

310.565

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

24. kötet / 1. szám



MTA

ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1982

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

24 kötet / 1. szám

539

HU ISSN 0004-7155

SYMPOSIUM
ON FAST NEUTRON CANCER THERAPY

12 October, 1981, Debrecen
Hungary

The Symposium was organized by the Hungarian Society of Radiologists, the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sciences, Debrecen, and the Radiological Department of the Medical University of Debrecen.

Editor: I. Mahunka

The papers are offset reproductions
of the authors' manuscripts.

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

PROGRAM

Chairman: *D. Berényi*

Member of the Hung. Acad of Sci.

- | | |
|---|----|
| 1. <i>D. Berényi (Debrecen)</i>
Opening Remarks | 5 |
| 2. <i>G. Schmitt (Essen)</i>
Klinische Anwendung und Ergebnisse der
Neutronentherapie | 7 |
| 3. <i>J. Rassow (Essen)</i>
Prinzipielle Aspekte und neue Ergebnisse
der klinischen Neutronendosimetrie | 15 |
| 4. <i>G. Bibok, A. Valek (Debrecen)</i>
Cyclotron Laboratory Project of ATOMKI | 59 |
| 5. <i>I. Mahunka, I. Uray (Debrecen)</i>
Possibilities for the Medical Use of the
MGC Cyclotron | 63 |
| 6. <i>Gy. Vargha, A. Csejtei (Debrecen)</i>
Voraussichtliche Neutronentherapie-
Möglichkeiten bei MGC Zyklotron | 71 |

OPENING REMARKS

D. BERENYI

Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sci.,
H-4001 Debrecen

The preparations for the establishment of a Cyclotron Laboratory in Debrecen were started more than a decade ago. Since that time a number of different meetings were organized as a part of the preparation for the utilization of the first Hungarian cyclotron.

First in August, 1975 a national symposium was held with more than hundred participants on the interdisciplinary utilization of cyclotrons. Among the participants the number of nuclear physicists was a minority as compared to the number of physicists from other branches of physics, to chemists, biologists, medical people and agricultural experts.

After having the positive decision of the Committee for Scientific Policy on the establishment of the Cyclotron Laboratory in ATOMKI (Debrecen), a scientific session was organized jointly by ATOMKI and the Debrecen Medical University (DOTE) in November, 1978 to discuss the use of the MGC cyclotron (which was decided to be purchased from the USSR) in medical research and practice. Just after this session in December 1978, a meeting was held for the representatives of the different institutions (not only the medical ones) which intend to use the cyclotron concerned.

In November 1979, however, many experts from industry and agriculture were convened for a meeting on the application of nuclear accelerators (including cyclotrons and our future MGC cyclotron) for practical purposes that are important from the point of view of the national economy.

In April, 1981 the Youth Organization of DOTE and ATOMKI together organized a scientific meeting on the medical applications of the cyclotron.

In the series of these meetings for the preparation of the utilization of our cyclotron, the Symposium on Neutron Therapy is very well fitting. It was a pleasure for us that it was

organized together with some medical organizations and institutions (first of all personally with Professor Gy. Vargha), respectively.. The experiences from the Essen cyclotron are especially useful for us.

To use efficiently the MGC cyclotron that will be put into operation by the middle of 1985, the good preparation and the good collaboration are the most important factors. The small symposium concerned is significant from both points of view.

KLINISCHE ANWENDUNG UND ERGEBNISSE DER NEUTRONENTHERAPIE

G. SCHMITT

Radiologisches Zentrum, Universitätsklinikum Essen,
D-4300 Essen

Neutronen wurden bereits 6 Jahre nach der Entdeckung durch Chadwick von Stone und Larkin in der Tumorthherapie eingesetzt. Die Erforschung der biologischen Wirkungen stand damals in den Anfängen, und eine standardisierte Dosimetrie fehlte. Neutronen wurden in n-Einheiten dosiert (Zirkle und Lampe 1938). Hierbei bedeutete $1\text{ n} = 1\text{ rep}$. Zur Umrechnung der Neutronendosis in Ionendosis (R) wurde ein Faktor 2,5 gewählt. RBW-Werte an verschiedenen Systemen variierten von 2 bis 20 (Zirkle et al., 1937). Trotz dieser grossen Schwankungsbreite hielt Stone den Einsatz von Neutronenstrahlen als Palliativmassnahme bei Patienten mit inkurablen Tumoren für gerechtfertigt.

Der erste Patient mit einem Oberkiefer tumor wurde am 26.9.38 bestrahlt. Bis Febr. 1943 war die Behandlung von 226 Patienten abgeschlossen. 1948 fasste Stone seine Erfahrungen in der bekannten "Janeway Memorial Lecture" wie folgt zusammen (Stone, 1948):

- 1) Die Gewebsreaktionen von Neutronen und Photonen unterscheiden sich nicht qualitativ.
- 2) RBW-Werte können in Abhängigkeit vom Testobjekt sehr unterschiedlich sein.
- 3) RBW-Werte für Spätreaktionen sind höher als für akute Reaktionen
- 4) Die Neutronendosis, die zur Kontrolle eines Tumors erforderlich ist, liegt dicht bei der Toleranzdosis für normale Gewebe im Hinblick auf akute Reaktionen und noch dichter im Hinblick auf Spätreaktionen. Dies bedeutet, dass die therapeutische Breite der Neutronenstrahlen sehr gering ist.

In England wurden seit 1940 systematische Untersuchungen der biologischen Wirkungen von Neutronen durchgeführt.

Die wesentlichen Ergebnisse sind:

- 1) Herabgesetzter Sauerstoff-Verstärkungsfaktor (Oxygen-Enhancement Ratio, OER; Gray et al., 1953). Werden LET-Werte von 150-200 keV/ μm erreicht oder überschritten, so ist ein weiterer Abfall der OER-Werte nicht mehr zu beobachten.

- 2) Herabgesetztes bzw. fehlendes Reparaturvermögen (Repair) potentiell letaler Strahlenschäden (Hall und Kraljevec, 1976).
- 3) Geringere Abhängigkeit der Strahlenempfindlichkeit von der Zellzyklusphase.
- 4) Fehlendes "Slow-Repair" bei langsam proliferierenden Geweben (Field et al., 1976).
- 5) Aus den genannten Gründen höhere Relative Biologische Wirksamkeit (RBW)

Aufgrund dieser Eigenschaften ist zu erwarten, dass dicht ionisierende Strahlenarten zu einer Verbesserung der lokalen Tumorkontrolle beitragen können. Dies ist deswegen von Bedeutung, weil ein erheblicher Anteil an Tumoren durch dünn ionisierende Strahlenarten nicht beherrscht werden kann.

In den USA starben z. B. im Jahre 1980 von 341 450 Krebskranken 108 500 (32 %) an den Folgen des nicht beherrschten Primärtumors (Powers, 1981). Der Einsatz dicht ionisierender Strahlenarten kann daher zur Lösung dieses wichtigen klinischen Problems beitragen.

Nach einer Pause von 23 Jahren wurde die Neutronentherapie wieder aufgenommen (Morgan, 1967).

Zunächst wurden am Hammersmith Hospital in London bis 1975 363 Patienten mit weit fortgeschrittenen Tumoren unterschiedlicher Lokalisationen bestrahlt, von denen 125 länger als 1 Jahr rezidiv- und metastasenfrei blieben. Bis Ende 1978 waren mehr als 800 Patienten in weitgehend gleicher Dosierung und Fraktionierung (15,6 Gy Neutronen-Energiedosis in 12 Fraktionen über 26 Tage) bestrahlt worden.

Hervorzuheben unter den Ergebnissen der Pilotphase sind Kopf-Halstumoren, Speicheldrüsentumoren und Weichteilsarkome.

In einer prospektiven Studie wurde zwischen 1971 und 1976 die Effektivität der Photonen- und Neutronentherapie bei fortgeschrittenen Kopf-Halstumoren verglichen. Ausgewertet wurden die Ergebnisse von 70 mit Neutronen und 63 mit Photonen behandelten Patienten (Catterall et al., 1977).

Eine vollständige und persistierende Tumorregression wurde bei 53 der mit Neutronen und 120 der mit Photonen bestrahlten Patienten erreicht. Spätrezidive entstanden bei einem Patienten aus der Neutronengruppe und bei 15 Patienten aus der Photonengruppe, während partielle Tumorregressionen bei 16 Patienten aus der Neutronengruppe und bei 36 Patienten aus der Photonengruppe beobachtet wurden ($\alpha=0.01$).

Diese Ergebnisse führten dazu, dass seit etwa 1970 mit der Planung und Einrichtung einer Anzahl weiterer Therapiezentren begonnen wurde.

Zur Zeit werden weltweit 16 Anlagen routinemässig für die Neutronentherapie eingesetzt.

In einem vorläufigen Bericht der 3 amerikanischen Therapiezentren (M. D. Anderson Hospital, Houston und Texas A und M Variable Energy Cyclotron, TAMVEC; Naval Research Laboratory, Washington, D.C., Middle Atlantic Neutron Treatment Association, MANTA; University of Washington, Seattle, Washington) wurden die günstigen Tumor-Kontrollraten des Hammersmith Hospitals

bei fortgeschrittenen Tumoren im Kopf-Halsbereich zunächst bestätigt. Etwa 40 % der Primärtumoren und cervikalen Lymphknotenmetastasen bildeten sich vollständig zurück und blieben bei Beobachtungszeiten bis zu 33 Monaten rezidivfrei.

Von 57 Patientinnen mit Cervix-Karzinomen der Stadien II_B bis IV_A zeigten 33 vollständige Tumorrückbildungen bei Nachbeobachtungszeiten von mindestens 6 Monaten.

Nach Neutronenbestrahlung von Hirntumoren (vorwiegend Astrozytome Grad III bis IV) ist die lokale Tumorkontrollrate besser als nach Photonentherapie. So wurde bei den Ergebnissen in Seattle nur bei einem von 15 Patienten ein Rest- bzw. Rezidivtumor nachgewiesen (Griffin et al., 1979).

Die 1-Jahres-Überlebensraten sind nach Neutronentherapie ungünstiger (22 %) als nach Neutronen-Boost- bzw. Photonentherapie (31 %). Werden die Überlebensraten der Zentren, die prospektive Studien durchführten (Hammersmith und Edinburgh), isoliert betrachtet, so betragen die 1-Jahres-Überlebensraten nach Neutronentherapie 21 % (10/48) und nach Photonentherapie 33 % (16/48).

Bis 1980 waren weltweit etwa 6000 Patienten bestrahlt worden.

Bevor ich auf die Behandlungsergebnisse in Essen zu sprechen komme, möchte ich die an den verschiedenen Zentren erzielten Behandlungsergebnisse referieren.

In Houston waren bis 1980 720 Patienten bestrahlt worden.

Eine randomisierte Therapiestudie bei Kopf-Halstumoren zeigt eine leichte Überlegenheit der Neutronen-Boost-Therapie (61 % lokale Tumorkontrolle) gegenüber der Neutronentherapie (47 % lokale Tumorkontrolle; Maor et al., 1981).

Bei einer kleinen Zahl von Patientinnen mit gynäkologischen Tumoren unterschieden sich die Ergebnisse der Mischtherapie nicht signifikant von denen der Photonentherapie. Bei fortgeschrittenen Tumoren (III_B - IV) war die lokale Tumorkontrollrate nach Mischtherapie aber höher (61 %) als nach Photonentherapie (37 %), obwohl sich die Überlebenszeiten nicht signifikant unterschieden. Die gleiche Tendenz zeigen die vorläufigen Ergebnisse einer randomisierten Studie (Peters et al., 1979).

Auch eine Pilotstudie bei fortgeschrittenen Pankreas-Karzinomen zeigt eine Überlegenheit der mit Neutronen sowie kombiniert mit Neutronen und Photonen bestrahlten Patienten-Gruppe im Vergleich zu einer Photonen-Gruppe im Hinblick auf die Überlebensraten (Al Abdulla et al., 1981).

Auch bei Prostata Tumoren wurde eine bemerkenswert hohe Tumorkontrollrate von 90 % nach Mischtherapien bei einer niedrigen Komplikationsrate von maximal 10 % festgestellt.

In Seattle (Washington) wurden von 1973 bis 1980 mehr als 300 Patienten bestrahlt. Die Schwerpunkte lagen auf dem Gebiet der Hirntumoren und Kopf-Halstumoren.

Eine Analyse von 38 Patienten, die in einer Mischtechnik bestrahlt worden waren, ergab nach 30 Monaten eine Tumor-Kontrollrate von 30 % gegenüber 15 % in einer Gruppe von 62 Patienten, die ausschliesslich mit Neutronen bestrahlt worden war. Bei der in Mischtechnik bestrahlten Gruppe betrug die Kontrollrate

bei Halslymphknotenmetastasen 64 %, bei der Neutronengruppe 55 %. Nach 30 Monaten betrug die Überlebensrate in der Neutronengruppe 10 % gegenüber 35 % bei der in Mischtechnik bestrahlten Gruppe (Laramore, persönliche Mitteilung, 1981).

Aufgrund dieser Daten wird angenommen, dass die Mischtherapie möglicherweise bei T 3 und T4-Tumoren Vorteile bietet.

Am Naval Research Laboratory (Washington, D.C.) waren von 1973 bis 1978 etwa 300 Patienten bestrahlt worden. Bei Kopf-Halstumoren wurde eine Kontrollrate von 54 % bei einer Rezidivrate von 28 % und einer Rate an letalen Komplikationen von 3 % erreicht. Relativ günstige Tumor-Kontrollraten wurden bei Sarkomen erzielt, und zwar 80 % bei ossären Sarkomen und 40 % bei Weichteilsarkomen (Ornitz et al., 1980). Eine Analyse der Späteffekte von 177 Patienten ergab, dass das Ausmass der Späteffekte an den akuten Reaktionen nicht vorherzusehen ist, und dass Späteffekte früher als nach Photonentherapie auftreten (Ornitz et al., 1980).

Im Rahmen der als Radiation Therapy Oncology Group (RTOG) zusammengefassten amerikanischen Therapiezentren sind Therapieergebnisse der ersten seit 1977 laufenden Studien vorhanden. Bis Juni 1981 waren 851 Patienten mit Kopf-Halstumoren mit Neutronen bestrahlt worden. Rezidivfrei waren nach 3 Jahren 40 % der Primärtumoren und 45 % der Lymphknotenmetastasen, aber nur 22 % der Patienten waren nach dieser Zeit tumorfrei (Davis, persönliche Mitteilung, 1981). In prospektiven Vergleichsstudien waren bis 1981 1162 Patienten mit Photonen und 581 Patienten mit Neutronen bestrahlt worden. Die lokale Tumorkontrollrate betrug 27 % in der Photonengruppe und 22 % in der Neutronengruppe (Laramore, persönliche Mitteilung, 1981). In einer prospektiven Studie der Behandlung von Speicheldrüsentumoren waren 48 mit Photonen und 31 mit Neutronen bestrahlt worden. Die Tumorkontrollrate betrug 72 % in der ersten und 81 % in der zweiten Gruppe (Neutronengruppe). Bei vergleichbaren Komplikationsraten sind die Unterschiede bisher statistisch nicht signifikant (Laramore, persönliche Mitteilung, 1981).

In Amsterdam wurden bis 1980 etwa 400 Patienten bestrahlt, und zwar vorwiegend Kopf-Halstumoren sowie inoperable Blasen- und Rectumtumoren, die seit 1978 in einer prospektiven Studie zusammen mit Edinburgh behandelt werden. In allen Gruppen wurde bis 24 Monate nach Abschluss der Bestrahlung kein signifikanter Unterschied zwischen Neutronen und Photonen im Hinblick auf lokale Tumorkontrolle und Überlebensraten gefunden. Es ist aber festzustellen, dass bei keinem Patienten mit Blasen- und Rectumtumoren, die mit Photonen bestrahlt worden waren, eine persistente Tumorkontrolle erzielt wurde.

In Edinburgh wurden bis März 1981 641 Patienten ausschliesslich mit Neutronen bestrahlt, davon 376 in randomisierten Studien.

Die vorläufigen Ergebnisse der Kopf-Halstumorstudie zeigen bei der Neutronengruppe eine Tumorkontrollrate von 48,8 % gegenüber 47,7 % in der Photonengruppe. Bei Lymphknotenmetastasen des Stadium N 3 und bei Lymphknotenmetastasen mit einem Durchmesser von mehr als 3 cm betrug die Kontrollrate in der Neutronengruppe aber 57,1 % bzw. 62,5 % gegenüber

45,5 bzw. 50 % in der Photonengruppe. Die unkorrigierten Überlebensraten lagen in der Neutronengruppe nach 2 Jahren aber niedriger (36,1 %) als in der Photonengruppe (53,4 %). Auch die Ergebnisse einer prospektiven Studie bei Blasen-tumoren zeigen bisher keinen Unterschied im Hinblick auf lokale Tumorkontrolle und Überlebensraten (Duncan und Arnott, persönliche Mitteilung, 1981).

In Hamburg wurden von 1976 bis 1980 340 Patienten bestrahlt. Die Ergebnisse von 232 Patienten sind analysiert worden. Günstige Tumorkontrollraten wurden bei Weichteilsarkomen erzielt, insbesondere bei Fibrosarkomen (11/12) und Liposarkomen (7/8), weiterhin bei differenzierten Schilddrüsen-Karzinomen (8/8).

Besonders zu erwähnen ist eine Pilotstudie von 13 Patienten mit niedrig differenzierten Prostata-Karzinomen des Stadium C, die in einer Mischtherapie behandelt wurden. Bei keinem Patienten entwickelte sich bei Nachbeobachtungszeiten von 10 bis 42 Monaten ein Rezidiv. Spätkomplikationen wurden nicht beobachtet (Franke, 1980).

In Heidelberg waren von 1978 bis 1980 etwa 120 Patienten bestrahlt worden, wobei die Schwerpunkte bei Weichteilsarkomen und Bronchial-Karzinomen liegen. Günstige Ergebnisse wurden bei Weichteilsarkomen erzielt, während bei Bronchial-Karzinomen kein statistischer Unterschied zwischen der Photonen- und Neutronengruppe erzielt wurde.

In Louvain wurden von 1978 bis 1980 233 Patienten bestrahlt. Besonders zu erwähnen sind 49 Patienten mit Weichteilsarkomen, von denen 28 ausgedehnte Tumoren hatten. Nur in 3 Fällen wurde eine Tumorkontrolle erzielt. Die postoperative Neutronentherapie ergab dagegen bei 15 von 21 Patienten eine persistierende Tumorkontrolle (Wambersie, persönliche Mitteilung, 1981).

In Manchester wird seit 1978 eine kontrollierte Studie bei Blasentumoren der Stadien T 2 - 3, N 0, M 0 in einer 6-Felder-Technik durchgeführt. Bis 1981 waren die Ergebnisse von 49 Patienten aus der Photonengruppe und 51 Patienten aus der Neutronengruppe auswertbar. Die Tumorkontrollraten nach 2 Jahren weisen keinen Unterschied auf. Die Überlebensrate aller Patienten beträgt 55 % (Pointon, persönliche Mitteilung, 1981).

In Berlin-Buch werden seit 1972 Mischtherapien durchgeführt. Bis 1980 wurden 600 Patienten bestrahlt (Eichhorn, 1981).

In einer prospektiven Studie wurden Bronchial-Karzinome bestrahlt. Nach kombinierter Therapie wurden weniger Restoder Rezidivtumoren nachgewiesen (14/27) als nach PhotONENTherapie (16/19; $\alpha < 0.01$).

Die Überlebensraten nach PhotONENTherapie waren nach 9 und 12 Monaten aber günstiger als nach kombinierter Therapie.

Wenn ich abschliessend auf die eigenen Behandlungsergebnisse in Essen zu sprechen kommen darf, so wurden von Jan. 1978 bis zum jetzigen Zeitpunkt 265 Patienten bestrahlt. Zur Verfügung steht ein Zyklotron der Firma TEC (Berkeley, Calif.). Verwendet werden 14 MeV-Deuteronen, die nach Beschuss eines Be-Target eine mittlere Neutronen-Energie von 5.8 MeV liefern. Diese Energie entspricht den Zyklotronanlagen in London (Hammersmith Hospital) und Edinburgh. Aufgrund der Tiefendosisverteilung

liegt der Schwerpunkt der Behandlung bei Kopf-Halstumoren und Weichteilsarkomen. Die lokale Tumorkontrollrate bei Patienten mit fortgeschrittenen Kopf-Halstumoren, die während der Pilotphase bestrahlt wurden, lag mit 49 % (31/63) ähnlich wie bei anderen Zentren (Schmitt, 1981).

Bis zum jetzigen Zeitpunkt sind 50 Patienten mit fortgeschrittenen Kopf-Halstumoren in einer randomisierten, prospektiven Studie gemeinsam mit Edinburgh bestrahlt worden. Bis April waren die vorläufigen Ergebnisse von 41 Patienten auswertbar. Ein signifikanter Unterschied zwischen beiden Gruppen ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt im Hinblick auf die lokale Tumorkontrolle und Überlebenszeit nicht zu erkennen.

Weiterhin wurden 24 Patienten mit primären Knochentumoren bestrahlt. Bei 12 von diesen wurden vollständige Tumoregressionen erzielt. 9 waren allerdings subtotal operiert worden (Schmitt et al., 1981).

Die Ergebnisse von 70 Patienten mit Weichteilsarkomen, die in einer Pilotstudie bestrahlt wurden, sind ausgewertet: 44 von 50 Patienten, die nach makroskopisch oder mikroskopisch subtotaler Tumoresektion bestrahlt wurden, sind bei Nachbeobachtungszeiten bis zu 40 Monaten rezidivfrei, dagegen 8 von 20 Patienten, bei denen nur Tumorverkleinerungen möglich waren (Schmitt et al., 1981).

Wenn wir den gegenwärtigen Stand der Neutronentherapie zusammenfassen, so ist folgendes festzustellen:

Trotz der eindeutigen physikalischen und strahlenbiologischen Vorzüge ist bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt kein statistischer Nachweis zu erbringen, dass die Neutronentherapie der Photonentherapie überlegen ist.

Dies dürfte im wesentlichen durch einen zu geringen therapeutischen Gewinn-Faktor (TGF) bedingt sein, der für viele Tumoren unter 1,1 liegt. Dies dürfte auch der Grund für die relativ hohe Spätmorbidität sein, die bis zu einem Faktor 2 höher als bei optimierter Photonentherapie liegt.

Ein erfolgversprechender Ansatz, die Vorzüge der Neutronentherapie mit denen der Photonentherapie zu kombinieren, liegt in einer sog. Mischtherapie, bei der nach einer primären Photonentherapie von 30 bis 40 Gy ein Neutronen-Boost von 8 bis 10 Gy appliziert wird. Auf dieser Basis sind weitere Therapiestudien vorgesehen.

Neue strahlenbiologische Untersuchungen deuten darauf hin, dass die Wirkung dicht ionisierender Strahlenarten durch hypoxische Zell-Sensitizer und PLDR* - Inhibitoren, wie z. B. Deoxynukleoside, modifiziert werden kann.

Die klinische Relevanz dieser Substanzen wird durch weitere Studien geprüft werden müssen.

* PLDR= Potentially Lethal Damage Repair

Literatur

- Al Abdulla A.S.M., D. H. Hussey, M. H. Olson, A. E. Wright,
Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 7 (1981) 165
- Catterall M., D. K. Bewley, J. Sutherland, Brit. Med. J.
1 (1977) 1642
- Eichhorn H.J., Report at the EORTC High LET Therapy Group
Conference, Brussels, 24-26 June, 1981
- Field S.B., S. Hornsey, Y. Kutsutani, Brit. J. Radiol.
49 (1976) 700
- Franke H.D., A. Hess, G. Langendorf, H-D. Borchers,
Urologe A 19 (1980) 341
- Gray L.H., A. D. Conger, M. Ebert, S. Hornsey, O. C. A.
Scott, Brit. J. Radiol. 26 (1953) 638
- Griffin T.W., J. C. Blasko, G. E. Laramore, Results of
Fast Neutron Beam Radiotherapy Pilot Studies at the
University of Washington. In: Barendsen GW, Broerse JJ,
Broer K (eds) High LET Radiations in Clinical Radio-
therapy. Pergamon, Oxford und New York, 1979, pp.23-29
- Hall E.J., U. Kraljevic, Radiology 121 (1976) 731
- Maor M.H., D. H. Hussey, G. H. Fletcher, R. H. Jesse,
Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 7 (1981) 155
- Morgan R.L., Fast Neutron Therapy - Clinical Applications.
In: Deeley TJ, Wood CAP (eds) Modern Trends in Radio-
therapy. Appleton Cwntury Crofts, London 1967, Chap. 9
pp.171-186
- Ornitz R., A. Herskovic, M. Schell, F. Fender, C. C.
Rogers, Cancer 45 (1980) 2712
- Ornitz R.D., E. W. Bradle, K. L. Mossman, F. M. Fender,
M. C. Schell, C. C. Rogers, Int. J. Radiat. Oncol. Biol.
Phys. 6 (1980) 273
- Peters L.J., D. H. Hussey, G. H. Fletcher, J. T. Wharton,
Second Preliminary Report of the M.D. Anderson Study of
Neutron Therapy for Locally Advanced Gynecological
Tumors. In: Barendsen GW, Broerse JJ, Broer K (eds) High
LET Radiations in Clinical Radiotherapy. Pergamon. Oxford
und New York, 1979, pp. 3-10.
- Powers W.E., Report at the Second International Meeting
on Progress in Radio-Oncology, Baden bei Wien, 21-23
Mai, 1981
- Schmitt G., Report at the EORTC High LET Therapy Group
Conference, Brussels, 24-26 June, 1981
- Schmitt G., M. Higi, S. Seeber, E. Scherer, Neutron Ir-
radiation in the Management of Primary Bone Tumours. UICC
Conference on Clinical Oncology, Lausanne, 28-31 October,
1981. Abstract Nr. 04-0002
- Stone R.S., Am. J. Roentgenol. 59 (1948) 771
- Zirkle R.E., P. C. Aebersold, E. R. Dempster, Am. J.
Cancer 29 (1937) 556
- Zirkle R.E., J. Lampe, Am. J. Roentgenol. 39 (1938) 613

PRINZIPIELLE ASPEKTE UND NEUE ERGEBNISSE DER KLINISCHEN NEUTRONENDOSIMETRIE

J. RASSOW

Institut für Medizinische Strahlenphysik und Strahlenbiologie
Universitätsklinikum Essen, D-4300 Essen

1. Einführung
2. Bauliches und apparatives Konzept der isozentrischen
Zyklotron-Neutronentherapieanlage CIRCE (Essen)
 - 2.1 Grundriß und Verriegelungssystem einer universellen medi-
zinischen Zyklotronanlage
 - 2.2 Therapeutisch relevante typische Kenndaten isozentrischer
Neutronentherapieanlagen
3. Strahlenbiologische Aspekte der Neutronenstrahlenqualität
 - 3.1 Sauerstoff-Effekt
 - 3.2 Unterschiedliche Wirkungsmechanismen für Neutronen und
Photonen
 - 3.3 Fraktionierung
 - 3.4 Mikrodosimetrische Spektren
 - 3.5 Problematik der Überlagerung von Neutronen- und Photonen-
Energiedosen
4. Referenzdosisbestimmung für Total- und Gammaenergiedosis
in gemischten Neutronen-Photonen-Strahlenfeldern
5. Bestimmung von Total- und Gamma-Energiedosis-Verteilungen
in Phantomen mit Thermolumineszenz-Detektoren TLD-300
 - 5.1 Anforderungen an klinische Dosimetrie bei primärer Photo-
nen-/Elektronenstrahlung und Neutronenstrahlung
 - 5.2 Prinzip des neuen TLD-Meß- und Auswerteverfahrens für ge-
mischte Neutronen-Photonen-Felder
 - 5.3 Klinisch-dosimetrische Meßergebnisse
6. Bestrahlungsplanung für die Neutronen-Strahlentherapie mit
Trennung von Totaldosis- und Gammadosisverteilung
 - 6.1 Mathematische Modelle
 - 6.2 Keilfilterberücksichtigung
 - 6.3 Schrägkörperkontur-Berücksichtigung
 - 6.4 Planungsbeispiele
7. Besonderheiten bei Betriebskontrollen an CIRCE
 - 7.1 Zusätzliche Probleme gegenüber Elektronenbeschleunigern
 - 7.2 Ergebnisübersicht mehrjähriger Betriebskontrollen
8. Strahlenschutzmessungen an der Zyklotron-Neutronentherapie-
anlage CIRCE

1. Einführung

In dieser Darstellung soll in die prinzipiellen Aspekte der Neu-
tronentherapie bezüglich der apparativen und baulichen Erforder-
nisse einer Zyklotron-Neutronentherapieanlage als auch der strah-

lenbiologischen Grundlagen eingeführt werden, um die spezielle Problematik der klinischen Neutronendosimetrie verständlich werden zu lassen. Zur experimentellen klinischen Neutronendosimetrie im engeren Sinne gehören die (Referenz-)Meßverfahren zur separaten Bestimmung der Neutronen-Energiedosis D_N und der Photonen-Energiedosis der begleitenden Gammastrahlung D_G als auch Relativmeßverfahren zur Messung ganzer räumlicher Dosisverteilungen. Für die praktische Bestrahlungsplanung kommen nur Dosisverteilungsberechnungen in Betracht, deren zugrundeliegende mathematische Modelle jedoch dosimetrisch durch umfangreiche Phantommessungen verifiziert werden müssen.

Zur klinischen Dosimetrie im weiteren Sinne gehören auch regelmäßige Betriebskontrollen und Strahlenschutzmessungen. Um sicherzustellen, daß Patienten tatsächlich mit genau der vom Strahlentherapeuten verordneten Dosis im Zielvolumen bestrahlt werden bei möglichster Schonung des umliegenden gesunden Gewebes und hinreichend kleiner Strahlenbelastung des Bedienungspersonals der Therapieanlage.

2. Bauliches und apparatives Konzept der isozentrischen Zyklotron-Neutronentherapieanlage CIRCE (Essen)

2.1 Grundriß und Verriegelungssystem einer universellen medizinischen Zyklotronanlage

In Abbildung 1 ist der Grundriß einer kleinen, aber universell ausgelegten medizinischen Zyklotronanlage zu sehen einschließlich einiger peripherer Funktions- und Meßlaboratorien, jedoch ohne die Laboratorien für Spektrometrie und Neutronenaktivierungsanalyse, die im 1. Untergeschoß über den Räumen 30 bis 34 liegen und über zwei Rohrpostsysteme und einen Fahrstuhl schnell erreichbar sind.

Allein für Neutronentherapie wären nur die zwei Bunker 30 und 32 erforderlich, wobei der Zyklotronbunker (Raum 32) wesentlich kleiner sein könnte, weil der Schaltmagnet und die übrigen Strahlrohre I bis VI entbehrlich wären. Diese Strahlrohre zusammen mit einer Interntargeteinrichtung innerhalb des eigentlichen Zyklotrons (The Cyclotron Corporation, Berkeley, California, USA) ermöglichen zusammen mit Rohrpost- und Eisenbahnsystemen

einen voll fernsteuerbaren Betrieb für Radionuklidproduktion und Strahlexperimente. Dafür sind die zwei zusätzlichen Bunker 28 und 29 und ein Teil des Zyklotronbunkers 32 vorgesehen.

Alle Außenwände des Bunkerbereichs sind für direkte Neutronenstrahlung ausgelegt, da die Neutronenausbeute bei Auftreffen von Deuteronen auf Aluminium nur etwa um den Faktor 3 kleiner als bei einem Neutronenproduktionstarget aus Beryllium ist. Aus Aluminium aber sind große Teile des Strahlungsführungssystems gefertigt.

Die Betonzusammensetzung wurde im Hinblick auf einen möglichst hohen Wasserstoffgehalt zur Bremsung und zum Einfang von Neutronen optimiert. Ein maximal verarbeitbarer Zementgehalt und kristallwasserhaltige Limoniterze als Zuschlagstoff sichern bei einer Betondichte von etwa $2,8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ einen strahlenschutzmäßig wirksamen Wassergehalt von über $0,3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Die von mir gefundene und von der Metallgesellschaft AG, Frankfurt, zum Patent angemeldete Form des Drehtores ergibt vollen Strahlenschutz auch gegen Nutzstrahlung für jeweils zwei Bestrahlungsbunker, ohne gleichzeitig nennenswert Platz zu kosten, wie es die üblichen Tore in der Art des Schiebetores Nord wegen des Verschiebefreiraumes tun. Vergleichsplanungen zeigten, daß bei gleichem Außengrundriß der Bunker bei Verwendung von Schiebetoren 40% nutzbarer Bunkerinnenraumfläche verloren gegangen wäre. An sich wünschenswerte Labyrinthkonstruktionen, wie sie die Hamburger Anlage aufweist, waren in Essen aus Platzgründen von vornherein nicht realisierbar.

Die Drehtore haben einen Durchmesser von 340 cm, eine Masse von etwa 80t und sind in einem Stahlhohlkörper mit Eisengranulat und Boraxpulver gefüllt. die maximale Spaltbreite zwischen Torkörper und Betonwand ist 1 cm. Eine Drehung des Tores um 90° (typisch für einen Öffnungsvorgang) dauert 1 Minute.

Ist bei nur einem Bestrahlungsraum die automatische Zugangsverriegelung bei den Strahlungszuständen "Einschaltbereitschaft" und "Strahlung eingeschaltet" durch einen einfachen, in den Sicherheitsschaltkreis einbezogenen Türkontakt zu lösen, so wird daraus ein logistisches Problem bei einer Mehr-

bestrahlungsraumanlage mit der Möglichkeit des Betretens einzelner nicht mit Strahlung beschickter Bunker während des Strahlbetriebs im Nachbarbunker. Diese Unabhängigkeit der Nutzbarkeit der einzelnen Bunker ist für eine rationelle Arbeitsweise mit rascher Strahlumschaltung von einem Strahlrohr zum anderen eine fast unerläßliche Voraussetzung.

2.2. Therapeutisch relevante typische Kenndaten isozentrischer Neutronentherapieanlagen

Für die drei in der Bundesrepublik Deutschland installierten und im praktischen Patientenbestrahlungsbetrieb befindlichen isozentrischen Neutronentherapieanlagen (1. Strahlentherapieabteilung der Radiologischen Universitätsklinik Hamburg-Eppendorf, 2. Institut für Nuklearmedizin des Deutschen Krebsforschungszentrums Heidelberg, 3. Institut für Medizinische Strahlenphysik und Strahlenbiologie mit Radiologischem Zentrum des Universitätsklinikum Essen) sind in Tabelle 1 einige therapeutisch relevante Kenndaten zusammengestellt, die einen Überblick über die derzeit modernsten technischen Einrichtungen ihrer Art geben (Daten nach RASSOW, 1978).

Die ersten fünf Zeilen der Tabelle 1 enthalten vor allem die grundsätzlichen physikalischen Unterschiede der zwei realisierten Lösungen für die Neutronenerzeugung: die Zyklotronanlage einerseits mit dem kontinuierlichen Neutronenenergiespektrum und der starken Vorwärtsabstrahlung der Neutronen und der Neutronengeneratoranlagen andererseits mit den monoenergetischen Neutronen und der nach allen Richtungen etwa gleich starken Abstrahlung.

Einen praktisch sehr wichtigen Unterschied findet man in der Zeile "Kenndosisleistung". Auch wenn man über das Abstandsquadratgesetz die therapeutisch verfügbaren Dosisleistungen im normalen Bestrahlungsabstand abschätzt, ergibt sich noch immer ein beachtlicher Vorteil für die Zyklotronanlagen, der durch größere mögliche Bestrahlungsabstände einen Teil des Nachteils der kleineren mittleren Neutronenenergie wieder wettmacht.

Bedingt durch die größeren Bestrahlungsabstände und zugleich die niedrigere mittlere Neutronenenergie können die Kollimato-

ren bei der Zyklotronanlage aus Benelex-Holz mit hohem Wasserstoffgehalt ((,5%) und hoher Dichte (etwa $1,4 \text{ g.cm}^{-3}$) hergestellt werden mit einer jeweiligen Masse, die noch ohne weiteres ohne apparative oder motorische Hilfe manuell zu handhaben ist. Die aufwendige Kollimatorkonstruktion der Neutronengeneratoranlage in Hamburg erfordert eine hydraulische Bedienung und einen Kollimatorwechselkeller.

Im Hinblick auf die mögliche Erhöhung der Dosisleistung und der mittleren Neutronenenergie durch andere Kernreaktionen und Targetkonstruktionen wurden die Abschirmwände der Zyklotronanlage in Essen großzügig und im gesamten Außenbereich für volle Nutzstrahldosisleistung bemessen. In Hamburg konnte die Wand zum Schaltraum nur auf Streustrahlung ausgelegt und infolge der geringeren Dosisleistung dünner ausgelegt werden. Die Wandabmessungen der Heidelberger Anlage sind nicht vergleichbar, da keine Daueraufenthaltsplätze in unmittelbarer Nähe angeordnet sind.

Tab. 1. Therapeutisch relevante Kenndaten isozentrischer Neutronentherapieanlagen (nach Rassow, 1978)

Kenngröße	Zyklotronanlage CIRCE (Essen)	Neutronengenerator-Anlagen	
		offene Röhre, DYNAGEN (Hamburg)	geschlossene Röhre KARIN (Heidelberg)
Kernreaktion	${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B} + (d,np)$	${}^3_1\text{T}(d,n){}^4_2\text{He}$	
Neutronenenergiespektrum	kontinuierlich	monoenergetisch	
Mittlere Neutronenenergie	$\bar{E}_n \approx 0,4 \cdot E_{d\max}$ $\approx 0,4 \cdot 14,3 \text{ MeV} \approx 6 \text{ MeV}$	$\bar{E}_n = E_{n\max} \approx 15 \text{ MeV}$	
Richtungsverteilung der Neutronen	Starke Vorwärtsscharakteristik	Kugelcharakteristik	
Überwiegender Ursprung der Energie der Neutronen	Übertragung kinetischer Energie der Deuteronen nach Stoßgesetzen	Fast ausschließlich Kernreaktionsenergie	
Kenndosisleistung (100 cm FHA, 10 cm x 10 cm homogenes Feld, Dosismaximum im Wasserphantom)	$0,65 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$ ($I_d = 0,1 \text{ mA}$)	$0,06 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$ ($Q_n \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$)	$0,15 \text{ Gy/min}^{-1}$ ($Q_n \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$)
Target-Lebensdauer T oder Halbwertszeit $T_{1/2}$	$T > 100 \text{ h}$	$T_{1/2} > 10 \text{ h}$	$T > 100 \text{ h}$
Normaler Bestrahlungsabstand (Target-Isozentrums-Abstand)	125 cm (125 cm)	80 cm (100 cm)	100 cm (110 cm)
Maximal ausgeglichenes Feld	20 cm x 20 cm/125 cm	20 cm x 20 cm/ 100 cm	16,5 cm x 16,5 cm/ 100 cm
Masse der Kollimatoreinsätze	5,5–7,8 kg (< 100 cm ²) 19,5–25,7 kg (> 150 cm ²)	50–100 kg	20–25 kg
Typische Dicke der Abschirmwände gegenüber Daueraufenthaltsplätzen	180 cm Limonitbeton	135 cm Beton	125 cm Beton
Vorgesehene Anwendungsmöglichkeiten der Anlage	Neutronentherapie, Radionuklidproduktion, Neutronenaktivierung	Neutronentherapie	Neutronentherapie

In der Natur von Zyklotronanlagen liegt es, daß sie gegenüber Neutronengeneratoranlagen noch eine wichtige Anwendung ermöglichen: die Produktion kurzlebiger (meist neutronenarmer) Radionuklide.

