dose for 50 ppm ^{10}B of 27.7 % is in very good agreement with the measurements presented here, the peak position, however, was measured to be closer to the source namely at 9.5 cm depth in water. Above 10 cm distance the ^{10}B dose decreases rapidly. The results of this measurement now allow to start treatment planning in brachytherapy using BNCT.

ACKNOWLEDGEMENT

This work was supported by the Thai Research Fund (TRF) and the German Academic Exchange Service DAAD.

REFERENCES

- 1) L. Luedemann, T. Matzen, M. Matzke, R. Schmidt, W. Scobel: *Determination of the thermal neutron flux in a fast neutron beam by use of a boron-coated ionization chamber*. Med. Phys. 22, 1743-1747, 1995
- 2) N. Sabau, L.H.Lanzl, M. Rozenfeld: *Californium-252 Dosimetry in Phantoms of Various Dimensions*, Radiology, 137, 789-793, 1980
- 3) ICRU Report 26: *Neutron Dosimetry for Biology and Medicine*. International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, USA, 1977
- 4) ICRU Report 44: *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurements*. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, USA, 1988
- 5) M.W. Konijnenberg, L.G.H. Dewit, B.J. Mijneer, C.P.J. Raaijmakers, P.R.D. Watkins: *Dose Homogeneity in Boron Neutron Capture Therapy Using an Epithermal Neutron Beam*. Radiat. Res. 142, 327-339, 1995
- 6) J. F. Briesmeister: *MCNP- A general Monte Carlo N-Particle transport code*. Los Alamos National Laboratory report LA-12625-M, 1993

- 7) K. Kosako, F. Maekawa, Y. Oyama, Y. Uno, H. Maekawa: *FSXLIB-J3R2: A Continuous Energy Cross Section Library for MCNP Based on JENDL-3.2*. JAERI-Data/Code 94-20. 1994.
- 8) T. Nakagawa, K. Shibata, S. Chiba, T. Fukahori, Y. Nakajima, Y. Kikuchi, T. Kawano, Y. Kanda, T. Osawa, H. Matsunobu, M. Kawai, A. Zukeiran, T. Watanabe, S. Igarashi, K. Kosako, T. Asami: *Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-2: JENDL-3.2*, *J. Nucl. Sci. Technol.*, 32, pp. 1259-1271. 1995.
- 9) L.L. Anderson: Cf-252 physics and dosimetry. *Nuclear Science Applications* 2, 273-281, 1986
- 10) R.D. Rogus, O.K. Harling, J.C. Yanch: *Mixed field dosimetry of epithermal neutron beams for boron capture therapy at the MITR-II research reactor*. *Med. Phys.* 21, 1611-1625, 1994
- 11) J.C. Yanch, R.G. Zamenhof: *Dosimetry of ^{252}Cf Sources for Neutron Radiotherapy with and without Augmentation by Boron Neutron Capture Therapy*. *Radiat. Res.* 131, 249-256, 1992

2.3.2 Experimental determination and calculation program of fast neutron, photon and thermal neutron dose around a ^{252}Cf brachytherapy source

Somsak Wanwilairat^{1,2)}, Thiraphat Vilaithong²⁾, Vicharn Lorvidhaya¹⁾, Rainer Schmidt³⁾

- 1) Fast Neutron Research Facility, Department of Physics, Faculty of Science, Chiang Mai University, Chiang Mai 50200, Thailand
- 2) Radiation Oncology Section, Department of Radiology, Faculty of Medicine, Chiang Mai University, Chiang Mai 50000, Thailand
- 3) Department for Radiation Oncology, University Hospital Eppendorf, University of Hamburg, Martinistr. 52, 20241 Hamburg, Germany

ABSTRACT

The use of ^{252}Cf in brachytherapy is expected to be more effective with the therapy of bulky tumors than the conventional therapy with photons. For treatment planning a code developed for calculation of gamma dose was used to generate the dose distributions of fast and thermal neutrons and photons. To the dose distributions of these components measured with ionization chambers and a GM counter analytical functions were fitted. Measured and simulated dose distributions transverse and along the Cf source were compared to evaluate the quality of the dose simulation. As these comparison show reliable results it can be concluded that the modified brachy code can be used for the generation of isodoses to optimize the treatment procedure with respect to the fast neutrons, photons and boron enhanced thermal neutrons.

INTRODUCTION

For the therapy of advanced cervical carcinoma the brachytherapy with radioactive neutron represents a promising alternative to conventional procedures for the treatment of these bulky tumors. Clinical techniques experienced with conventional gamma brachytherapy can easily be adopted. The benefit by using neutrons can possibly be extended by boron enhancement BNCT (1,2).

An essential and time-consuming part of the preparation for a treatment is the optimization of the dose distribution in the patient. The treatment planning for BNCT is mainly based on Monte Carlo Simulations. The most common codes employed for the treatment planning of BNCT of patients with reactor neutrons are developed at the Idaho National Engineering Laboratory (INEL) a software package BNCT_rtpc based on the Monte Carlo code rtt_MC (4), and at the Beth Israel-Deaconess Medical Center, Harvard medical School (BIDNC) and the Massachusetts Institute of Technology (MIT) NCTPLAN, based on the Monte Carlo Code MCNP from Los Alamos National Laboratory (5,6) or the TORT code developed at the Oak Ridge National Laboratory (7,8). Some of these codes are used for the calculation of the dose enhancement by use of a ^{252}Cf source with BNCT (2,9)

In this paper an in-house developed code for the treatment planning with radioactive gamma sources will be used. This code is based on analytical functions fitted to the change of the photon dose with increasing distance from the source. For the treatment planning with a neutron source this code will have to be modified to represent the neutron, photon and boron enhanced thermal neutron dose created with a ^{252}Cf source. The fit-functions used for the calculation of the spatial dose distribution of these components are derived from experimental investigations.