Die in Tabelle 1 für die Zyklotronanlage CIRCE in Essen genannte mittlere erreichbare Neutronenenergie stellt nach den praktischen Erfahrungen einen Mindestwert dar, der bereits erhebliche Anwendungseinschränkungen gegenüber höherenergetischen Neutronenbestrahlungsanlagen bedingt. In Abbildung 2 sind als Beleg gemessene Kurven der prozentualen Tiefendosisverteilung der in Tabelle 1 genannten Neutronentherapiegeräte im Vergleich zu denen für Telegammastrahlungs- und Linearbeschleunigeranlagen aufgetragen. Eine für ^{60}Co -Gammastrahlungsgeräte übliche Tiefendosisverteilung sollte nach Urteil der einschlägigen Fachwelt in Zukunft auch bei der Neutronentherapie erreicht werden. Es ist daher weltweit ein Trend zu höheren Neutronenenergien zu verzeichnen, wie er sich z.B. in der Konstruktion von Negativ-Ionen-Zyklotrons für 45-MeV- H^- -Ionen (intern) abzeichnet. Die Halbwerttiefe (Tiefe der 50%-Dosis in $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$) läßt sich bei der Reaktion von 45 MeV Protonen (extern) mit einem dicken Berylliumfilter bis auf $13,1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$, bei Verwendung eines Polyäthylenfilters gar auf $15,3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ bringen (QUAM et al., 1978). Das entspricht nach Abbildung 2 etwa der

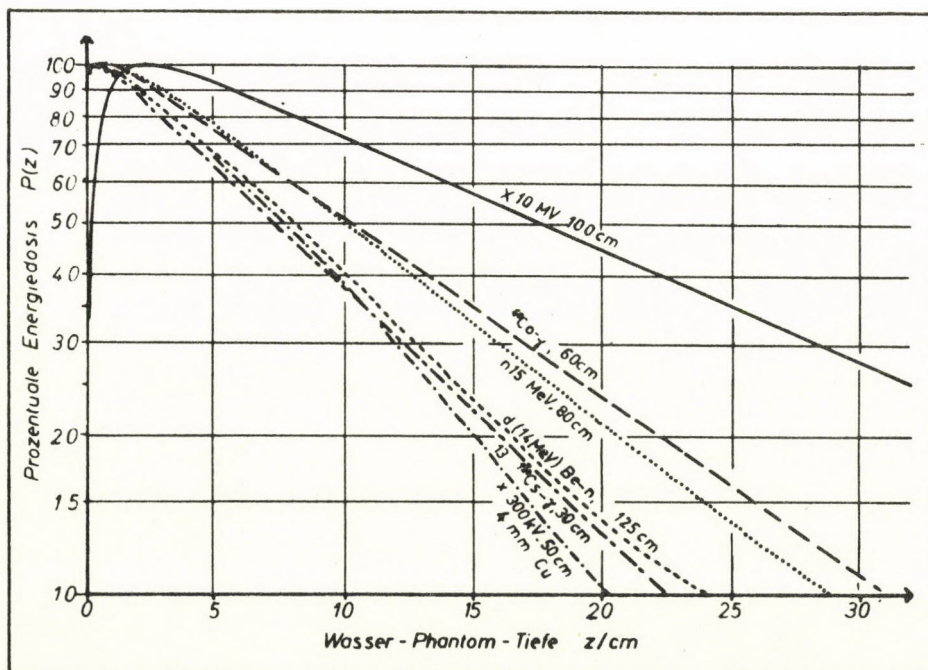


Abb. 2. Prozentuale Tiefendosis von Photonen- und Neutronen-Therapiegeräten (einheitliche Oberflächenfeldgröße 10 cm x 10 cm) (nach Rassow, 1978).

Tiefendosis der ultraharten Photonenstrahlung eines 6 bis 8 MV-Linearbeschleunigers.

Es muß bei dem Wunsch nach einer günstigeren physikalischen Dosisverteilung jedoch stets im Auge behalten werden, daß mit steigender Neutronenenergie auch die spezifischen strahlenbiologischen Vorteile eines hohen LET geringer werden.

3. Strahlenbiologische Aspekte der Neutronenstrahlenqualität

Die unterschiedliche Wirkungsweise von Photonen und Elektronen einerseits und Neutronen andererseits und die daraus resultierenden Möglichkeiten einer biologischen Optimierung des Strahleneffektes durch den physikalischen Parameter Strahlenqualität beruht im wesentlichen auf der unterschiedlichen Ionisationsdichte oder genauer dem unterschiedlichen linearen Energieübertragungsvermögen der schweren Nukleonen (Neutronen mit den durch sie ausgelösten Rückstoßprotonen) gegenüber den Photonen und Elektronen (mit den durch sie ausgelösten Sekundärelektronen).

3.1 Sauerstoffeffekt

Den prinzipiellen Unterschied in der Wirkungsweise von Photonen und Neutronen erkennt man am besten an Dosiseffektkurven, wie sie in Abbildung 3 gezeigt werden. Neben der unterschiedlichen Erholungsfähigkeit, die aus der jeweiligen Breite der "Schulter" erkennbar ist, und der unterschiedlichen Kurvensteilheit, die einer Abszissenmaßstabsänderung und somit einem Dosisfaktor (RBW) entspricht, fällt vor allem der Unterschied der Kurvenpaare in Stickstoff- und Sauerstoffatmosphäre bei Neutronen und Photonen auf. Schlecht sauerstoffversorgte Zellen, z.B. in langsam wachsenden und stark differenzierten Tumoren, zeigen für Photonen eine beachtliche Strahlenresistenz, die besonders deshalb von großer strahlentherapeutischer Bedeutung ist, weil sie einer negativen Selektivität der Tumorzellen gegenüber den gut durchbluteten Zellen des gesunden Tumorbettes entspricht ("Sauerstoffeffekt"). Neutronen bewirken einen entscheidend kleineren Empfindlichkeitsunterschied für sauerstoffreiche und sauerstoffarme Zellen. Das bedeutet bei einem anoxischen Zellanteil im Tumor eine Minderung der negativen Selektivität und damit einen der wichtigsten biologischen Wirkungsvorteile der Neutronen.

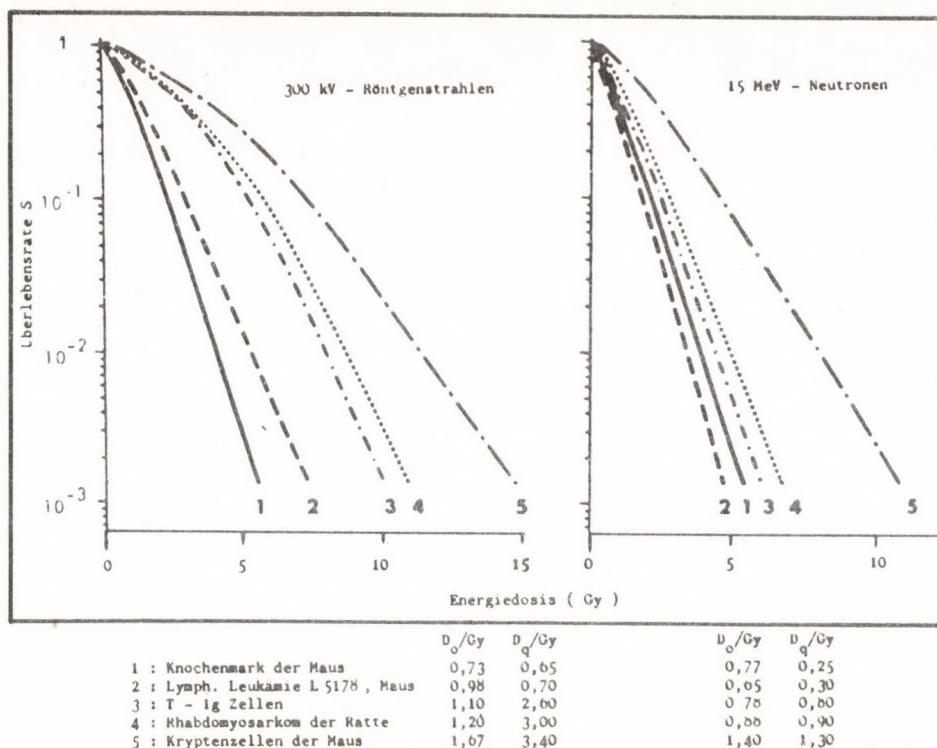


Abb. 3: Dosis-effekt-kurven für die Überlebensrate verschiedener Zellarten nach Bestrahlung mit 300 kV-Röntgenstrahlung und 15 MeV-Neutronenstrahlung (nach BARENDSEN 1973)

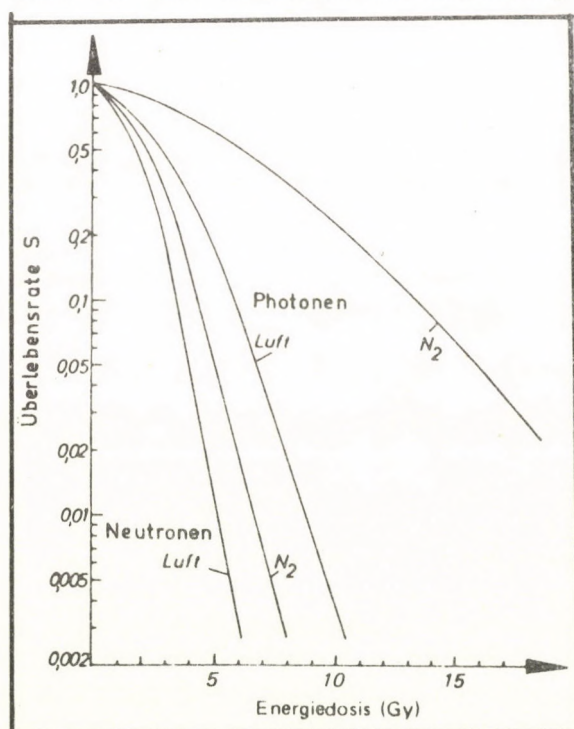


Abb. 4: Überlebensrate von Tumorzellen (Rhabdomyosarkomzellen) nach Bestrahlung mit Photonen (locker ionisierenden Sekundärelektronen) und Neutronen (dicht ionisierenden Rückstoßprotonen) unter aeroben und anaeroben Bedingungen (nach BARENDSEN und BROERSE, 1969)

3.2 Unterschiedliche Wirkungsmechanismen für Neutronen und Photonen

Abb.4 zeigt anhand verschiedener biologischer Testsysteme, daß die physikalisch unterschiedliche Strahlenqualität zwischen Photonen und Neutronen mit Sicherheit nicht allein durch einen konstanten Wirkungsfaktor in der Art der RBW beschrieben werden kann, sondern daß offensichtlich verschiedene Mechanismen der Strahlenwirkung auftreten, die überdies von Testsystem zu Testsystem unterschiedlich sind. Auf die zahlreichen, sehr komplex zusammenwirkenden Unterschiede zwischen Photonen und Neutronen kann an dieser Stelle naturgemäß nicht eingegangen werden. Als Stichworte seien jedoch genannt: Zellabtötung - Zellinaktivierung - Reoxigenierung - Zellzyklus - Synchronisation - Reparatur und Erholung von subletalen Strahlenschäden.

3.3 Fraktionierung

Grund für die Aufteilung einer Strahlenbehandlung in 20 bis 30 Einzelfraktionen mit einem möglichst genau einzuhaltenden Zeitrhythmus ist nicht die in den Abbildungen 3 und 4 erkennbare Erholung der Zellen schlechthin, sondern allein der geringere Erholungseffekt von Tumorzellen gegenüber gesunden Zellen des Tumorbettes. Wegen der erheblich geringeren Erholungseffekte nach Neutronenbestrahlung wäre zu erwarten, daß auch die Fraktionierungsschemata eine erheblich kleinere Rolle als bei Photonen und Elektronen spielen (vgl. Abb. 4). Praktische Erfahrungen bei der Neutronentherapie haben gezeigt, daß zu hohe Einzelfraktionsdosen unerwünschte Frühreaktionen bei den Patienten zur Folge haben, ohne daß bisher eine zufriedenstellende Erklärung für diesen Effekt gefunden worden wäre. In der Praxis haben sich in den verschiedenen Neutronentherapiezentren folgende Fraktionierungsschemata auf der Basis einer Wochendosis von $D_T = 4$ Gy und einer Therapiegesamtdosis $D_T = 16$ Gy bewährt: Hammersmith-Hospital, London: 3 Fraktionen pro Woche à 1,3 Gy; Universitätsklinikum Essen: 4 Fraktionen pro Woche à 1,0 Gy und Western General Hospital, Edinburgh: 5 Fraktionen pro Woche à 0,8 Gy.

Der Vergleich verschiedener Fraktionierungen bezüglich einer bestimmten Strahlenwirkung im das Zielvolumen umgebenden gesunden Tumorbett kann näherungsweise - wenigstens in der Nähe der Toleranzdosis kritischer Organe - durch Berechnung der Nominaldosis C ("cumulative radiation effect" CRE) erfolgen.

Für Photonen und Neutronen gelten allerdings andere, die Zahl der Einzelfractionen N betreffende Abhängigkeiten, während die Dauer T (Tage) der gesamten Therapiebestrahlungsserie in gleicher Weise in das Endergebnis eingeht. Die Gesamtenergiedosis D kommt naturgemäß als Proportionalitätsfaktor in beiden Beziehungen in gleicher Weise vor:

$$\text{Photonen (ELLIS 1969):} \quad C = D \cdot N^{-0,24} \cdot T^{-0,11} \quad (1)$$

$$\text{Neutronen (FIELD 1976):} \quad C = D \cdot N^{-0,04} \cdot T^{-0,11} \quad (2)$$

3.4 Mikrodosimetrische Spektren

Die praktischen Konsequenzen des Strahlenqualitätseinflusses auf die biologische Wirkung waren bisher in der Strahlentherapie gering, weil

- die relative biologische Wirksamkeit (RBW) bei Photonen- und Elektronenstrahlung verschiedener Strahlenenergiespektren nur wenig von 1 abweicht und
- unterschiedliche Photonen- und Elektronenstrahlenqualitäten meist aus Gründen der veränderten räumlichen Dosisverteilung auf andere Tumorarten und -lokalisationen angewandt wurden, so daß ohnehin verschiedene Dosierungen notwendig waren.

Völlig anders stellt sich das Problem dar, seit in den letzten Jahren Neutronen-Strahlentherapie für spezielle Tumorindikationen betrieben wird (Hamburg-Eppendorf, Heidelberg, Essen): Bei Neutronenstrahlung tritt stets begleitend Gammastrahlung auf (z.B. Reaktion $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{D}$ mit $E_\gamma = 2,2 \text{ MeV}$). Die Neutronen selbst sind biologisch je nach dem linearen Energieübertragungsvermögen der Sekundärteilchen (Rückstoßprotonen, Alphateilchen, schwere Rückstoß-Ionen C, N, O) unterschiedlich wirksam. Einen Überblick über mikrodosimetrische Spektren unter verschiedenen Meßbedingungen an 2 Neutronengenerator- und 2 Zyklotronanlagen zeigen die Abbildungen 5 und 6 (nach MENZEL und SCHUHMACHER, 1980). Da alle Kurven auf gleiche Dosis und Flächen normiert sind, ist der Gammaanteil und der für die Neutronendosis entscheidende Rück-

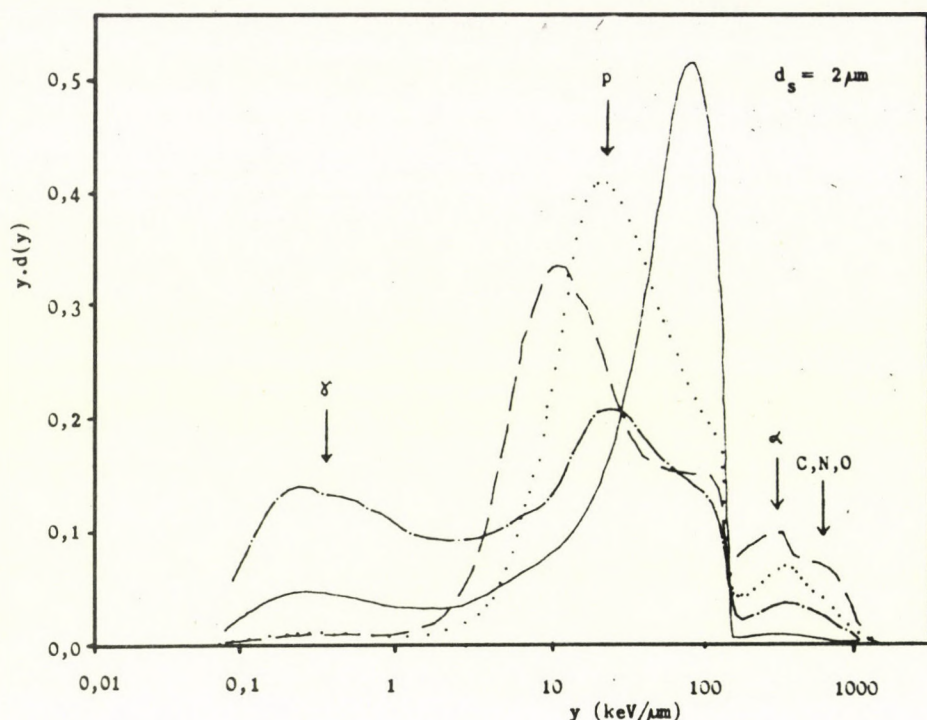


Abb. 5: Mikrodosimetrische Spektren der linealen Energie y frei in Luft nach Messungen von Menzel und Schuhmacher, 1980. Zyklotronneutronen 5,5 MeV in Essen: Lateraler Achsabstand 0 cm: ($D_{To} = 100\%$; $D_{Go} = 2,6\%$); 12 cm: — · — ($D_T = 1,4\%$; $D_G = 0,65\%$; $D_G/D_T = 47,6\%$) Generatorneutronen 15 MeV in Hamburg: Lateraler Achsabstand 0 cm: — — — ($D_{To} = 100\%$; $D_{Go} = 3,6\%$) 12 cm: — ($D_G/D_T = 17,6\%$) Essen: 10 cm x 10 cm Feld im Meßabstand $s_0 = 125$ cm, Hamburg: 11,1 cm x 11,1 cm Feld im Meßabstand $s_0 = 80$ cm

stoßprotonenanteil direkt abschätzbar. Die Spektrumsänderungen frei in Luft auf der Strahlachse und außerhalb des Nutzstrahlenbündels für Generator- und Zyklotronneutronen sind erkennbar. Eine Information über absolute Dosen enthalten die Kurven wegen der Normierung auf eine Dosiseinheit nicht.

Qualitätsänderungen innerhalb des Rückstoßprotonen-Peaks zeigen die Generatorneutronen (Hamburg) wesentlich stärker als Zyklotronneutronen (Essen), wenn man im und außerhalb vom Nutzstrahlenbündel mißt (Abb. 5). Es ist daher auch nicht verwunderlich, daß stahlenbiologische Krypten-Untersuchungen am neutronenbestrahlten Mäusedünndarm bei identischem Versuchsaufbau und maximal $\pm 3\%$ systematischen (physikalischen) Totaldosis-Unterschieden in allen Phantomtiefen und für den gesamten untersuchten Totaldosisbereich von 3 bis 9 Gy einen dosismodifizierenden Faktor von 1,25 zwischen Hamburg und Essen festgestellt

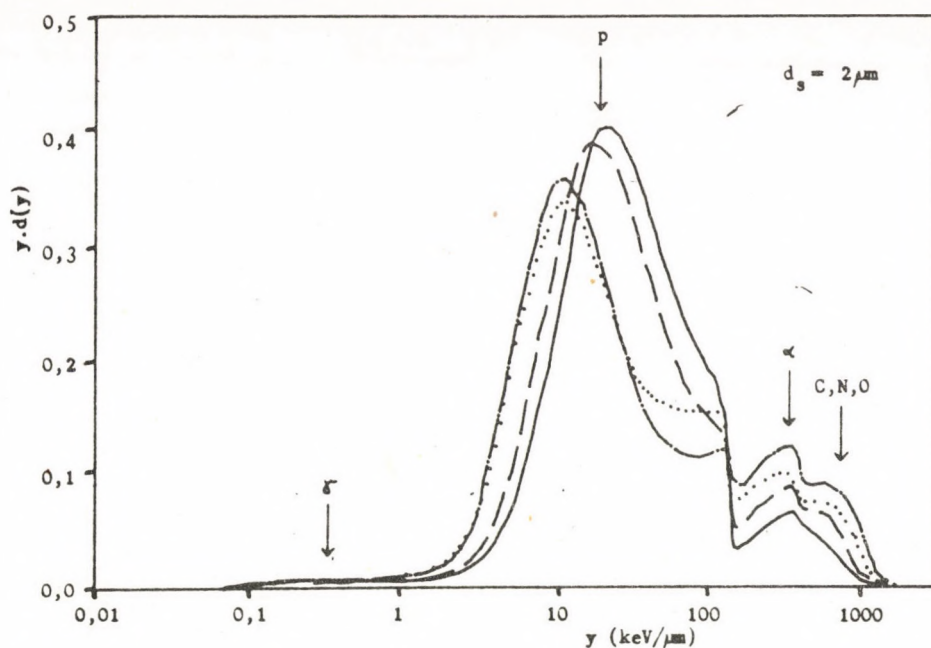


Abb. 6 :

Mikrodosimetrische Spektren der linearen Energie y frei in Luft nach Messungen von Menzel und Schuhmacher, 1980. Zyklotronneutronen (5,5 MeV in Essen: —, 8 MeV in Heidelberg: --); Generatorneutronen 15 MeV (in Hamburg:; in Heidelberg: -.-). Meßbedingungen entsprechend Abb. 2.

haben im Sinne einer - der kleineren mittleren Neutronenergie und dem höheren LET entsprechend - größeren biologischen Wirksamkeit der Zyklotron-Neutronen in Essen (ZIEWIETZ et al., 1979, van BEUNINGEN et al., 1981). Gleiche Gesamtdosen und Fraktionierungsschemata erscheinen vor diesem Hintergrund also durchaus unvergleichbar zu sein.

3.5 Problematik der Überlagerung von Neutronen- und Photonen-Energiedosen

In Abb. 7 sind verschiedene Modelle mit ihrer mathematischen Beschreibung und ihren Konsequenzen für die RBW r_G des Gammaanteils aufgezeichnet für eine Überlagerung einer Gamma-Energiedosis $D_N = 2$ Gy zu der primär applizierten Neutronen-Energiedosis $D_N = 2$ Gy (mit der zugehörigen Überlebensrate $S_N = 0,22$). Zwischen der gepunkteten Dosis-Effekt-Kurve für reine Neutronenstrahlung und der dick ausgezogenen Kurve für eine Röntgen-Referenzstrahlung müssen sich die experimentell zu ermittelnden Kurven biologischer Testsysteme ergeben, die bei zeitlich direkt aufeinanderfolgenden Neutronen- und Gammabestrahlungen entstehen. Der durch die Gamma- bestrahlung verursachte Faktor S_i der Minderung der Überlebensrate

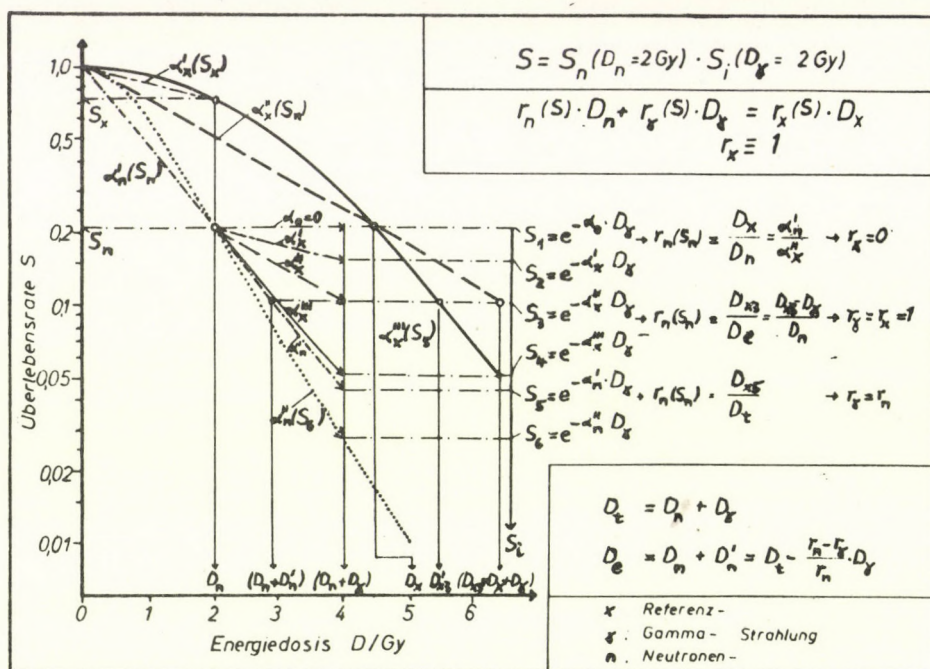


Abb.7: Modellüberlegungen zur Überlebensrate und zur relativen biologischen Wirksamkeit (RBW) bei Überlagerung einer Neutronendosis D_N mit einer direkt anschließenden Gammastrahlendosis D_G . Die gepunktete und die ausgezogene Kurve beziehen sich auf die Dosiseffekturven für Neutronen bzw. Referenz-Röntgenstrahlen am Rhabdomyosarkom der Ratte nach Daten von BARENDSEN, 1973. Im Text wurden gemäß einem Beschluß der ECNEU (1979) die Indizes wie folgt geändert: $n \rightarrow N$ und $\gamma \rightarrow G$ (nach RASSOW 1978).

entspricht in den Modellfällen:

- S_1 : völlige Unwirksamkeit der Gammastrahlung ($r_G = 0$),
- S_2 : Wirksamkeit der Gamma-Energiedosis D_G entsprechend der Schulterkurve der Röntgen-Referenzstrahlung mit vollständiger Erholung,
- S_3 : Umrechnung der Gamma-Energiedosis D_G mit dem Quotienten $\frac{1}{\tau} = \frac{r_G}{r_N}$ in eine äquivalente Neutronen-Energiedosis D'_N ,
- S_4 : Wirksamkeit der Gamma-Energiedosis D_G entsprechend einer zusätzlichen Röntgen-Energiedosis jenseits der Überlebensrate S_N ,
- S_5 : Wirksamkeit der Gamma-Energiedosis D_G entsprechend der Schulterkurve der Neutronen bei vollständiger Erholung,
- S_6 : Wirksamkeit der Gamma-Energiedosis D_G entsprechend einer zusätzlichen Neutronen-Energiedosis D_N ohne Erholung.

Falls im Falle S_3 die Steigungen $\alpha'_x(S_N)$ und $\alpha'_N(S_N)$ nicht für die Überlebensrate S_N , sondern entsprechend der Gesamtüberlebensrate

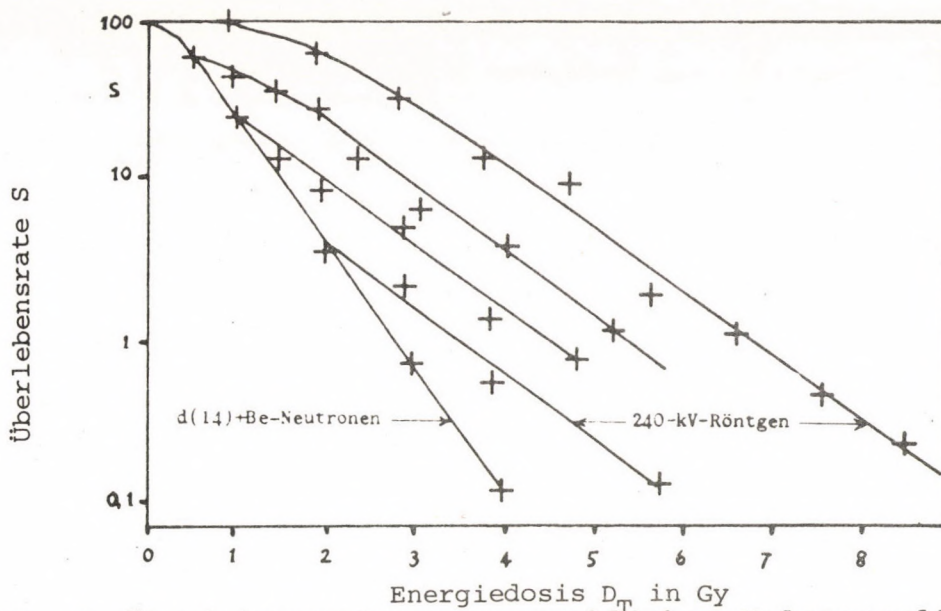


Abb. 8: Überlebensrate von menschlichen Melanomzellen nach 0 Gy; 0,5 Gy; 1,0 Gy und 2,0 Gy Neutronenvorbestrahlung (Zyklotronneutronen 5,5 MeV, Essen) mit "gleichzeitiger" zusätzlicher 240-kV-Röntgenbestrahlung (jeweils "frei in Luft"). Nachweis über Koloniebildungstest (nach BERTHOLDT et al., 1980).

$S = S_N \cdot S_3$ nach der Mischbestrahlung aus Neutronen- und Gammastrahlung bestimmt werden, so entspricht dieses Modell genau dem Konzept der totalen effektiven Energiedosis. Strahlenbiologische Untersuchungen an Melanomzellen mittels des Koloniebildungstests (BERTHOLDT et al., 1980) mit Ausgangs-Neutronen-Energiedosen $D_N = 0,5 \text{ Gy}$; 1 Gy und 2,0 Gy haben gezeigt (Abb. 8), daß

- die zeitliche Reihenfolge von Neutronen- und Gammabestrahlung keine Rolle spielt, wenn beide Bestrahlungen innerhalb weniger als 6 Stunden (Zykluszeit > 30 Stunden) erfolgen,
- die Modellüberlegung S_4 am ehesten realisiert ist.

Eine weitere, für die Bewertung klinisch-dosimetrischer Ergebnisse entscheidend wichtige Folgerung läßt sich ebenfalls ziehen: Für die Bewertung kleiner Energiedosen außerhalb des Zielvolumens müssen bei Neutronenbestrahlungen gegenüber den Erfahrungen bei Photonen- und Elektronenstrahlung völlig neue Überlegungen (und Untersuchungen) angestellt werden, da die Erholungseffekte bei kleinen Gamma-Energiedosen nicht auf Neutronen-Energiedosen übertragbar sind und auch Gamma-Energiedosen völlig unterschiedliche Wirkungen haben, je nachdem ob additiv noch kleine Neutronendosen appliziert werden oder nicht.

4. Referenzdosisbestimmung für Total- und Gammaenergiedosis in gemischten Neutronen-Photonen-Strahlenfeldern

Für die Bestrahlung von Zielvolumina mit einem Gemisch von Strahlungen verschiedener biologischer Wirksamkeit (und Wirkungsmechanismen) ist eine klinische Dosimetrie erforderlich, die eine getrennte Dosisbestimmung der biologisch hauptsächlich zu unterscheidenden Komponenten ermöglicht. In der Bundesrepublik Deutschland trifft dies derzeit allein für die Neutronentherapie zu, bei der "Neutronen-" und "Gammastrahlung" zu trennen sind.

Die Neutronen-Energiedosis D_N (bzw. die totale Energiedosis D_T) und die Gammaenergiedosis D_G können mit zwei Detektoren möglichst stark unterschiedlicher Neutronenempfindlichkeit über zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten bestimmt werden:

$$R'_T = k_T \cdot D_N + h_T \cdot D_G \quad (3)$$

$$R'_U = k_U \cdot D_N + h_U \cdot D_G \quad (4)$$

R' sind die Detektoransprechempfindlichkeiten, dividiert durch diejenige bei einer Photonen-Referenzstrahlung (c). Der Index T weist auf "totale Energiedosis" und "tissue equivalent" hin (TE-Kammer), der Index U bezieht sich auf die für Neutronen unempfindliche Kammer (GM-Zähler oder C/CO₂-Kammer).

In den Faktoren k_T und h_T sind folgende Koeffizienten enthalten:

$\frac{W_c}{W_N}$ = relativer Energieaufwand zur Bildung eines Ionenpaares im Gas

$s_{m,g}$ = relatives Stoß-Bremsvermögen

$r_{m,g}$ = relativer Energie-Konversionsfaktor

$\frac{(\mu_{en}/\rho)_t}{(\mu_{en}/\rho)_m}$ = relatives Massen-Energieabsorptionsvermögen

K_t / K_m = Kermaverhältnis

mit der Bedeutung der Indizes:

c = Kalibrier-Photonenstrahlung	m = TE-Kammerwandmaterial
N = Neutronenstrahlung	g = TE-Kammerfüllgas
G = (begleitende) Gammastrahlung	t = Weichteilgewebe

Es gilt für k_T und h_T :

$$k_T = \frac{W_C}{W_N} \cdot \frac{(s_{m,g})_C}{(r_{m,g})_N} \cdot \frac{[(\mu_{en}/\rho)_t / (\mu_{en}/\rho)_m]_C}{(K_t / K_m)_N} \quad (5)$$

$$h_T = \frac{W_C}{W_G} \cdot \frac{(s_{m,g})_C}{(s_{m,g})_G} \cdot \frac{[(\mu_{en}/\rho)_t / (\mu_{en}/\rho)_m]_C}{[(\mu_{en}/\rho)_t / (\mu_{en}/\rho)_m]_G} \quad (6)$$

In dem "Europäischen Protokoll für Neutronendosimetrie für externe Strahlentherapie" (ECNEU, 1981) wird die Verwendung der Zahlenwerte der Tabelle 2 empfohlen (dabei wurden die Neutronen-Energiespektren der Therapieanlagen in Essen und Hamburg gemäß Tabelle 1 benutzt):

Tabelle 2: Empfohlene Zahlenwerte für Dosimetrieparameter nach ECNEU (1981) für (neutronen-gewebeäquivalente) TE-Ionisationskammern mit TE-Gas-Füllung und Geiger-Müller-(GM)-Zähler bzw. Graphitkammer mit CO₂-Füllung

Parameter	Zyklotronneutronen (5,5 MeV) d (14-16 MeV) → Be	Generatorneutronen (15 MeV) d → T
$\frac{W_C}{W_N}$	0,95 ± 0,05	0,95 ± 0,05
$(s_{m,g})_C$	1,00	1,00
$(r_{m,g})_N$	0,99 ± 0,02	0,99 ± 0,02
$\frac{(\mu_{en}/\rho)_t}{(\mu_{en}/\rho)_m} \cdot C$	1,00	1,00
$(K_t/K_m)_N$	0,97	0,96
k_T	0,99	1,00
h_T	1,00	1,00
k_U GM C/CO ₂	0,007 0,11	0,017 0,32
h_U	1,00	1,00
$D_T = \frac{(h_U - k_U) R'_T}{h_U k_T - h_T k_U}$	1,01 R'_T	1,00 R'_T
$D_G = \frac{k_T R'_U - k_U R'_T}{h_U k_T - h_U k_U} \text{ GM C/CO}_2$	(1,007 R'_U - 0,007 R'_T) (1,125 R'_U - 0,125 R'_T)	(1,017 R'_U - 0,017 R'_T) (1,471 R'_U - 0,471 R'_T)

Als Meßortverschiebung für kugelförmige Ionisationskammern mit dem Innenradius r_i wurden von ZOETELIEF et al. (1979) für Photonen (^{60}Co -Gammastrahlung) $(0,58 \pm 0,06)r_i$ und für 15-MeV-Neutronen $(0,26 \pm 0,08)r_i$ angegeben. In ECNEU (1981) ist entsprechend der Tiefendosiskurve für 15-MeV-Neutronen für Phantompunkte weit jenseits des Dosismaximums ein entsprechender Verschiebekorrektionsfaktor $k_d = (1 - 2,5 \cdot 10^{-3} r_i)$ (r_i in mm) genannt.

5. Bestimmungen von Total- und Gamma-Energiedosis-Verteilungen in Phantomen mit Thermolumineszenz-Detektoren TLD-300

5.1 Anforderungen an klinische Dosimetrie bei primärer Photonen-/Elektronenstrahlung und Neutronenstrahlung

In Tabelle 3 ist ein tabellarischer Überblick über die Gesichtspunkte bei der klinischen Dosimetrie bei Verwendung von Photonen/Elektronen einerseits und Neutronen (mit begleitender Photonenstrahlung) andererseits gegeben.

Tabelle 3: Überblick über klinisch-dosimetrische Gesichtspunkte

Primärstrahlenart	Photonen/ Elektronen	Neutronen	
Sekundärstrahlenarten	Elektronen/ Photonen	Neutronen/ Rückstoßkerne	Photonen
Dosimetrische Trennung nötig für primäre und sekundäre Strahlenart	nein	("Neutronen")	("Gammastrahlen")
Punktdosismessungen Referenzdosimeter	Ionisationskammer (Eisensulfat)	TE-Ionisationskammer	GM-Zähler (C-CO ₂ , Mg-Ar, Film, TLD)
Dosisverteilungsmessungen (in-vivo-Eignung*): Relative Dosismeßverfahren (bisher) Diese Arbeit	TLD* Halbleiter* Film	^7LiF (TLD-700) / ^6LiF (TLD-600) * CaF_2/Tm (TLD-300)*	
Gewebeäquivalenzbedingung für Phantome erfordert Übereinstimmung von	effektiver Ordnungszahl (abhängig von vorherrschender Wechselwirkung)	Gewichtsanteilen, getrennt für H, N und vor allem leichte Atomarten (C und O für Neutronenenergien < 20 MeV bedingt austauschbar)	

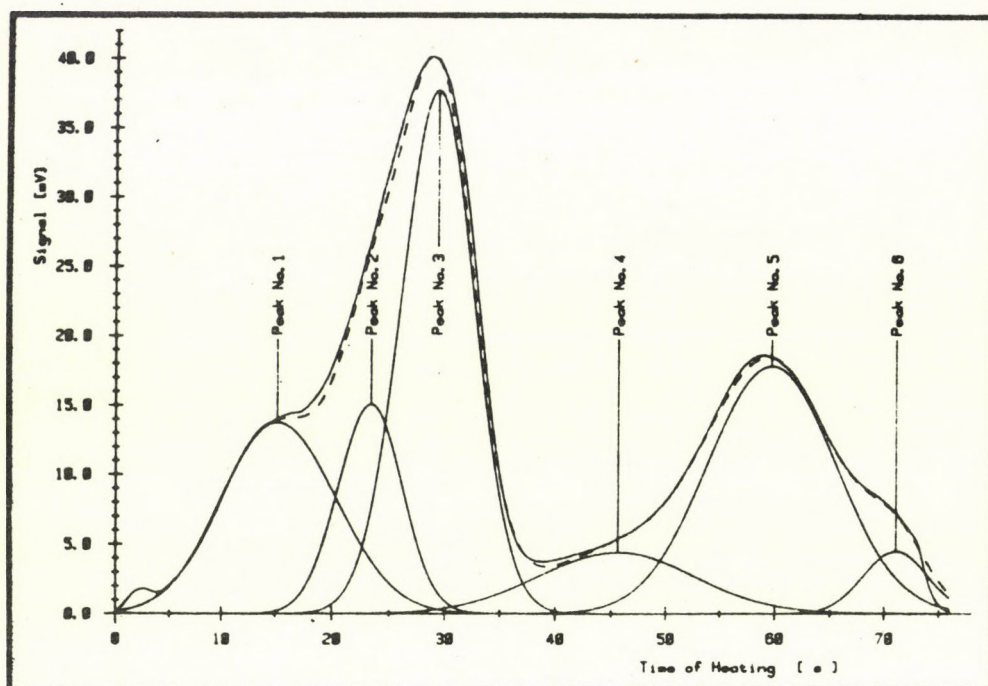
Tabelle 4 nennt die Erfordernisse der klinischen Dosimetrie in gemischten Neutronen-Photonen-Feldern, die durch Verwendung des neuen TLD-Meßverfahrens nach TEMME, RASSOW und MEISSNER (1981) unter Benutzung von TLD-300-Detektoren erfüllt werden können.

Tabelle 4: Erfordernisse der klinischen Dosimetrie in gemischten Neutronen-Photonen-Feldern, erfüllbar durch TLD-300-Detektoren

- Separate Messung der totalen Energiedosis D_T und der Gammastrahlen-Energiedosis D_G
- Möglichkeit der Messung unter therapeutischen Bedingungen:
 - Bereich der Energiedosis $1 \text{ mGy} < D_T < 10 \text{ Gy}$
 - Bereich der Energiedosisleistung $10 \frac{\mu\text{Gy}}{\text{min}} < D_T < 1 \frac{\text{Gy}}{\text{min}}$
- Möglichst nur ein Detektor mit zwei unterschiedlich neutronen- und photonenempfindlichen Meßsignalen
- Geringe Abhängigkeit der Ansprechvermögen der beiden Meßsignale für Energiespektrumsänderungen für Neutronen und Photonen an verschiedenen Phantommeßpunkten
- Genügend kleine Abmessungen der Detektoren in Bereichen steilen Dosisgradientens in homogenen Phantomen und in der Nähe von Inhomogenitätsgrenzflächen
- Genügende Genauigkeit für klinisch-dosimetrische Messungen von Dosisverteilungen und bei in-vivo-Punktmessungen
- Kleiner Meß-, Kalibrier- und Auswerteaufwand

5.2 Prinzip des neuen TLD Meß- und Auswerteverfahrens für gemischte Neutronen-Photonen-Felder

Das Prinzip der Gewinnung zweier von einander unabhängiger Meßsignale aus nur einem TLD-Detektor ist aus dem Vergleich der Abbildungen 9 und 10 erkennbar: Für jeweils eine Totaldosis von $D_T = 1 \text{ Gy}$ ergeben sich für reine Photonenstrahlung (Abb. 9) und gemischte Neutronen-Photonenstrahlung (Abb. 10) nicht nur stark unterschiedliche Signalhöhen (in mV) für die beiden Hauptpeaks (Peaks 3 und 5), sondern auch das Höhenverhältnis beider Hauptpeaks ist sehr vom LET-Unterschied der Strahlungen abhängig. Benutzt man die nachstehend definierten normierten Meßsignale M_1 und M_2 , so lassen sich aus den Gleichungen (7) bis (12b) die gesuchten Meßergebnisse D_T und D_G bzw. D_G/D_T errechnen.



Strahlungsart : ^{60}Co -Gammastrahlung
 Phantommaterial : Polystyrol
 Feldgröße : $A = 15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm} / (4) \text{ cm}$
 Fokus-Oberflächenabstand : $S = (4) \text{ cm}$
 Phantomtiefte : $z = 5 \text{ cm}$
 Totale Energiedosis : $D_T = 1 \text{ Gy}$

 : Gemessenes TLD-Signal und analysierter Gaub-Peak
 : Summe der analysierten Gaub-Einzelpeaks

Abb. 9: Analyse der TLD-300-Glowkurve unter Benutzung eines Gaußform-Peakmodells

Dosisermittlung aus den Meßsignalen

P_1 = vom Hauptpeak 1 (Peak 3) abgeleitetes Meßsignal
 P_2 = vom Hauptpeak 2 (Peak 5) abgeleitetes Meßsignal (Abb.9/10)

$$\left. \begin{aligned}
 M_1 &= P_1 \cdot \left(\frac{D_C}{P_1}\right) {}^{60}\text{Co} \\
 M_2 &= P_2 \cdot \left(\frac{D_C}{P_2}\right) {}^{60}\text{Co}
 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{normierte, durch Einzelreferenz-} \\ \text{Ansprechvermögen dividierte Meßsignale} \end{array}$$

D_C = Referenz-Energiedosis einer ^{60}Co -Gammastrahlung zur Bestimmung der Referenz-Ansprechvermögen

$$\left. \begin{aligned}
 D_T &= \text{Totale Energiedosis} \\
 D_N &= \text{Neutronen-Energiedosis} \\
 D_G &= \text{Gamma-Energiedosis}
 \end{aligned} \right\} \text{in Weichteilgewebe}$$

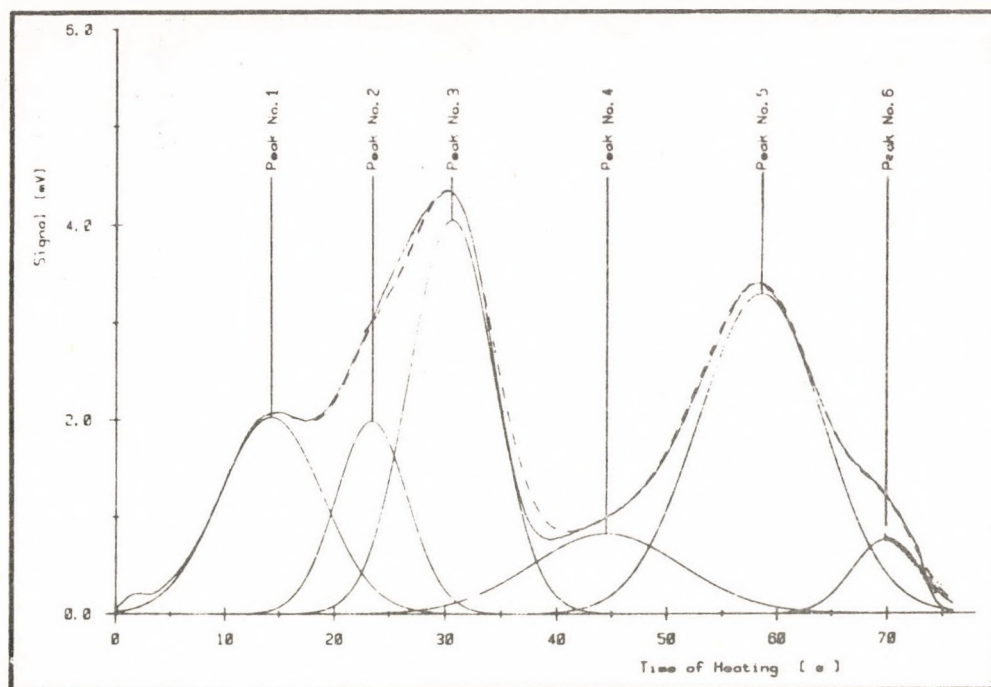
Totale Energiedosis errechnet sich zu:

$$D_T = D_N + D_G \quad (7)$$

Grundgleichungen für Energiedosisbestimmungen:

$$M_1 = a_1 D_N + b_1 D_G = a_1 (D_T - D_G) + b_1 D_G \quad (8a)$$

$$M_2 = a_2 D_N + b_2 D_G = a_2 (D_T - D_G) + b_2 D_G \quad (8b)$$



Strahlungsa-	: d(14)-He-Neutronen (CIRCE)
Phantomaterial	: A-150
Feldgröße	: A = 10 cm x 10 cm / 125 cm
Fokus-Oberflächenabstand	: s ₀ = 125 cm
Phantomtiefe	: z = 10 cm
Totale Energiedosis	: D _{tot} = 1 Gy
Gaumarstrahlenteileil	: D _G /h ₀ = 0,107
	: Gemessenes TLD-Signal und analysierter Gaub-Peak
	: Summe der analysierten Gaub-Einzelpeaks

Abb. 10: Analyse der TLD-300-Glowkurve unter Benutzung eines Gaußform-Peakmodells

Gleichungen für Bestimmung der Ansprechvermögenskoeffizienten:

$$\frac{M_1}{D_T} = a_1 \frac{D_T - D_G}{D_T} + b_1 \frac{D_G}{D_T} = a_1 + (b_1 - a_1) \frac{D_G}{D_T} \quad (9a)$$

$$\frac{M_2}{D_T} = a_2 \frac{D_T - D_G}{D_T} + b_2 \frac{D_G}{D_T} = a_2 + (b_2 - a_2) \frac{D_G}{D_T} \quad (9b)$$

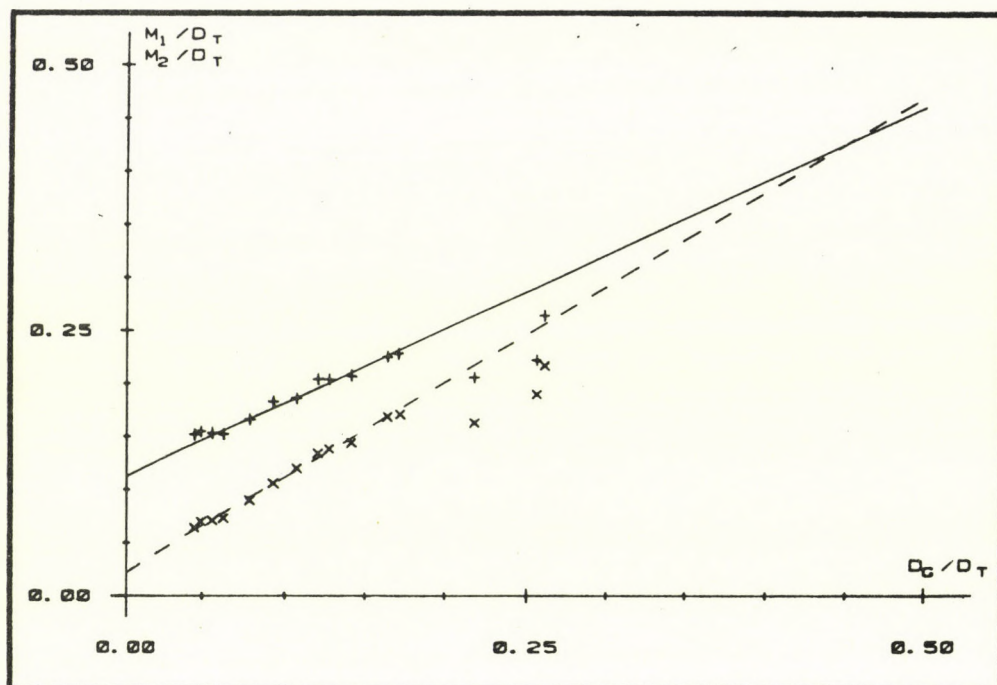
Gleichungen für praktische Dosisbestimmungen:

$$D_T = \frac{\text{allgemein} \quad \text{für d(14)+Be-Neutronen}}{(b_1 - a_1)M_2 - (b_2 - a_2)M_1}{a_1b_2 - a_2b_1} = \frac{0,898 M_2 - 0,697 M_1}{0,0861} \quad (10)$$

$$D_N = \frac{b_1 M_2 - b_2 M_1}{a_1 b_2 - a_2 b_1} = \frac{0,920 M_2 - 0,810 M_1}{0,0861} \quad (11)$$

$$D_G = \frac{a_2 M_1 - a_1 M_2}{a_1 b_2 - a_2 b_1} = \frac{0,113 M_1 - 0,022 M_2}{0,0861} \quad (12a)$$

$$\frac{D_G}{D_T} = \frac{a_2 M_1 - a_1 M_2}{(b_1 - a_1) - (b_2 - a_2) M_1} = \frac{0,113 M_1 - 0,022 M_2}{0,898 M_2 - 0,697 M_1} \quad (12b)$$



Strahlungsart : d(14)+Be-Neutronen (CIRCE Essen)
 Phantommaterial : A-150
 Detektor : TLD-300
 Totale Energiedosis : $D_T = 1 \text{ Gy}$
 : $M_1/D_T = 0,022 (1 - D_G/D_T) + 0,920 D_G/D_T$
 : $M_2/D_T = 0,113 (1 - D_G/D_T) + 0,810 D_G/D_T$

Abb. 11: Standardisierte TLD-300-Meßsignale als Funktion des Photonenanteils D_G/D_T

Die notwendigen Koeffizienten a_v und b_v ($v = 1$ und 2) ergeben sich aus den Geraden in Abbildung 11, die der linearen Beziehung folgen:

$$\frac{M_v}{D_T} = a_v (1 - D_G/D_T) + b_v \quad (13)$$

Es haben für d(14)+Be-Neutronen von CIRCE die Koeffizienten die Zahlenwerte:

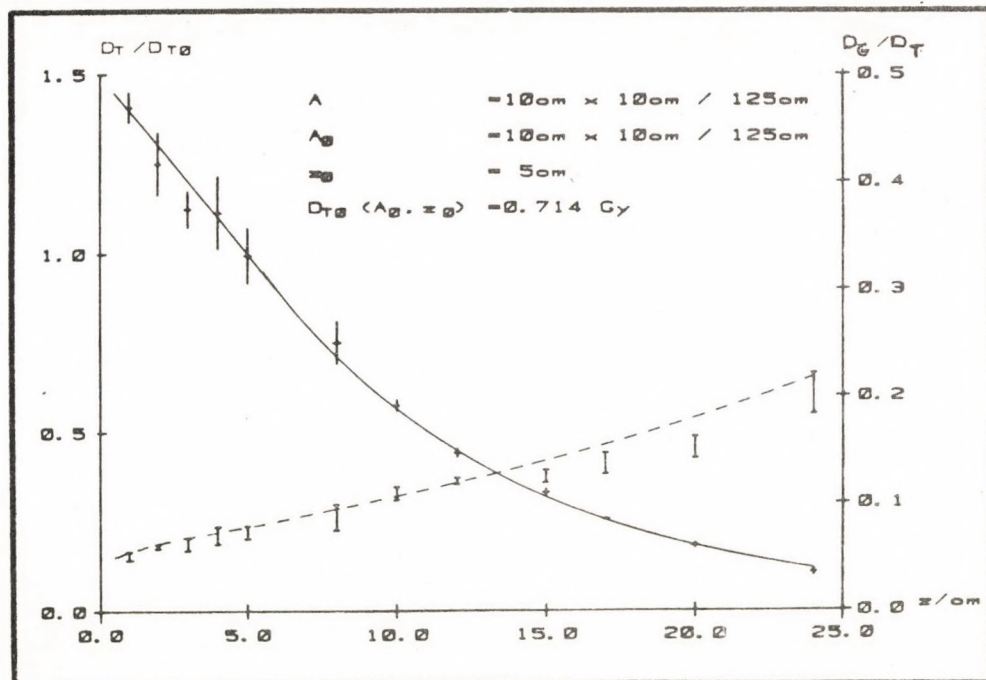
$$a_1 = 0,022; b_1 = 0,920; a_2 = 0,113; b_2 = 0,810 \quad (14)$$

Repräsentative Standardabweichungen für die Reproduzierbarkeit (gesamte Meßgenauigkeit) beträgt für D_T : $\pm 3\%$ ($\pm 5\%$) und für D_G/D_T : $\pm 6\%$ ($\pm 10\%$).

Der Anwendungsbereich dieser Angaben mit den genannten Meßunsicherheiten wird durch $D_G/D_T > 0,17$ entsprechend Phantomtiefen $\sim 20 \text{ cm}$ festgelegt.

Einzelheiten zur Optimierung des Meß- und Auswerteverfahrens, die zur Erreichung der angegebenen Meßgenauigkeiten unerlässlich ist, sind bei TEMME, RASSOW und MEISSNER (1981) zu finden.

5.3 Klinisch-dosimetrische Meßergebnisse

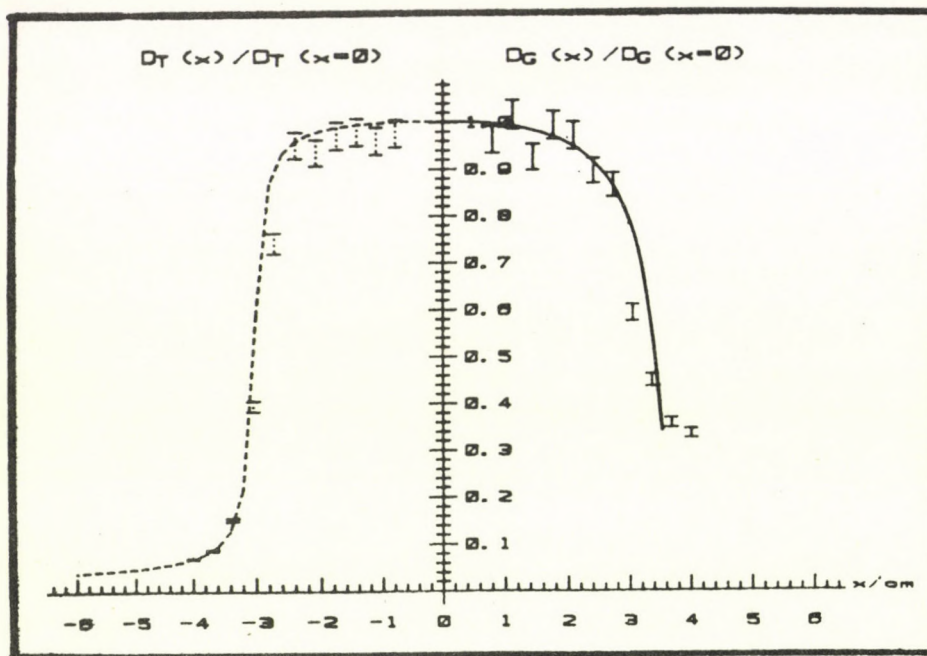


Strahlungsart : d(14)+He-Neutronen (CIRCE Essen)
 Phantommaterial : A-150
 Detektor : TLD-300-Plättchen
 + + + + + : Mittelwert von 3 Detektoren für D_T/D_{T0} mit Meßunsicherheit
 I I I I I : Mittelwert von 3 Detektoren für D_G/D_T mit Meßunsicherheit
 --- : TE-Ionisationskammer-Messung (IC-18, FWT)
 --- : Geiger-Müller-Zähler-Messung (GM1, FWT)

Abb. 12: Normierte Tiefendosis D_T/D_{T0} und relativer (lokaler) Photonenanteil D_G/D_T

In Abbildung 12 ist ein Beispiel für eine TLD-300-Messung nach dem in 5.2 beschriebenen Verfahren für eine Tiefendosis Kurve eines Therapie-Neutronenstrahlenbündels in einem (neutronen-) gewebeäquivalenten Material aus A-150 (ECNEU, 1981) gegeben. Jedes Meßpunktpaar (D_T und D_G/D_T) zur gleichen Phantomtiefen stammt von einem einzigen TLD-Detektor. Die Meßunsicherheitsbalken wurden aufgrund einer Reproduzierung des Ergebnisses mit zwei weiteren TLD-Detektoren bestimmt. Die TLD-Meßergebnisse sind allein über die Gleichungen (10) und (12b) gewonnen worden, während die ausgezogene und gestrichelte Kurve den unabhängigen Meßergebnissen einer TE-Ionisationskammer bzw. eines GM-Zählers entsprechen.

In Abbildung 13 wird links ein (relatives) laterales Total-Energiedosisprofil und rechts ein (relatives) laterales Gamma-Energiedosisprofil dargestellt mit ähnlichen Bezeichnungen wie in Abbildung 12. Dabei wurde stets der Wert auf der Strahlenbündelachse gleich 1,00 gesetzt.



Strahlungsart : d(14)+Be-Neutronen (CIRCE Essen)
 Phantommaterial : A-150
 Detektor : TLD-300-Plättchen
 : Mittelwert von 3 Detektoren für $D_T(x)/D_T(x_0)$ mit Meß-
 : unsicherheit
 : Mittelwert von 3 Detektoren für $D_G(x)/D_G(x_0)$ mit Meß-
 : unsicherheit
 : TE-Ionisationskammer-Messung (IC-18, FWT)
 : Geiger-Müller-Zähler-Messung (GM1, FWT)
 Feldgröße : 5 x 5 cm/125 cm
 Phantomtiefe : z = 0,8 cm
 Lateralabstand : y = 0,0 cm
 Lateralabstand : x₀ = 0,0 cm

Abb. 13: Normierte Dosisquerverteilungen für $D_T(x)/D_T(x_0)$ und $D_G(x)/D_G(x_0)$

6. Bestrahlungsplanung für die Neutronen-Strahlentherapie mit Trennung von Totaldosis- und Gammadosisverteilung

6.1 Mathematische Modelle

Nach MEISSNER und RASSOW (1982) lassen sich gemäß Abbildung 14 die Tiefendosiskurve für die Neutronen-Energiedosis $N(z)$ für d(14)+Be-Neutronenstrahlung der Essener Zyklotron-Neutronentherapieanlage CIRCE durch einen linearen Teil (zwischen 0,5 cm Tiefe [das Dosismaximum liegt in 0,15 cm Tiefe] und einem Punkt der Tiefe $z = z^*$) und einen exponentiellen Teil ($z > z^*$) beschreiben. Es gilt also

$$N(z) = N^* - S_N \cdot z \quad \text{für } 0 \leq z \leq z^* \quad (15)$$

N^* ist die extrapolierte Neutronen-Energiedosis in der Tiefe $z = 0$, S_N ist die Steigung im linearen Tiefendosisanteil.

Für größere Tiefen gilt dann:

$$N'(z) = \frac{N_0}{(z_0 + z)} e^{-Lz} \quad \text{für } z \geq z^* \quad (16)$$

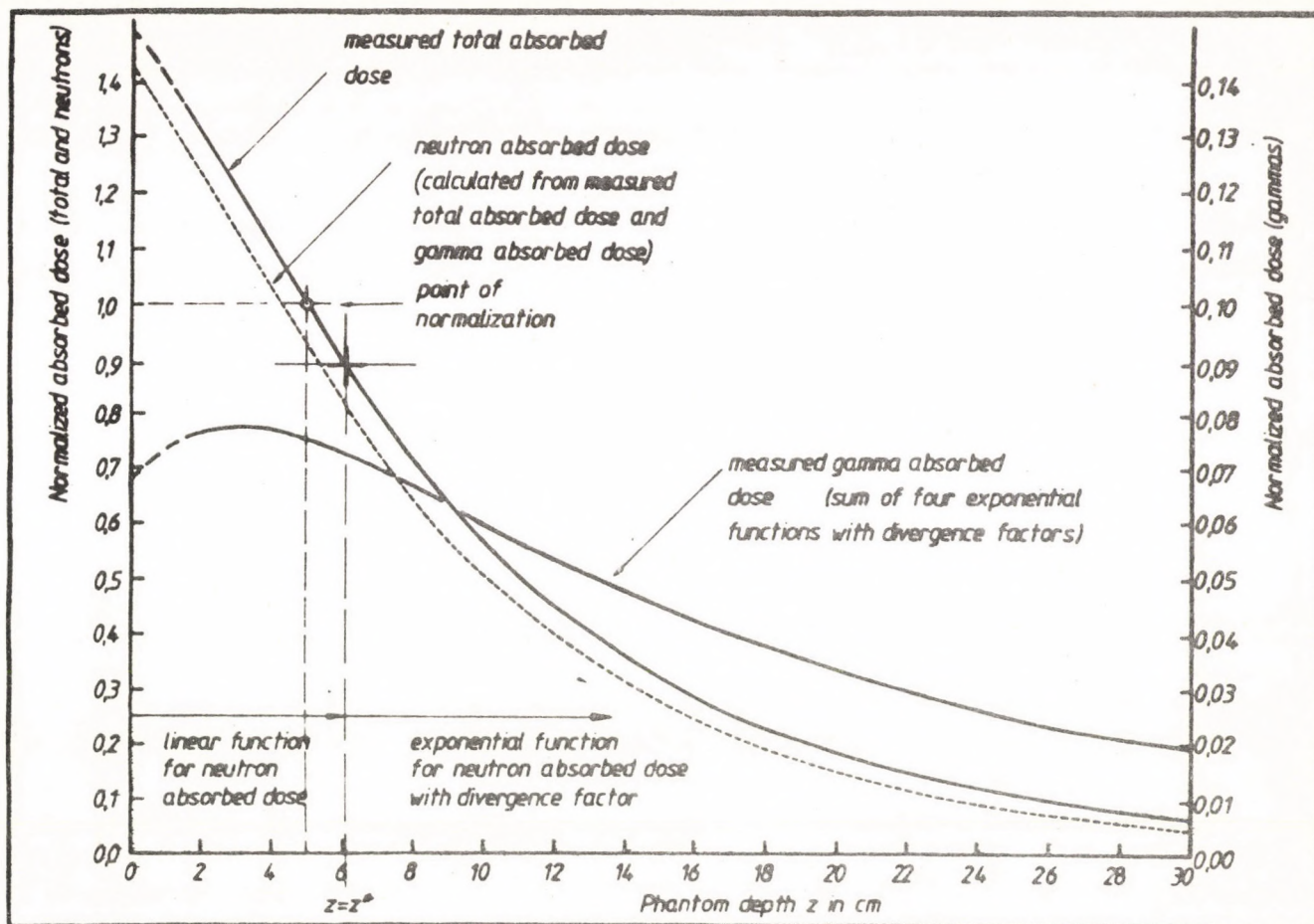


Abb. 14: Normierte Tiefendosiskurven für die Neutronen- und die Gamma-Energiedosis bei einem Fokus-Oberflächenabstand eines Wasserphantoms von $z_0 = 125$ cm für die Feldgröße $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}/125 \text{ cm}$.

Hier ist L der effektive Schwächungskoeffizient, z_0 der Fokus-Oberflächenabstand des Phantoms und N_0 die Größe des exponentiellen Teils der Neutronen-Energiedosis extrapoliert auf einen fiktiven Fokus-Oberflächenabstand von $z_0 = 1 \text{ cm}$.

Für $z = z^*$ müssen naturgemäß Absolutwert und Steigung der Kurven für den linearen und den exponentiellen Teil übereinstimmen.

Die Tiefendosiskurve für eine gegebene Feldgröße läßt sich entsprechend mit den drei Konstanten N_0 , L und z^* beschreiben.

Die Gamma-Energiedosis $G(z)$ gemäß Abbildung 14 läßt sich durch vier Exponentialfunktionen darstellen:

$$G(z) = G_0(z) + G_1(z) \quad (17)$$

mit

$$G_0(z) = \frac{1}{(z_0+z)^2} [G_{01} \cdot e^{-M_{01}z} - G_{02} \cdot e^{-M_{02}z}] \quad (18)$$

und

$$G_1(z) = \frac{1}{(z_0+z)^2} [G_{11} \cdot e^{-M_{11}z} - G_{12} \cdot e^{-M_{12}z}] \quad (19)$$

Hier werden 8 Konstanten G_{01} , G_{02} , G_{11} , G_{12} und M_{01} , M_{02} , M_{11} und M_{12} erforderlich. Die Tiefendosiskurve der Total-Energiedosis $T(z)$ ergibt sich aus der Summe:

$$T(z) = N(z) + G(z) \quad (20)$$

Die Beschreibung der Berechnung der Konstanten für alle 15 Kollimator-Feldgrößen der Essener Anlage aufgrund empirischer Beziehungen ist in der genannten Literatur gegeben.

Die erzielbaren Übereinstimmungen von Berechnung und Experiment zeigt Abbildung 15.

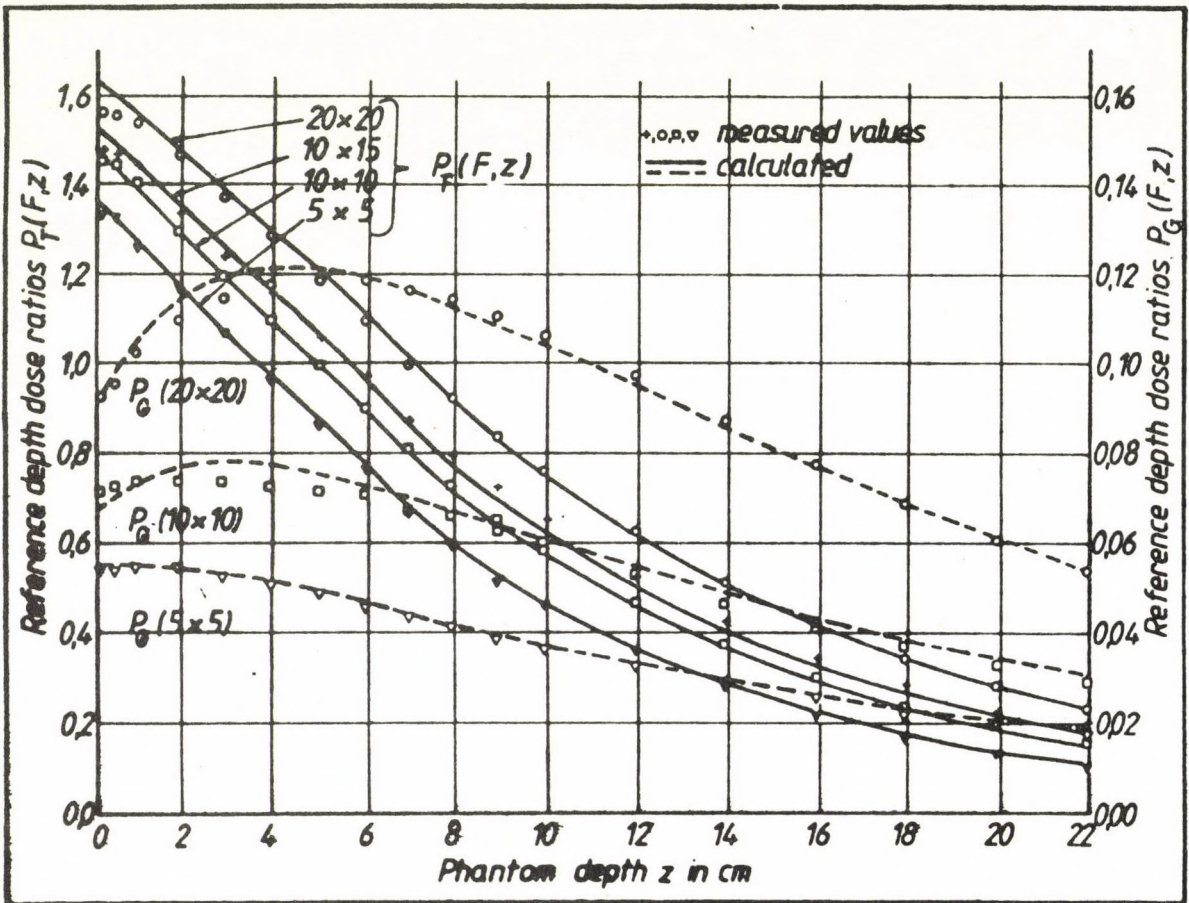


Abb. 15: Vergleich berechneter und gemessener Referenz-Tiefendosisverhältnisse (RASSOW et al., 1978) für die Total- und Gamma-Energiedosis für einen Fokus-Oberflächenabstand $z_0 = 125$ cm

Die gemessenen Querprofile lassen sich in guter Näherung berechnen, wenn man sowohl den Neutronenanteil $N(x,z)$ als auch den Gammaanteil $G(x,z)$ in zwei Komponenten zerlegt und für jeden dieser vier Summanden ein Faltungsintegral einer Gaußfunktion $S(x)$ mit einer Rechteckfunktion $R(x)$ ansetzt. Dabei gilt für $R(x)$:

$$R(x) = 1 \text{ für } -\frac{B(z)}{2} \leq x \leq +\frac{B(z)}{2} \quad (21)$$

$$R(x) = 0 \text{ für } |x| > \frac{B(z)}{2} \quad (22)$$

$B(z)$ ist die geometrische Felddbreite, die von der Tiefe im Phantom abhängt. Für $S(x)$ wird der physikalisch plausible Ansatz

$$S_k(x) = \exp\left[-\left(\frac{x}{A'_k(z)}\right)^2\right] \quad (23)$$

gewählt, in dem sich die jeweilige Breite des Gaußprofils $A'_k(z)$ mit der Tiefe im Phantom ändert.

Mit dem Ansatz erhält man zunächst allgemein für die Totaldosis die Gleichung:

$$T(x,z) = T(0,z) \sum_{k=1}^4 Q_k(z) \cdot C_k \cdot [R(x) * S_k(x)] \quad (24)$$

wobei die Konstanten $C_k^{-1} = R(x) * S_k(x) \big|_{x=0}$ der Normierung dienen. Wegen der Wahl von $R(x)$ und $S(x)$ geht Gl. (24) über in das Integral

$$T(x,z) = T(0,z) \sum_{k=1}^4 Q_k(z) \frac{\int_{-\frac{B(z)}{2}}^{+\frac{B(z)}{2}} dx' \exp\left(-\frac{(x-x')^2}{(A'_k(z))^2}\right)}{\int_{-\frac{B(z)}{2}}^{+\frac{B(z)}{2}} dx' \exp\left(-\frac{(x')^2}{(A'_k(z))^2}\right)} \quad (25)$$

Für die Faktoren $Q_k(z)$ gilt:

$$\sum_{k=1}^4 Q_k(z) = 1 \text{ sowie}$$

$$Q_1(z) + Q_2(z) = \frac{N(0,z)}{T(0,z)}, \quad Q_3(z) + Q_4(z) = \frac{G(0,z)}{T(0,z)}, \quad (N(0,z) +$$

$G(0,z) = T(0,z)$). Da das Integral über die Gaußfunktion nicht analytisch lösbar ist, wurde versucht, die Gaußfunktion in Gl. (25)

durch die analytisch integrierbare Lorentzfunktion zu ersetzen:

$$S_k(x) = \frac{1}{1 + (x/A_k(z))^2}$$

Die Integration liefert dann:

$$T(x, z) = T(0, z) \sum_{k=1}^4 Q_k(z) \frac{\arctan\left[\frac{\frac{B(z)}{2} - x}{A_k(z)}\right] + \arctan\left[\frac{\frac{B(z)}{2} + x}{A_k(z)}\right]}{2 \arctan\left[\frac{\frac{B(z)}{2}}{A_k(z)}\right]} \quad (26)$$

Die Parameter $A_k(z)$ und $Q_k(z)$ für $k = 1 \dots 4$ werden durch Anpassung an die gemessenen Querprofile gewonnen.

Abbildung 16 zeigt für das Feld $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}/125 \text{ cm}$ die Tiefenabhängigkeit und den lateralen Verlauf der Totaldosis in verschiedenen Tiefen des Wasserphantoms im Vergleich zu gemessenen Werten (ausgezogene Kurven).

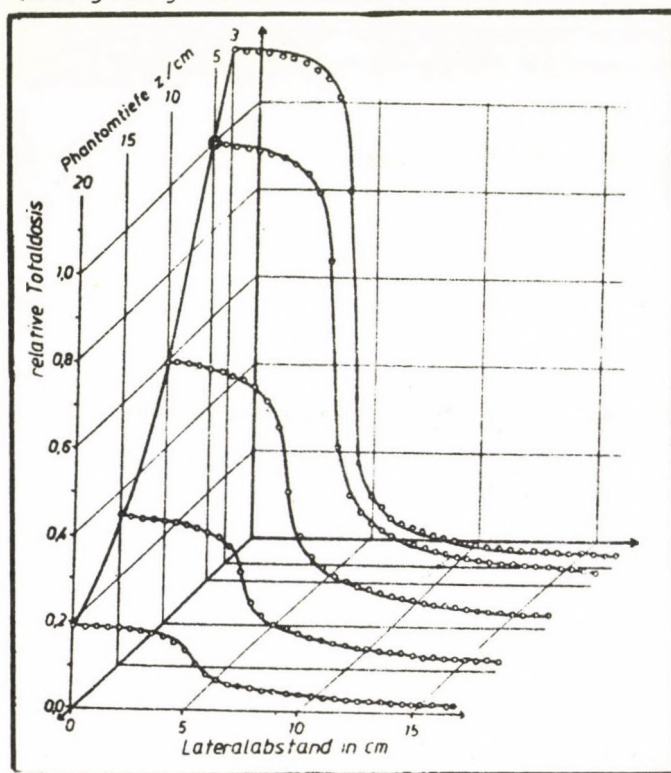


Abb. 16:

Normierte räumliche Verteilung der Totaldosis des Feldes $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}/125 \text{ cm}$ im Wasserphantom (ausgezogene Linien: Meßergebnisse, Kreise: berechnete Werte).

Die Dosisverteilung ist dabei wie stets auf den Totaldosiswert in 5 cm Wassertiefe für ein $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}/125 \text{ cm}$ Feld normiert (RASSOW et al., 1978). Auch hier ist eine Berechnung der Feldgrößenabhängigkeit von Rechen-Parametern über empirische Beziehungen möglich (MEISSNER, 1979).

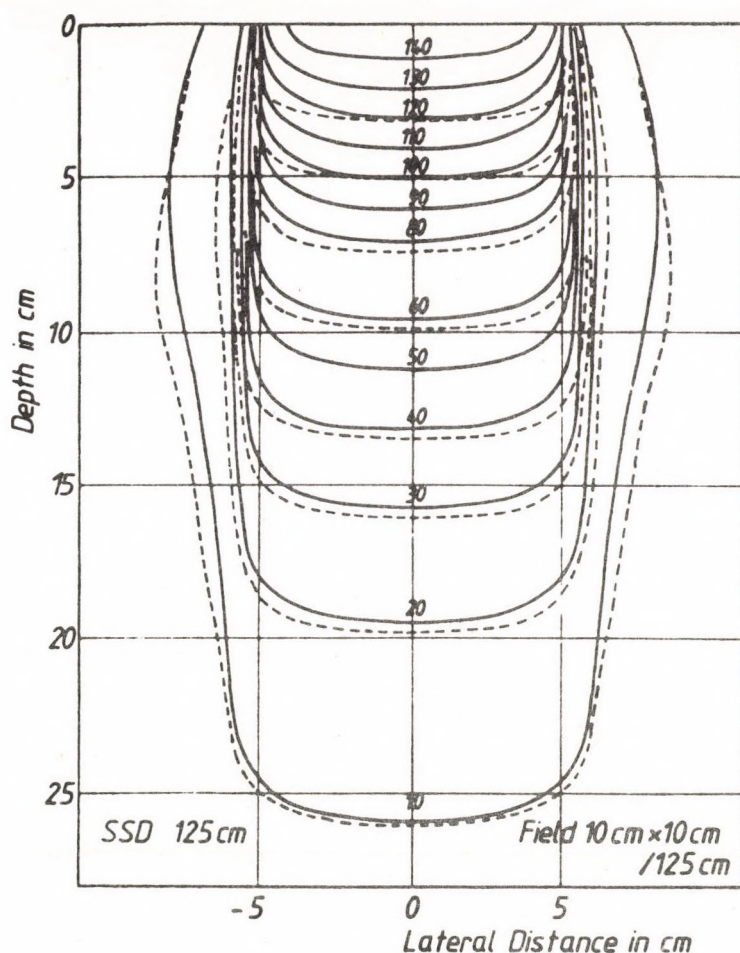


Abb. 17: Vergleich berechneter (---) und gemessener (—) Totalenergiedosis-Isodosenkurven für einen Fokus-Oberflächenabstand des Wasserphantoms von $z_0 = 125$ cm.

Wie gut insgesamt über derartige einfache mathematische Modelle Stehfeld-Dosisverteilungen zu beschreiben sind, zeigt am Beispiel einer Totaldosisverteilung Abbildung 17.

6.2 Keilfilterberücksichtigung

Zur Optimierung der Dosisverteilungen bei Mehrfelderbestrahlungen sind oft Keilfilter zur Isodosenformung vorteilhaft. Zur Berechnung des Keilfiltereinflusses kann der Ansatz in Gleichung (25) erweitert werden (MEISSNER, 1980).

Ausgehend von der Annahme, daß die Schwächung der elementaren Dosisbeträge $S(x)$ im Keilfiltermaterial exponentiell mit den Schwächungskoeffizienten λ_k erfolgt, erhält man aus Gleichung

(25):

$$T(x, z) = T(0, z) \sum_{k=1}^4 Q_k C_k \int_{-\infty}^{+\infty} dx' R(x') \frac{1}{1 + \frac{(x-x')^2}{A_k^2}} \exp(-\lambda_k \cdot d(x')) \quad (27)$$

Die Normierung erfolgt auch hier wieder durch das Faltungsintegral gemäß Gleichung (25).

Für ein einfach geformtes Keilfilter, dessen Dicke $d(x)$ linear mit dem Abstand von Keilrand x_1 zunimmt, also durch die Beziehung $d(x) = a + b(x - x_1)$ beschrieben werden kann, erhält man aus Gleichung (27):

$$T(x, z) = \sum_{k=1}^4 Q_k C_k e^{-\lambda_k a} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' R(x') \frac{1}{1 + \frac{(x-x')^2}{A_k^2}} \exp(-\lambda_k b(x' - x_1)) \quad (28)$$

x_1 ist die x-Koordinate der Projektion der Keilkante mit der Dicke a auf die Ebene, in der das Lateralprofil berechnet werden soll.

Dabei ist nicht berücksichtigt, daß der Weg der Strahlung im allgemeinen nicht senkrecht zur Eintrittsfläche des Keils verläuft. Die dadurch bedingte Abweichung des in Rechnung gestellten Laufweges $d(x)$ im Keil von der tatsächlichen durchlaufenen maximaler Strecke beträgt jedoch beim Feld 10 cm x 10 cm/125 cm und 5 cm maximaler Keildicke weniger als 1%.

Die Form des Keiles, der für die Messungen verwendet wurde, ist in Abbildung 18 wiedergegeben.