METHODS AND MATERIALS

A high intensity ^{252}Cf source will be used for application in brachytherapy at the Chiang Mai University Hospital. The characteristic parameters of this source are summarized in tab. I.

Tab. I: Characteristic parameter of ^{252}Cf –source

Active length [mm]	6.0
Exterior length[mm]	12.0
External diameter [mm]	5.5
Wall thickness [mm]	1.1
Actual weight of ^{252}Cf [μg]	100.1

Three different ionization chambers were used. They are manufactured by Wellhoefer Dosimetry (Germany) in a comparable design. The inner volume of the thimble chambers was .32 ccm. The TE/TE chamber was made out of Al50 and was operated with TE gas (composition by partial pressure: 64.4% CH_4 , 32.4% CO_2 , 3.2% N_2). The second chamber consisted out of magnesium, the third chamber was a magnesium chamber of identical design additionally coated with $3\mu\text{m}$ ^{10}B of 92% purity internally, both chambers are flushed with argon-gas of 99.995 % purity (11). All chambers are calibrated in a ^{60}Co -beam in terms of absorbed dose to water N_w .

The chambers have a gas-flow provision and during the measurements a constant gas-flow of 17 ccm/min. was used. The gas was flushed through a 15 m long copper pipe to adjust the temperature of the gas to room conditions. The gas flow rate was monitored and could be kept constant so that the chamber worked under stable conditions.

The temperature and the pressure were determined and taken into account. The chambers were connected via a triax cable with a Farmer Electrometer 2570 (Nuclear Enterprises, Great Britain), that was operated in the high sensitive charge mode with a resolution of 0.005 nC and a leakage of $\pm 1 \cdot 10^{-14}$ A. The electrometer supplied a high voltage of -250 V to the chamber.

As the Mg/Ar-chamber could be operated only close to the source where the induced charge was considerably grater as the resolution of the electrometer, an GM-counter (GM2, Far West Technology, Goleta, USA) was additionally employed to determine the photon. This counter could be operated only at large distances to the source where the doserate and the dead time of the counter (dead time = 25 μsec) are related so than an evaluation can be performed within considerable accuracy. Both photon sensitive detectors were used in an overlapping region between 5 to 10 cm distance to the source, but no adjustments to fit the dose distributions were necessary.

The measurements were performed in a water tank of the dimension (length * width * height): 53 cm * 56 cm * 40 cm with 1 cm thick perspex walls. The Cf-source was housed in a cylindrical perspex tube with an outer diameter of 9 mm.

The chambers was remotely driven by an isodose recorder FM-0036 (Fujitech, Japan) providing a minimum step width of 1 mm.

The closest distance between source and chamber was 16 mm, defining the distance between the center of the source and chamber, respectively.

The reading R of the dosimeter is correlated with the neutron and photon dose by the following equation (13)

$$R' = R * k_{corr} * N_w = kD_n + hD_\gamma \quad [1]$$

k_{corr} correction factor, taking into account temperature, pressure, displacement, recombination, stem-effects etc.

k is the relative sensitivity to neutrons compared to the calibration radiation

h is the relative sensitivity to photons compare to the calibration radiation

The twin chamber technique was applied to evaluate the neutron and photon component of the total dose from the measurements with the ionization chambers.

As the relative photon response of the TE/TE-chamber is almost independent on the photon energy, h_T was set to unity. As the relative neutron response ($k_T = 0.96$) is also close to unity (12) the total dose D_{tot} can be calculated from the measurement of the TE/TE-chamber without substantial errors by

$$D_{tot} = D_n + D_\gamma = \frac{R'_T}{k_T} \quad [2]$$

As the relative neutron response of the GM counter k_u was only 1%, the photon dose can be calculated directly from the measured reading without substantial errors by

$$D_\gamma = \frac{R'_u}{k_u} \quad [3]$$

The MgB/Ar chamber was used for the detection of the of the thermal neutrons in the mixed field. The calibration of the chamber was performed at the standard laboratory PTB in Germany for a homogeneous flux of thermal neutrons with 37 meV (1):

$$R(4\pi, 37.0 \text{ meV}) = 1.02 \cdot 10^{-7} \text{ nC} \cdot \text{cm}^2 / \text{neutr.}$$

For the conversion of neutron flux into dose in muscle tissue the kerma factor was taken from ICRU-Report (14)

$$\text{kerma factor KF (muscle, 36 meV)} = 2.31 \cdot 10^{-13} \text{ Gy} \cdot \text{cm}^2$$

The data to convert the thermal neutron fluence into an additional dose by use of are adapted from a paper from Konijnenberg et al. (15). The factors for the conversion of thermal neutron flux to the dose induced in ^{10}B are calculated to:

$$\text{kerma factor KF (50 ppm}^{10}\text{B, 36 meV)} = 4.30 \cdot 10^{-12} \text{ Gy} \cdot \text{cm}^2$$

From these data the reading of the MgB/Ar-chamber can be converted into neutron flux, absorbed dose from thermal neutrons, and boron dose originating for thermal neutrons.

An in-house developed treatment planning system for photon brachytherapy was used. This system uses an analytical expression for the change of the absorbed dose with the distance to the source assuming that the source is point source. Than the dose distribution can be calculated in a predefined grid in any arbitrary plane.

Dose computation program

A computer program was written in Fortran77 and HALO graphic library. The program was executed on IBM compatible personal computer. Its source code was modified from a conventional brachytherapy treatment planning program. Source geometry and reference points can input via two orthogonal X-ray films or keyboard. Absorbed dose at any point was calculated by using analytical function derived from this experiment data and summation the contribution from any of three dimensional point source. The planning program can generate point dose or isodose distribution for total dose, fast neutrons, photons and boron enhanced thermal neutrons dose. The program can also calculate boron enhanced thermal neutron dose for 50 ppm boron concentration in water. The dose distribution can display in normal two dimensional planes and three dimensional perspective profile.

RESULTS

The ionization chamber were used to measure the thermal neutron, photon, and total dose distribution along the source in 2, 5 and 10 cm distances (longitudinal scans) and transverse to these scans at the same distances (transversal scans). From these scans the center of the source was determined. Depth scans were performed perpendicular to the longitudinal and transversal scans on the axis of the source. The distances between source and chamber were defined as the distance from the center of the source to the center of the chamber. The minimal distance that could be used was 1.6 cm.

The TE/TE chamber was used to measure the total dose at different distances d to the source according to eq [2]. These data were then used to evaluate the coefficients of an exponential fit taking to account the inverse square law, too

$$D_{tot} = 3.527 e^{-0.03088 * d} / d^2 \quad [4]$$

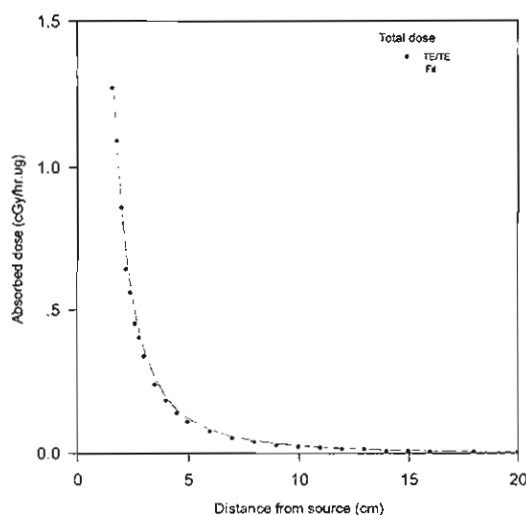


Fig. 1: Comparison of the total dose at different distances to the source, measures with the TE/TE-chamber (o) and fitted with an exponential function (---). The photon dose component was evaluated for the TE/TE- and Mg/Ar-chamber measurements. A maximal distance to the source at which a sufficient current was produced by the Mg/Ar-chamber to give an accurate measurement was 10 cm. Contrarily the GM-

counter could not be operated at close distances to the chamber because of the dose rate dependent dead time. The closest the GM counter was positioned to the source was 5 cm so that there was an overlap of with neutron insensitive devices between 5 and 10 cm distance. The analytical fit to the measured data is given in eq [5], a comparison between measurement (○, □) and the fit (straight line) is given in fig. 2.

$$D_{\gamma} = 1.075e^{0.065*d - 0.0026d^2} / d^2 \quad [5]$$

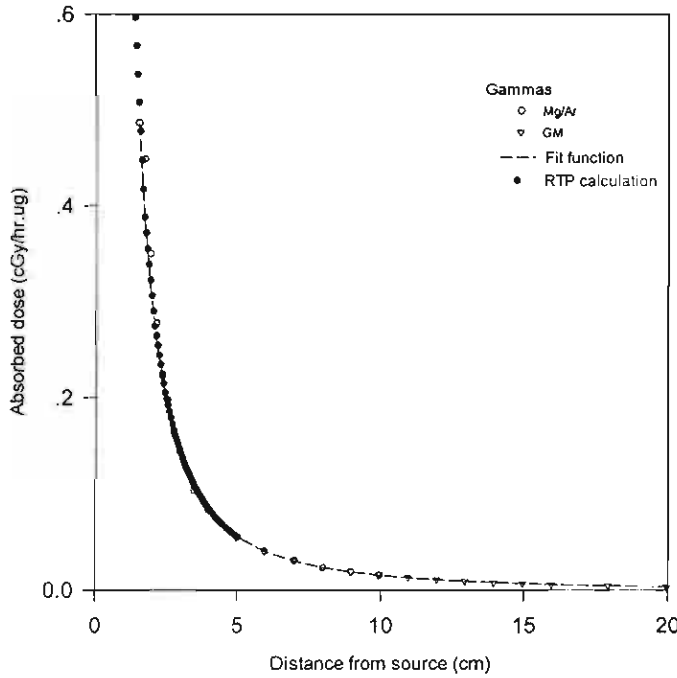


Fig. 2: Comparison of photon dose at different distances to the source, measured with the Mg/Ar-chamber (○), the GM-counter (▽), exponential function fitted (---) and RTP calculation (●).