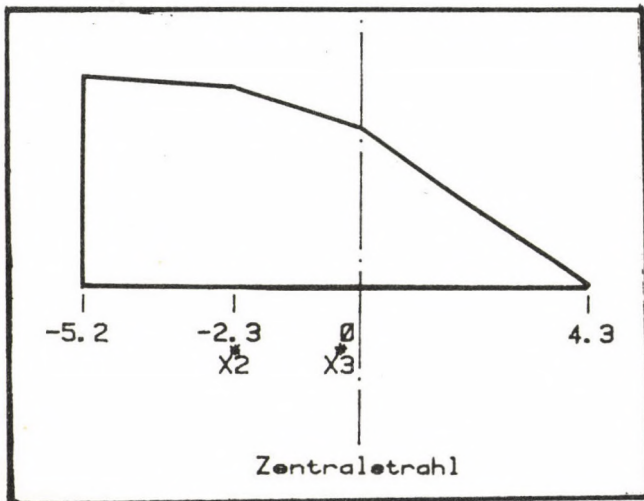


Abb.18:

Querschnitt des Keilfilters in der Ebene des Zentralstrahls und des berechneten Querprofils

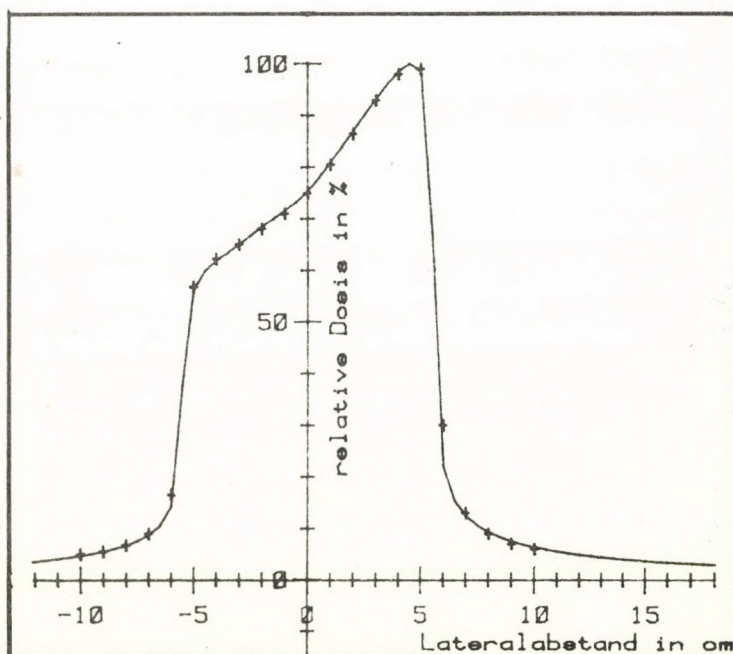
Man erkennt drei Bereiche mit unterschiedlichen Keilneigungen, die bei $x = x_2^*$ bzw. $x = x_3^*$ aneinander grenzen. Deshalb muß das Integral in Gleichung (28) in die drei Bereiche von $-\infty$ bis x_2 , x_2 bis x_3 und x_3 bis $+\infty$ aufgeteilt werden, in denen jeweils unterschiedliche Anfangswerte a_m und Steigungen der Keildicke b_m verwendet werden müssen. Die Werte x_m für $m = 2, 3$ ergeben sich dabei durch die Projektionen der Lateralabstände der Keilflächengrenzen auf die Ebene des berechneten Querprofils. Wegen des Verschwindens der Rechteckfunktion $R(x)$ für $|x| > \frac{B(z)}{2}$ geht Gleichung (28) über in die Beziehung:

$$T(x, z) = \sum_{m=2}^4 \sum_{k=1}^4 \exp(-\lambda_k a_{m-1}) \int_{x_{m-1}}^{x_m} dx' \frac{1}{1 + \frac{(x-x')^2}{A_k^2}} \exp(-\lambda_k b_m (x' - x_m)) \quad (29)$$

mit $x_1 = -\frac{B(z)}{2}$ und $x_4 = +\frac{B(z)}{2}$ als geometrischen Feldgrenzen in der Ebene des berechneten Querprofils.

Abb. 19:

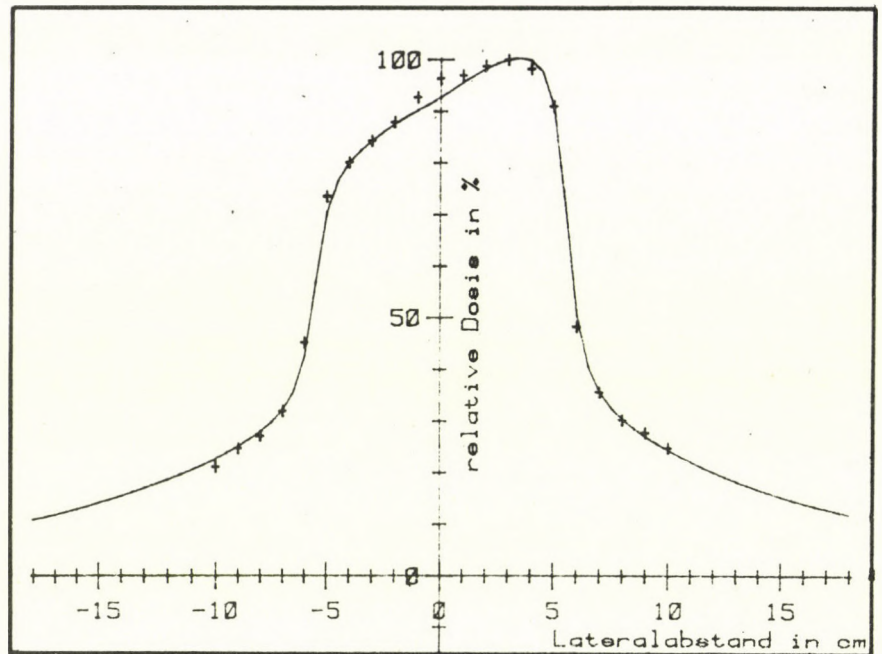
Lateralprofil der Totaldosis in 2 cm Phantomtiefe des Feldes 10 cm x 10 cm/125 cm normiert auf das Maximum. Die ausgezogene Kurve wurde berechnet. Die Kreuze geben Meßergebnisse wieder.



Die Abbildungen 19 und 20 zeigen die gute Übereinstimmung der gerechneten und gemessenen Keilfilterlateralprofile für die Totaldosisverteilung und die Gammadosisverteilung.

Abb. 20:

Lateralprofil
des Gammaanteils
in 2 cm Phantom-
tiefe des Feldes
10cmx10cm/125cm
normiert auf das
Maximum. Die aus-
gezogene Kurve
wurde berechnet.
Die Kreuze geben
Meßergebnisse
wieder.



6.3 Schrägkörperkontur-Berücksichtigung

Für die Berücksichtigung des Einflusses schräger Körperkonturen haben sich in der Photonen-Bestrahlungsplanung drei Verfahren bewährt (ICRU-Report 24, 1976):

- Methode der Gewebe-Luft-Verhältnisse (Methode des effektiven Schwächungskoeffizienten),
- Methode der effektiven Fokus-Oberflächenabstände,
- Methode der Isodosenverschiebung.

Alle drei Methoden lassen sich direkt mit guter Genauigkeit auch auf die Neutronen-Bestrahlungsplanung übertragen (RASSOW, HENSLEY, 1981). Bei der letztgenannten Methode, die sich besonders für manuelle graphische Bestrahlungsplanung eignet, ergibt sich ein Isodosenverschiebefaktor $k = 0,8$ entsprechend dem für Röntgenstrahlen von 150 kV bis 1 MV (ICRU-Report 24, 1976).

6.4 Planungsbeispiele

Als erstes Beispiel für eine Computer-Bestrahlungsplanung wird in Abbildung 21 eine Totaldosisverteilung einer einfachen Gegenfeldbestrahlung gezeigt, die im Original mit einem Plotter in größerem Maßstab farbig ausgegeben wird. Für diese Mundbodentumorthérapie sind - wie eingezeichnet - Moulagen aus einer Wachs-Paraffin-Mischung verwendet worden.

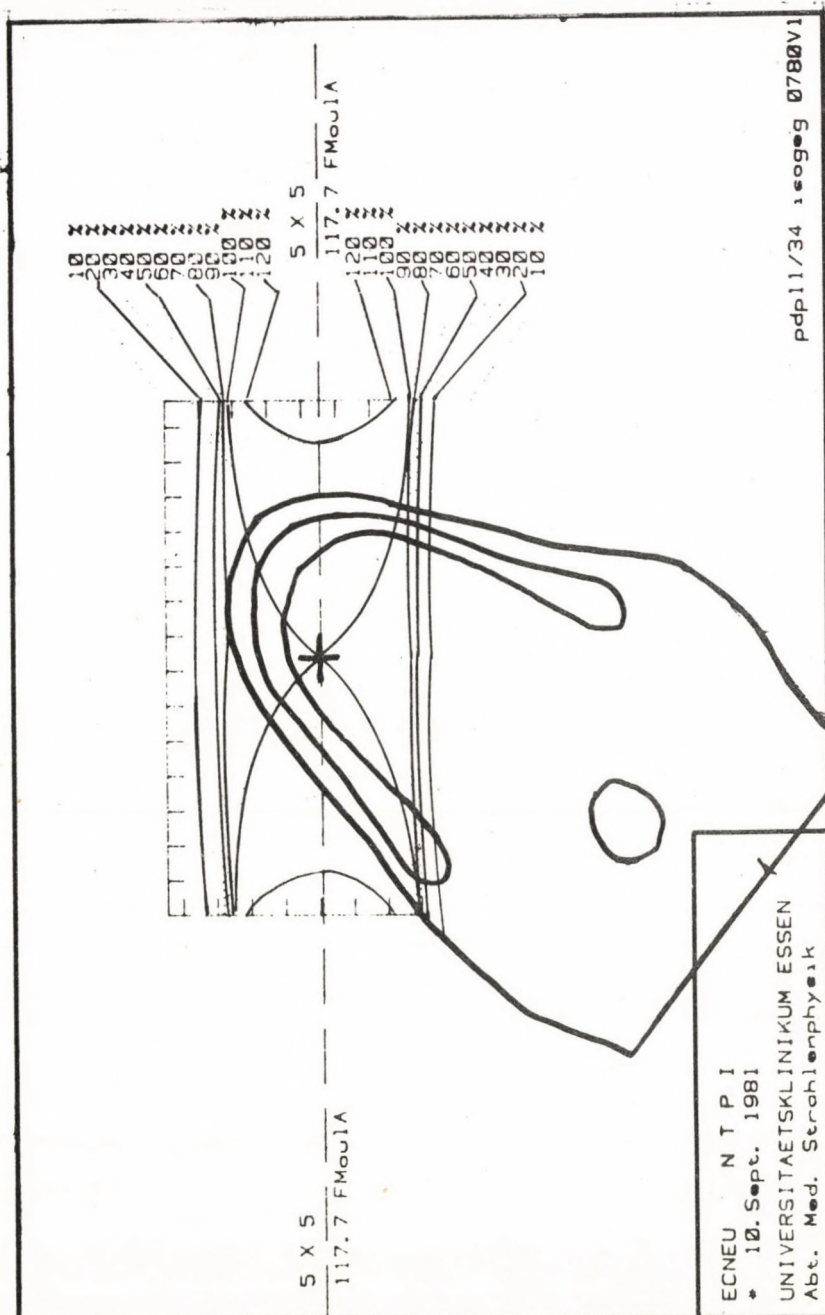


Abb. 21: Mit Programm ISOGEG erstellter Bestrahlungsplan.

Als zweites Beispiel wird in Abbildung 22 eine fiktive Bestrahlung eines Zielvolumens über zwei Keilfilterfelder unter 90° Neigung zueinander gezeigt, wobei der Einfachheit halber ein Quaderphantom angenommen wurde, das entsprechend keiner Be-

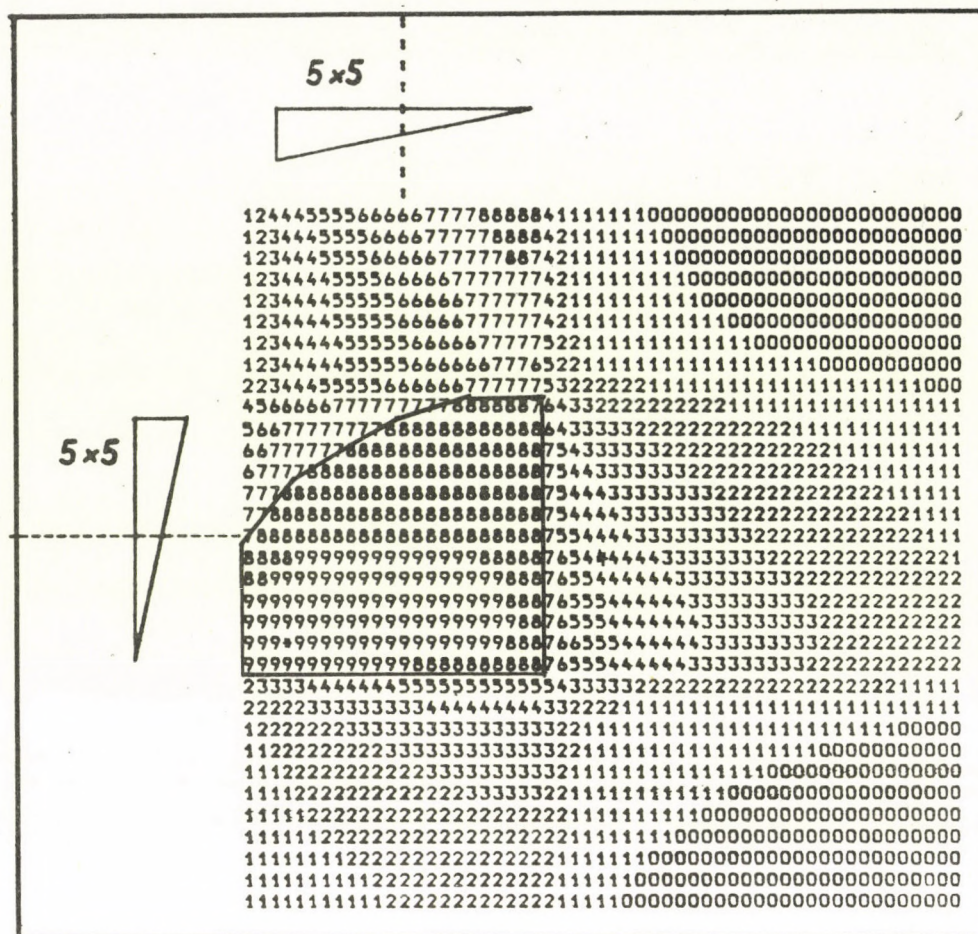


Abb. 22: Berechnete normierte Verteilung der Totalenergie-
dosis für zwei 5 cm x 5 cm/125 cm Keilfilter-Fel-
der und einen jeweiligen Fokus-Oberflächenabstand
von $z_0 = 125$ cm. An der durch einen * gekennzeich-
neten Stelle befindet sich das Dosismaximum von 100%.

rücksichtigung schräger Körperkonturen bedarf. Die Zone mit mehr als 80% Totaldosis wurde stark umrandet, so daß der Vorteil gegenüber einer Einzelstehfeldbestrahlung erkennbar wird (vgl. Abb. 17).

Als letztes Beispiel wird in Abbildung 23 eine Blasentumorbestrahlung mittels einer isozentrischen 6-Felder-Bestrahlungsmethode gezeigt, wobei leider die Schwarz-Weiß-Reproduktion die im Farboriginal erkennbaren Feinheiten nicht wiedergeben kann. Ausgegeben werden kann sowohl die Verteilung der Totalenergiedosis, der Neutronenenergiedosis, der Gammaenergiedosis als auch des relativen Gammastrahlenanteils an der Totaldosis.

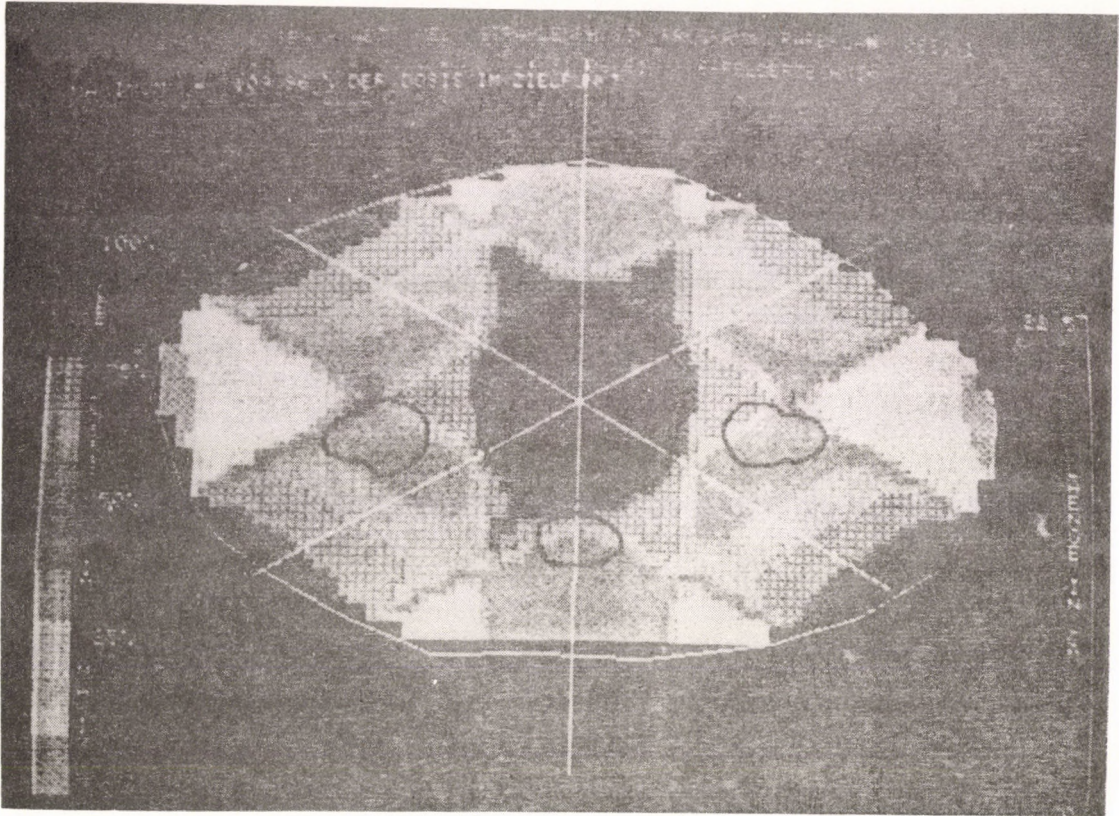


Abb. 23: Schwarz-Weiss Reproduktion eines Farbbildschirm-Outputs von FARBPLAN. Die Verzerrungen sind durch die Bildschirmwölbung bedingt.

Nähere Einzelheiten über die Planungsbeispiele sind zu finden bei BAUMHOER 1981 und MEISSNER und RASSOW, 1982.

7. Besonderheiten bei Betriebskontrollen an CIRCE

Tabelle 5 enthält eine Auflistung von erleichternden und erschwerenden Besonderheiten, die eine Zyklotron-Neutronentherapieanlage gegenüber einer Elektronenbeschleuniger-Anlage aufweist. Die Einzelheiten der Abschnitt 7.1 und 7.2 sind entnommen aus HÜDEPOHL et al., 1981.

Tabelle 5: Erleichternde und erschwerende Besonderheiten bei Betriebskontrollen am Essener Neutronentherapiegerät CIRCE

Erleichternde Besonderheiten	Erschwerende Besonderheiten
Es gibt nur eine einzige primäre Strahlenqualität.	Die Brennflecklage und -größe des Deuteronenstrahls ist der entscheidende Parameter für Feldhomogenität aber auch den Absolutwert und die Stativwinkelabhängigkeit der Dosismonitorkalibrierung.
Kontrolle der Energie der auslösenden Deuteronen leicht über Umlenkmagnetstrom möglich.	Aktivierung von Bauteilen kann die Linearität und die Dosisleistungsabhängigkeit der Dosismonitorkalibrierung beeinflussen.
Durch 640 mm lange Kollimatoren Feldhomogenität nur durch starke Brennfleckauswanderung des Deuteronenstrahls beeinflussbar.	Kontrollen der Totaldosis D_T erfordern den vermehrten Aufwand von TE-Ionisationskammermessungen. Zusätzlich Messungen der Gamma-Energiedosis D_G sind notwendig.

Tabelle 5 gibt die Besonderheiten bei Betriebskontrollen an Zyklotron-Neutronentherapieanlagen gegenüber Elektronenbeschleuniger-Anlagen an.

7.1 Zusätzliche Probleme gegenüber Elektronenbeschleunigern

Als besonders kritisch mit großer strahlentherapeutischer Relevanz einer Fehljustierung hat sich die tägliche Justierung der Brennflecklage und -größe auf dem Berylliumtarget erwiesen, wobei diejenige Justierung optimal ist, die für alle Stativwinkel eine möglichst kleine Abweichung vom Symmetriezentrum und einen möglichst kleinen ($< 1 \mu\text{A}$) Deuteronenstromverlust an den Targetbegrenzungsblenden zur Folge hat. Gleichzeitig muß dabei der am Target zu messende Deuteronenstrom bei der Rotation des Strahlerkopfes im ganzen Stativwinkelbereich innerhalb von $\pm 1\%$ konstant bleiben.

Abbildung 24 zeigt die Folgen verschiedener gezielter Dejustierungen der Brennflecklage auf die absolute Totaldosis in der Strahlenbündelachse und auf die Form des lateralen Totaldosisquerprofils.

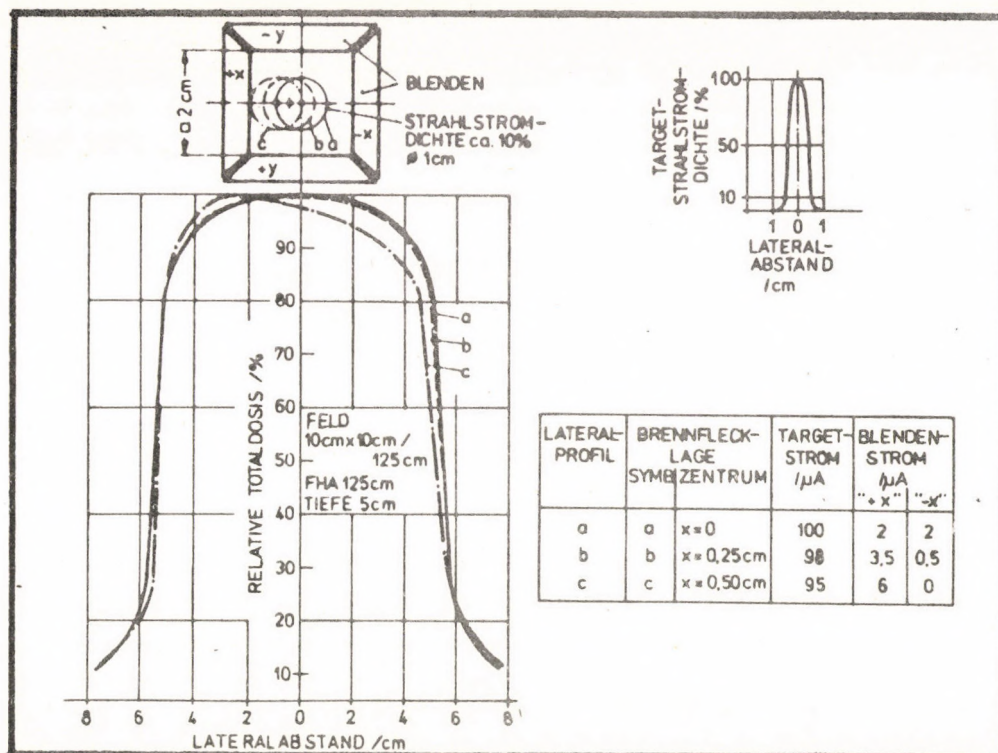


Abb. 24: Einfluß der Brennflecklage des Deuteronenstrahls auf das Lateralprofil unter Referenzbedingungen (Feld 10 cm x 10 cm/125 cm, Fokus-Phantom-Abstand 125 cm, Wassertiefe 5 cm)

Kurz- und langlebige Aktivierungen von Bauteilen in der Nähe der Dosismonitorkammern der Neutronentherapieanlage CIRCE haben unter normalen Betriebsbedingungen keinen über 1% hinausgehenden Einfluß auf die Monitorkalibrierung und können daher vernachlässigt werden.

7.2 Ergebnisübersicht mehrjähriger Betriebskontrollen

In Tabelle 6 sind die Ergebnisse mehrjähriger Betriebskontrollen verschiedener geometrischer und dosimetrischer Betriebsparameter zusammengestellt im Vergleich zu Toleranzbereichen, wie sie in DIN-IEC 62 C(Sec)16, Dezember 1980 analog für Elektronenbeschleuniger-Anlagen vorgeschlagen sind. Außer bei der Feldhomogenität wurden bei der Neutronentherapieanlage CIRCE alle Elektronenbeschleuniger-Toleranzgrenzen eingehalten.

Tab. 6: Zusammenstellung der Ergebnisse der täglichen und halbjährlichen Betriebskontrollen an der Neutronen-Therapieanlage CIRCE

Kontrolliertes Qualitätsmerkmal		Toleranz	Maximale Abweichung	
Tägliche Kontrollen	• Brennfleckjustierung auf dem Target • dabei Konstanz des Targetstrom von 80 - 100 μA während Rotation $\pm 90^\circ$ • dabei unsymmetrische Blendenbelastung während Rotation $\pm 90^\circ$ • Indirekte Neutronen-Energiespektrumskontrolle durch Umlenkmagnetstrommessung: • Magnet Zyklotron • Schaltmagnet • Dosismonitorkontrolle mit externer TE-Ionisationskammer: - Langzeitkonstanz (2 Jahre) • Monitor B (Targetstrom), M 1 und M 2 • Kurzzeitkonstanz (30 Tage) B • Monitore M 1 und M 2	-	± 2	mm
			± 1	%
			± 1	μ A
			$\pm 0,2$	%
			$\pm 0,1$	%
			$\pm 2,5$	%
			± 1	%
			± 2	%
Halbjährliche Kontrollen - dosimetrisch -	• Monitorkalibrierung B mit externer TE-Ionisationskammer unter Referenzbedingungen • Totaldosis D_{To} • Messung des Photonenanteils unter Referenzbedingungen: Gammastrahlendosis D_G • Monitordosisleistungsabhängigkeit B unter Referenzbedingungen $\dot{D}_{To} = \begin{cases} 50\% \\ 10\% \end{cases}$ • Monitorlinearität B unter Referenzbedingungen • Monitorabhängigkeit vom Stativwinkel ($0^\circ, 90^\circ, 270^\circ$) • Monitorkonstanz während Rotation ($-90^\circ, \leq \varphi \leq 90^\circ$) • Monitorabhängigkeit von der Einschaltdauer nach 3 h • Übereinstimmung Strahlenfeld und Lichtfeld • Durchdringungsvermögen, • Tiefe 2 cm, 5 cm, 10 cm (in Wasser) • Feldhomogenität 5 cm x 5 cm • auf den Diagonalen: 10 cm x 10 cm • 20 cm x 20 cm	± 2 %	$\pm 1,5$ %	%
			± 2	%
			- 0,8	%
			- 1,8	%
			- 0,5	%
		± 1 %		
		± 3 %	$\pm 0,5$	%
		± 2 %	± 1	%
		± 2 %	$\pm 0,4$	%
		± 2 mm	$\pm 1,5$	mm
		3 %	1	%
		6 %	6	%
		6 %	12	%
		6 %	20	%
Halbjährliche Kontrollen - mechanisch -	• Isozentrums-Kugelradius (Meßkubus, sonstige mechanische Hilfen) • Isozentrumsanzeige, Wandlichtzeiger • Anzeige der Strahlenbündelachse im Isozentrum (Wandlichtzeiger) • Abstandsanzeige vom Isozentrum (Entfernungsanzeige) • Konstanz der Rotationsgeschwindigkeit (3 verschiedene Geschwindigkeiten) • Stativwinkel, mechanische Stativwinkel-skala, digitale Stativwinkelanzeige	$\pm 2,5$ mm	$\pm 2,0$	mm
		$\pm 2,0$ mm	± 1	mm
		$\pm 2,0$ mm	± 1	mm
		$\pm 2,5$ mm	± 1	mm
		± 5 %	± 2	%
		$\pm 0,5$ °	$\pm 0,5$	°

8. Strahlenschutzmessungen an der Zyklotron-Neutronentherapieanlage CIRCE

Von den umfangreichen Strahlenschutzmessungen an der Zyklotron-Neutronentherapieanlage CIRCE in Essen (MEISSNER, 1978) sollen nur wenige charakteristische Ergebnisse hervorgehoben werden.

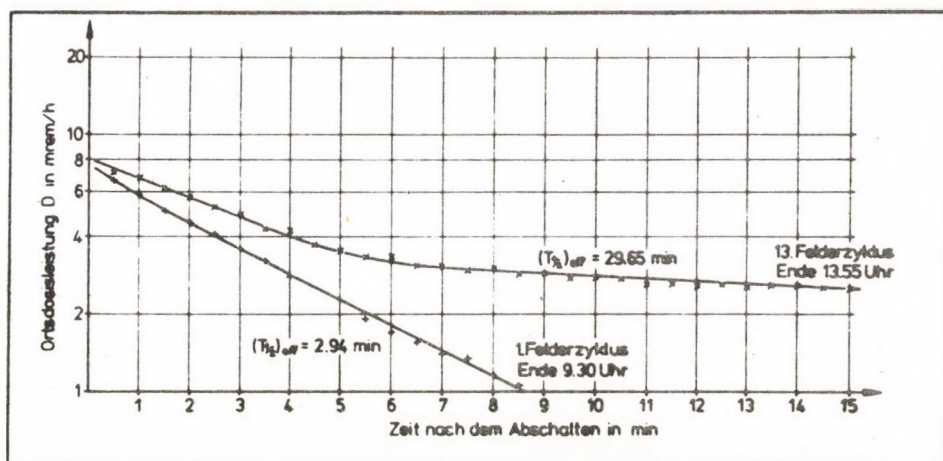


Abb.: 25 Zeitlicher Verlauf der Ortsdosisleistung neben dem Drehtor im Neutronentherapieraum gemessen in 1,1 m Höhe über dem Fußboden der Zyklotronräume nach dem ersten und letzten Feld eines Therapietages

In Abbildung 25 wird der zeitliche Verlauf der Ortsdosisleistung im Neutronentherapiebunker dargestellt. Es ist offensichtlich, daß nach der ersten Bestrahlung (1. Felderzyklus) fast allein die kurzlebigen Aktivierungsprodukte bestimmend sind mit einer effektiven Halbwertszeit von 2,94 min, während nach 13 Patientenbestrahlungen sich eine merkliche zusätzliche langlebige Komponente mit einer effektiven Halbwertszeit von 29,6 min aufgebaut hat.

Abbildung 26 beschreibt die Abhängigkeit der Ortsdosisleistung vom Abstand d des Meßpunktes vom Berylliumtarget des Strahlerkopfes. Diese Abhängigkeit folgt etwa der Beziehung:

$$\dot{D}(d) \approx 3,9 + \frac{7,0}{d^2} \quad \text{mit } \dot{D}(d) \text{ in mrem/h} \quad (30)$$

und d in m

Die Analyse der aktivierten Stoffe mittels Gammaspektrometrie mit einem Ge(Li)-Detektor ergab die Werte der Tabellen 7 und 8.

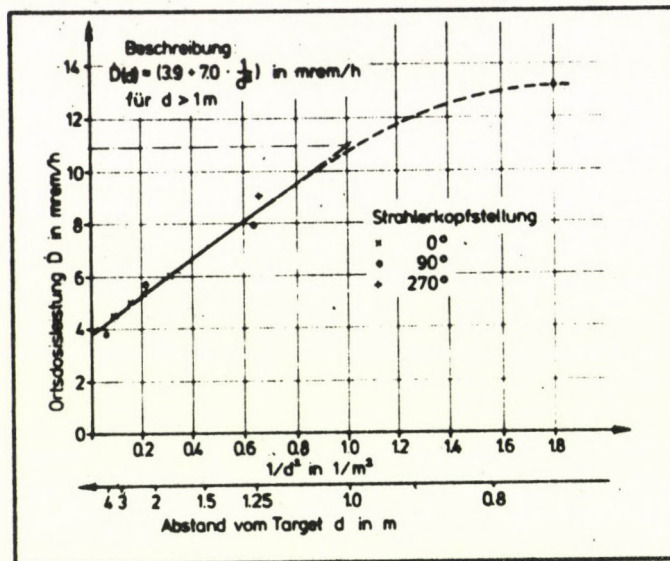


Abb. 26: Ortsdosisleistung im Neutronentherapieaum 4 Minuten nach dem Ende einer Bestrahlung von 5 Minuten Dauer aufgetragen als Funktion des inversen Quadrates des Abstandes vom Target. Die Meßpositionen lagen längs des Weges von der Mitte des Eingangs zum Isozentrum in einer Ebene 1 m über dem Fußboden des Therapieaums. Strahlerkopfstellungen 0° , 90° und 270° .

Nuklid	γ -Linien (MeV)	Quanten pro 100 Zerfälle	Halbwertszeit	Peakfläche bezogen auf die ^{56}Mn -Linie bei 0,8466 Mn	berechnete Peakfläche für $t = 0$ bezogen auf die ^{56}Mn -Linie bei 0,8466 Mn
^{56}Mn	0,8466	99	2,576 h	1,00	1,00
	1,8112	30		0,30	0,30
	2,1126	15,5		0,16	0,16
	2,5230	1,5		0,02	0,01
	2,6575	0,7		0,01	0,01
	2,9610	0,26		0,003	0,003
^{24}Na	1,3686	100	15,00 h	0,41	0,41
	2,7541	99,8		0,40	0,40
^{28}Al	1,7788	100	2,31 min	0,11	0,50
^{11}C	0,5110	199,52	20,4 min	0,08	0,09
^{37}S	3,1024	90	5,06 min	0,03	0,06
^{38}Cl	1,6424	32,8	37,3 min	0,004	0,004
	2,1675	44,0		0,001	0,001

Tabelle 7 : Linien des Gammaskpektrums des Kollimatoreinsatzes für das Feld 10 cm x 10 cm/125 cm, gemessen nach dem Abschalten des Strahls am targetseitigen Ende (Gammaenergien, Halbwertszeiten und Angabe der Quanten pro 100 Zerfälle nach ERDTMANN und SOYKA, 1973)

Nuklid	γ -Linien (MeV)	Quanten pro 100 Zerfälle	Halbwertszeit	Peakfläche bezogen auf die ^{56}Mn -Linie bei 0,8466 MeV	Peakfläche für $t = 0$ bezogen auf die ^{56}Mn Linie bei 0,8466 MeV
^{28}Al	1,7788	100	2,31 min	9,3	13,6
^{56}Mn	0,8466	99	2,576 h	1,0	1,0
	1,8112	30		0,3	0,3
	2,1122	15,5		0,15	0,15
	2,5230	1,5		—	—
	2,6575	0,7		—	—
	2,9610	0,26		—	—
$^{11}\text{C} + ??$	0,5110		< 3 h	0,43	0,44
^{66}Cu	1,0390	9,0	5,10 min	0,23	0,27
?	1,43		< 5 min	0,20	0,23
^{24}Na	1,3686	100	15,0 h	0,34	0,34
	2,7541	99,8		0,34	0,34

Tabelle 8: Im Gamma-Spektrum der Strahlung im Neutronentherapieraum identifizierte Aktivierungsprodukte gemessen 77,1 s nach dem Abschalten des Strahls

Auch nach 4 Monaten Neutronentherapie mit der Zyklotronanlage konnte kein langlebigeres Radionuklid als ^{24}Na mit 15,0 h Halbwertszeit gefunden werden - ein sehr beruhigendes Ergebnis.

LITERATUR

- BARENSEN, G.W., J.J. BROERSE: Experimental Radiotherapy of a Rat Rhabdomyosarcoma with 15 MeV Neutrons and 300 kV X-rays. I. Effects of Single Exposures, Europ. J. Cancer 5 (1969) 373
- BAUMHOER, W.: Rechnergestützte Bestrahlungsplanung für Tumorthherapie mit schnellen Neutronen an der Essener Neutronentherapieanlage CIRCE, Medizinische Physik 1981, Hüthig, Heidelberg (1982)
- BERTHOLDT, G., D. van BEUNINGEN, C. STREFFER: Unveröffentlichte Ergebnisse, 1980
- van BEUNINGEN, D., C. STREFFER, H. DELLMANN, G. FÜDEPOHL, F. HENSLEY, J. RASSOW: Dünndarmschäden und Überleben von Mäusen nach fraktionierter und einmaliger Röntgen- und Neutronenbestrahlung, Strahlentherapie 157 (1981) 753-758

- DIN-IEC 62 C(Sec)16: Medizinische Elektronenbeschleuniger im Bereich 1 bis 50 MeV, Teil vier: Leistungstoleranzen, Entwurf, Dezember 1980, Beuth-Verlag, Berlin 30, Köln 1
- ECNEU: BROERSE, J.J., B.J. MIJNHEER, J.R. WILLIAMS: European Protocol for Neutron Dosimetry for External Beam Therapy, Brit.J.Radiol. 54 (1981) 882-898
- ELLIS, F.: Dose, Time and Fractionation: Clinical Hypothesis, Clin. Radiol. 20 (1969) 6-7
- ERDTMANN, G., W. SOYKA: Die γ -Linien der Radionuklide, Bericht der Kernforschungsanlage Jülich Nr. 1003-AC, Jülich 1974
- FIELD, S.: An Historical Survey of Radiation Biology and Radiotherapy with Fast Neutrons. Curr.Top. Radiat. Quart. II (1976) 1-86
- HÜDEPOHL, G., H.U. FRANK, J. RASSOW: Besonderheiten bei den Betriebskontrollen an der isozentrischen Zyklotron-Neutronentherapieanlage CIRCE: Verfahren und Ergebnisse, Medizinische Physik 1981, Hüthig-Verlag, Heidelberg (1982)
- ICRU: International Commission on Radiation Units and Measurements, Report 24: Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures. ICRU-Publications, Washington D.C., 20014 USA, Sept. 15, 1976
- MEISSNER, P.: Strahlenschutzprobleme bei der Neutronentherapie mit einer Zyklotronanlage, Strahlenschutz in Forschung und Praxis XIX (1978) 49-60 Thieme, Stuttgart
- MEISSNER, P.: Ein empirisches Verfahren zur Berechnung von Dosisquerprofilen der Essener Neutronentherapieanlage CIRCE, Medizinische Physik 1979, Hüthig-Verlag, Heidelberg (1979) 245-250
- MEISSNER, P.; Ein empirisches Verfahren zur Berechnung von Dosisquerprofilen bei der Verwendung von Keilfiltern an der Essener Neutronentherapieanlage CIRCE, Medizinische Physik 1980, Bd. 1 Hüthig-Verlag, Heidelberg (1980) 126 - 131
- MEISSNER, P., J. RASSOW: Principles of a Treatment Planning Program with Separate Calculation of Dose Distributions for Neutrons and Gamma Rays, In: Burger, G., A. Breit, J.J. Broerse: Treatment Planning for External Beam Therapy with Neutrons, Urban und Schwarzenberg, München (1982)

- MENZEL, H.G., SCHUHMACHER, H.: Persönliche Mitteilung, 1980
- QUAM, W.M., S.W. JOHNSEN, G.O. HENDRY, J.L. TOM, P.H. HEINTZ, R.B. THEUS: Dosimetry Measurements of 26, 35 and 45 MeV p-Be and p-Li Neutron Beams, Phys. Med. Biol 23 (1978) 47 - 54
- RASSOW, J., E. MAIER, P. MEISSNER: Proposal for a Practical Dose Calculation Scheme for Neutron Irradiations, Strahlentherapie 154 (1978), 723 - 730
- RASSOW, J.: Methodische Grundlagen der Tumorthherapie mit schnellen Neutronen und apparative und bauliche Erfordernisse zur Realisierung der isozentrischen Neutronentherapie mit Neutronengenerator- und Zyklotronanlagen. Strahlenschutz in Forschung und Praxis XIX (1978) 32 - 48
- TEMME, A., J. RASSOW, P. MEISSNER: A new thermoluminescent dosimetry procedure using TLD-300 detectors for clinical dosimetry in mixed neutron- gamma ray fields, Proc. Fourth Symp. Neutron Dosimetry, Munich 1-5 June 1981, Comen.Europ. Communities EUR 7448 EN Vol II (1981) 433 - 454
- ZOETELIEF, J., A.C. ENGELD, J.J. BROERSE, B.J. MIJNHEER: Effect of Finite Size of Ion Chambers Used for Neutron Dosimetry. CENDOS-Workshop "Ion Chambers for Neutron Dosimetry", Rijswijk, Sept. 17-19, 1979
- ZYWIETZ, F., H. JUNG, A. HESS, H.D. FRANKE: Response of Mouse Intestine to 14 MeV Neutrons, Int.J.Rad. Biol 35 (1979) 63 - 72

CYCLOTRON LABORATORY PROJECT OF ATOMKI

G. BIBOK, A. VALEK

Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sci.,
H-4001 Debrecen

The Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences - recognizing the importance of cyclotrons - has been urging the establishment of a cyclotron laboratory for a decade. Preparing the project of the laboratory, a symposium on the interdisciplinary use of cyclotrons was held in Debrecen in 1975 [1], and the preliminary studies continued till 1978.

The realization of the project started in 1978 and the initial design of the building was ready in 1979. The Hungarian authorities approved the project and the contract of delivery of the cyclotron was signed in September 1979. The final design of the building was started in 1980 and finished by the end of 1981.