For the use of the thermal neutron dose component the enhancement by ^{10}B is of interest. Therefore the measured data were processed by use of the calibration factor given above and then converted into boron enhanced dose by use of the corresponding kerma factors for a concentration of 50 ppm. The relative enhancement is then derived by dividing these dose contribution by the total dose. The relative 50 ppm ^{10}B enhancement in different depth is shown in Fig.3 there is a considerable increase with the distance to the source to 28 % at 9 cm distance. With greater depth the enhancement is reduced. A polynomial fit through these data (dotted line) gave sufficient results.

The fit functions obtained from these evaluations were integrated into the brachytherapy treatment planning system so that the dose distribution around the source could be calculated for the different components.

An evaluation of the treatment planning was performed by comparing dose distributions along the source (longitudinal scans) and transverse to the source (transversal scans) at different distances. As the treatment planning is assuming a point source no differences can be found for the two directions of the calculations.

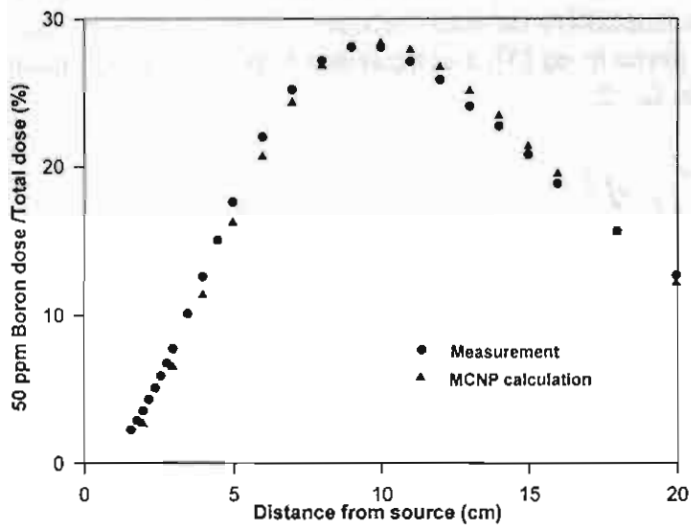


Fig.3 Comparison of the relative boron enhanced dose at different distances to the source, measured with the MgB/Ar chamber (•) and calculated by MCNP code.(Δ) .

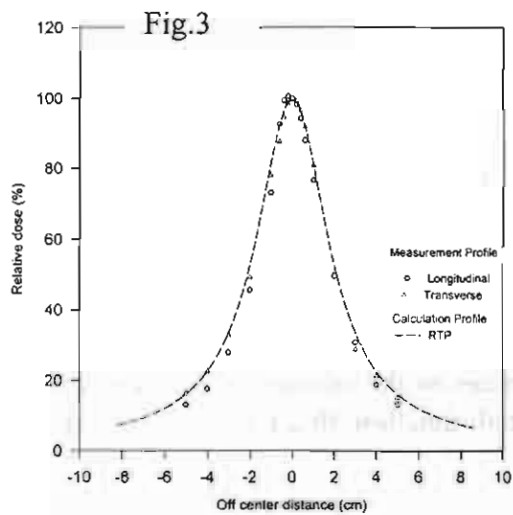


Fig. 4: Measured (o,Δ)and calculated (---) total dose profiles. The longitudinal measurement was corrected for a shift of 0.4 cm

In fig. 4 the total dose profiles are compared, normalized to 100% on the center. As during the longitudinal measurement the TE/TE chamber was not positioned to the center of the source, a shift of 0.4 cm is included in the presented lateral distribution.

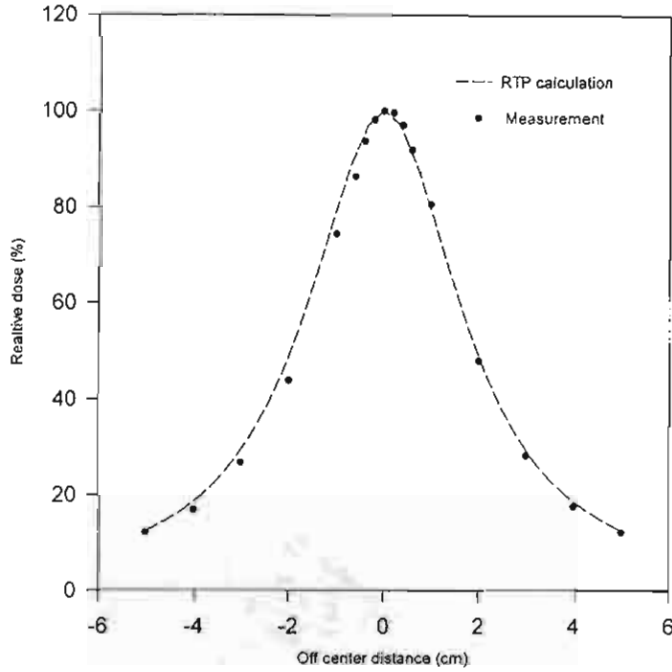


Fig. 4: Measured (•) and calculated (---) photon dose profiles.

In fig.4 the corresponding profile for the photon dose is presented. Here the Mg/Ar chamber was centered correctly for both scans so that no correction had to be made.