In parallel with the designing works the preparations of the research programme have been continued. Scientific meetings were organized on the industrial and medical applications of cyclotrons [2,3].

According to the schedule of the investment the construction works of the building for the cyclotron should be started in June 1982 and they will be continued up to June 1984. The cyclotron and the beam transport system, to be delivered in the third quarter of 1984, will be assembled, adjusted and put into operation by June 1985.

The laboratory will be equipped by a small sized, MGC type compact isochronous cyclotron. The cyclotron and the beam transport system will be manufactured by the D. Efremov Scientific Institute of Electrophysical Apparatus in Leningrad. The most characteristic parameters, the particle energies, of the cyclotron MGC can be seen in the table 1, where, for the sake of comparison and information the same data of cyclotrons functioning in the neighbouring countries are given, too. U-120 type traditional cyclotrons with fixed energy have been working in German Democratic Republic and Rumania since the end of 1950's and worked for several years in Czechoslovakia and Poland. Czechoslovakia modernized this type in Dubna cooperation and the opening up of a U-120 M isochronous cyclotron is in progress.

Table 1. Energy range of the accelerated particles in MeV

	MGC	U-120	U-120M	U-200P
p	2-20	7	13-40	25-30
d	1-10	13	9-20	12-23
³ He	4-26	(31)	17-50	33-54
⁴ He	2-20	26	17-40	25-47

In Poland, the Institute of Nuclear Physics (Cracow) modernizes a U-120 type cyclotron in similar way, and in Warsaw the investment has been started to establish a cyclotron of bigger size, named U-200P that would serve as an accelerator in the first place of heavier ions.

The main parameters of the cyclotron U-103 can be seen in the table 2.

Table 2. Main parameters of the cyclotron MGC

Energy range (MeV)					
particles		p	d	³ He ⁺⁺	⁴ He ⁺⁺
internal		2-20	1-10	4-26	2-20
external		5-18	3-10	8-24	6-20
Intensity, max. (μA)					
particles		p	d	³ He ⁺⁺	⁴ He ⁺⁺
internal		200	300	50	50
external		50	50	25	25
Energie spread (%)					
extracted beam	≤ 0.3				
after analysing magnet	≤ 0.1				
Emittance (mm.mrad)					
horizontal	≤ 17 π				
vertical	≤ 50 π				
Electromagnet					
pole diameter (cm)	103				
number of sectors	3				
gap over valleys (cm)	12				
gap over hills (cm)	7.2				
number of circular coils	4 pairs				
max. average induction					
(Tesla)	1.4				
weight (t)	24				
Radio frequency system					
number of dees	2				
max. dee voltage (kV)	35				
frequency range (MHz)	8.8-26,4				
harmonics (RF/orb.f)	1, 3				
Ion source					
type	Livingstone-Jones				
location	internal, axial				
positioning	remote controlled				
Extraction system					
	electrostatic deflector				
	with passive magnetic channel				

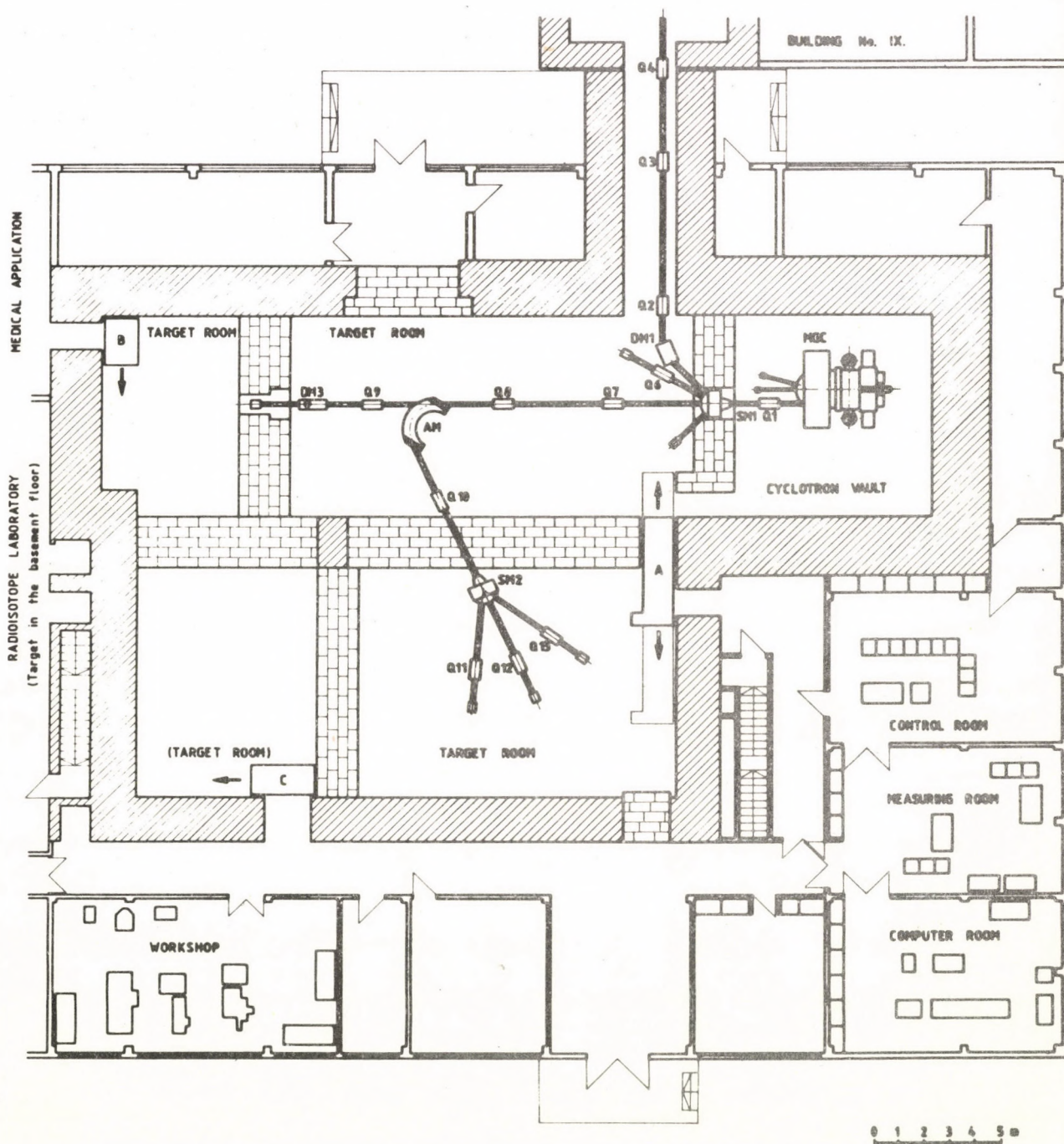


Figure 1. Lay-out of the cyclotron laboratory

In ATOMKI the beam transport system will transmit the accelerated particles to five different utilization rooms. One beam channel can be used generally for different purposes, moreover, the number of beam channels can be increased according to future demands.

The lay-out of the cyclotron laboratory can be seen in the Figure 1. The building will adjoin to an existing building of the institute. The cyclotron and the beam transport system are planned to be placed in a territory of about 500 m² surrounded by shielding concrete walls. A part of the shielding wall will consist of moveable blocks to allow some possibility for rebuilding or enlarging the inner territory. From among the rooms which the accelerator is to be placed in, the following rooms or group of rooms will be at the disposal of the users: a computing and measuring centre, a mechanical and vacuum-technical laboratory, a complete isotope laboratory and rooms suitable for medical purposes.

The total ground space of the building will be about 5.600 m² and the counted demand of electric energy is about 640 kW. The expenditure of the investment is about 250 million forints, the main part of the costs will be covered by the Hungarian Academy of Sciences. The project is partly supported by the International Atomic Energy Agency in Vienna, the National Atomic Energy Commission, and the National Committee for Technical Development.

It is our plan to run the accelerator from Monday morning till Friday evening continuously with a working time of 4000 hours per year. As far as the research work and other activities are concerned at the cyclotron, one third of the total beam time is planned to be used for basic researches, one third for interdisciplinary researches, and one third for practical applications.

References

- [1] Symposium on the interdisciplinary use of cyclotrons in physics, chemics, bio-medical sciences and in practical applications, Debrecen, 25-27 August 1975.
ATOMKI Közlemények 17 (1975) Supplement
- [2] Preparations for the medical applications of a U-103 cyclotron to be established in Debrecen, scientific meeting, Debrecen, 28 November 1978.
ATOMKI Közlemények, 21 (1979) 49
- [3] Industrial applications of accelerators, scientific meeting, Debrecen, 23 November 1979.
ATOMKI Közlemények 22 (1980) Supplement 1.

POSSIBILITIES FOR THE MEDICAL USE OF THE MGC CYCLOTRON

I. MAHUNKA, I. URAY

Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. of Sci.,
H-4001 Debrecen

Cyclotrons, which are very effective basic equipments for fundamental research in nuclear physics, nowadays are more and more extensively used in the different fields of other sciences and in practice, too. Our future cyclotron laboratory, based on a small compact cyclotron [1], will be used also for medical [2], agricultural and industrial [3] purposes.

In this paper a short review will be given about the possibilities of medical applications using MGC cyclotron. Investigating these possibilities, the experiences of many cyclotron laboratories, the expected technical data of our cyclotron establishment as well as the interest of medical institutions, collaborating with us, were taken into consideration. On the basis of these fundamentals it seems to be suitable to use our cyclotron laboratory both in medical science and practice. The main fields of the possible applications will be the isotope production mainly for diagnostical purposes, the multielement analysis of biological samples and the fast neutron cancer therapy.

At the creation of the physical-technical bases of this complex program the first step is to ensure the suitable arrangement of the cyclotron laboratory. It means e.g. that beside the cyclotron rooms we must have a radiochemical laboratory and medical rooms, and they each should be connected directly to the others, as far as possible.

The sketch of the laboratory in Fig. 1. shows that the cyclotron rooms, the radiochemical laboratory and the medical rooms each are in separate blocks all with separate entrances. At the same time, both the radiochemical laboratory and the medical rooms have direct connections to the target rooms.

In the radiochemical laboratory there will be an inactive, a low-activity and a hot laboratory with 4 hot cells. The target room for the isotope production is placed under the neutron therapy room, and it is the part of the radiochemical laboratory.

For isotope production the highest intensity central beam will be chosen which is turned down. The irradiated target from the underground room should be transported to the hot labora-

tory e.g. by using a fast pneumatic rabbit system. The radio-chemical separation and purification will be carried out in the hot laboratory. After completing the requested radio-isotope it should be sent to the medical rooms through a window or gas tube.

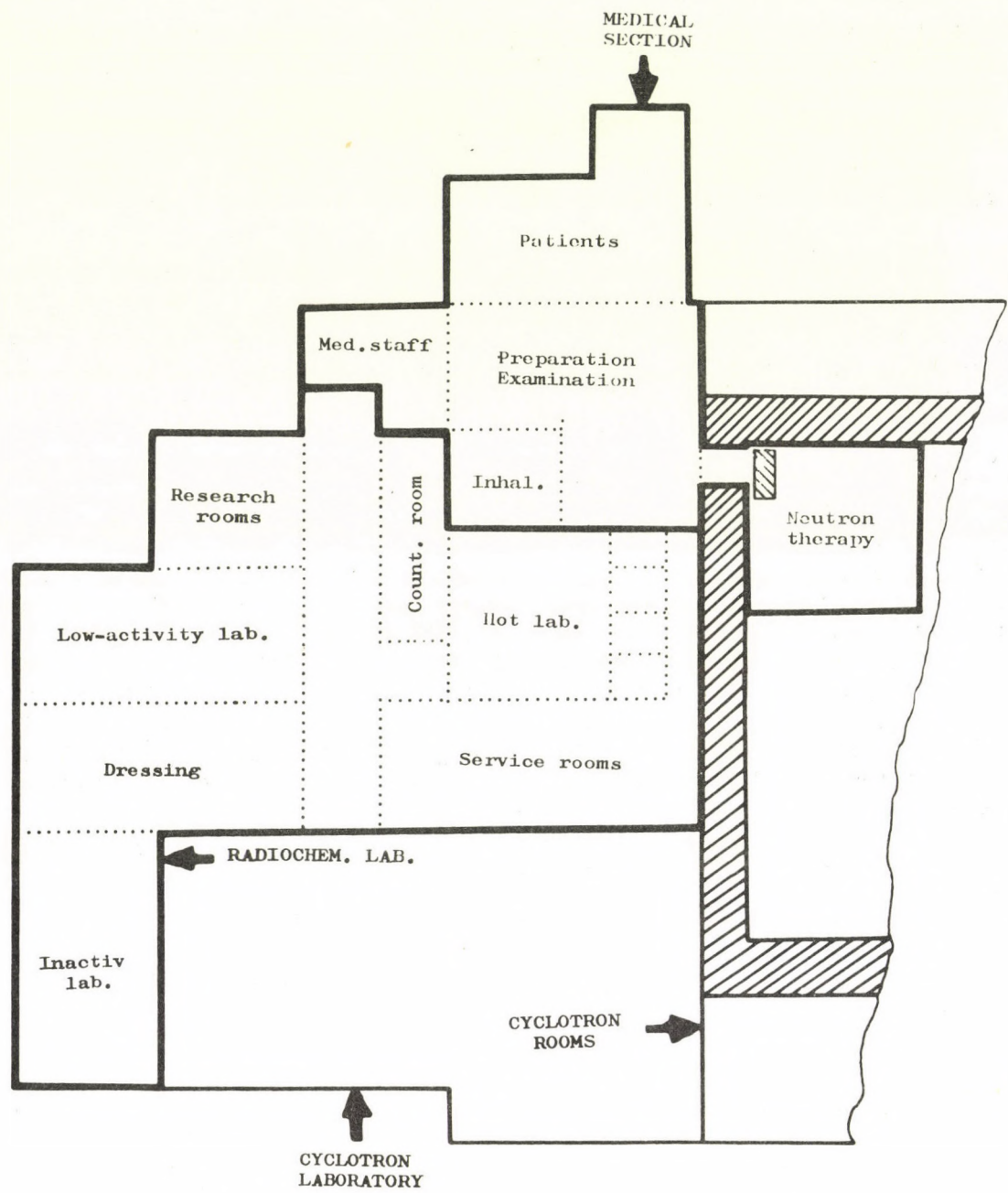


Fig. 1. Sketch of the cyclotron laboratory

The medical section has separate entrances for the patients and for the medical staff. The working area could be used alternatively for diagnostical purposes at the administration of short-lived radioisotopes by inhalation, or cancer therapeutical works at the neutron irradiation. The irradiation itself will be carried out in the neutron therapy room (see Fig. 1.) opening from the medical working area and separated from it by a heavy concrete shielded door. For fast neutron production also the highest intensity central beam will be used. For the multielemental analysis of the biological samples it is not necessary to have high intensity beam or any connection to the radiochemical laboratory or to the medical rooms. At the same time, it is desirable to have a beam with low energy spread, therefore, for this purposes a beam after the analysing magnet being in the cyclotron room was chosen.

The radioisotopes used for medical purposes are shown in Table 1. They can be divided into two main groups: the non-positron and the positron emitters. The non-positron emitters can be divided again, as they are reactor produced or cyclotron produced isotopes. The positron emitters can be produced - except ^{18}F - only by cyclotron.

At the beginning of the nuclear age the reactor produced isotopes were used only because the production of these isotopes was not very expensive. Later the world-wide spread of cyclotrons made it possible to use the cyclotron isotopes too. Their applicability in many respect is better when compared with the reactor isotopes. First of all, there are many cyclotron isotopes, which results in lower dose commitment in diagnostical applications. Table 1. shows that the generally used reactor isotopes have half-lives of more than one hour, while among the cyclotron isotopes there are 20 isotopes with a half life of less than one hour. On the other hand, many cyclotron isotopes have favourable decay scheme, and among them there are radioisotopes of such biologically important elements as oxygen, nitrogen and carbon.

The isotopes which can be produced with a sufficient yield by using our cyclotron are underlined in Table 1. The scope of these isotopes guarantees a wide assortment for diagnostical applications.

For analytical purposes the cyclotron can be used in two ways, as the investigated samples are activated either by the accelerated charged particles or by the produced secondary particles. In medical applications the charged particle activation is mainly used, and the emitted X-rays are measured. This is the so called PIXE method [4] which can be combined with other nuclear analytical methods, as it is shown in Fig. 2.

The principle of such measurements is the following: the beam, coming from the accelerator, can excite the bombarded nuclides or atoms. The heavy particles, gamma-rays or X-rays emitted from the excited states are measured with semiconductor detectors. On the basis of the measured spectra and knowing the cross-sections for the excitations, we can get information for the composition of the target. A combined analytical

Table 1. Radioisotopes used in medicine

	Non-positron emitters		Positron emitters
	Reactor prod. isotopes	Cyclotron prod. isotopes	Cyclotron prod. isotopes
1 min		^{77m}Se ^{19}O	^{19}Ne ^{21}Na ^{81m}Kr ^{14}O ^{17}F ^{82}Rb ^{15}O ^{30}P ^{92}Tc ^{122}I
5 min			^{13}N ^{38}K ^{62}Cu ^{11}C ^{52m}Mn ^{34m}Cl ^{47}V ^{51}Mn
1 h	^{113m}In ^{132}I ^{115m}In ^{99m}Tc ^{64}Cu ^{42}K ^{24}Na	^{87m}Sr ^{38}S ^{211}At ^{123}I ^{181}Re ^{28}Mg ^{43}K	^{18}F ^{68}Ga ^{77}Kr ^{121}I ^{45}Ti ^{61}Cu ^{81}Rb ^{99m}Rh ^{127}Cs ^{52}Fe ^{62}Zn ^{73}Se ^{107}Cd ^{64}Cu ^{55}Co ^{76}Br ^{48}Cr
1 d	^{198}Au ^{82}Br ^{90}Y ^{47}Ca ^{67}Cu ^{133}Xe ^{131}I ^{131}Cs ^{111}Ag ^{32}P ^{86}Rb	^{203}Pb ^{67}Cu ^{197m}Hg ^{111}In ^{97}Ru ^{201}Tl ^{101m}Rh ^{115}Te ^{206}Bi ^{172}Lu ^{167}Tm ^{191}Os	^{67}Ga ^{71}As ^{77}Br ^{72}Se ^{52}Mn ^{48}V
20 d	^{51}Cr ^{169}Yb ^{84}Rb ^{203}Hg ^{59}Fe ^{85}Sr ^{125}I ^{58}Co ^{35}S ^{75}Se ^{195}Au ^{65}Zn ^{45}Ca ^{57}Co	^{178}W ^{51}Cr ^{127}Xe ^{237}Pu ^{85}Sr ^{113}Sn	^{84}Rb ^{56}Co ^{88}Y
300 d			
> 1 y	^{90}Sr ^{85}Kr ^{60}Co ^{36}Cl ^{14}C ^3H ^{137}Cs	^{109}Cd ^{55}Fe ^{208}Po ^{93m}Nb ^{44}Ti	^{22}Na

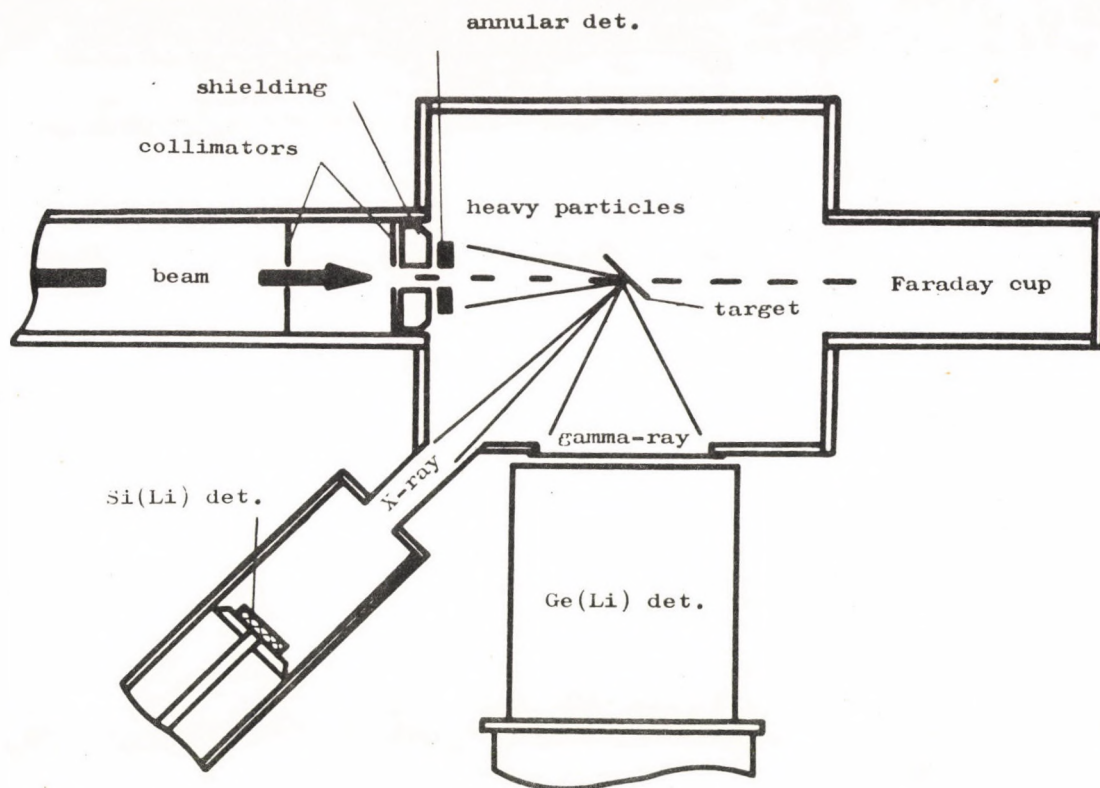


Fig. 2. Schematic drawing of combined analytical chamber.

chamber [2] with surface barrier, Si(Li) and Ge(Li) detectors have been built in our workshop and it will be ready in the near future. This chamber will be used for the first time on the beam of our Van de Graaff generator. In this way we can calibrate it, and we may get some experiences in the use of it already before the operation of the cyclotron.

The planned third field of medical applications of our cyclotron will be the neutron production for **cancer therapy**. For this purpose we can get neutrons from nuclear reactions on the targets of light elements such as deuterium, tritium, lithium, beryllium or carbon [5-8]. These reactions have the highest neutron yields, and the average neutron energies could be high enough also for therapeutical purposes.

In Table 2. it is shown how the average neutron energies and intensities are changing in the function of the bombarding energy in the case of the most important reactions of neutron production [8]. Taking into account our beam parameters - 10 MeV deuterons and 20 MeV protons utmost - the most suitable reaction seems to be the ${}^7\text{Li}(p,n)$ one. By this reaction we can get neutrons with an average energy of 5 MeV and a source intensity of about 10^{13}n/s . In consequence of these data a neutron dose rate between 0.1-0.2 Gy/min should be achieved.

Table 2. Average energies and yields of neutrons ($E_n > 0,3$ MeV) from thick target nuclear reaction [8]

Reaction	E_{bomb} (MeV)	$E_n(0^\circ)$ (MeV)	$I_{n\Omega}(0^\circ)$ (10^{16} n/sr·s·A)	$\int I_{n\Omega} d\Omega$ (10^{16} n/s·A)
$^9\text{Be}(d,n)$	8.0	3.7	0.6	1.5
	14.8	5.1	3.8	8.6
	18.0	5.8	6.3	12.3
	23.0	7.5	11.8	19.6
$^7\text{Li}(d,n)$	8.0	3.7	0.4	1.0
	14.8	5.1	3.1	7.7
	18.0	6.1	4.9	12.1
	23.0	7.9	10.3	19.5
$^9\text{Be}(p,n)$	14.8	3.0	1.3	6.8
	18.0	3.4	1.9	10.2
	23.0	4.9	3.0	16.6
$^7\text{Li}(p,n)$	14.8	3.7	0.5	5.1
	18.0	4.4	0.9	8.1
	23.0	6.4	1.5	10.3

Although these parameters are far from the optimum ones, still they offer possibilities for combined treatments with gamma irradiations [9] like e.g. in Rossendorf. Otherwise, this cyclotron, as it is the first one in Hungary, should serve as a basic equipment not only for medical treatment but for the development of the home research in the field of neutron therapy.

References

- [1] A. Valek, ATOMKI Bull., 22/1 (1980) 102
- [2] I. Mahunka, I. Uray, ATOMKI Bull., 21 (1979) 52
- [3] I. Mahunka, ATOMKI Bull., 22/1 (1980) 108
- [4] V. Valkovic, Medical Application of Cyclotrons II, June 2-5, 1980. Turku, Finland, p.63
- [5] H. Schraube, H. Johlige and A. Morhart, First Symposium on Neutron Dosimetry in Biology and Medicine, Neuherberg/München, May 15-19, 1972. p.757

- [6] C. J. Parnell, First Symposium on Neutron Dosimetry in Biology and Medicine, Neuherberg/München, May 15-19, 1972, p.783
- [7] S. J. Mills, A. A. Cowley and W. L. Rantenback, First Symposium on Neutron Dosimetry in Biology and Medicine, Neuherberg/München, May 15-19, 1972. p.797
- [8] M. A. Lone, C. B. Bigham, J. S. Fraser, H. R. Schneider, T. K. Alexander, A. J. Ferguson and A. B. McDonald, NIM., 143 (1977) 331
- [9] Gy. Vargha, ATOMKI Bull., 21 (1979) 73

VORAUSSICHTLICHE NEUTRONENTHERAPIE-MÖGLICHKEITEN BEI MGC ZYKLOTRON

GY. VARGHA, A. CSEJTEI

Radiologische Universitätsklinik, H-4012 Debrecen

In den Vorträgen von Herren Prof. Schmitt und Prof. Rassow haben wir nützliche Aufklärungen über die Möglichkeiten der Neutronentherapie, sowie über die Wichtigkeit und Schwierigkeiten der Dosimetrie bei dieser Therapie gehört. Aus der dosimetrischen Vorlesung müssen wir die Tatsache hervorheben, dass die Energie der Neutronen-Strahlung bei MGC Zyklotron genügt ist, diese Strahlungsart in der Strahlentherapie von Tumoren erfolgreich zu verwenden.

Unbedingt müssen wir darauf hinweisen, dass die spezifische Wirkung der Neutronenstrahlung auf den höheren LET und damit auf das bessere Ionisationsmuster im molekularen Gebiet zurückgeführt werden muss. Die Röntgen- und Gamma-Strahlung wirken im allgemeinen auf solche Zellen, die sich in der Synthese- und Mitosephase befinden. Die Neutronenstrahlung beeinflusst dagegen die Zellen in allen Zyklusphasen ziemlich gleich stark. Wirkungsunterschiede betreffen daher nicht nur die hypoxischen Tumorbezirke, in denen die Teilungstätigkeit sistiert, so dass sie resistenter gegen die Röntgen- und Gamma-Strahlung sind. Grundsätzlich ist der Anteil der nichtzyklischen Zellen in einem Gewebe oder Tumor ausschlaggebend für Wirkungsunterschiede zwischen die Strahlungen mit hohem und niedrigem linearen Energietransfer.

Aufgrund dieser Theorie kann das sich schnell teilende zyklische Compartment durch jede Einzelfraktion in der Grössenordnung von 2 Gy einer Bestrahlung mit niedrigem LET (Röntgen- oder Gamma-Strahlung) zerstört werden. Dieses zyklische Compartment wird aber innerhalb von 24 Stunden aus dem nichtzyklischen Compartment ergänzt. Die RBW der Neutronenstrahlung ist im allgemeinen umso grösser, je kleiner die reproduktive Aktivität des bestrahlten Gewebes ist. Die Fibrosarkome sind wenig empfindlich gegen Gamma-Strahlung mit niedrigem LET, wohl aber empfindlich gegen Neutronenstrahlung mit hohem LET.

Die Neutronentherapie kann bei der Tumorbehandlung ohne ergänzende Gammastrahlung verwendet werden, oder es ist möglich,

die Neutronentherapie mit einer ergänzenden Gammastrahlung zu kombinieren. Es scheint zweckmässiger, bei dem MGC Zyklotron die Mischbehandlung (Neutronen- und später Photonentherapie) zu applizieren.

Schon jetzt müssen wir erwägen, dass die Neutronentherapie bei den hypovaskularisierten und hypoxxygenisierten Tumoren erfolgreich verwendet werden kann. Auf diese Frage können wir nur aufgrund der ausländischen Ergebnisse antworten. Wir müssen aber betonen, dass die Neutronentherapie die Tumorbehandlung und die Tumorheilung erfolgreich nicht lösen kann. Das ist nur eine Möglichkeit, womit wir in einigen Fällen und in einigen Tumorarten bessere Ergebnisse erreichen können.

Aufgrund der Ergebnisse von Eichhorn, Lessel und Dallüge scheint es zweckmässig, bei den Bronchus-Karzinomen die Mischbestrahlung (Neutronen- und Gamma-Bestrahlung) zu applizieren. Eichhorn und Mitarb. haben festgestellt, dass die Mischbestrahlung im Tumor grössere Zerstörung verursacht als die Gamma-Strahlung. In einem randomisierten Versuch standen die Autopsiepräparate von 30 Patienten mit reiner Telekobalt-Therapie und von 39 Patienten mit kombinierter Neutronen- und Gamma-Therapie (Neutronenanteil 41 %) für einen Vergleich zur Verfügung. Vollständige Tumorzerstörung wurde in 23 % bei der reinen Gamma-Strahlung und 43 % in den Fällen von Neutronen- und Gamma-Bestrahlungen erreicht. Der Unterschied ist bedeutend. Wir möchten betonen, dass die Mischbestrahlung in den Fällen von Bronchus-Karzinomen zweckmässig erscheint.

Einige Autoren deuten darauf hin, dass beim inoperablen Magenkarzinom und auch beim inoperablen Oesophagus-Karzinom erweist sich die Bestrahlung mit einem Neutronenanteil als beträchtlich wirksamer.

Mehrere Publikationen beweisen, dass durch die Mischbestrahlung (mit Neutronen-Strahlung) oder durch reine Neutronenstrahlung bessere Ergebnisse erreicht werden können als durch die reine Gamma-Bestrahlung. Ähnliche Ergebnisse können in den Fällen von Speicheldrüsentumoren registriert werden.

Bei den Weichteil-, Gelenk- und Knochentumoren können wir die optimalen Ergebnisse mit Hilfe der Gamma-Strahlung nicht erreichen. Schmitt und Scherer berichteten über die vorläufige Ergebnisse der Neutronentherapie bei 12 Weichteiltumoren. Diese Tumoren wurden bei der Neutronentherapie mit voller Dosis (16 Gy) bestrahlt und die Kontroll-Untersuchung konnte vollständige Tumorregression demonstriert werden. Es ergibt sich daraus, dass in den erwähnten Fällen die ausschliessliche Neutronentherapie oder die Mischbestrahlung (mit einem Neutronenanteil) erfolgreich appliziert werden kann.

Es ist möglich, die ausschliessliche Neutronentherapie oder die Mischbestrahlung bei den gynekologischen Tumoren, oder bei Prostata- oder Blasenkarzinomen zu verwenden, aber nur Versuchsserien stehen zu unserer Verfügung und die Ergebnisse sind nicht eindeutig.

Eine Frage möchte ich noch erwähnen, die vor der Einführung der Neutronentherapie gelöst werden muss. Diese ist das Bettproblem jener Kranken, die mit Neutronen bestrahlt werden müssen. In Ungarn werden wir nur in Debrecen eine Möglichkeit haben, die Neutronentherapie durchzuführen. Die Kranken aus

den verschiedenen und fernen Teilen von Ungarn werden gezwungen sein, nach Debrecen zu fahren. Diese Kranken können an den verschiedenen Kliniken nicht unterbracht werden. Dazu braucht die Universität u.zw. die Radiologische Klinik eine Hotelabteilung, wo diese Kranken unterbracht werden können. Ohne die Aufbauung dieser Hotelabteilung darf die Neutronentherapie nicht begonnen werden.

Zusammenfassend müssen wir betonen, dass

- 1) die Neutronentherapie mit Hilfe des MGC Zyklotrons - neben entsprechender Kritik - in den ausgewählten Fällen erfolgreich durchgeführt werden kann.
- 2) Besonders erfolgreich können die ausschliessliche Neutronentherapie und die Mischbestrahlung bei Kopf- und Halstumoren, bei Lymphknotenveränderungen im Halsbereich, bei Weichteiltumoren, ev. bei Osteosarkomen und Fibrosarkomen, bei Blasen- oder Prostatakarzinomen und bei Bronchustumoren vorgenommen werden.
- 3) In einigen Tumorarten ist es zweckmässig, die Strahlenbehandlung als Mischbestrahlung (Neutronen- und Gamma-Strahlung) durchzuführen. Die Durchführung der kombinierten Photon- und Neutronentherapie scheint es nützlicher, da diese Methode zwischen unseren Verhältnissen ohne Schwierigkeiten vorgenommen werden kann. Die ausschliessliche Neutronentherapie braucht mehrere Zeit und die Neutronenstrahlung steht nur periodisch zu unserer Verfügung.
- 4) Die dosimetrischen Bedingungen müssen unbedingt gesichert werden.
- 5) Vor der Einführung der Neutronentherapie muss unbedingt eine Abteilung mit Betten bei der Radiologischen Klinik gebaut werden, wo den Kranken für die Neutronentherapie Unterkunft gegeben und entsprechende ärztliche Behandlung verabreicht werden könnten.

Literatur

- Jean R., M. Fauchet, Strahlentherapie 154 (1978) 526
Catterall M., Brit. J. Radiol. 49 (1976) 202
Eichhorn H.J., A. Lessel, K. H. Dallüge, 5 Jahre klinische Erfahrungen mit kombinierter Neutronen-Telekobalt-Therapie (Akademie der Wissenschaften der DDR Verl., 1978)
Montour J.M., J. D. Wilson, C. C. Rogers, R. B. Theus und F. H. Attix, Cancer 34 (1974) 54
Schmitt G., E. Scherer, Strahlentherapie 155 (1979) 733
Stone R.S., J. C. Larkin, Radiology 39 (1942) 608

Theus R.B., R. O. Bondelid, F. H. Attix, L. S. August
P. Shapiro, R. E. Surrat und C. C. Rogers, **Cancer** 34
(1974) 17
Todd P., C. B. Schroy, P. H. Attix und R. B. Theus,
Cancer 34 (1974) 33
Withers H.R., K. Mason, B. O. Reid, N. Dubravsky,
H. T. Barkley, B. W. Brown und J. B. Smathers,
Cancer 34 (1974) 39
Vargha Gy., **ATOMKI Közl.** 21 (1979) 73

Az *ATOMKI Közlemények* negyedévenként jelenik meg.
Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001).
Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaikért cserébe
vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Kérésre
egy-egy számot vagy különlenyomatot magánszemélyek is ingyen
kaphatnak.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső
titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati
Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete
A kiadásért és szerkesztésért felelős
dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója
Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám: 8
Debrecen, 1982/március
Példányszám: 440

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 24 / № 1

ATOMKI BULLETIN

Volume 24/ Number 1

310.565

IV.

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

24. kötet / 2. szám



MTA

ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1982

9

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

24 kötet / 2 szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	77
<i>S. Shimizu:</i> Terepszemle a hirosimai atombombázás után és a csendes-óceáni kísérleti atombomba-robbantásból származó hamueső tanulmányozása (Egy japán magfizikus visszaemlékezései)	77
<i>Gál J., Bibok Gy.:</i> Holtidő és pile-up korrekciós módszerek a kvantitatív impulzus amplitudó spektrometriában (összefoglaló)	95
<i>Sailer K., A. L. Fursza:</i> A π -mezonok rugalmatlan szóródása és a ${}^7\text{Li}$ -mag klaszter-szerkezete	117
<i>Z. Awwad, T. Bayomy, N. A. Mansour, F. Asfour, M. R. El-Aasser:</i> A ${}^{109}\text{Pd}$ bomlása az ${}^{109}\text{Ag}$ -be	123
<i>Bacsó J., Kalinka G., Kertész Zs., Kovács P., Lakatos T.:</i> Nagy energiafelbontó képességű Si(Li) röntgenspektrométer magas kimenő/bemenő számlálási sebesség aránnyal	133
<i>Uray I.:</i> Sugárvédő falak számítására alkalmas módszerek összehasonlítása	147
MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	157
<i>Svingor É.:</i> Új háromszalagos termikus ionforrás az MI-1309 típusu tömegspektrométerhez	157
INTÉZETI HIREK	163

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

FIELD SURVEY IMMEDIATELY AFTER HIROSHIMA ATOMIC
BOMBING AND STUDY ON THE FALLOUT FROM THE
HYDROGEN BOMB TEST IN THE CENTRAL PACIFIC*

Recollection and reflection of a Japanese nuclear physicist

SAKAE SHIMIZU

Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto, Japan

PROLOGUE

I am now filled with deep emotion by having an opportunity to give a lecture on my personal experience as an experimental nuclear physicist only a few days after the Hiroshima Atomic Bomb just 36 years ago, and I am also really overwhelmed by the present situation of our globe on which human beings are still exposed to the menace of nuclear weapons, in spite of many international endeavours to limit the use of nuclear energy only to the peaceful application.

First, I mention briefly some activities of experimental nuclear physicists in Japan since the announcement of the fission of uranium and thorium by Hahn and Strassmann in January, 1939 until the outbreak of the Second World War (for Japan December 8th, 1941). By this surprising news we were excited very much and started at once to attack this new nuclear reaction. In Tokyo Dr. Y. Nishina and his group in the Institute of Physical and Chemical Research developed studies on the fission of uranium and thorium by fast neutrons from the Li-D reaction, physically and radiochemically [1-5]. It is noted that they first found the $^{238}\text{U}(n,2n)^{237}\text{U}$ reaction in 1940 [6]. In Kyoto Prof. B. Arakatsu and his coworkers of Kyoto Imperial University started their studies on the fission process, and several months later the number of the fission neutrons from uranium was determined as $\nu = 2.6$ in 1939 [7]. Then they observed the photo-fission of uranium and thorium by $\text{Li}(p,\gamma)$ 17-MeV and $\text{F}(p,\gamma)$ 6.3-MeV gamma rays in 1940 [8,9]. About in summer of 1941 scientific journals from Western countries were mostly interrupted in reaching us. We had to work based on our own ideas without referring to any report published in the United States and European countries.

*Lecture given at ATOMKI, 14 September, 1981.

DURING THE WAR (December 8th, 1941 to August 15th, 1945)

Just before and in the early stage of the War our supreme leaders in the military as well as their consulting scientific circles paid almost no serious attention to a possibility of the nuclear bomb or weapon utilizing the chain reaction of the nuclear fission of uranium, notwithstanding papers treating the possibility of this nuclear process just published by Perrin [10], Flügge [11], Adler [12], von Halban et al. [13], and Adler and von Halban [14] in 1939 attracted our nuclear physicists with keen interest. Examining carefully these papers we found that some experimental data being very critical for the chain reaction were inaccurate and insufficient in order to ascertain its possibility. In these circumstances we entertained a fear that if the nuclear chain reaction utilizing ^{235}U would be realized, tremendous energy to be released could be used as a terrible bomb beyond our imagination. But, several months after the outbreak of the War many physicists in universities and national research institutes, including young nuclear physicists, were mobilized to the military service, some to radar research, some to other various fundamental researches urgently necessary to develop new types of weapons, and some were sent even to the field service. We had never received any information regarding movements of the Manhattan Project of the Allied Powers, despite of a very thin way of exchange of technical information and some new-developed weapons by means of submarines between Germany and Japan until the final stage of the War.

It is noted here that Dr. Nishina and Prof. Arakatsu and their groups who worked with uranium problems, of course, understood that the fission chain reaction of uranium could be realized provided tremendous amount of pure uranium metal or oxide as well as the moderator material such as pure graphite would be obtained. It meant that a huge project of the astronomical scale would be required to be developed under international cooperation of many leading scientific brains and enormous investment. However, we worked based on our own policies partly supported by our Army and Navy.

Dr. Nishina and his group started to separate ^{235}U by means of the thermal diffusion column technique by the strong backing of our Army technical authorities from the quite early stage of the War. However, this project faced many difficulties due to shortage of necessary materials and manpower and also to air raids. By the end of the War any appreciable amount of enriched uranium was not obtained despite of persistent effort of Dr. Nishina and his coworkers.