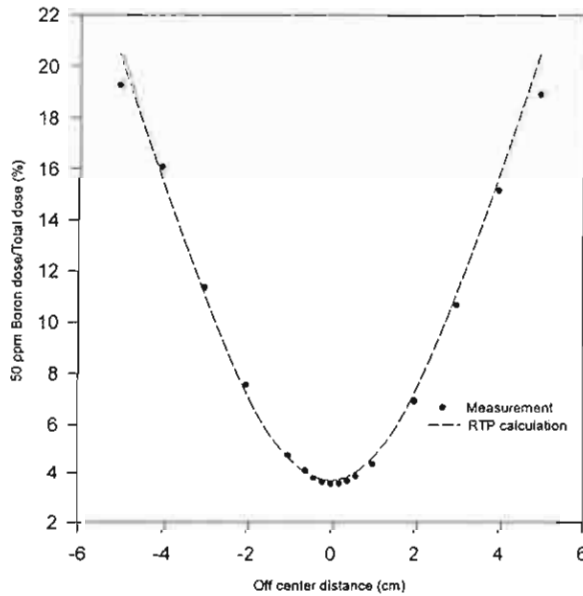


Fig. 6: Boron enhancement profile from measurements (•) and calculation.(---) The longitudinal measurement was corrected for a shift of 0.2 cm

In fig. 6. The relative enhancement profile for 50 ppm ^{10}B is given. Again the entering for the longitudinal scan has to be corrected for 0.2 cm. The enhancement is increasing with

increasing lateral position, as the boron enhanced profile is much wider compared to the sharply peaked total dose.

The calculation program can generate an isodose distribution for total dose in normal two dimensional planes (Fig.7) or three dimensional perspective profile (Fig.8). The program can also calculate boron enhanced thermal neutron dose for 50 ppm boron concentration in water.(Fig.9)

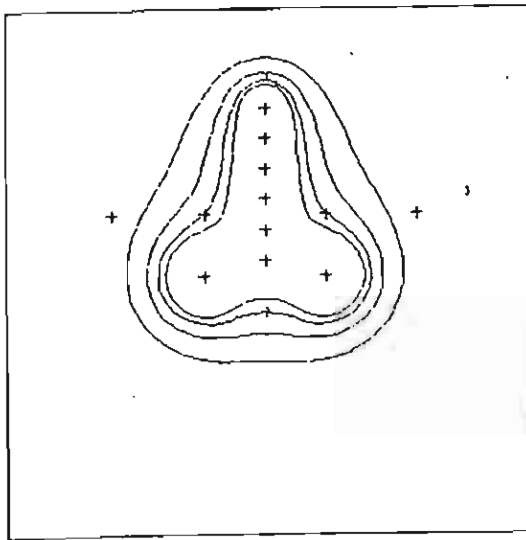


Fig.7 Total dose distribution of Californium-252 intracavitary. Prescribed dose = 7.5 Gy at reference point A. Intrauterine tandem length 6.0 cm.

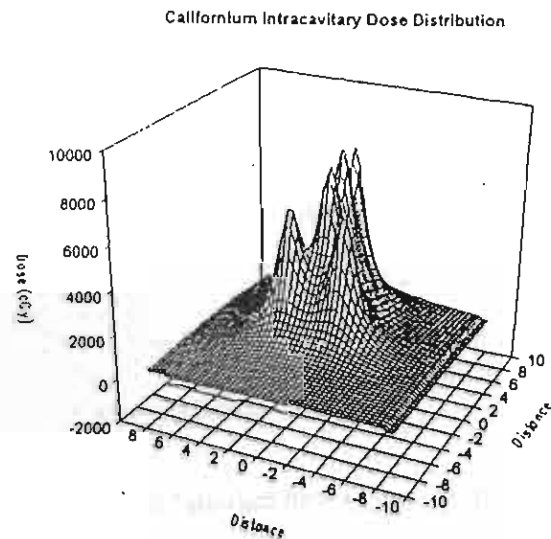


Fig 8. Isometric total dose distribution of Californium-252 intracavitary.

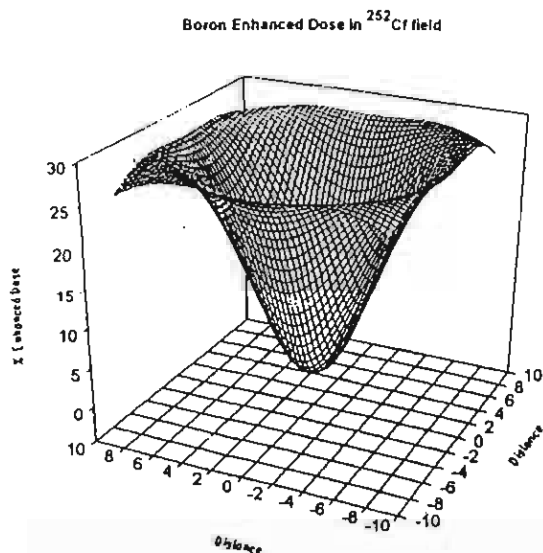


Fig.9 Boron thermal neutron enhanced dose distribution in 50 ppm boron concentration water. Calculated for one Californium-252 source.

DISCUSSION

The dose measurements were performed with ionization chambers and with a GM counter. The positioning of the dosimeters could be positioned within an accuracy of 1 mm. This corresponds to a different in the dose of 5% close to the source. At greater distances this accuracy will be increased but then the accuracy of the measured current is affected by the resolution of the electrometer.

The accuracy of the measured charge was depending on the current induced in the chamber. For the thermal flux measurements, the induced current was magnitudes above the resolution of the electrometer. For the fast neutron and the photon measurements, the induced current was approaching the resolution of the electrometer when the chamber was moved to a considerable large distance ($>10\text{cm}$) to the source.

For the calibration of the TE/TE- and Mg/Ar-chamber an accuracy of 1 % was assumed.

The directional response of the TE/TE and Mg/Ar chamber is almost homogeneous. For the MgB/Ar ionisation chamber the directional response for thermal neutrons was determined and has to be taken into account the following way [11]: fast neutrons have to undergo multiple reactions, mainly scattering with hydrogen until they slow down to thermal energies. This may result in a considerable directional homogeneity of the thermal neutrons. Therefore the directional response of the chamber was integrated in 4π according to the investigation given in [11].

$$R(4\pi) = 0.835 R(90^\circ)$$

where $R(90^\circ)$ is the response of the chamber to laterally incident thermal neutrons. A comparison with foil activation in a thermal field of a fast neutron beam justified the use of the above calibration relation in a non-homogeneous thermal neutron beam[11]. If the thermal neutron field is not homogeneous the directional response of the chamber could introduce some error that was estimated from the comparison to be less than 4 %.

The energy response of the MgB/Ar- chamber was investigated in [11], too. For the evaluation of the thermal neutron flux the energy spectrum would have to be known. Only differences in the spectrum during calibration and measurement will affect the boron calculations. This difference is supposed to introduce an error of 5%.

Neither displacement corrections nor stem effects are taken into account. As the dose rate is considerably low, saturation effects by recombination can be neglected. The estimated uncertainties are summarized in tab. II and are indicated in fig. 3-5.

Tab. II: Estimated uncertainties in dose calculations [%]

item	Neutron Dose	Photon Dose	Thermal neutron
position in phantom	5	5	5
displacement correction	1.5	1.5	.5
directional response	1	1	4
temperature, pressure, gas flow	.5	.5	.5
electrometer	1	1	.5
photon calibration	1	1	1
neutron calibration	5	-	5
total error	7.5	5.5	8.2

The depth dose distribution of the dose around a high intense ^{252}Cf -source can be determined with sufficient accuracy for the different dose components and for the boron enhancement. Exponential and polynomial fits could be used to model these dose distributions. For the longitudinal and transverse scans the agreement between the calculations obtained with the

brachytherapy treatment planning program and the corresponding measurements are generally within the estimated errors.

The source used here can be handled as a point source so that no geometrical corrections have to be applied. This makes treatment planning for brachytherapy very easy. But it still has to be kept in mind that these measurements and calculations are performed in a homogeneous phantom. Further investigations and calculations have to be performed to take into account the inhomogeneities for treatment planning.

References

- 1) J. Wierzbicki, Y. Maruyama, C. Alexander: Boron neutron capture enhancement in Cf-252 Brachytherapy. In: Progress in Neutron Capture Therapy for Cancer (Eds.: B. J. Allen et al.), Plenum Press New York, 1992, 187-189
- 2) J.C. Yanch, R.G. Zamenhof: Dosimetry of ^{252}Cf Sources for Neutron Radiotherapy with and without Augmentation by Boron Neutron Capture Therapy. Radiat. Res. 131,249-256,1992
- 3) D. W. Nigg, F. J. Wheeler, D. E. Wessol, C. A. Wemple, R. Babcock, J. Capala: Some recent developments in treatment planning and software methodology for BNCT. In: Advances in Neutron Capture Therapy (Eds: B. Larsson et al.), Elsevier, Amsterdam, 1997, 91-94
- 4) F.J. Wheeler: Optimization in neutron capture therapy planning. In: Advances in Neutron Capture Therapy (Eds: B. Larsson et al.), Elsevier, Amsterdam, 1997, 85-90
- 5) R. G. Zamenhof, E. L. Redmond II, G. Solares, D. Katz, K. Riley, S. Kiger, O. K. Harling: Monte Carlo based treatment planning for boron neutron capture therapy using custom designed models automatically generated from CT data. Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 35, 1996, 383-397
- 6) J. F. Briesmeister: MCNP- A general Monte Carlo N-Particle transport code. Los Alamos National Laboratory report LA-12625-M, 1993
- 7) W. A. Rhoades: The TORT Three-Dimensional Discrete Ordinates Neutron/Photon Transport code. Oak Ridge National Laboratory report ORNL/TM-13221, 1996
- 8) D. T. Ingersoll, C. O. Slater, E. L. Redmond II, R. G. Zamenhof: Comparison of TORT and MCNP dose calculation for BNCT treatment planning. In: Advances in Neutron Capture Therapy (Eds: B. Larsson et al.), Elsevier, Amsterdam, 1997, 95-99
- 9) B. J. Allen, A. Ralston: Boron dose enhancement for ^{252}Cf brachytherapy. In: Advances in Neutron Capture Therapy (Eds: B. Larsson et al.), Elsevier, Amsterdam, 1997, 271-274
- 10) L.J. Goodman, H.H. Rossi: The measurement of dose equivalent using paired ionization chambers. Health physics 14, 1968, 168-170
- 11) L. Luedemann, T. Matzen, M. Matzke, R. Schmidt, W. Scobel: Determination of the thermal neutron flux in a fast neutron beam by use of a boron-coated ionization chamber. Med. Phys. 22, 1743-1747, 1995
- 12) N. Sabau, L.H.Lanzl, M. Rozenfeld: Californium-252 Dosimetry in Phantoms of Various Dimensions, Radiology, 137, 789-793, 1980
- 13) ICRU Report 26: Neutron Dosimetry for Biology and Medicine. International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, USA, 1977
- 14) ICRU Report 44: Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurements. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, USA, 1988
- 15) M.W. Konijnenberg, L.G.H. Dewit, B.J. Mijnheer, C.P.J. Raaijmakers, P.R.D. Watkins: Dose Homogeneity in Boron Neutron Capture Therapy Using an Epithermal Neutron Beam. Radiat. Res. 142, 327-339,1995