In Kyoto Prof. Arakatsu's group of only a few workers, including graduate students, performed experiments to determine the accurate values of scattering, capture, and fission cross sections of natural uranium for thermal neutrons. We also planned to separate ^{235}U by applying the centrifugal procedure. From about early 1944 design study of the apparatus of magnetic suspension and rotation was started and only few months before

the end of the War its basic designing was completed, but, since we were in the very difficult period, i.e., our industry was almost damaged or destroyed, we could not find any factory to fabricate such a sophisticated instrument despite of efforts of Naval technical staff.

FIELD SURVEY IMMEDIATELY AFTER THE HIROSHIMA ATOMIC BOMB

In the afternoon of August 6th, 1945, we received an astonishing information that in that morning (8:15 a.m.) Hiroshima was destroyed thoroughly by only one particular bomb dropped upon its center. When we heard this news we could not believe that it might be the so-called atomic bomb, but we trembled with fear for the last weapon just had come to us. Prof. Arakatsu organized at once the exploring party in order to disclose the nature of this bombing by observing features of the disaster in Hiroshima; our party headed by him consisted of 9 members, i.e., four experimental nuclear physicists (Prof. B. Arakatsu, Drs. K. Kimura, S. Shimizu and T. Hanatani), three pathologists of our Medical School (Prof. S. Sugiyama, Drs. M. Shimamoto and M. Kimura) and two technical lieutenants (Navy and Army).

Arriving at Hiroshima at noon of the 10th, at the first glance we were shocked marvelously. The whole city was destroyed completely and remained in ruins with a special smell of death and with few collapsed concrete buildings standing ghostlike (see Figs. 1 and 2). Few people, who entered the city for the victims' rescue, were wandering in the street. Even near the central station we witnessed killed bodies still not evacuated. We started to collect sand and soil samples not trodden on. at some areas, especially gathered carefully surface soil on the potato field in the corner of the West Parade Ground, since this area was considered to be situated near to the hypocenter. Next, we attended the urgent meeting, which was just held in the Hiroshima Army Base of Supplies, with the participation of Dr. Nishina rushed to Hiroshima from Tokyo, surviving local military staffs, Army and Navy higher officers from the General Head-quarters in Tokyo, technical and hospital staff from the Kure Naval Station, and few surviving technical officers of the corps in this area. At this conference the participants exchanged information on aspects of damage, how to protect or minimize effects of such a special bombing, however, an active discussion was focussed on the nature of this particular bomb. At this meeting it was published that a similar bomb was also dropped on Nagasaki in the morning of the 9th, just one day before, laying the beautiful historical town in ruins of death. This news shocked us with great fear.

After this meeting Prof. Sugiyama and his two assistants went at once to Ninoshima Island in Hiroshima Bay, where many victims were received in the quarantine buildings. They were only pathologists who could examine in detail victims killed by the direct effects of the atomic bomb.



Fig. 1. Destroyed central area of Hiroshima, about 800 m south of the hypocenter (August 13th, 1945).



Fig. 2. Collapsed building of a bank, about 300 m southeast of the hypocenter (August 13th, 1945).

We left Hiroshima in the midnight of that day. As soon as we came back to our Laboratory at noon on the 11th we began to measure radioactivity of the collected samples. Our measuring apparatus was a duralumin G-M tube of 12-mm in diameter, 0.1-mm wall thickness and 4-cm effective length. The natural background of this tube was about 18 cpm. The sample sands or soils were spread uniformly in a paper boat of about 3 cm × 1 cm placed 5 mm under the tube. It was immediately proved, to our surprise, that the specimens gathered at the West Parade Ground carried rather strong beta activity, 70-80 net cpm, while the sand from East Parade Ground 2.5 km apart from the hypocenter showed no appreciable activity. By observing the absorption curve in aluminium the maximum energy of the beta rays was estimated approximately 0.9 MeV. After an elapse of 12 h we measured again the activity and estimated roughly its half-life to be about 10-14 h. No appreciable alpha activity was detected. By these findings we could not find radioactivities due to uranium itself, and moreover, any activity due to fission products which might have fallen down upon the ground also could not be identified. Under these circumstances we at once decided to send the second exploring party in order to examine the destroyed features of the city and gather as many samples of various kinds as possible by the exhaustive survey in the whole area of Hiroshima.

The second exploring party left Kyoto at night of the 12th August. The party directed by myself consisted of 9 members; two Navy technical lieutenants, a naval engineer, a graduate student and four undergraduate students of physics. It was expected that if the bomb is a uranium bomb a great number of neutrons must be emitted at the instant of explosion, and the substances on the ground might be induced to be radioactive by the irradiation of an intense flux of neutrons, fast and slow. Moreover, it was also expected that in some areas under and/or near the center of explosion there might be found various kinds of fission products. Members of the second party wandered around damaged areas and collected several hundred objects from many places in the city on the 13th and 14th. They came back to Kyoto with the collected specimens at noon on the 15th, the day when our Japan declared the surrender to the Allied Nations.

Among the objects examined, a horse-shoe magnet of an integrating watt-hour meter which was buried in a collapsed house near the center of explosion was found to be especially interesting. It carried intense beta activity showing 374 cpm. Even though its surface was planed off to a depth of about 1 mm by a grinder the magnet showed still the same activity. This fact told us that the observed beta activity was due by no means to any scattered substance but induced by neutrons. This was also the case with many other specimens collected near the place under the explosion, which is estimated 580±20 m above the ground.

By measuring the intensity of the activities, the maximum energy of beta rays, and their half-lives for these specimens, we could affirm that the new bomb, at any rate, was the atomic bomb, which was accompanied by the emission of a copious amount of neutrons on explosion (see Table I).

Table I. Measured β activity from 6 p.m. Aug. 15th to 6 p.m. Aug. 16th, 1945.

Type of Sample	Identification number of sample	Element	β activity (cpm)	Half-life		Measured maximum energy (MeV)	Location of sample, distance from hypocenter (m)	Quantity of measured sample (g)
				Measured	Known			
Bone of horse	0	P	529	18 d	14 d (^{32}P)	1.5	0	0.83
Sulphur sticked to insulator	407	S	35	13 d	14 d (^{32}P)		250	1.5
ditto	411	S	33	13 d	14 d	1.4	350	2.2
ditto	510	S	23				800	2.6
Gum tire	13	S	16				700	1.3
Iron plate	343	Fe	85			1.5	0	1.9
Iron magnet	401	Fe	374	15 d	2.6 h (^{56}Mn)		500	
Iron brock	304	Fe	58				700	21.2
Lime	344	Ca	20	27 h and 16 d	12.4 h (^{42}K) 8.5 d (^{41}Ca)	1.2	400	1.6
ditto	404	Ca	7				300	1.5
Cement	504	Ca	14	22 h and 19 h	ditto	1.5	500	1.8
Aluminum plate	401	Al	21	15.5 h	15 h (^{24}Na)		500	3.0
Solder	401	Sn & Pb	364	2.8 d		2.2	500	0.46

Another specially remarkable case was a bone of a horse which was killed on the road at the time of explosion. It showed an extraordinarily strong activity of 637 cpm per gram of the specimen. By the chemical analysis of the active substance this was found to be attributed mainly to the activity of phosphorus and a somewhat weaker activity of calcium. The half-life of the activity of the precipitated phosphorous was measured to be about 18 days. This is evidently to be indentified as ^{32}P produced by the well known reaction by slow neutrons, $^{31}\text{P}(\text{n},\gamma)^{32}\text{P} \rightarrow ^{32}\text{S} + \beta^-$ of a half-life of 14.3 days. It was, however, not evident whether neutrons with fairly low energies themselves fell directly upon there or fast neutrons arrived at and then were slowed down inside the animal tissue.

It is here noted that the sand collected 1 m below the surface at the West Parade Ground showed an activity 50 cpm smaller than that on the surface. Moreover, it is interesting that the observed induced activities of our collected samples were in most cases due to fast neutrons, since the activities induced by slow neutrons in the elements we examined are, in general, rather short (except phosphorus) and decayed by very low intensities not observed distinctly by our apparatus after an elapse of several days. We could only say, at least, that a part of emitted neutrons from the exploding bomb had very high energy and very great penetrating power. By examining substances containing sulphur we found also ^{32}P produced by the $^{32}\text{S}(\text{n},\text{p})^{32}\text{P}$ reaction, whose half-life was estimated about 13 days in agreement with the reported value. Many specimens of iron pieces showed activities with much longer

lives. At that time we could not resort to later explored reactions by neutrons for any other contaminated elements. The soldering material used at the joint of the rotating plate and the axis of the watt-hour meter showed an intense activity, whose half-life was measured to be about 2.8 days. The material was found, by spectrum analysis, to be an alloy of lead and tin. Based on these observations of various induced activities it was inferred that when the bomb explodes a tremendous number of neutrons with very wide range of energy are emitted and, of course, terrible heat and strong shock waves spread from the center of explosion.

It was also expected that very strong radioactive fallout, i.e., fission products, would be found in some areas in the City. In order to find such fission products fallen upon the ground three members of the party went around in the peripheral areas of the City all the day by a car. We could visit some fifty different places, where we could collect specimens, sands, and soils not disturbed after the explosion. It is very interesting to note that while many of the samples collected showed no detectable activities, some of them, especially soils collected on the ground of the place about 3.5 km apart about west of the hypocenter, showed fairly strong activity. The strong radioactivities found on the ground in the northern and western areas were mainly due to the fission products fallen down with a heavy shower of black big drops which attacked these areas between 9:00 a.m. and 4:00 p.m., several hours after the bombing. At that time we could not perform the radiochemical analysis of these activities. More than 20 years later, from these areas some long-life fission products were identified. The places where we collected specimens are shown in Fig. 3. Our observed results are listed in Table II.

Although our observations were rough and the accuracy of measurements of activities of the collected samples was rather poor, it was very significant to estimate the explosion point of the bomb as well as the approximate number of neutrons that reached the ground. Utilizing the measured relative intensity of induced activity in sulphur, i.e., ^{32}P produced by fast neutrons (see Table III), we presumed the explosion center was 500-600 m above a place about 300 m south of Gokoku Shrine. Based on the measured activity of ^{32}P , produced by neutrons slowed down in a bone of a killed horse near the hypocenter, we could estimate the number of fast neutrons that reached the surface of the earth from the explosion center of the bomb to be 10^{13} - 10^{14} per cm^2 .

From these measurement data and our observations of the actual state of the City filled up everywhere with terrible damages caused by neutrons, gamma rays, thermal rays, and blast, 8 days after the disaster we could reach a conclusion that the Hiroshima Bomb should be a bomb utilizing the uranium fission and its power was equivalent to that of a TNT bomb of about 2×10^4 tons. On August 15th Japan surrendered unconditionally; the War came to an end. The results of our survey were released by Prof. Arakatsu in Press Asahi (Osaka) on September 14-17th, 1945, and the formal report was published in 1953 [15].

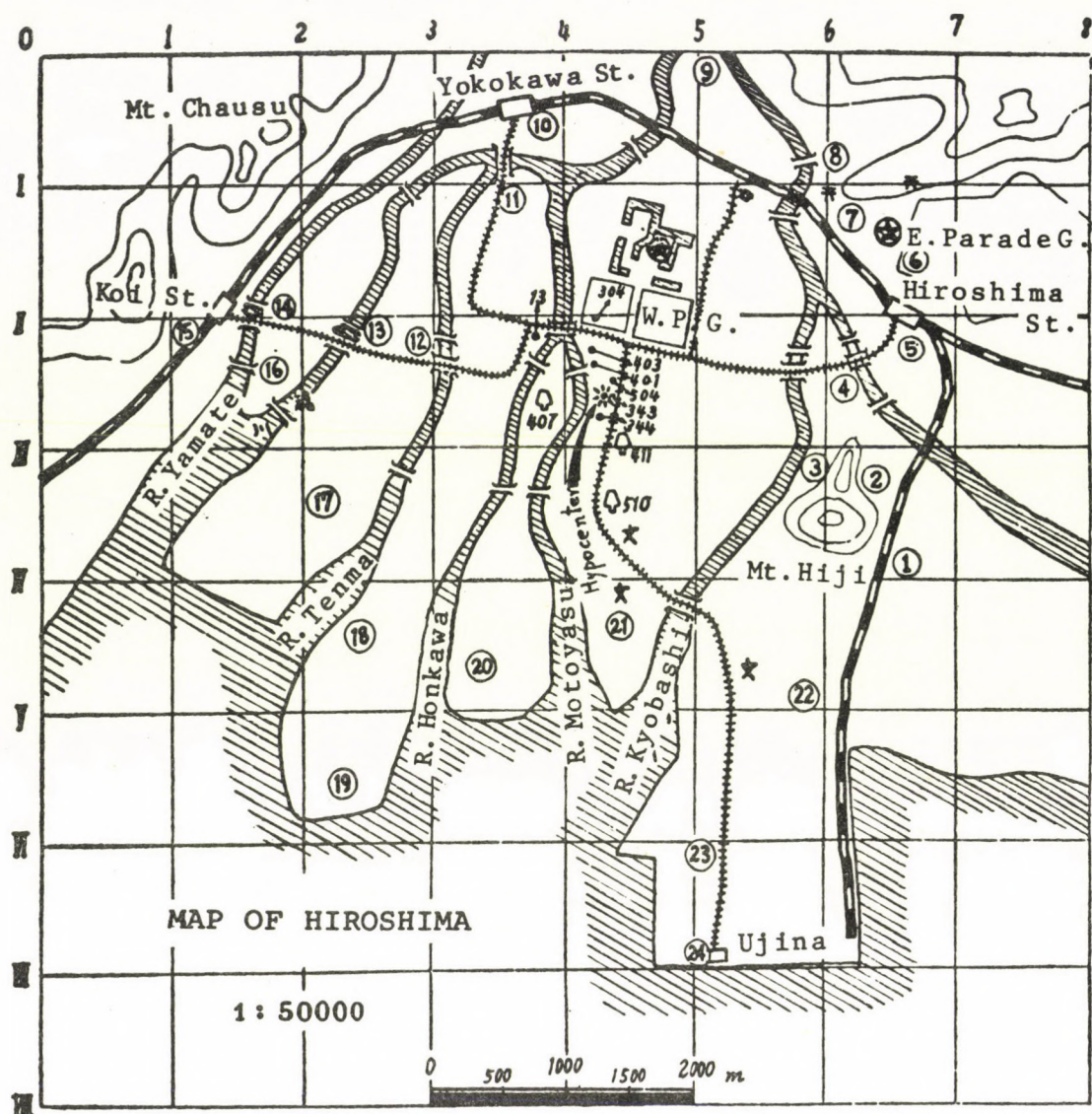


Fig. 3. Map showing places where samples were collected on August 10th, 13th, and 14th, 1945.

From the first week of September from our University several groups were sent to Hiroshima. They were more than 80 workers in various fields of fundamental and clinical medicine, including several nurses and also physicists, with objects to establish rescue centers for the injured still in very cruel circumstances as well as to develop the wide-range studies on very particular diseases and injuries caused by the nuclear bombing. A military hospital for their lodging, located about 20 km west of Hiroshima, was smashed away by a great land-slip in the night of September 17th caused by a very big typhoon with heavy rain attacking the Hiroshima district at this night, By this disaster 12 colleagues from Kyoto University were killed. But, since this tragedy our groups have been engaged in research for more than 30 years, partly in cooperation with ABCC [16]

Table II. Measured β activity outside the downtown on Aug. 15th and 16th, 1945.

No.	Places where samples were gathered	Direction & distance from the hypocenter		Intensity of β activity (cpm)
1	In Army Base of Supplies	S.E.	about 2.5 km	no
2	The east foot of Mt. Hiji	S.E.	2.5	no
3	Its west foot, in the shrine	E.	2.0	no
4	The west side of Kojinbashi bridge	E.N.E.	2.5	weak 11, 13
5	The east side of Hiroshima station	N.E.	2.5	no
6	The East Parade Ground	N.E.	2.5	no
7	In the Samezu shrine	N.E.	2.0	no
8	Higashi Nakamachi	N.N.E.	2.0	no
9	Near the back gate of the 5th engineer corp	N.	2.5	weak 8, 10
10	The east side of Yokokawa station	N.N.W.	2.5	weak 8, 10
11	The south side of Yokokawa bridge	N.N.W.	2.5	no
12	The west side of Tenma bridge	W.	1.5	no
13	The east side of Fukushima bridge	W.	2.5	weak 12, 14
14	The east side of Koi bridge	W.	3.0	no
15	About 300 m south-nortwards Koi station	W.	3.5	no
16	The east side of Asahi bridge	W.	3.5	intense 106
17	Near the Minami Kannon-cho Post Office	S.S.W.	2.5	no
18	Funairikawaguchi-cho	S.S.W.	2.2	no
19	The shooting field	S.S.W.	3.0	no
20	The Yoshijima airport (pieces of destructed airplane and sand)	S.S.E.	2.5	no
21	HgI ₂ & S in the chem. lab. in Hiroshima Tech. Coll.	S.	2.0	no
22	AgNO ₃ in the chem. lab. in Hiroshima High School	S.S.E.	2.0	no
23.	9-chome, Ujina	S.S.E.	4.0	no
24	4-chome, Ujina	S.S.E.	4.5	no

As to the number of deaths by the atomic bomb various data have so far been published, but the accurate figure is still not available today after 36 years. A reason for this fact is attributed to the almost complete destruction of the administrative agencies and official documents by the bombing.

Table III. Dependence of observed relative β activity of sulphur on distance from the presumed hypocenter.

Distance from presumed hypocenter (m)	Relative observed β activity
250	35
350	23
800	13

The number of people in Hiroshima at the instant of the explosion is indefinite. However, at present it is estimated roughly to be 350,000, including about 43,000 military servicemen and about 50,000 Koreans. Almost all of them were exposed directly to the nuclear and thermal radiations or blast from the atomic bomb explosion. Out of the total number of the exposed, about $140,000 \pm 10,000$ are estimated to have died by the end of 1945, about 20,000 of them being military servicemen and about 20,000 Koreans. In Nagasaki City, about 270,000 people are estimated to have been directly exposed, out of whom approximately $70,000 \pm 10,000$ probably died by the end of 1945. In Nagasaki about 2,000 Koreans are estimated to have died. In Tables IV, V, and VI are given some data, which indicate the terrible effects of the atomic bombs dropped over Hiroshima and Nagasaki.

A great many books and reports on Hiroshima and Nagasaki bombings have so far been published. The collection of Japanese studies and surveys performed during several years after the bombings had been published in two huge volumes in March 1953 [15]. An excellent summary of studies on various aspects of effects of the atomic bombings entitled "HIROSHIMA AND NAGASAKI" has just been published in Tokyo, New York, and London on the same day, August 6th, 1981 [22].

Table IV. Thermal radiation energy on the ground [17,18].

Distance from hypocenter (m)		Distance from burst point (m)	Thermal radiation energy (calories/cm ²)
0	H	580	99.6
	N	500	229.4
500	H	766	55.8
	N	707	111.5
1,000	H	1,156	23.2
	N	1,118	42.2
1,500	H	1,608	11.3
	N	1,581	19.9
2,000	H	2,082	6.3
	N	2,062	11.0
2,500	H	2,566	3.9
	N	2,550	6.7
3,000	H	3,056	2.6
	N	3,041	4.4
3,500	H	3,548	1.8
	N	3,536	3.1
4,000	H	4,042	1.3
	N	4,031	2.2

H and N denote Hiroshima and Nagasaki, respectively.

Table V. Damages due to the blast [16, 17, 18].

Maximum blast pressure (t/m ²)*	Maximum velocity (m/sec)	Distance from hypocenter (km)	
19	280	0.5	Total collapse of strong steel-frame buildings; roofs and walls blown away.
13	200	0.8	Except for ferroconcrete quakeproof structures, buildings almost completely destroyed.
3	72	1.8	Severe damages suffered to this distance (all buildings severely damaged and beyond repair).
1.6	36	2.6	Moderate damages suffered to this distance (all buildings unusable without repair; wooden buildings damaged beyond repair).
1.2	28	3.2	Partial damages suffered to this distance (wooden buildings usable if repaired).
		About 15	Minor damages (cracks in plastering, broken window glass, etc.).

* t(metric ton) = 1,000 kg

Table VI. Initial radiation dose - T65D* [19,20,21].

Distance from hypocenter (m)		Distance from burst point (m)	Gamma rays (rad)	Neutrons (rad)
0	H	577	10,306.6	14,176.6
	N	507	25,131.0	3,907.2
500	H	764	2,791.7	3,156.8
	N	712	7,091.1	703.1
1,000	H	1,155	255.5	191.6
	N	1,121	888.7	35.9
1,500	H	1,607	21.6	10.1
	N	1,583	119.0	1.7
2,000	H	2,082	1.9	0.5
	N	2,063	17.8	0.1
2,500	H	2,566	0.2	0.0
	N	2,551	2.9	0.0

H and N denote Hiroshima and Nagasaki, respectively.

* Appropriately, the values given here, being air doses, should be considered to be doses absorbed by the skin on the human body surface. In considering the effect on the bone marrow and other organs within the body, it is necessary to convert rad dose to rem dose. Strictly speaking, therefore, it is not appropriate to arithmetically add the gamma dose to the neutron dose, but this may be done at the first stage.

RADIOACTIVE DUST FROM THE H-BOMB TEST AT BIKINI ATOLL IN THE CENTRAL PACIFIC ON MARCH 1st, 1954

On March 1st, 1954, at 3:40 a.m., 23 Japanese fishermen on board a fishing boat, Fukuryu Maru No. 5 (99.9 tons), were engaged in fishing in the Central Pacific about 90 miles north-east of Bikini Atoll, of course, outside of the danger zone designated by the U.S. Government (see Fig. 4), when a reddish white flash was seen on the horizon in a WSW direction, and 7 or 8 min. later a loud explosion was heard. About 3 h after this happening fine dust began to fall on the boat. The falling of dust lasted for several h and ceased towards noon.

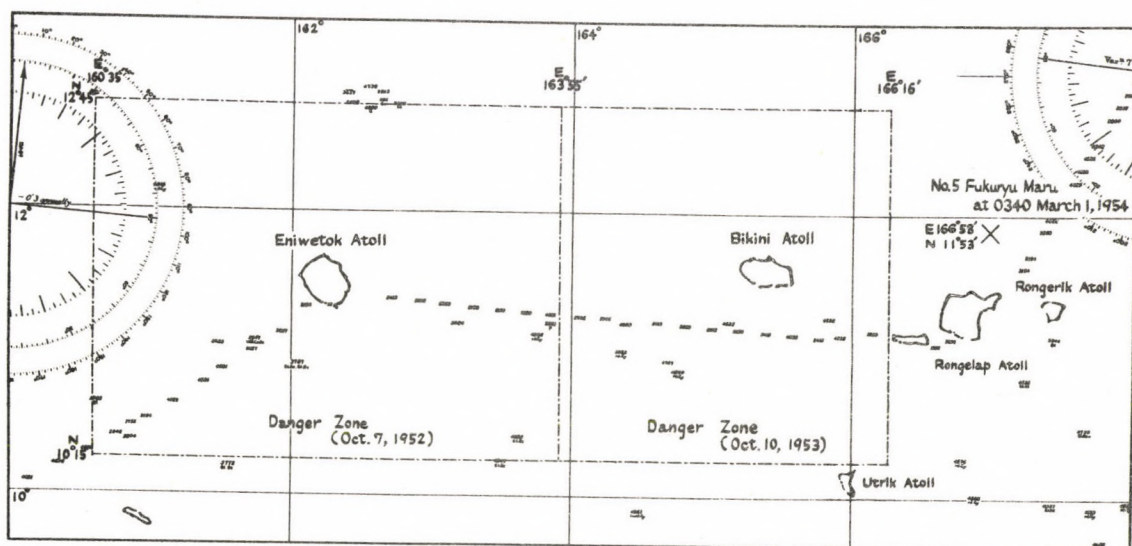


Fig. 4. Location of the Fukuryu Maru No. 5 at the time of explosion of the H-bomb at Bikini Atoll (03:40, March 1st, 1954, Tokyo time).

The boat as well as fishermen, tools, and fish caught by them were all covered with a white sheet of fine dust. Two weeks later, on March 14th, the fishing boat contaminated by radioactive fallout, returned to her home port, Yaizu in Shizuoka Prefecture, Japan, and then they heard the flash and explosion they witnessed had been caused by a super atomic bomb test at Bikini Atoll. A radioautograph of their glove is shown in Fig. 5.

During the voyage back to Yaizu Harbor, the crew complained of skin lesions and loss of hair due to the direct effect of the fallout as well as general symptoms, which were commonly observed among those injured by the atomic bombs of Hiroshima and Nagasaki. Hearing a news of these fishermen, in our Kyoto University a study group was organized from about 25 research workers of different fields, including nuclear physics, analytical and physical chemistry, hematology, and nuclear medicine. Several members went to Yaizu three times to examine the state of the boat and collect many contaminated objects, and also

hear directly from some fishermen about their experience. We worked very hard to study as many aspects of the fallout as possible for 8 months till the end of October 1954.



Fig. 5. Radioautography of a fisherman's glove contaminated by the radioactive ash.

Among many results of our investigation the following were significant findings: 1) The total dosage for the crew during the return voyage for 2 weeks could be estimated to be between 200 and 500 R. 2) The collected grains of dust were about 0.3 mm in size and 2.42 in apparent density. By observation through the microscope under side illumination, the particles appeared white and black spots were seen on their surface. 3) By the crystallographic study by means of electron micro-diffraction and X-ray diffraction these granules were composed of unit particles which were cubic or of spindle shape of 0.3-3.0 μ in size and identified as calcite, while the coral reef was aragonite. This fact told us that the coral reef was evaporated by intense heat of the nuclear explosion and then recrystallized to calcite and aggregates of the unit particles accompanying fission products fell upon the fishing boat. 4) The so-called "Bikini Ashes" were analyzed radiochemically by applying the ion-exchange resin technique as well as paper chromatography. The physical assignment of the separated nuclides was performed by determining β -ray and γ -ray energies by the absorption method and measuring, if possible, their half-lives, by means of three end-window type G-M counters and a scintillation detector with a liquid phosphor encapsulated in a glass vessel as a scintillator. The following nuclides were assigned: ^{45}Ca , $^{89,90}\text{Sr}$, $^{90,91}\text{Y}$, ^{95}Zr , ^{95}Nb , ^{103}Ru , $^{103\text{m}}\text{Rh}$, ^{106}Ru , ^{106}Rh , ^{129}Te , ^{131}I , ^{140}Ba , ^{140}La , ^{144}Ce , ^{144}Pr and ^{237}U . It was revealed, to our great surprise, that a considerable amount of ^{237}U was found from the fallout we collected (see Figs. 6, 7 and 8).

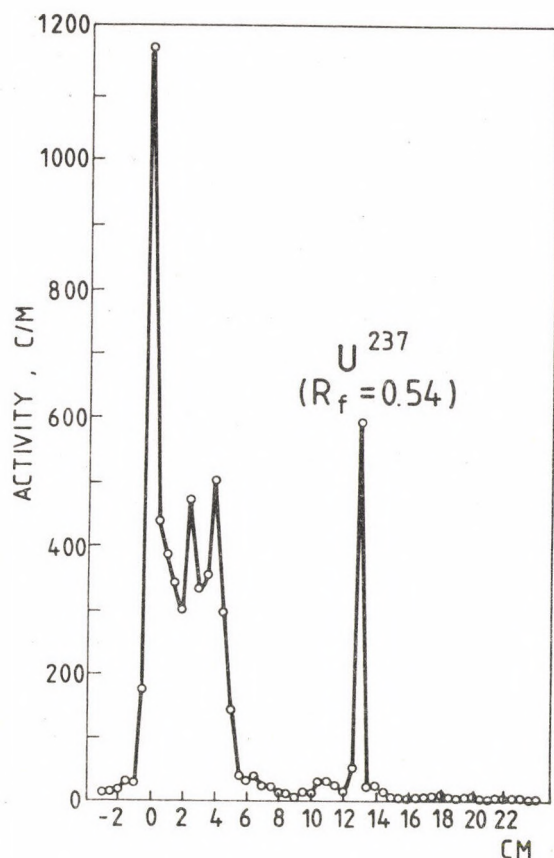


Fig. 6. Elution curve of paper chromatography. An intense peak of activity was found to be attributed to ^{237}U from results shown in Figs. 7 and 8.

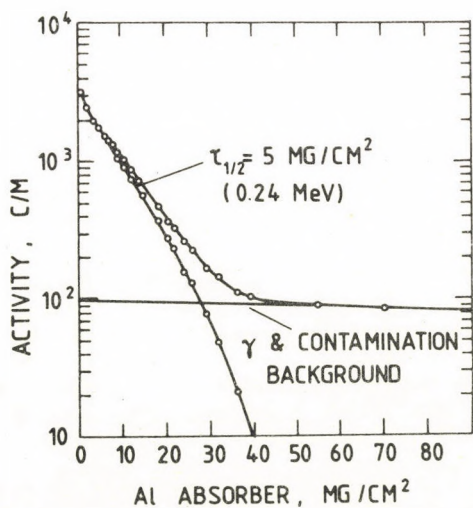


Fig. 7. Absorption curve of β -rays from ^{237}U in Al.

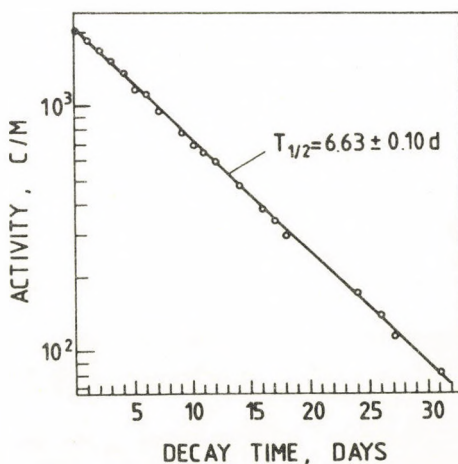


Fig. 8. Decay curve of ^{237}U .

From this fact we, at once, became aware of the nature of this super atomic bomb; as its fissionable core ^{235}U or ^{239}Pu is used and it is covered by a layer of deuterium and tritium as fusion reaction elements, and as an outermost layer an abundance of natural uranium is used. It was evident that ^{237}U was produced by the reaction $(n,2n)$ from ^{238}U . The nuclear explosion test at Bikini Atoll on March 1st, 1954 was thus concluded to be that of the so-called H-bomb. 5) Studies on the metabolism of the fission products were developed extensively by the medical workers using adult mice, guinea-pigs and rabbits. They achieved much valuable knowledge. 6) It is noted here that one of our colleagues, a meteorologist, observed the peculiar microbarographic oscillations at Shionomisaki, the southern edge of our Main Island. He studied this phenomenon and concluded that the microbarographic waves he discovered were caused by the nuclear bomb tests in the Central Pacific. This meteorological phenomenon has been utilized for detection of secret nuclear bomb tests in the air. These comprehensive studies by our group were compiled and published from the Institute for Chemical Research, Kyoto University in November, 1954 [23].

Much of extensive research by Japanese scientists on every aspects of the incident of our fishing boat, including the medical treatments for the crew, was published in two bulky volumes by Japan Society for the Promotion of Science, Tokyo, in March, 1956 [24].

EPILOGUE

I am now conjuring up visions of the terrible scenes of the nuclear casualties I have just talked about. At the first General Assembly of the United Nations in January 1946, all member nations passed unanimously a resolution on the international control of nuclear energy so as to use it not for military purposes but only for peaceful benefits to promote the human welfare. But, two different major plans were proposed by the U.S.A. and the U.S.S.R. as to ways and means of control, timing and sequence, and enforcement and sanctions. Since then until the present, the International Atomic Energy Agency (IAEA) was established in 1957, the Partial Test Ban Treaty came into effect in 1963, the Nuclear Nonproliferation Treaty in 1970, and other agreements and resolutions have been adopted at the meetings of the United Nations, however, these have not yet been ratified by some member nations. Since the first nuclear explosion test at Alamogordo in New Mexico on July 16th, 1945 up to now there have been about 1280 nuclear explosions, atomospheric and underground, including H-bombs. At present, in addition to the tremendous nuclear bombs and missiles as the strategic system for determent from war, some kinds of nuclear weapons for the battlefield use, including the so-called neutron bomb, are being in production. The political leaders of the present world believe that to secure East-West nuclear

balance or to secure nuclear superiority over the other side is the most real policy to ensure the peace of the world. We have, however, some fear of such a recent situation being apt to accelerate the nuclear race, which would result in the catastrophe of mankind.

In a preamble of the constitution of Japan promulgated in November, 1946, *it is declared that: We, the Japanese people, desire peace for all time and are deeply conscious of the high ideals controlling human relationship and we have determined to preserve our security and existence, trusting in the justice and faith of the peace-loving peoples of the world. We desire to occupy an honored place in an international society striving for the preservation of peace, and the banishment of tyranny and slavery, oppression and intolerance for all time from the earth. We recognize that all peoples of the world have the right to live in peace, free from fear and want.* In Japan, we have three non-nuclear principles, of not manufacturing, possessing, and introducing nuclear weapons. All Japanese people are now feeling that they must appeal to the world for the total elimination of nuclear weapons, and they are considering how to make concrete their wish in a real way in international difficulties they are confronted with.

All of us are now standing at the crossroads where we must choose either nuclear disarmament or annihilation of our civilization and culture. Everybody all over the world should consider and reflect upon many aspects of the present nuclear problems in schools and churches, and also in homes in the most quiet midnight to open a new era which could be achieved by a revolution in our minds and spirits, by introducing a quite new philosophy on the meaning of life and nature, which, I hope, man can find in the profound Buddhism philosophy.

Last, I would like to read the last words of a message of Mayor of Hiroshima City, Mr. T. Araki, sent to the GIREP'81 Conference, which I addressed last week. He wishes to appeal to the younger generations who are compelled to live in the nuclear age. He says: *The human race must live hand in hand each other, overcoming races, ideas, creeds, even though they are different. To resort to nuclear arms will never fail to bring about total annihilation of human race and the complete destruction of the earth. There is no winner in the nuclear war. We should eliminate nuclear arms from our planet so that we can enjoy a glorious future.*

REFERENCES

- [1] Y. Nishina, T. Yazaki, H. Ezoe, K. Kimura and M. Ikawa, Nature 144 (1939) 547
- [2] Y. Nishina, T. Yazaki, H. Ezoe, K. Kimura and M. Ikawa, Nature 146 (1940) 24
- [3] Y. Nishina, T. Yazaki, K. Kimura and M. Ikawa, Phys. Rev. 58 (1941) 660

- [4] Y. Nishina, T. Yazaki, K. Kimura and M. Ikawa, Phys. Rev. 59 (1941) 323, 677
- [5] Y. Nishina, K. Kimura, T. Yazaki and M. Ikawa, Z. Phys. 119 (1942) 195
- [6] Y. Nishina, Y. Yazaki, K. Kimura and M. Ikawa, Phys. Rev. 57 (1940) 1182
- [7] T. Hagiwara, Rev. Phys. Chem., Japan 13 (1939) 145, Memo. Coll. Sci., Kyoto Imp. Univ., A, 23 (1940) 19
- [8] B. Arakatsu, Y. Uemura, M. Sonoda, S. Shimizu, K. Kimura and K. Muraoka, Proc. Phys.-Math. Soc., Japan 23 (1941) 440
- [9] B. Arakatsu, M. Sonoda, Y. Uemura and S. Shimizu, Proc. Phys.-Math. Soc., Japan 23 (1941) 633
- [10] F. Perrin, C. R., Paris 208 (1939) 1394, 1573
- [11] S. Flügge, Naturwiss. 27 (1939) 402
- [12] M. F. Adler, C. R., Paris 209 (1939) 301
- [13] H. von Halban, Jr., F. Joliot, L. Kowarski and F. Perrin, J. Phys. Rad. 10 (1939) 428
- [14] M. F. Adler and H. von Halban Jr., Nature 143 (1939) 793
- [15] *Collection of Investigation Reports on Atomic Bomb Disaster*, Vols. I & II. ed. Japan Science Council (Japan Society for the Promotion of Science, Tokyo (1953)), in Japanese.
- [16] ABCC is the Atomic Bomb Casualties Commission established by American Academy of Sciences in Hiroshima in 1947. In 1975 it was transferred to Japanese administration.
- [17] U. S. Atomic Energy Commission. *The Effects of Atomic Weapons* (McGraw-Hill, New York (1950)).
- [18] N. Shohno and S. Iijima, *Nuclear Radiations and A-Bomb Diseases* (Nihon Hoso Shuppan Kyokai, Tokyo (1975)), in Japanese.
- [19] J. A. Auxier, J. S. Cheka, F. F. Haywood, T. D. Jones and J. H. Thorngate, Health Phys. 12 (1966) 425
- [20] R. C. Milton and T. Shohoji, ABCC TR1-68 (1968)
- [21] J. A. Auxier, *Ichiban - Radiation Dosimetry for the Survivors of the Bombings of Hiroshima and Nagasaki* (Tech. Inform. Center, Energy Res. & Devel. Admin., Washington, D. C. (1977)). Other valuable reports by Japanese workers, T. Hashizume and others, are cited in this book.
- [22] *Hiroshima and Nagasaki - The Physical, Medical, and Social Effects of the Atomic Bombings* (Iwanami Shoten, Tokyo; Basic Books, Inc., New York; Hutchinson Pub. Group Ltd., London (August, 1981)).
- [23] Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ., Suppl. Issue (Nov., 1954).
- [24] *Research in the Effects and Influences of the Nuclear Bomb Test Explosions*, Vols. I & II, ed. Japan Science Council (Japan Society for the Promotion of Science, Tokyo (1956)).

HOLTIDŐ ÉS PILE-UP KORREKCIÓS MÓDSZEREK A KVANTITATIV IMPULZUS AMPLITUDÓ SPEKTROMETRIÁBAN

Összefoglaló közlemény

GÁL JÁNOS ÉS BIBOK GYÖRGY

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen, 4001, Pf. 51.

Kvantitatív spektrometriai méréseknél - különösen nagy beütésszámoknál - lényeges szerepe van a holtidő és pile-up korrekciónak. Jelen cikk elsősorban azokat az instrumentális módszereket tekinti át, amelyeket manapság leggyakrabban alkalmaznak holtidő és pile-up korrekcióra. A cikk foglalkozik a változó beütésszámu mérések problémájával, és kritikailag megvizsgálja az ilyen esetekben használható megoldásokat.

DEAD TIME AND PILE-UP CORRECTION METHODS IN THE QUANTITATIVE PULSE HEIGHT SPECTROMETRY. Correction for dead time and pile-up losses in quantitative pulse amplitude spectrometry is of great importance, especially in the case of high counting rate. The present article surveys instrumental methods that are frequently used for dead time and pile-up corrections nowadays. The problems of varying counting rate are discussed, and the different correction techniques which can be used in these cases are critically examined.

МЕТОДЫ КОРРЕКЦИИ МЕРТВОГО ВРЕМЕНИ И НАЛОЖЕНИЙ ИМПУЛЬСОВ В КОЛИЧЕСТВЕННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ. При количественных спектрометрических измерениях - особенно при большой скорости счета - коррекция мертвого времени и наложения импульсов играет важную роль. В настоящей статье описаны наиболее распространенные инструментальные методы для коррекции мертвого времени и наложения импульсов. В статье рассматриваются вопросы измерений при изменяющейся скорости счета и критически анализируются решения этого вопроса.

Kvantitatív spektrometriai méréseknél alapvető feladat a spektrumvonalak abszolút intenzitásának meghatározása. Az intenzitásmérés pontosságát több körülmény befolyásolja. A mért intenzitás mindig kisebb a ténylegesnél. Ennek oka: a detektor hatásfoka mindig kisebb egynél, illetve a forrás-detektor geometria következtében a detektálás térszöge általában kisebb 4π -nél, és a sugárzás egy részét elnyeli a forrás-detektor közötti közeg. Ezeket a veszteségeket különböző számítási módszerekkel korrekcióba vehetjük.

A veszteségek egy további része a detektort követő jelfeldolgozó rendszerben következik be. A továbbiakban csak ez utóbbiakkal foglalkozunk.