Acknowledgment: This work was supported by Thai Research Fund (TRF) and German Academic Exchange Service (DAAD)

2.3.3 Low Cost High Resolution Thermoluminescence Spectrometer

M. W. Rhodes^(a)

Institute for Science and Technology Research and Development, Chiang Mai University, Chiang Mai, 50200 Thailand

S. Wanwilairat, T. Vilaithong

Fast Neutron Research Facility, Department of Physics, Faculty of Science, Chiang Mai University, Chiang Mai 50200, Thailand

W. Hoffmann

Department of Physics, University of Wuppertal, 42097 Wuppertal, Germany

Abstract

A high-resolution thermoluminescence dosimetry (TLD) spectroscopy reader has been developed in order to perform detailed quantitative studies of the kinetics of TLD materials. The key features of this system are high wavelength resolution (1.3 nm), low cost and compact size. In addition, the spectrometer is fiber optic coupled to the sample material isolating the system from thermal influences and electrical noise generated by the heating system. Temperature rate control can be computer set with a heat rate accuracy of better than 0.12% and a temperature readout accuracy of 1 °C or better. Analysis of all three parameters, temperature, wavelength and intensity, is easily visualized with integrated 2D/3D analysis software. Preliminary analysis on TLD300 samples irradiated with ⁶⁰Co from 5Gy to 60Gy show temperature peaks and wavelength locations consistent with other published measurements. Details of the hardware system and software are discussed along with sample results.

Submitted to Review of Scientific Instruments (AIP) October 26, 1999

Received November 1, 1999

I. INTRODUCTION

Thermoluminescence (TL) materials are used widely in radiation dosimetry because of their high sensitivity, wide dose range, self-integration behavior and the possibility to use them as "in vivo" dosimeters. Even though the basic process is long known and a lot of research has been performed in order to understand the basic TL effect, a detailed theory even for the most widely used materials LiF:Tl,Mg , $\text{CaF}_2\text{:Tm}$ and $\text{CaSO}_4\text{:Dy}$ is far from certain⁽¹⁾.

The TL effect can generally be described as a two step process: ionization of electrons followed by trapping at defect sites and subsequent recombination during heating at TL centers causing photon emission. The study of glow curves and optical absorption measurement give some information on the nature of the trapping configuration, but in order to understand the configuration of the TL centers and the light emission process it is necessary to measure the spectral distribution of the emitted light^(2,3).

More recently, various methods to read spectral information have been implemented ranging from rotating gratings with a monochromator and PMT^(4,5) to solid state detectors such as photo diode arrays (PDA)⁽⁶⁾ and now more recently charge coupled devices (CCD). The main complication in obtaining spectrums is that the TL is short lived. That is, the TL output varies with temperature and the energy in the traps is emptied out at each temperature not allowing multiple scans to integrate the intensities nor step the temperature and read the emission in an unlimited amount of time. This time constraint can be minimized by splitting the TL emission into individual wavelengths with a dispersion grating and spread the output across an array of sensors. This allows the entire spectrum to be read out concurrently rather than one wavelength at a time as with a monochromator based system. Techniques employing PDAs have been limited to 256-512 cells and up to now the published spectra have no resolution better than 5 nm. Currently, CCDs with array sizes of 2048 are available and are implemented in this work. There are tradeoffs in each method. PMTs still have the greater sensitivity, able to detect single photons, but limited spectral range. PDAs are next in terms of sensitivity and have a broad wavelength response through infrared however they are currently limited in density. CCDs, until recently, have had low sensitivities and narrow wavelength ranges. The CCD array implemented in this spectrometer is a Sony ILX511 and has a photon sensitivity of 86 photons/count (2.9×10^{-17} joule/count) and a spectrum range of 200-1100 nm.

II. INSTRUMENTATION

Figure 1 shows the system diagram of the TL spectrometer. The control and off-line analysis is divided between two networked computers in order to allow one person to read the samples with one computer and to do post analysis work with the other. However, all work can be done with a single computer if so desired though not concurrently due to the high data acquisition rates of the control system.

A. Computer Systems

The control computer consists of an IBM compatible PC with a 166MHz Pentium, 32Mbyte of ram and 2Gbyte disk drive running Windows 95. Due to the size of the data files a large disk drive is recommended, as is a large complement of memory. In addition, a 12-bit ADC/DAC card is used to control the heater and read out the temperature. The data analysis computer is a Dell Optiplex with a 400MHz Pentium II processor, 64Mbyte of RAM and 4Gbyte of disk space running Windows NT Workstation 4.0.

B. Heater Control

The sample housing with planchet heater and thermocouple was taken from a Victoreen Model 2800 TLD reader with all electronics removed. A dual mode heater control and temperature monitoring system was designed in house and installed in the old shell.

As shown in figure 2, the temperature can be controlled in two different modes. The first mode employs a precision ramp generator that is calibrated for $10^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ for 40 seconds. This is triggered externally by the computer through the printer port and a ramp expired signal is checked against a high-resolution timer to verify that the total heating time is accurate. If any inconsistencies in the ramp time show up the data is considered invalid and discarded. The repeatability of the ramp generator has shown to be within 50ms of the full period or 0.12%, equivalent to 0.5°C .

The second mode of operation is through the use of a 12-bit DAC allowing for unlimited heating protocols such as warm up, variable ramp rates, annealing and cool down. The reason for designing the system for two modes of operation was that our initial tests using DAC control showed the computer system was not fast enough to handle setting the temperature (DAC), reading the temperature and reading the spectrum at the temperature rate and resolution we required. An upgrade to the computer and subsequent refinement of the software will eliminate this problem.

The temperature sensor is a standard Iron/Constantine thermocouple welded to the planchet heater. Using thermocouple tables obtained at Omega and referenced to ITS-90 standards, the linearity from 100 to 400 degrees for the J type thermocouple is $R =$

.99999918. Temperature readout (thermocouple output) is referenced to this table and results interpolated as needed.

The output of the generator or DAC is compared with the thermocouple signal and triggers a triac turning on or off the planchet heater transformer. The signal of the thermocouple is amplified and buffered by an instrumentation amplifier that is read out by an ADC. Full PID control of the system was not necessary in that calibration tests of the ramp generator and heater show that the temperature accuracy is better than 1 °C and a heat rate better than 0.12%.

C. Spectrometer

The heart of the system is the Ocean Optics S2000 Fiber Optic Spectrometer⁽⁹⁾. This unit is very compact (see figure 3), flexible in terms of choice of optics and low cost. The spectrometer interfaces to the computer through an ADC1000 8-channel, 12-bit, 1Msample/sec ADC card. Readout of all 2048 CCD pixels can be done in 3ms (minimum integration time) and can integrate up to 60 seconds for very low light levels. Depending upon the sample type and activation dosage, i.e., the TL intensity, we nominally run at either a 100ms integration period (spectrum every 1 °C) or a 200ms integration period (spectrum read every 2 °C). These periods were arrived at empirically by reading test samples at various dosages and seeing if the spectral intensities were useable.

The sample is coupled to the spectrometer through a 1-meter fiber optic cable. Using fiber optics has several advantages over direct coupling as with a PMT. First, the detector is isolated both thermally and electrically from the heater control system. This eliminates the need for cooling the sensor and prevents electrical noise from the heater power system entering the detector electronics. Second, there is simpler control over extraneous light entering the spectrometer because of the small optical coupling to the system.

The PMT in the Victoreen reader was removed and an adapter plate added to connect the fiber above the TLD sample. The fiber optic has a FOV (field of view) of 25 degrees and was positioned at an optimum distance for the most efficient light collection. Based on a sample size of 3mm and a fiber size of 1000-microns this was 7mm above the sample. No collection optics in front of the fiber was used in order to prevent further attenuation and chromatic aberration of the light. Optimizing the position is important in order to collect as much of the TL as possible and also to minimize reflections and possible TL emission from oxides in the pan.

The spectrometer internal optics is a miniaturized version of a cross-Czerny-Turner optical bench (figure 3). It has a 25-micron entry slit and a 600lines/mm blazed at 400nm diffraction grating (chosen when ordering the spectrometer). Choices in these two items dictate the wavelength range and sensitivity. The grating filter has a spectral width of 650nm giving us an optical resolution of 1.3nm FWHM when combined with the slit. This calculation is based on the following relationships: Resolution = 4.2 pixels with 25-micron entry slit (from table supplied by Ocean Optics). Optical resolution = (Spectral Range / Number of Elements) x Resolution (650nm/2048 x 4.2 pixels = 1.3nm). With different configurations it is possible to obtain a higher wavelength resolution (to 0.3nm) at the cost of sensitivity or conversely, increased sensitivity at the cost of resolution. It is possible to cover the spectrum range of 200-1100nm (range of the CCD) by adding a slave spectrometer and using two different gratings that have overlapping spectral ranges. The two spectra can then be read concurrently and combined easily to obtain the full range.

III. SOFTWARE

All programming was done in Microsoft Visual Basic⁽¹⁰⁾ 5.0 linked to Graphics Server⁽¹¹⁾ 5.0 from Pinnacle WebWorks and the S2000 dynamic link library (spectrometer control) supplied by Ocean Optics.

A. Reader Control

As seen from figure 4, control of the TLD reader is straightforward and simple for the operator to use. The user has the choice of what sample rate and integration period to use, average the spectra over multiple reads and to integrate n-number of pixels (boxcars). The planchet heater temperature is displayed in real time.

Two sources of noise are inherent in the system. The first is the dark current noise from the CCD cells and averages about 15 counts. This is handled internally by the spectrometer by enabling dark current subtraction. The second source is from black body radiation from the sample and planchet. This is minimized by optimizing the position of the fiber above the sample as discussed previously and also by taken a second reading of the sample after a cool down period. The black body radiation noise can then later be subtracted in the 2D-analysis program, see figure 5 for comparisons.

After the TL emission spectrum and black body radiation is read, the two sets of data are saved to a file in raw data format to be read in later by the analysis software. This data is three-dimensional and contains the temperature, pixel number and intensity. The pixel numbers are correlated to the wavelength and a 2nd order polynomial fit applied to