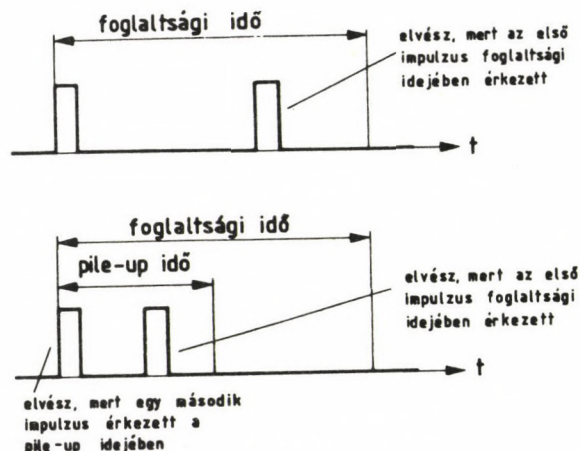
A jelfeldolgozó rendszerben bekövetkező veszteségek oka az, hogy egy-egy jel feldolgozásához, amplitúdójának megméréséhez véges időre van szükség. Mivel a detektorban a sugárzás időben véletlenszerűen kelt jeleket, véges valószínűsége van annak, hogy egy jel az előző feldolgozási ideje alatt érkezik. Ilyenkor többnyire nincs arra lehetőség, hogy mindkét jel amplitúdóját megmérjük. A fenti veszteségeknek alapvetően két típusát különböztetjük meg.

Az egyik fajta veszteség az ún. foglaltsági (t_b) idővel jellemezhető. Ha egy impulzushoz tartozó foglaltsági idő alatt egy második impulzus érkezik, akkor ez utóbbi a mérés szempontjából elvész. Ezt a veszteséget holtidő veszteségnek nevezzük.

A másik fajta veszteség az ún. (valódi) pile-up idővel (t_p) függ össze. Ha egy impulzushoz tartozó (valódi) pile-up idő alatt egy második impulzus érkezik, akkor - differenciális mérés szempontjából - az első impulzus elvész. Ezt a veszteséget pile-up veszteségnek nevezzük. Az előző bekezdés értelmében ilyenkor a második impulzus is elvész, de ezt a veszteséget mint holtidő veszteséget tekinthetjük, mivel a foglaltsági és pile-up idők kezdetei egybeesnek, és a pile-up idő a foglaltsági időnél hosszabb nem lehet.

A két jelenséget összevonva a következőket állapíthatjuk meg: a differenciális mérés szempontjából elvész az a jel, melynek pile-up ideje fedésben van egy másik - akár korábban, akár későbbben érkezett - jel foglaltsági idejével.

A két esetet az 1. ábrán szemléltetjük. Az egyszerűség kedvéért a második impulzushoz tartozó időintervallumokat elhagytuk.

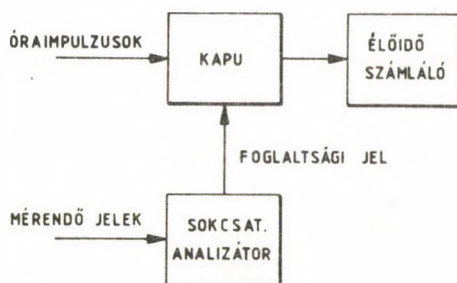


1. ábra Az impulzusszám veszteség esetei.

Érdemes megemlíteni, hogy integrális mérés esetén csak holtidő veszteség lép fel. Nullánál magasabb diszkriminációs szint esetén pedig - integrális mérésnél - a pile-up jelensége éppen csökkenti a holtidő veszteséget.

A mérőrendszerben bekövetkező veszteségek a holtidő nagyságának és típusának ismeretében számítással is figyelembe vehetők, illetve bizonyos automatikus módszerek is alkalmazhatók a veszteségek korrekciójára. Ezen módszerek egy része csak a holtidő veszteségek korrekciójára szolgál, mások a pile-up jelenséget is figyelembe veszik. Megkülönböztethetjük a korrekciós módszereket az alapján is, hogy csak állandó beütésszám esetén szolgáltatnak-e pontos korrekciót, vagy pedig időben változó beütésszám esetén is.

A legrégebbi és mind a mai napig legelterjedtebben használt módszer a Covell és munkatársai [1], valamint a Deighton [2] által is javasolt ún. élőidő óra használata. A működést a 2. ábrán látható blokkvázlat szemlélteti. A jól meghatározott frekvenciájú keskeny óraimpulzusok egy kapun keresztül kerülnek az élőidő számlálóba. A kapu vezérlését a sokcsatornás analízátor végzi: az órajelek csak akkor juthatnak a számlálóba, ha az analízátor nem foglalt. Így a számláló az élőidővel arányos impulzusszámot mér. Nyilvánvaló, hogy ez az egyszerű elrendezés csupán a holtidő veszteségek korrekciójára szolgál, a pile-up veszteségeket nem veszi figyelembe.



2. ábra. Az ún. élőidő óra blokkvázlata.

Az élőidő mérés hibája függ az óra frekvenciától, és az élőidő relatív hibája a következő képlettel adható meg [2]:

$$\sigma_T = \pm \sqrt{\frac{p}{qn_c T}},$$

ahol p a relatív holtidő,
 q a relatív élőidő,
 T a valódi mérési idő,
 n_c az órafrekvencia.

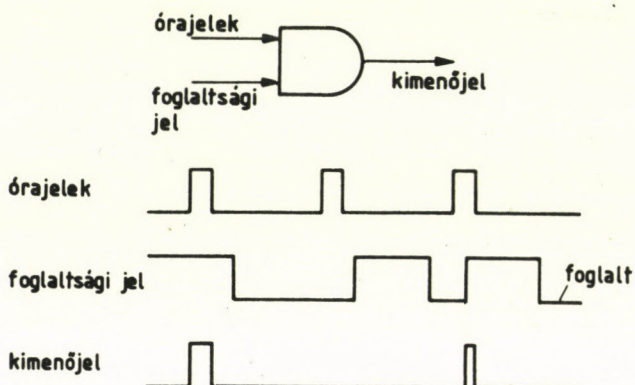
Mint az várható volt, nagyobb órafrekvencia esetén a hiba kisebb. Figyelembe kell azonban venni, hogy a detektorból származó impulzusok számlálása eleve csak meghatározott, statisztikus hibával történik, s ezért nem célszerű olyan nagy órafrekvenciát választani, melynél az élőidő relatív hibája lényegesen kisebb, mint a relatív statisztikus hiba. Deighton szerint jó

kompromisszumnak tekinthető, ha úgy választjuk meg az órafrekvenciát, hogy a mérni kívánt impulzusszám relatív statisztikus hibája egyezzen meg az előidő relatív hibájával. Ebből a feltételből az órajelek frekvenciájára a következő egyszerű képlet adódik:

$$n_c = p n_k,$$

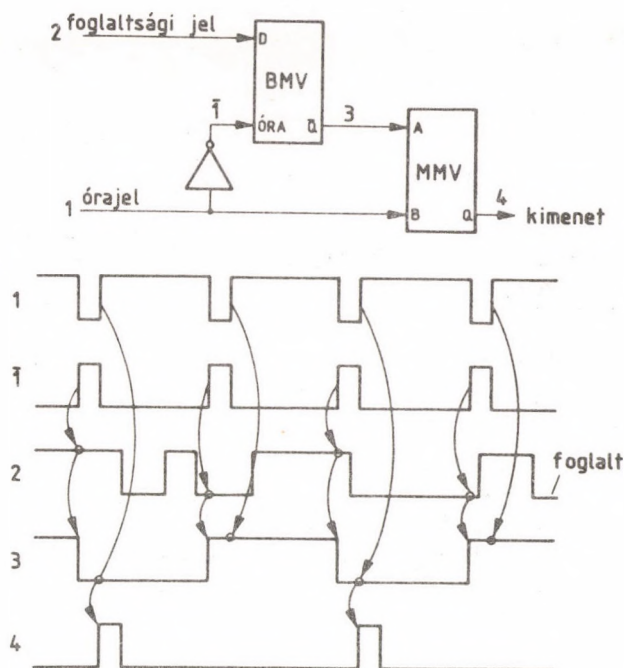
ahol n_k a tényleges beütésszám.

Covell [1] rámutatott, hogy az óraimpulzusok véges szélessége mérési hibát okoz. Egyszerűen belátható, hogy ha az óraimpulzusok szélessége τ_+ , a holtidő τ , akkor a 3. ábrán látható kapuáramkör az óraimpulzusok számára $\tau - \tau_+$ időtartamra van zárva.



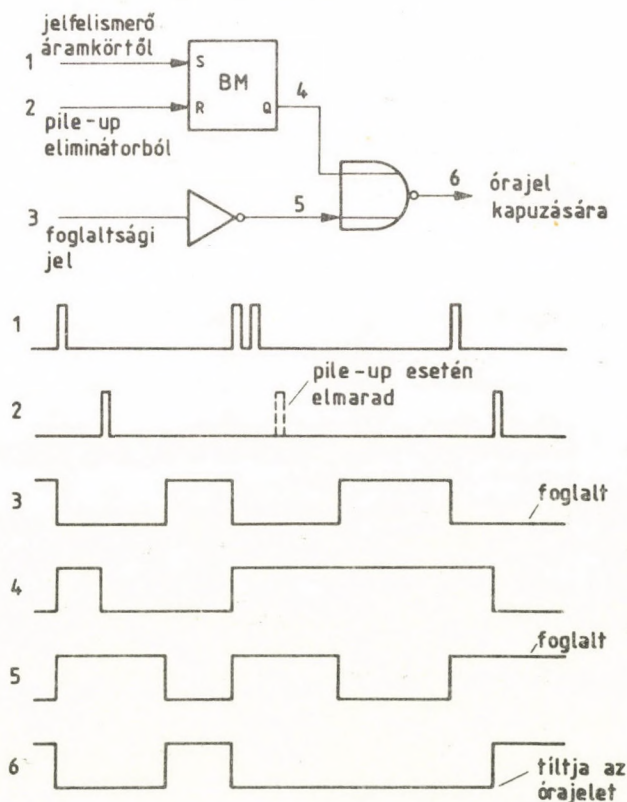
3. ábra. A véges órajel szélesség hatása.

Ezen hiba kiküszöbölésére javasolták Bartošek és társai [3] a 4. ábrán látható áramkört. A BMV jelű, D típusu bistabil multivibrátor D bemenetén lévő jel hatására az óraimpulzus homlokélénél átbillen a multivibrátor, melynek $\bar{Q}$ kimenetén megjelenő jel kapuzza az MMV multivibrátor triggerelését, melyet az órajel visszafutó éle végez. A pile-up veszteségek kiküszöbölésére Bartošek és társai [4] egy olyan elrendezést javasolnak, mely pile-up eliminátor használatát feltételezi. Gondolatmenetük a következő: az un. előidő óra a holtidő veszteségeket úgy veszi figyelembe, hogy az előidő óra áll, amikor a holtidő veszteség bekövetkezik, mégpedig az elvesztett impulzust megelőző elfogadott impulzustól kezdődően. Hasonlóan kellene cselekedni a pile-up veszteség korrekciója érdekében is: azaz pile-up veszteség esetén is a legutolsó még elfogadott impulzustól kezdődően az órát le kellene állítani. A nehézséget az első pillanatra az jelenti, hogy előre nem tudjuk, bekövetkezik-e vagy nem pile-up veszteség. Mivel azonban statisztikus folyamatról van szó, nagyszámu mérés esetén ugyanazt az eredményt kapjuk, ha az előidő órát a pile-up veszteségtől kezdve a következő elfogadott impulzusig állítjuk le.



4. ábra. A véges órajel szélesség hatásának kiküszöbölése Bartősek és társai [3] által.

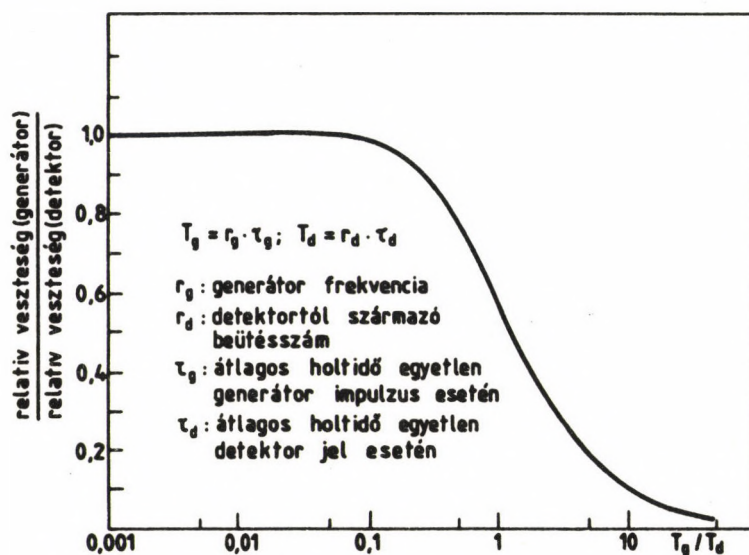
Az elv gyakorlati megvalósításának a blokkvázlatát az 5. ábrán láthatjuk.



5. ábra. A pile-up veszteségek kompenzálása Bartősek és társai [4] munkájában.

Az BM jelű bistabil multivibrátort a jelfelismerő áramkörből előidő alatt érkező impulzus bebillenti. A pile-up eliminátorból csak akkor jön visszabillentő strobe jel, ha pile-up nem következett be. Az órajelek kapuzására a bistabil multivibrátor kimenőjelének, és a rendszer foglaltsági jel negáltjának a "VAGY-NEM" kapcsolata szolgál.

A holtidő és a pile-up veszteség korrekciót egyaránt megvalósítja az Anders [5], valamint Strauss és munkatársai [6] által bevezetett impulzusgenerátoros módszer. Ennek alapja, hogy a detektor jeleihez kevert, külső impulzusgenerátor által szolgáltatott jeleknek ugyanakkora hányada vész el a feldolgozás során, mint a detektor jeleknek. Ismerve a generátor frekvenciáját, és mérve a generátor feldolgozott jeleinek intenzitását, a veszteségi hányad, vagy az ún. "impulzus generátor idő" (a generátor "spektrumvonala" intenzitásának, és frekvenciájának hányadosa) kiszámítható, és ezek ismeretében a mérendő spektrumvonalak pontos intenzitása meghatározható. Bolotin és munkatársai [7] felismerték, hogy nem teljesen véletlen eloszlású impulzusgenerátor jelek szisztematikus hibát okoznak. Wiernik [8] demonstrálta, hogy a szisztematikus hiba periódikus generátor használata esetén igen jelentős lehet. Ennek magyarázata, hogy a periódikus generátor két egymásutáni jele nem követheti úgy egymást, hogy emiatt akár holtidő akár pile-up veszteség bekövetkezhessen. (Leszámítva azt az esetet, amikor az impulzusok követési ideje kisebb, mint a holtidő és a jelfeldolgozó rendszer "lefulladás"). Így a periódikus generátor jeleinek vesztesége kevesebb, mint a detektor által szolgáltatott jeleké. Wiernik számítással is ellenőrzött kísérleti vizsgálatait azt mutatták, hogy a generátor és a detektor jelek okozta holtidők viszonyától (T_g/T_d) a generátor és a detektor impulzusok relatív veszteségeinek a viszonya a 6. ábrán megadott görbe szerint függ. Véletlen generátor használata esetén a fenti szisztematikus hiba kiküszöbölhető, mivel ilyenkor a relatív veszteségek viszonya azonos bármilyen holtidő viszony esetén.



6. ábra. A generátor és a detektor impulzusok relatív veszteségei viszonyának a holtidők viszonyától való függése [8].

Az impulzus generátoros technika további hibaforrása, mint arra Debertain és Schötzig [9] rámutatott, hogy az impulzus generátor és a detektor jeleitől származó spektrumvonalak alakja különböző, melynek következtében a két spektrumvonal intenzitásarányának meghatározásakor százalékos nagyságrendű hiba léphet fel.

A holtidő és a pile-up veszteség korrekciója számítással is elvégezhető. Egyszerűbb esetben a holtidő veszteségek korrekcióját az ismertetett módon, élőidő órával oldják meg és csak a pile-up korrekciót végzik számítással. A számítási korrekcióhoz bizonyos járulékos paraméterekre is szükség van, amit külön méréssel határoznak meg. A pile-up veszteségek számítási korrekciójának egy viszonylag egyszerű módszerét dolgozta ki Wyttenbach [10]. A korrekcióhoz a mért intenzitáson kívül a mérés időtartamának élő- és óraideje szükséges. A korrekció a következő közelítő képlet alapján történik:

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \frac{2\tau}{\theta} \left(\frac{T}{t} - 1 \right),$$

ahol I a mért intenzitás,
 I_0 a korrigált (valódi) intenzitás,
 T a mért óraideje,
 t a mérés élőideje,
 τ az egy impulzushoz tartozó pile-up idő,
 θ az egy impulzushoz tartozó holtidő.

A módszer pontosságát egyrészt az határozza meg, hogy közelítősen alapul, másrészt mivel θ amplitudófüggő, a pontosság függ a mérendő spektrum amplitudóeloszlásától. A Wyttenbach módszert, illetve annak módosított változatát használja Verheijke [11], [12]. A pile-up veszteségek számítási korrekciójáról olvashatunk Cohen [13] cikkében is. A korrekciós formula:

$$I_0 = \frac{I}{T_L \left(1 - \tau \frac{N}{T_L} \right)},$$

ahol: I_0 a korrigált beütésszám,
 I a mért beütésszám,
 T_L az analizátor élőideje,
 τ az egy impulzushoz tartozó pile-up idő,
 N az élőidő alatt az analizátor által feldolgozott összes impulzusszám.

Ha a mérési idő alatt a forrásintenzitás változik, ingadozik, az előbb felsorolt korrekciós módszerek pontatlan eredményt adnak.

Ebből a szempontból vizsgáljuk meg az általános esetet, azzal az egyszerűsítő feltevéssel, hogy a pile-up korrekciótól eltekintünk.

Jelöljük $n(t)$ -vel a pillanatnyi beütésszámot,
 $l(t)$ -vel a pillanatnyi relatív élőidőt,
 T_c -vel az óraidőben mért mérési időt,
 N_m -mel a T_c alatt mért összimpulzusszámot,
 N_T -vel a valódi impulzusszámot.

Célunk N_T meghatározása N_m ismeretében. Bontsuk fel $n(t)$ -t két összetevőre:

$$n(t) = n_0 f(t), \quad (1)$$

ahol n_0 konstans, amit kényelmi szempontból úgy választunk meg, hogy

$$n_0 = n(0), \quad (2)$$

$f(t)$ pedig $n(t)$ időbeli változását leíró függvény. (2) alapján $f(0)=1$.

N_T a következőképpen adható meg:

$$N_T = \int_0^{T_c} n(t) dt = n_0 \int_0^{T_c} f(t) dt. \quad (3)$$

A mért összimpulzusszámmra pedig a következőket írhatjuk:

$$N_m = \int_0^{T_c} n(t) l(t) dt = n_0 \int_0^{T_c} f(t) l(t) dt. \quad (4)$$

(3) és (4) alapján:

$$N_T = N_m \frac{\int_0^{T_c} f(t) dt}{\int_0^{T_c} f(t) l(t) dt}. \quad (5)$$

Mint látható, N_T meghatározásához az $f(t)$ és $l(t)$ függvények ismeretére is szükség van. Bizonyos mértékig egyszerűsödik a helyzet, ha $f(t)$ alakja előre ismert, pl. radioaktív bomlásról van szó, amikor is

$$f(t) = e^{-\lambda t}, \quad (6)$$

ahol λ a bomlási állandó. Ebben az esetben az (5) képlet a következő lesz:

$$N_T = \frac{N_m}{\lambda} \frac{1 - e^{-\lambda T_c}}{\int_0^{T_c} e^{-\lambda t} l(t) dt}. \quad (7)$$

Látható, hogy még ilyenkor is szükség van az $\ell(t)$ függvény ismeretére. Rádióaktív bomlásnál N_T helyett inkább n_0 -t szokás megadni. (3), (5) és (6) alapján kapjuk:

$$n_0 = \frac{N_m}{T_c \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} \ell(t) dt} \quad (8)$$

Ha a mérés során az intenzitás csupán rádióaktív bomlás miatt változik, akkor a kezdeti n_0 intenzitás meghatározására, a (8) összefüggésből kiindulva, a bomlás természetétől (egyetlen, vagy több izotóp bomlik, hosszú, vagy rövid felezési idejűek) függően megfelelő közelítő formulák vezethetők le. Pl. ha a forrás csak hosszú bomlási idejű magokat tartalmaz, jó közelítést ad, ha egy átlagos relatív élettartammal (a teljes élettartam és az óráidő hányadosával) számolunk. $\bar{\ell}$ -sal jelölve az átlagos élettartamot a (8) formula a következő képletre egyszerűsödik:

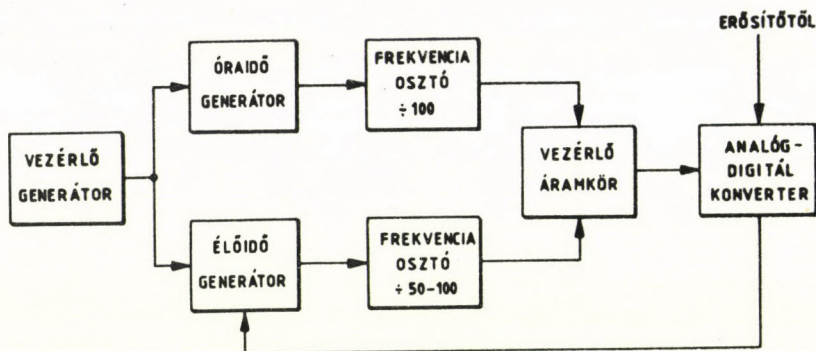
$$n_0 = \frac{N_m \lambda}{(1 - e^{-\lambda T_c}) \bar{\ell}} \quad (9)$$

További közelítő formulák találhatók Wiernik cikkében [14], illetve az ebben a cikkben idézett irodalmakban.

A változó beütésszám mellett is használható holtidő korrekciós módszerek egy része az (5) képlet alapján magyarázható. Bartošek [15] a holtidő korrekció megvalósítására ún. holtidő stabilizátort használ. A berendezés a mérés során a relatív holtidőt, s így a relatív élettartamot is állandó értéken tartja. Az (5) formula alapján $\ell(t) = \ell_0$ esetén

$$N_T = \frac{N_m}{\ell_0} \quad (10)$$

Az alkalmazott holtidő stabilizátor blokkvázlata a 7. ábrán látható. A 10 kHz-es frekvenciájú vezérlőgenerátor kimenőimpulzusának pozitív éle indítja az óráidő generátort, melynek kimenőimpulzusai egy 1:100-as osztási arányú frekvenciaosztóba jutnak. A vezérlő generátor impulzusainak pozitív éle csak abban az esetben indítja az élettartam generátort, ha az impulzusok negatív éle nem volt koincidenciában az analóg-digitál konverterből jövő holtidő jellel. Az élettartam generátor jelei, ugyancsak egy frekvenciaosztóba jutnak, melynek osztási aránya 50 és 100 között tetszésszerűen állítható. A leosztott élettartam generátor jelek a vezérlő áramkörön keresztül blokkolják az analóg-digitál konvertert. A blokkolást a leosztott frekvenciájú óráidő generátor jelek szüntetik meg. A vezérlő áramkör minden egyes blokkolási folyamat végén szinkronizálja mindkét frekvenciaosztót.



7. ábra. A Bartošek-féle [15] holtidő stabilizátor blokkvázlata.

Belátható, hogy ily módon a tényleges holtidőhöz egy járulékos holtidőt adunk úgy, hogy az összegként jelentkező relatív holtidő állandó lesz. Az összeg relatív holtidő előre beállítható az élőidő generátort követő frekvenciaosztó osztási arányának a megválasztásával. A berendezés olyan beütésszámgig működik helyesen, amíg a tényleges relatív holtidő kisebb, mint az előre beállított relatív holtidő. A fenti holtidő stabilizátor a pile-up veszteségek korrekciójára is felhasználható, ha az előzőekben ismertetett Bartošek és társai [4] által kifejlesztett pile-up korrektorral kombináljuk. Hasonló elven működő holtidő stabilizátort készített Meggit szabvány modulok (óra, számláló) felhasználásával [16]. Holtidő stabilizátor analóg áramköri blokkok felhasználásával is megvalósítható. M. De Bruin és társai [17] egy vezérelhető frekvenciájú impulzus generátor jeleit keverik hozzá a mérendő jelekhez. A holtidő jel segítségével oly módon vezérlik a generátor frekvenciáját, hogy a mérőrendszer relatív holtideje állandó legyen, függetlenül a mérendő jelek beütésszámától.

A holtidő stabilizátoros technika használatához a várható maximális relatív holtidőt ismerni kell. További hátránya, hogy a relatív holtidő feleslegesen nagy lesz olyankor is, amikor a beütésszám a mérés során kis értékre csökken.

Bolotin és munkatársai [7] egy olyan módszert fejlesztettek ki, mely a fenti hátrányokat kiküszöböli és szélsőségesen változó beütésszám mellett is igen jól működik. Módszerük lényegében a klasszikus impulzusgenerátoros technikának a továbbfejlesztett változata. A generátor frekvenciája azonban nem állandó, hanem arányos a detektorból származó pillanatnyi beütésszámmal (annak mindig egy meghatározott hányada). Ismerve a rendszerbe injektált, valamint a feldolgozott impulzus generátor jelek számát, meghatározható egy korrekciós faktor, amely a detektált spektrum valamennyi komponensére nézve érvényes.

Vizsgáljuk meg a módszer helyességét! Jelöljük a pillanatnyi impulzusgenerátor frekvenciát $n_p(t)$ -vel! Ha a beütésszám időbeli változását az $f(t)$ függvény írja le, akkor az impulzusgenerátor frekvenciáját a következő formában adhatjuk meg:

$$n_p(t) = n_{p_0} f(t), \quad (11)$$

ahol n_{p0} a generátor frekvenciája a $t=0$ időpontban. T_c idő alatt a mérőrendszerbe injektált generátor impulzusok számát jelöljük N_{pT} -vel, a feldolgozott generátor impulzusok számát pedig N_{pm} -mel.
Mivel

$$N_{pT} = n_{p0} \int_0^{T_c} f(t) dt, \quad (12)$$

és

$$N_{pm} = n_{p0} \int_0^{T_c} f(t) l(t) dt, \quad (13)$$

így

$$N_{pT} = N_{pm} \frac{\int_0^{T_c} f(t) dt}{\int_0^{T_c} f(t) l(t) dt} \quad (14)$$

Az (5) és (14) egyenletek alapján

$$N_T = N_m \frac{N_{pT}}{N_{pm}}. \quad (15)$$

Mint látható, ilyen esetben a korrekcióhoz valóban elegendő a rendszerbe injektált és a feldolgozott generátor impulzusok számának ismerete.

Az érdekesség kedvéért vizsgáljuk meg azt az esetet, amikor az impulzusgenerátor frekvenciája állandó: $n_p(t) = n_{p0}$.
Ekkor

$$N_{pT} = n_{p0} T_c, \quad (16)$$

$$N_{pm} = n_{p0} \int_0^{T_c} l(t) dt. \quad (17)$$

(16) és (17) alapján

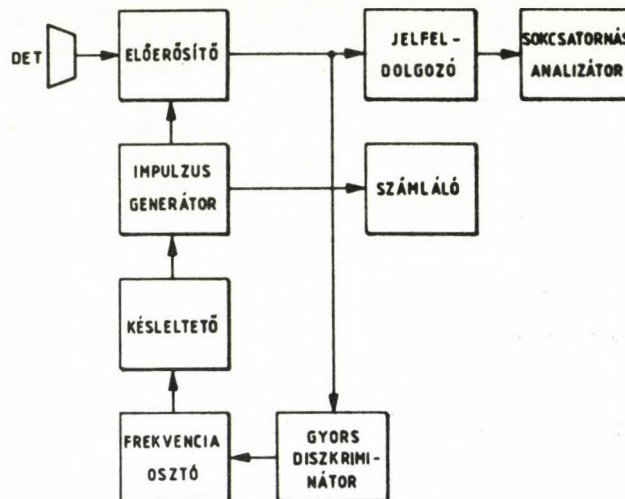
$$N_{pT} = N_{pm} \frac{T_c}{\int_0^{T_c} l(t) dt} \quad (18)$$

Az (5) és (18) összefüggésekből pedig következik, hogy

$$N_T = N_{pT} \frac{N_m}{N_{pm}} \frac{1}{T_c} \frac{\int_0^{T_c} f(t) dt \int_0^{T_c} l(t) dt}{\int_0^{T_c} f(t) l(t) dt} \quad (19)$$

Azaz ilyen esetben külön-külön ismerni kell az $f(t)$ és $l(t)$ függvényeket és ki kell számolni a három integrált.

Bolotin és társai által javasolt módszer gyakorlati megvalósításának egyszerűsített blokkvázlatát a 8. ábrán láthatjuk.



8. ábra. A Bolotin és munkatársai [7] által kifejlesztett változó beütésszámmal is megfelelő korrekter blokkvázlata.

A beütésszámot az előerősítő kimenetére csatlakozó gyors diszkriminátor (jelfelismerő) érzékeli. A diszkriminátor kimenőjelei egy frekvenciaosztóra jutnak, amely a beütésszámot meghatározott arányban leosztja. A leosztott frekvenciájú jelek egy késleltetőn keresztül az impulzusgenerátort indítják. A késleltető szerepe annak biztosítása, hogy a generátor impulzusok a detektor impulzusokhoz képest véletlenszerűen érkezzenek. A késleltetés értéke nagyobb kell hogy legyen, mint a detektor jelek átlagos periódusideje. A frekvenciaosztást viszont úgy kell meghatározni, hogy az impulzusgenerátor frekvenciájának változása kövesse a beütésszám változást.

Az impulzusgenerátor analóg kimenőjeleit az előerősítőben keverik hozzá a detektor jelekhez. A generátor minden egyes

analóg jellel egyidőben egy logikai jelet is előállít, melyek számát a mérési idő alatt a számláló regisztrálja. Ez a szám lesz a rendszerbe injektált összes impulzusgenerátor jel, míg a sokcsatornás analízátor által regisztrált impulzusgenerátor jelek számát a spektrum kiértékelésekor lehet megkapni.

Gyorsítóval történő mérés esetén a szerzők az impulzusgenerátor indítására a targetáram integrátort javasolják.

A 8. ábrán bemutatott elrendezés esetén az impulzus generátor jelek a frekvenciaosztás miatt nem Poisson eloszlásúak. Ennek következtében hasonló szisztematikus hiba fellépésével kell számolni, mint a periódikus generátort használó élőidő és pile-up korrekciónál. Debertin és Schnötzig [9] rámutattak, hogy olyan véletlen impulzusgenerátor alkalmazásával, melynek átlagfrekvenciája arányos a detektor impulzusainak számával, a szisztematikus hiba kiküszöbölhető.

Görner és Höhnel [18] rövid élettartamu izotópok kibocsátotta sugárzás intenzitásának a mérések során olyan holtidő korrekciós módszert alkalmazott, amelynél az élőidő óra frekvenciája exponenciálisan csökken a szóban forgó izotóp felezési idejének megfelelően. A módszer helyességét a (8) egyenlet alapján közvetlenül beláthatjuk, hiszen ilyenkor az élőidő óra jeleit számláló impulzusszámláló tartalma arányos a (8) nevezőjében szereplő integrállal. A módszer hátránya, hogy a szóban forgó izotóp felezési idejének megfelelő órafrekvencia csökkenést mindig be kell állítani. Precíziós, a fenti célra használható, exponenciálisan csökkenő frekvenciájú generátort ismertetnek Görner, Peters és Zschau [19]. A felezési idő értékek $0,1$ s és $1 \cdot 10^5$ s között állíthatók be.

Görner [20] hasonló megoldású korrektorában egy olyan kiegészítő áramkört alkalmaz, amelynek segítségével mind a rendszerbe injektált, mind pedig az elfogadott generátor jelek az analízátor első csatornáiban tárolhatók.

Azuelos és munkatársai [21], [22] kimutatták, hogy a Bolotin és társai [7] által javasolt, az előzőekben már ismertetett arányos beütésszám visszacsatolást alkalmazó technika a legmegbízhatóbb módszer a számlálási veszteségek korrekciójára. Rámutattak, hogy, mint az a Bolotin és munkatársai eredeti cikkében is olvasható, a módszer pontossága akkor a legnagyobb, ha az impulzusgenerátor beütésszáma az éppen vizsgálni kívánt spektrumtartomány beütésszámával arányos. Ezért az arányos beütésszámú visszacsatolást tartalmazó hurok egy differenciáldiszkriminátort is tartalmazott, melynek ablakát a vizsgálandó spektrumtartományra állították be.

Nagypontosságu, exponenciálisan csökkenő beütésszámokhoz Azuelos és munkatársai a generátor frekvenciáját számítógéppel vezérelték. A számítógépnek két bemeneti adat szükséges: a kezdeti beütésszám és a felezési idő.

A fenti módszerekkel a felezési idő mérésében elérhető pontosság $0,1$ % nagyságrendű.

Az eddig ismertetett holtidő korrekciós módszerektől lényegesen különbözik Harms [23] módszere, amely egyfajta "real-time" kompenzálásnak tekinthető, és mint ilyen, változó beütésszámok esetén is jól működik. A módszer lényege, hogy amennyiben a holtidő alatt veszteség lépett fel, akkor a következő regisztrált és tárolandó impulzussal együtt egy kompenzáló impulzust

is tárolnak. Belátható, hogy a jelek időbeli eloszlásának statisztikus természete következtében ez a kompenzálás a sokcsatornás analizátor minden egyes csatornájára külön-külön helyes eredményt ad.

Legyen N a teljes integrális, $n(i)$ pedig az i -edik csatornában tárolt impulzusszám, M és $m(i)$ pedig hasonló mennyiségek holtidő korrekció nélkül. A holtidő miatt időegység alatt bekövetkező számlálási veszteség az i -edik csatornában a következő formában adható meg:

$$n(i) - m(i) = M\bar{\tau} n(i), \quad (20)$$

ahol $\bar{\tau}$ az átlagos holtidő. Az integrális veszteség pedig hasonló módon:

$$N - M = NM\bar{\tau}. \quad (21)$$

Az időegység alatt bekövetkező integrális számlálási veszteség megegyezik az időegység alatti kompenzáló impulzusok integrális számával. Így az i -edik csatornában időegység alatt tárolt kompenzáló impulzusok száma:

$$\Delta n(i) = NM\bar{\tau} \frac{m(i)}{M}. \quad (22)$$

Felhasználva, hogy $\frac{N}{M} = \frac{n(i)}{m(i)}$, (20) és (22) alapján kapjuk, hogy:

$$\Delta n(i) = M\bar{\tau} n(i) = n(i) - m(i), \quad (23)$$

ami azt jelenti, hogy az i -edik csatornában a kompenzáló impulzusok időegység alatti száma megegyezik ugyanezen csatornában az időegység alatti veszteségek számával.

A holtidő alatt egynél több impulzus is elveszhet. Ezért célszerű ún. veszteségi regisztert használni, amelyben az elveszett, de még nem kompenzált impulzusok száma tárolható. Harms eredeti elrendezésében annak detektálására, hogy veszteség történt, a sokcsatornás analizátor diszkriminátorát használta: ha a diszkriminátor jelét nem követte tárolási parancs, akkor ezt veszteségnek tekintette. A veszteségek felismerését a diszkriminátor véges feloldási ideje korlátozta. Az ebből származó hiba általában elhanyagolható, illetve számítással korrigálható.

Harms módszere a pile-up veszteséget nem kompenzálja. A holtidő okozta veszteségek "real-time" korrekciója lehetséges korrekciós formulák alapján is. Kétféle holtidőt különböztethetünk meg annak alapján, hogy a holtidős rendszer hogyan viselkedik holtidő alatt beérkező impulzusok esetén. Ha a holtidő meghosszabbodik az utóljára beérkezett impulzustól kezdődően, akkor kiterjesztett (angol terminológiával: extended, cumulative, paralyzable) ha viszont az újabb impulzusnak nincs hatása a holtidő nagyságára, akkor nemkiterjesztett holtidőről beszélünk. Ezen holtidő típusok részletes matematikai elvezetését megtalálhatjuk Müller [24] cikkében.

A holtidős rendszer bemeneti és kimeneti impulzusszámai közötti összefüggést a holtidő típusa határozza meg. Jelöljük:
 R -rel a bemeneti,
 r -rel a kimeneti impulzusszámot,
 τ -val az egy impulzushoz tartozó holtidőt!

Kiterjesztett holtidős rendszer esetén a következő összefüggés érvényes:

$$r = R e^{-R\tau} . \quad (24)$$

Nemkiterjesztett holtidő esetén a formula a következő:

$$r = \frac{R}{1+R\tau} . \quad (25)$$

A fenti formulákból a holtidő korrekcióhoz R -t kell kifejezni. A (24) képletből R explicite nem adható meg, a (25) -ös alapján pedig

$$R = \frac{r}{1-r\tau} . \quad (26)$$

Kimutatható azonban, hogy (26), (24) -nek is egy közelítő megoldása, ugyanis (24) -ből:

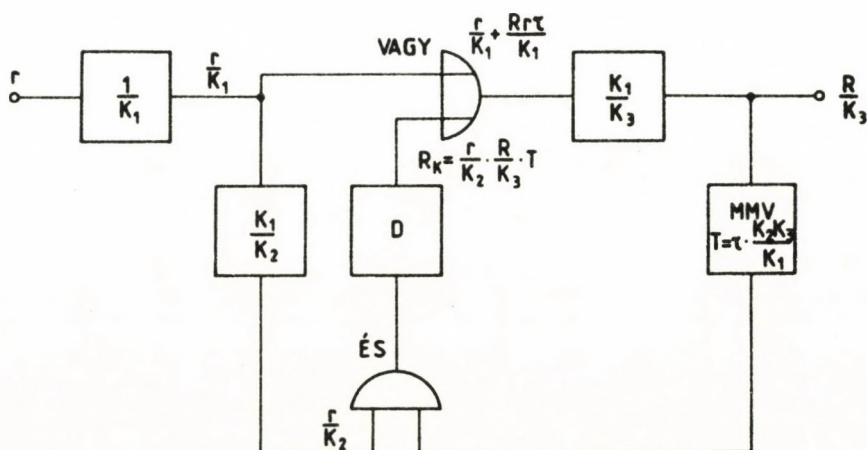
$$\frac{R}{r} = e^{R\tau} \approx 1+R\tau , \quad (27)$$

amely (26) -al megegyező alakra hozható. A közelítés annál pontosabb, minél jobban teljesül, hogy $R\tau \ll 1$. A (26) -os, illetve az ebből átrendezéssel nyert:

$$R = r + Rr\tau \quad (28)$$

összefüggés alapján működő, változó beütésszámoknál is jól felhasználható "real-time" holtidő korrektort ismerteti Rau és Wolf [25]. Megoldást adnak impulzusszámlálás (digitális), illetve rateméteres (analóg) mérés esetére.

Az impulzusszámlálós megoldást a 9. ábra szemlélteti.



9. ábra. A holtidővesztések, "real-time" digitális korrekciója Rau és Wolf [25] munkájában.

A holtidős rendszer r átlagfrekvenciájú kimenőimpulzusai egy K_1 osztási arányú frekvenciaosztóba kerülnek, melynek kimenetén $\frac{r}{K_1}$ átlagfrekvenciájú impulzussorozatot kapnak. Ezeket az impulzusokat egy VAGY kapu egyik bemenetére vezetik. A kapu másik bemenetére a (28) összefüggésnek megfelelően $\frac{Rr}{K_1}$ átlagfrekvenciájú impulzussorozatot kell adni, amely a K_1 kimenetről visszacsatolással állítható elő. A visszacsatolás a következő: a VAGY kapu kimenőjelét egy $\frac{K_1}{K_3}$ osztási arányú frekvenciaosztóra vezetjük, és ennek kimenőjelével indítjuk az MMV jelű monostabil multivibrátort. A multivibrátor kimenőjelének szélessége $T = \tau \frac{K_2 K_3}{K_1}$. Ezen kimenőjelek nyitják az ÉS kaput, mely ilyenkor a $\frac{K_1}{K_2}$ arányú frekvenciaosztó után átengedi az $\frac{r}{K_1}$ frekvenciájú jeleket. A kapu kimenetén időegység alatt

$$R_K = \frac{r}{K_1} \frac{K_1}{K_2} \frac{R}{K_3} \tau \frac{K_2 K_3}{K_1} = \frac{Rr\tau}{K_1} \quad (29)$$

impulzus jelenik meg.

Az ÉS és a VAGY kapu között egy késleltető (D) helyezkedik el, melynek feladata a beérkező és a visszacsatolt impulzusok közötti időkorreláció megszüntetése. A VAGY kapu kimenetén így

$$R_V = \frac{1}{K_1} (r + Rr\tau) \quad (30)$$

átlagfrekvenciájú impulzussorozatot kapnak, mely egy $\frac{K_1}{K_3}$ osztásarányú frekvenciaosztó után jut a kimenetre.

A ratemeteres megoldásnál egy visszacsatolt erősítő átviteli tényezője, és a (26) egyenlet közötti formai analógiát használják fel.

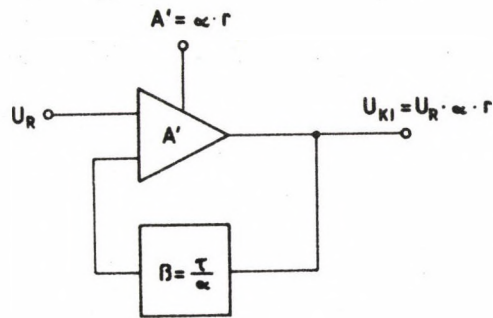
Az átviteli tényező:

$$A = \frac{A'}{1 - \beta A'} \quad (31)$$

ahol A' = az erősítő nyíltköri erősítése,
 β = a visszacsatoló áramkör átvitele,
 A = a visszacsatolt erősítő átvitele.

A visszacsatolt erősítő áramköri rajza a 10. ábrán látható. Az A' jelű, elektronikusan vezérelhető erősítő nyíltköri erősítését $A' = \alpha r$ értékre állították be. A visszacsatoló hálózat átvitelét $\beta = \frac{\tau}{\alpha}$ -ra választva a visszacsatolt erősítő átvitele:

$$A = \frac{A'}{1 - \beta A'} = \alpha \frac{r}{1 - r\tau} = \alpha R. \quad (32)$$

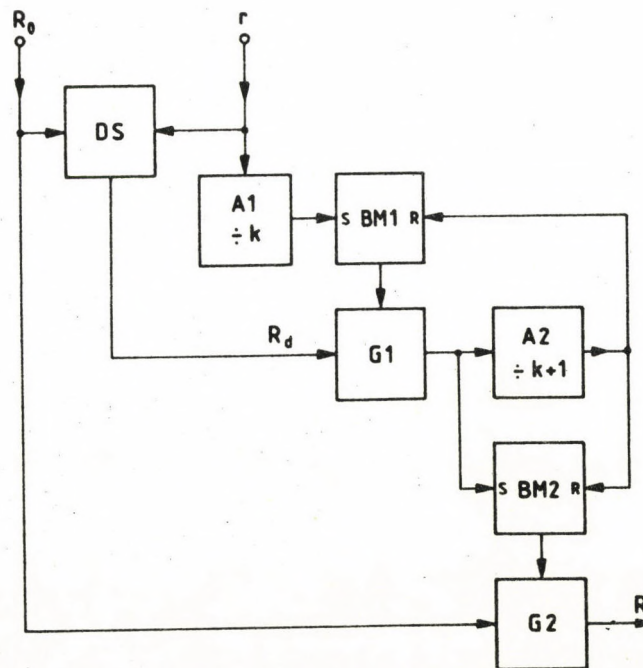


10. ábra. A holtidővesztések analóg korrekciója a Rau és Wolf [25] cikkében közöltek szerint.

V_R - célszerűen egységnyi amplitudójú - bemenőjelet adva az erősítőre, annak kimenőjele:

$$V_{ki} = \alpha V_R R. \quad (33)$$

A (24) formula egy közelítő megoldásán alapuló holtidő korrekort ismertet Seufert [26]. A (26) formula alapján működő "real-time" holtidő korrekort szerkesztettek Šeda [27], [28], Taylor és munkatársai [29], Bhatt és Taylor [30], valamint Madan [31]. Šeda által kifejlesztett egyik megoldás blokkvázlata a 11. ábrán látható. A működés megértéséhez rendezzük át a (26) formulát!



11. ábra. Šeda [25], [27] által kifejlesztett "real-time" holtidő korrektor blokkvázlata.

Bevezetve a $\tau = \frac{1}{R_0}$, és $R_0 - r = R_d$ jelöléseket, kapjuk:

$$R = r \frac{R_0}{R_d} . \quad (34)$$

Az R_0 frekvenciát egy impulzusgenerátor állítja elő. Az r beütésszám és R_0 különbségét a DS differenciaszámláló képezi. Az r beütésszámot az A1 frekvenciaosztó k -ad részére osztja. A frekvenciaosztó kimenőjelei bebillentik a BMV1 jelű, RS típusu bistabil multivibrátort, amely kinyitja a G1 kaput az R_d jelek számára. A kapu kimenete egyrészt az A2 jelű, $n+1$ osztási arányú frekvenciaosztóba, másrészt a BM2 jelű, RS bistabil multivibrátor S bemenetére jut. A BM2 kimenőjele a G2 kaput nyitja. Mindkét bistabil multivibrátor visszabillentését az A2 kimenőjele végzi. Emiatt a G1 és G2 kapuk nyitvatartási ideje $\frac{K}{R_d}$.

Ezalatt az idő alatt a G2 kapun $R_0 \frac{K}{R_d}$ számú impulzus jut át. Mivel időegység alatt a kapuk $\frac{r}{K}$ -szor nyitnak ki, a G2 kapun megjelenő impulzusok beütésszáma: $R_0 \frac{K}{R_d} \frac{r}{K} = r \frac{R_0}{R_d} = R$.

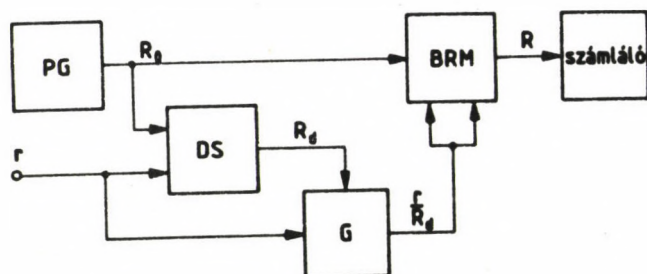
Šeda által közölt másik megoldásnál (28), a G2 kapu bemenetére az r beütésszámú impulzussorozat van vezetve, így annak kimenetén $r \frac{K}{R_d} \frac{r}{K} = \frac{r^2}{R_d}$ beütésszám jelenik meg. Ezt egy késleltetőn keresztül r -rel összegezve kapjuk:

$$r + \frac{r^2}{R_d} = r \frac{R_d + r}{R_d} = r \frac{R_0}{R_d} = R. \quad (35)$$

Kimutatható, hogy ez utóbbi megoldás relatív pontossága nagyobb, mint az előzőé.

A Šeda által kidolgozott holtidő korrektorral megegyező elven működő, bizonyos mértékig egyszerűsített elrendezést ismertetnek Taylor és munkatársai [29].

A Bhatt és Taylor [30] által közölt megoldás blokkvázlatát a 12. ábrán láthatjuk.

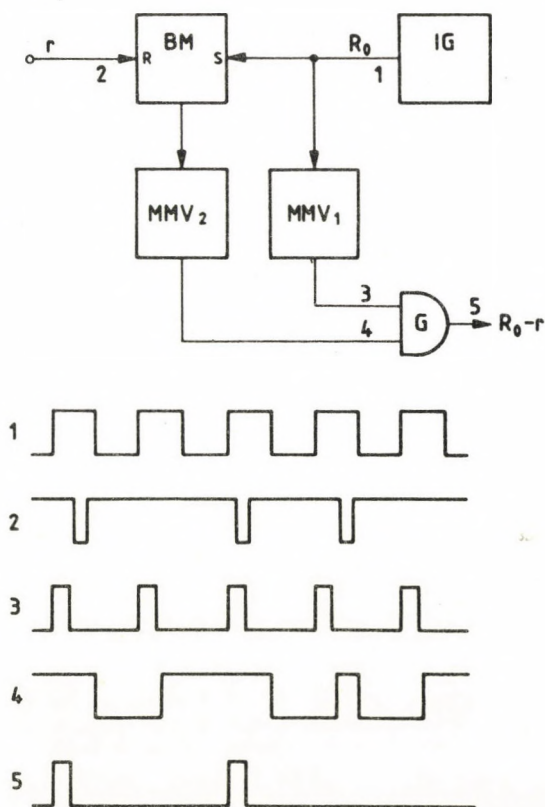


12. ábra. A Bhatt és Taylor [29] által ismertetett holtidő korrekter blokkvázlata.

A működés megértéséhez most is a (34) formulából indulhatunk ki. A formula alapján a megoldás két részre bontható. Egyrészt elő

kell állítani az $\frac{r}{R_d}$ mennyiséget, majd ezt megszorozni R_0 -lal. Az $\frac{r}{R_d}$ mennyiség előállítására szolgál az R_0 frekvenciájú PG jelű impulzusgenerátor, a DS differenciaszámláló és a G kapukör. A DS differenciaszámláló képezi az $R_d = R_0 - r$ különbséget. A G kapuáramkör nyitvatartási ideje $\frac{1}{R_d}$, így a kimenetén az $\frac{r}{R_d}$ átlagfrekvenciájú impulzussorozat jelenik meg. Az $\frac{r}{R_d}$ képzése periódikusan ismételve történik, és az eredményeket egy regiszterben tárolják. A regiszter tartalma a BRM jelű un. "binary rate multiplier" szám bemenetére kerül. (A "binary rate multiplier" egy olyan eszköz, amelynek van egy un. szám és egy frekvencia bemenete. A frekvencia bemenetre vezetett f frekvenciájú impulzussorozat frekvenciáját a szám bemenetre vezetett 1-nél kisebb bináris számmal ($\times$) megszorozza. Így kimenetén $f \times$ frekvenciájú impulzussorozatot kapunk.) A BRM frekvencia bemenetére az R_0 frekvenciájú impulzussorozat van vezetve. Így a BRM kimenetén megkapjuk az R korrigált impulzusszámot.

A Bhatt és Taylor által közölt elven működő holtidő korrektort szerkesztett Madan [31]. Elrendezésében említésre méltó az $R_0 - r$ különbséget előállító áramkör, melynek kapcsolását a 13. ábrán láthatjuk.



13. ábra. Az impulzusszám különbséget előállító áramkör Madan [30] korrektorában.

Működésének lényege, hogy az r eseményeket az R_0 impulzusok megfelelő élével szinkronizálja és minden egyes r eseménnyel egy R_0 impulzust letilt. A szinkronizálást a BM jelű RS típusu bistabil multivibrátor valósítja meg, amelyet az S bemenetén az R_0 frekvenciájú jeleket előállító IG impulzusgenerátor kimenőjelének negatív éle csak akkor tud bebillenteni, ha előzőleg egy r esemény visszabillentette. BM bebillentése indítja az MMV_2 monostabil multivibrátort, amely olyan széles jelet állít elő, hogy tiltani tudja a G kapun keresztül az MMV_1 monostabil multivibrátor jeleit. Ez utóbbit az IG impulzusgenerátor kimenőjelének pozitív éle indítja. A G kapu kimenetén kapjuk meg az R_0 -r beütésszámot. Mint korábban már említettük, változó beütésszám esetén, ha a beütésszám radioaktív bomlás miatt változik, az utólagos holtidő korrekcióhoz elegendő a relatív élőidő (vagy holtidő) ismerete a mérési idő függvényében. A számítás ilyenkor a már közölt (7) összefüggés alapján történhet, numerikus integrálással. Ezen módszer gyakorlati megvalósításáról olvashatunk Schonfeld [32] és Gavron [33] cikkében. Roscoe és Furr [34] holtidő és pile-up korrekció megoldásra közöl számítógépes eljárást. További cikkek, melyek számításos holtidő és/vagy pile-up korrekcióval foglalkoznak [35], [36], [37], [38], [39]. A számítógépes holtidő korrekcióhoz sok esetben szükséges az egy impulzushoz tartozó holtidő pontos ismerete. Ennek mérésére dolgoztak ki mérési eljárást V. Zidek és J. Plck [40]. A módszer abban az esetben alkalmazható, ha a nem-kiterjesztett típusu holtidő a domináns. Klobuchar és munkatársai [41] pedig fotomultiplieres mérésekhez dolgoztak ki eljárást a holtidő pontos mérésére. A számításos eljárások közül külön említést érdemel Westphal [42], [43] "real-time" módszere, amely mind a holtidő, mind pedig a pile-up veszteségek korrekciójára alkalmas változó beütésszámok esetén is. A módszer lényege, hogy előbb megfelelő eszközzel a valódi pillanatnyi integrális beütésszámot határozza meg, az esemény-diszkriminátor által detektált pillanatnyi integrális beütésszámból, és a pillanatnyi élőidőből. A differenciális amplitudó eloszlást a valódi integrális beütésszám alapján a korábban ismertetett Harms [23] módszerrel korrigálja. A valódi integrális beütésszám kiszámítására többféle eljárás használható: gyors számítógép; "binary rate multiplier", vagy a Point és Blave [44] által javasolt módszer.

A holtidő okozta veszteségek csökkentésének az eddigiektől eltérő módszere az ún. analóg és digitális derandomizerek használata. Ezek a berendezések tulajdonképpen analóg vagy digitális átmeneti tárolók, amelyekben a holtidő alatt érkező impulzusokat a holtidő végéig átmenetileg tárolják, majd a holtidő végén a tárolt jelet feldolgozzák. A veszteségek csökkentésének mértéke az alkalmazott átmeneti tárolók számától függ. A veszteségek csökkentésének mértéke akkor jelentős, ha a mérőrendszerben az analóg-digitál konverter holtideje domináns [45]. A módszerrel részletesen a [46], [47], [48], [49], [50] irodalom foglalkozik.

Hivatkozások

- [1] D. F. Covell, M. M. Sandomire and M. S. Eichen, Anal. Chem. 32 (1960) 1086
- [2] M. O. Deighton, Nucl. Instr. and Meth. 14 (1961) 48
- [3] J. Bartošek, G. Windels and J. Hoste, Nucl. Instr. and Meth. 103 (1972) 43
- [4] J. Bartošek, J. Masek, F. Adams and J. Hoste Nucl. Instr. and Meth. 104 (1972) 221
- [5] O. U. Anders, Nucl. Instr. and Meth. 68 (1969) 205
- [6] M. G. Strauss, L. L. Sifter, F. R. Lenkszus and R. Brenner, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 No. 3 (1968) 518
- [7] H. H. Bolotin, M. G. Strauss and D. A. McClure, Nucl. Instr. and Meth. 83 (1970) 1
- [8] M. Wiernik, Nucl. Instr. and Meth. 96 (1971) 325
- [9] K. Debertin and U. Schötzig, Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977) 337
- [10] A. Wyttenbach, Jorunal of Radioanal. Chem. 8 (1971) 335
- [11] M. L. Verheijke, Journal of Radioanal. Chem. 10 (1972) 299
- [12] M. L. Verheijke, Journal of Radioanal. Chem. 35 (1977) 79
- [13] Ery Jay Cohen, Nucl. Instr. and Meth. 121 (1974) 25
- [14] M. Wiernik, Nucl. Instr. and Meth. 95 (1971) 13
- [15] J. Bartošek, F. Adams and J. Hoste, Nucl. Instr. and Meth. 103 (1972) 45
- [16] G. C. Meggit, Nucl. Instr. and Meth. 146 (1977) 583
- [17] M. De Bruin, S. S. Then, P. Bode and P. J. M. Korthoven, Nucl. Instr. and Meth. 121 (1974) 611
- [18] W. Görner and G. Höhnle, Nucl. Instr. and Meth. 88 (1970) 193
- [19] W. Görner, D. Peters and J. Zschau, Nucl. Instr. and Meth. 98 (1972) 371
- [20] W. Görner, Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 363
- [21] G. Azuelos, J. E. Crawford and J. E. Kitching, Nucl. Instr. and Meth. 117 (1974) 233
- [22] G. Azuelos, J. E. Crawford, J. E. Kitching and K. S. Kuchela, Nucl. Instr. and Meth. 125 (1975) 579
- [23] J. Harms, Nucl. Instr. and Meth. 53 (1967) 192
- [24] J. W. Müller, Nucl. Instr. and Meth. 112 (1973) 47
- [25] F. Rau, G. H. Wolf, Nucl. Instr. and Meth. 27 (1963) 321
- [26] H. Seufert, Nucl. Instr. and Meth. 44 (1966) 335
- [27] J. Šeda, Nucl. Instr. and Meth. 59 (1968) 179
- [28] J. Šeda, Nucl. Instr. and Meth. 70 (1969) 121
- [29] D. Taylor, S. J. Bhatt and J. A. Henderson, Nucl. Instr. and Meth. 77 (1970) 177
- [30] S. J. Bhatt and D. Taylor, Nucl. Instr. and Meth. 89 (1970) 301
- [31] V. K. Madan, Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 181
- [32] E. Schonfeld, Nucl. Instr. and Meth. 42 (1966) 213
- [33] A. Gavron, Nucl. Instr. and Meth. 67 (1969) 245
- [34] B. A. Roscoe and K. A. Furr, Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977) 401
- [35] P. Paatero and K. Eskola, Nucl. Instr. and Meth. 44 (1966) 357

- [36] F. Carloni, A. Corberi, M. Marseguerra and C. M. Porceddu, Nucl. Instr. and Meth. **78** (1970) 70
- [37] L. Wielopolski and R. P. Gardner, Nucl. Instr. and Meth. **133** (1976) 303
- [38] R. P. Gardner and L. Wielopolski, Nucl. Instr. and Meth. **140** (1977) 289
- [39] R. P. Gardner and L. Wielopolski, Nucl. Instr. and Meth. **140** (1977) 297
- [40] V. Zidek and J. Plck, Nucl. Instr. and Meth. **119** (1974) 247
- [41] R. L. Klobuchar, J. J. Ahumada, J. V. Michael and P. J. Karol, Rev. Sci. Instr. **45** (1974) 1073
- [42] G. P. Westphal, Nucl. Instr. and Meth. **146** (1977) 605
- [43] G. P. Westphal, Nucl. Instr. and Meth. **163** (1979) 189
- [44] J. J. Point and A. Blave, Belgrade Conf. on Nucl. Electronics, Vol. 2 (IAEA, Vienna, 1962), p.345
- [45] H. Koeman, Nucl. Instr. and Meth. **86** (1970) 301
- [46] A. F. Arbel, A. Suhami and B. Sabbah, Nucl. Instr. and Meth. **41** (1966) 286
- [47] H. Øveras, Nucl. Instr. and Meth. **104** (1972) 85
- [48] K. G. A. Porges, Nucl. Instr. and Meth. **125** (1975) 125
- [49] W. Burgner, H. Klein, Nucl. Instr. and Meth. **123** (1975) 371
- [50] Sulik Béla, Egyetemi doktori értekezés, MTA ATOMKI, Debrecen, 1979

Lektor: Lakatos Tamás

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ π -МЕЗОНОВ И КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА
ЯДЕР ${}^7\text{Li}$

Н. Сайлер

Институт Экспериментальной Физики, Университет им.л. Кошута
H-4001 Debrecen, Bem tér 18/a, ВНР

и

А. Л. Фурса

Институт Ядерных Исследований АН УССР
252650 Киев, просп. Науки 119, СССР

В дифракционном приближении рассмотрено неупругое рассеяние $\pi^\pm$ -мезонов ядрами ${}^7\text{Li}$ при энергии 164 Мэв с возбуждением ${}^{\frac{7}{2}-}$, $T=\frac{1}{2}$ (4,63 Мэв) -состояния. Для описания состояний ядра ${}^7\text{Li}$ использовались волновые функции модели нуклонных ассоциаций. Получено хорошее количественное описание экспериментальных данных при параметре обособления ассоциаций $\chi=0,5$, тогда как стандартная оболочечная модель приводит к довольно заниженным значениям сечений.

A π -MEZONOK RUGALMATLAN SZÓRÓDÁSA ÉS A ${}^7\text{Li}$ -MAG KLASZTER-SZERKEZETE. Vizsgáltuk 164 MeV energiájú $\pi^\pm$ -mezonoknak a ${}^{\frac{7}{2}-}$, $T=\frac{1}{2}$ (4,63 MeV) gerjesztett állapotra vezető rugalmatlan szóródását diffrakciós közelítésben. A ${}^7\text{Li}$ -mag állapotainak leírására a nukleontársulások modellje (klaszter-modell) alapján felírt hullámfüggvényeket használtuk. Számításaink eredményei jól egyeznek a mérési adatokkal a nukleontársulások elkülönülési paraméterének $\chi=0,5$ értéke esetén, míg a szokásos héjmodell-i számítás a kísérletinél lényegesen kisebb hatáskeresztmetszetez eredményez.

INELASTIC SCATTERING OF π -MESONS AND THE CLUSTER-STRUCTURE OF ${}^7\text{Li}$ NUCLEI. The inelastic scattering of $\pi^\pm$ -mesons on ${}^7\text{Li}$ nuclei with excitation of the ${}^{\frac{7}{2}-}$, $T=\frac{1}{2}$ (4,63 MeV) state was investigated in the diffraction approximation at 164 MeV pion energy. In order to describe the states of the ${}^7\text{Li}$ nucleus, cluster-model wave-functions were used. A good quantitative agreement with experimental data was achieved at the value of the separation parameter of the clusters of $\chi=0.5$, while the standard shell-model leads to considerably reduced cross-section values.

В последние годы довольно интенсивно изучалось упругое рассеяние пионов ядрами главным образом, как средство исследования ядерного вещества. Рассмотрение в основном проводилось с использованием различных форм оптических потенциалов, рассчитываемых с помощью пион-нуклонных амплитуд и распределений плотности. Как выяснилось, упругое рассеяние сказалось не очень чувствительным к деталям ядерной структуры, а зависит главным образом от распределения плотности. Неупругое рассеяние с возбуждением дискретных ядерных состояний дает информацию о ядерных переходных плотностях и сильно зависит от структуры используемых волновых функций. Поскольку пионы обладают изоспином $T=1$, возможны процессы двойной перезарядки с изменением проекции изоспина ядра равным ± 2 , приводящие к новым ядрам, которые трудно образовать другими способами. Кроме того, при этом может возбуждаться новый тип ядерных состояний - так называемые двойные аналоговые состояния. Отсутствие у пионов спина существенно упрощает анализ реакций по сравнению с нуклонами. В области Δ_{33} - резонанса пионы очень сильно поглощаются ядрами (черный диск). Поэтому при анализе данных в этой области энергий разумно использовать различные дифракционные методы описания.

Цель настоящей работы состоит в теоретическом анализе недавних экспериментальных данных [1] по неупругому рассеянию $\pi^\pm$ -мезонов ядрами ${}^7\text{Li}$ при энергии 164 Мэв, близкой к Δ_{33} -резонансу ($T_\pi=195$ Мэв). Кроме того нашей целью было показать, что без каких бы то ни было подгоночных параметров дифракционная модель Глаубера-Ситенко [2,3] в состоянии дать хорошее количественное описание угловых распределений рассеиваемых пионов даже при такой сравнительно низкой энергии, если использовать для описания ядерных состояний правильные волновые функции.

Проведенное ранее [4] изучение упругого и неупругого рассеяния протонов ядрами ${}^7\text{Li}$ показало, что так называемая кластерная модель или модель нуклонных ассоциаций (МНА) [5] наиболее последовательно учитывает отклонение волновых функций ядра ${}^7\text{Li}$ от оболочечных и приводит к хорошему описанию одновременно данных как по упругому, так и по неупругому рассеянию при одних и тех же значениях параметров волновых функций.

В МНА пространственные части волновых функций нижайших состояний ядра ${}^7\text{Li}$ с $L=1$ и 3 выбираются в виде

$$\Psi_{LM}(1234;567)=N_L \phi(\alpha)\phi(\dagger)\Phi_{LM}(\vec{R}) \quad (1)$$

где

$$\phi(\alpha)=\exp\left\{-\frac{\alpha_1}{2} \sum_{i=1}^4 (\vec{r}_i - \vec{R}_\alpha)^2\right\}, \quad \phi(\dagger)=\exp\left\{-\frac{\alpha_2}{2} \sum_{j=5}^7 (\vec{r}_j - \vec{R}_\dagger)^2\right\},$$

$$\Phi_{LM}(\vec{R})=R^3 \exp\left(-\frac{6}{7} \beta R^2\right) Y_{LM}(\hat{\vec{R}}),$$

$$\vec{R}_\alpha = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \vec{r}_i, \quad \vec{R}_\dagger = \frac{1}{3} \sum_{j=5}^7 \vec{r}_j, \quad \vec{R} = \vec{R}_\alpha - \vec{R}_\dagger, \quad \hat{\vec{R}} = \vec{R}/R,$$

$\vec{r}_j (j=1, 2, \dots, 7)$ - радиусы-векторы нуклонов ядра ${}^7\text{Li}$, α_1, α_2 и β - структурные параметры, N_L - нормировочный множитель. Волновая функция Φ_{LM} выбрана так, чтобы в пределе $\alpha_1 = \alpha_2 = \beta$ ($\beta/\alpha_1 = \chi = 1$, $\alpha_2/\alpha_1 = \gamma = 1$) полная волновая функция Ψ_{LM} переходила в оболочечную функцию $|s^4 p^3 [43] L\rangle$ при проведении операции полной антисимметризации с учетом спина и изоспина нуклонов.

В теории дифракционного рассеяния амплитуда рассеяния π -мезона на ядре представляется в виде

$$F_{fi}(k, q) = \frac{ik}{2\pi} \int d\vec{\rho} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} \omega_{fi}(\vec{\rho}), \quad (2)$$

где $\vec{k}$ - импульс падающего π -мезона, $\vec{q}$ -импульс, передаваемый π -мезоном ядру, а интегрирование по прицельному вектору $\vec{\rho}$ проводится по плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка. Функция профиля $\omega(\vec{\rho})$ строилась из пион-нуклонных профилирующих функций и ее матричный элемент $\omega_{fi}(\vec{\rho})$ вычислялся по полностью антисимметризованным волновым функциям начального и конечного состояний ядра ${}^7\text{Li}$, при этом пренебрегалось обменом нуклонами между двумя кластерами. Роль такого обмена оказывается незначительной, если параметры α_1 и α_2 , характеризующие внутренние размеры кластеров, значительно больше параметра β , определяющего расстояние между кластерами [5, 4]. Амплитуда упругого рассеяния π -мезона на нуклоне аппроксимировалась независимым от спинов и изоспинов частиц выражением, удовлетворяющим оптической теореме:

$$f_{\pi N}(q) = (\kappa \sigma_{\pi N} / 4\pi) (\rho_{\pi N} + i) \exp(-\alpha_{\pi N} q^2) \quad (3)$$

где $\sigma_{\pi N}$ - полное сечение πN -взаимодействия, $\rho_{\pi N}$ - отношение вещественной части амплитуды к мнимой, $\alpha_{\pi N}$ - параметр формы. Подобно тому, как в работе [4], получено выражение для дифференциального сечения неупругого рассеяния π -мезонов на ядре ${}^7\text{Li}$ с возбуждением уровня ${}^7_2-$, $T = 1/2$ (4,63 Мэв).

Конкретные расчеты проводились с использованием значений структурных параметров волновых функций α - и t -кластеров $\alpha_1 = 0,526 \text{ ф}^{-2}$ и $\alpha_2 = 0,422 \text{ ф}^{-2}$, соответствующих среднеквадратичным зарядовым радиусам кластеров $R_C({}^4\text{He}) = 1,66 \text{ ф}$, $R_C({}^3\text{H}) = 1,70 \text{ ф}$, (и среднеквадратичному радиусу протона $r_p = 0,72 \text{ ф}$), которые согласуются с данными по упругому рассеянию электронов [6].

Для простоты в пион-нуклонной амплитуде (3) использовались параметры, усредненные по протонам и нейтронам:

$$\sigma(\pi^\pm) = \frac{3}{7} \sigma_{\pi^\pm p} + \frac{4}{7} \sigma_{\pi^\pm n}, \quad \rho(\pi^\pm) = \frac{3\sigma_{\pi^\pm p} \rho_{\pi^\pm p} + 4\sigma_{\pi^\pm n} \rho_{\pi^\pm n}}{3\sigma_{\pi^\pm p} + 4\sigma_{\pi^\pm n}}, \quad (4)$$

$$\alpha(\pi^\pm) = \frac{3}{7} \alpha_{\pi^\pm p} + \frac{4}{7} \alpha_{\pi^\pm n}.$$

С использованием экспериментальных данных по полным сечениям $\sigma_{\pi^+p} = \sigma_{\pi^-n} = 18,8 \text{ ф}^2$, $\sigma_{\pi^-p} = \sigma_{\pi^+n} = 6,6 \text{ ф}^2$ [7] и результатов расчетов по дисперсионным соотношениям $\rho_{\pi^+p} = \rho_{\pi^-n} = 0,4$, $\rho_{\pi^-p} = \rho_{\pi^+n} = 0,6$ [8] получаются следующие усредненные значения: $\sigma(\pi^+) = 11,8 \text{ ф}^2$, $\sigma(\pi^-) = 13,6 \text{ ф}^2$, $\rho(\pi^+) = 0,46$, $\rho(\pi^-) = 0,44$. Параметры формы $a_{\pi N}$ оценивались с помощью выражения для интегрального сечения упругого πN -рассеяния

$$\sigma_{\pi N}^{(e)} = 2 \int |f_{\pi N}(q)|^2 d^2q/k^2 = \frac{\sigma_{\pi N}^2}{16\pi a_{\pi N}} (1 + \rho_{\pi N}^2). \quad (5)$$

Наличие множителя 2 в (5) связано с тем, что дифференциальное сечение упругого πN -рассеяния приблизительно симметрично относительно угла рассеяния 90° при рассматриваемой энергии. Экспериментальные данные $\sigma_{\pi^+p}^{(e)} = \sigma_{\pi^-n}^{(e)} = 18,8 \text{ ф}^2$, $\sigma_{\pi^-p}^{(e)} = \sigma_{\pi^+n}^{(e)} = 2,4 \text{ ф}^2$ [7] вместе с приведенными выше данными приводят к параметрам формы $a_{\pi^-p} = a_{\pi^+n} = 0,49 \text{ ф}^2$, $a_{\pi^+p} = a_{\pi^-n} = 0,43 \text{ ф}^2$ и $a(\pi^\pm) = 0,46 \text{ ф}^2$.

На рис. 1 сравниваются результаты расчетов с экспериментальными данными [1] при различных значениях параметра обособления нуклонных ассоциаций в ядре ${}^7\text{Li}$. Из рис. 1 видно, что дифракционная модель дает удовлетворительное количественное описание эксперимента при использовании волновой функции МНА при значении параметра обособления $\chi = 0,5$, которая позволила одновременно хорошо описать данные по упругому и неупругому рассеянию электронов и протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ [5,4]. В то же время в оболочечном пределе теоретическое сечение довольно занижено относительно экспериментального.

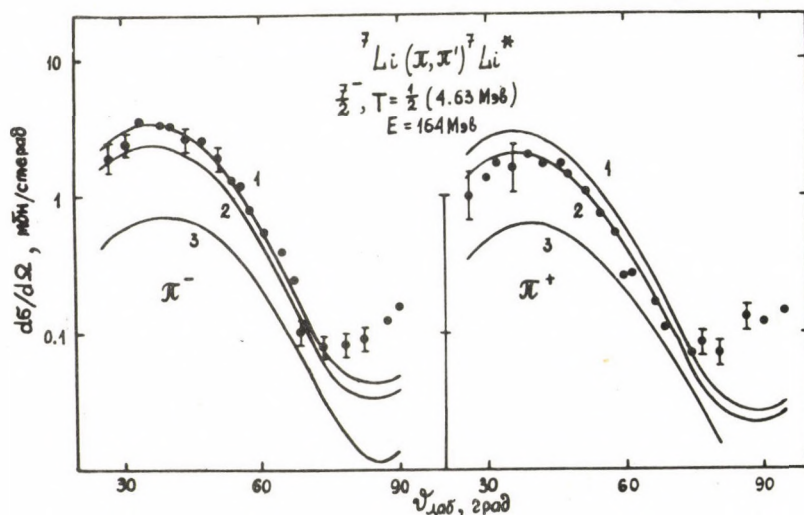


Рис. 1. Сечение неупругого рассеяния $\pi^\pm$ -мезонов. Теоретические кривые: 1 - МНА с $\chi=0,4$, 2 - МНА с $\chi=0,5$, 3 - оболочечный предел ($\chi=\gamma=1$).

Следует отметить, что увеличение параметра формы от $0,4 \text{ ф}^2$ до $0,6 \text{ ф}^2$ приводит к незначительному уменьшению сечения в максимуме ($\leq 25 \%$). Для лучшего количественного описания экспериментального сечения необходима была бы более точная аппроксимация πN -амплитуды с учетом ее изотопической зависимости.

Литература

- [1] R. J. Peterson, Nucl. Phys. A335 (1980) 365
- [2] R. J. Glauber, High energy collision theory. Lectures in Theoretical Physics. (Interscience Publ., N.Y., 1959) vol.1, p.315
- [3] А. Г. Ситенко, ЭЧАЯ 4 (1973) 546
- [4] Е. Б. Левшин, А. Д. Фурса, ЯФ21 (1975) 531
- [5] В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, Нуклонные ассоциации в легких ядрах (Наука, Москва, 1969)
- [6] I. Angeli, M. Csatlós, ATOMKI Köz1. 20 (1978) 1
- [7] В. С. Барашенков, Сечения взаимодействия элементарных частиц (Наука, Москва, 1966)
- [8] В. С. Барашенков, В. Л. Тонеев, Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами (Атомиздат, Москва, 1972)

Референт: R. G. Lovas

ON THE DECAY OF ^{109}Pd TO ^{109}Ag

Z. AWWAD, T. BAYOMY AND N.A. MANSOUR

Physics Department, Faculty of Science,
Zagazig University, Egypt

AND

F. ASFOUR AND M.R. EL-AASSER

Nuclear Physics Department, Nuclear
Research Centre, Atomic Energy Establishment,
Egypt

The gamma-ray spectra of the decay of ^{109}Pd were measured using solid state detectors. The energies and intensities of 40 gamma lines have been determined. The 49.3, 911.1 and 1095.8 keV gamma transitions have been measured for the first time and the 114.3, 402.0, 500.6, 564.2, 609.4, 787.6, 870.2 keV gamma transitions have been confirmed. On the basis of electron intensities available from literature and the present gamma measurements, internal conversion coefficients and the corresponding multipolarities have been determined.

A ^{109}Pd BOMLÁSA AZ ^{109}Ag -BE. A ^{109}Pd bomlásából származó gamma-spektrumot mértük félvezető-detektorokkal, és meghatároztuk 40 gamma vonal energiáját és intenzitását. A 49.3, 911.1 és az 1095.8 keV-es gamma-átmeneteket mi mértük meg először. A 114.3, 402.0, 500.6, 564.2, 609.4, 787.6 és a 870.2 keV-es gamma-átmenetek létét megerősítettük. Az irodalomban hozzáférhető elektronintenzitási adatok és a jelen gamma-mérések alapján meghatároztuk a belső konverziós együtthatókat és a hozzájuk tartozó multipolaritásokat.

РАСПАД $^{109}\text{Pd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$. Спектры гамма-лучей распада ^{109}Pd были измерены полупроводниковыми детекторами. Определены энергии и интенсивности 40 гамма-линий. Гамма-переходы с энергией 49.3, 911.1 и 1095.8 кэВ были измерены впервые, а в случае гамма-переходов с энергией 114.3, 402.0, 500.6, 564.2, 609.4, 787.6, и 870.2 кэВ подтверждено их существование. На основе литературных электронных интенсивностей и настоящего гамма-измерения определены коэффициенты внутренней конверсии и соответствующие мультипольности.

1. Introduction

The level structure of the odd mass ^{109}Ag nucleus ($Z=49$) is very interesting since it lies at the edge of a region of deformed nuclei. The low-lying $1/2^-$ and $9/2^+$ levels arise from the $2p_{1/2}$ and $1g_{9/2}$ single-particle states. ^{109}Ag is one of the nuclei that are known to have a $5/2^-$ level, at about 400 keV above the $1/2^-$ ground state, arising presumably from the coupling of the 2^+ core state to the $p_{1/2}$ single-particle state.

The positive parity states in these nuclei are, however, more interesting. In these nuclei, there are low-lying $7/2^+$ levels in addition to the expected $9/2^+$ level, and in ^{109}Ag the $7/2^+$ level lies below the $9/2^+$ level. As the core multiplet arising from the 2^+ phonon coupled to the $p_{1/2}$ state has been observed in these nuclei, one also expects the $g_{9/2}$ state to give rise to a similar multiplet of five positive parity states with spins $5/2$ to $13/2$, centred at about 300 keV above the $9/2^+$ level. Experimentally one finds a $7/2^+$ lying very close to the $9/2^+$, in many cases below it. Kisslinger [1] has referred to these $7/2^+$ states as the "most notorious intruding states". Such a state may be considered as the $j-1$ member of the $g_{9/2}$ three-quasiparticle configuration. Such an interpretation predicts a large $E2/M1$ mixing ratio for the $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ transition; in fact, in this model the $M1$ transition is forbidden.

The decay of ^{109}Pd to ^{109}Ag has been extensively studied [2-7] through various methods of beta- and gamma-ray spectroscopy. The structure of the ^{109}Ag nucleus has also been investigated by Coulomb excitation [8,9], proton scattering [10] and the $(^3\text{He},d)$ reaction [11]. However, the data on several weak transitions reported before seemed to be questionable. It was the aim of the present work to perform a precise measurement of the ^{109}Pd decay with high resolution solid state detectors in order to confirm the presence of the 697, 811 and 912 keV levels, to reduce the uncertainties accompanying the gamma-intensity measurements that were reported before and to calculate the internal conversion coefficients for some gamma transitions.

2. Experimental set-up

The ^{109}Pd ($T_{1/2}=13.46$ h) [12] was obtained by irradiating samples of metallic Pd (enriched to $\sim 94\%$ in ^{108}Pd) at a thermal neutron flux of $\sim 10^{12}$ n/cm²s at the Inchass reactor. The thermal neutron capture cross section for ^{108}Pd is 12×10^{-24} cm². Each irradiated target was allowed to decay for 10-15 h to reduce the contamination from ^{111m}Pd ($T_{1/2}=5.5$ h) [12], which results from ^{110}Pd with a neutron capture cross section of 0.04×10^{-24} cm². No chemical separation was needed.

Single gamma-ray spectra were measured with Ge(Li) and hyperpure germanium (HPGe) detectors. We used an ORTEC model 8101-1022 V coaxial Ge(Li) detector of 2.7 keV resolution at 1332.6 keV, together with its own ORTEC model 120-48 pre-

amplifier. An ORTEC model 450 amplifier, an ORTEC model 408A biased amplifier and an 8100-4096 channel analyzer of Canberra type were used for the measurements of gamma rays above 80 keV [13]. However, for the low energy gamma rays a model 1013-16280 ORTEC HPGe detector was used [14]. Its active diameter is 16 mm, its active depth 7 mm and the thickness of its beryllium window is 0.13 mm. The HPGe detector has a resolution of 0.29 keV at 6.4 keV and 0.560 keV at 122 keV. It was coupled to a 117B - ORTEC preamplifier, a model 1413 Canberra spectroscopic amplifier and an 8100-4096 channel analyzer of Canberra type.

The good resolution permitted the observation of gamma-ray transitions which had not been previously reported.

3. Measurements and results

The gamma spectra of ^{109}Pd have been measured carefully with the high resolution Ge(Li) and HPGe low energy photon spectrometers. A sample of the gamma spectra is shown in figure 1. The gamma lines of the following standard sources were used for calibration: ^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs , $^{152,154}\text{Eu}$ and ^{226}Ra . The locations of the peaks were determined as the centroid of Gaussian distributions, and the peak energies were estimated by a first order interpolation between the two nearest calibration lines. To identify the gamma lines, several runs were taken, from which the half-life of each gamma line was measured.

The photo-peak area was taken as the area under the peak. From the measured spectra the peak areas of the gamma lines were determined by direct summation of the channel contents after subtracting the background, which was assumed to be linear. The relative gamma-ray intensities were calculated by dividing the peak areas by the corresponding photopeak relative efficiencies. The relative gamma-ray intensities were normalized to 100 for the 647.3 keV transition. The errors in the intensity values are mainly due to the uncertainties in fitting the background under the photopeaks. The energies and relative intensities of the gamma-ray transitions obtained in the decay of ^{109}Pd are summarized in table 1.

We have confirmed the existence of weak gamma rays of energies of 44.90, 114.3, 286.5, 396.3, 402.0, 500.6, 564.2, 609.4, 787.6, 870.2, 966.1 and 1010.5 keV reported by several authors [2-7]. Previously not reported weak gamma-ray transitions of energies 49.3, 911.1 and 1095.8 keV have also been observed.

To calculate the theoretical values of the internal conversion coefficients (ICC), the data of the tables of Hager and Seltzer [15] were interpolated. Bashandy [4] has pointed out that the 602.6 and 636.3 keV transitions have pure E2 character. By virtue of the electron intensities that have been reported by Procházka *et al.* [2], the experimental values of the internal conversion coefficients were determined according to the following formula [16]:

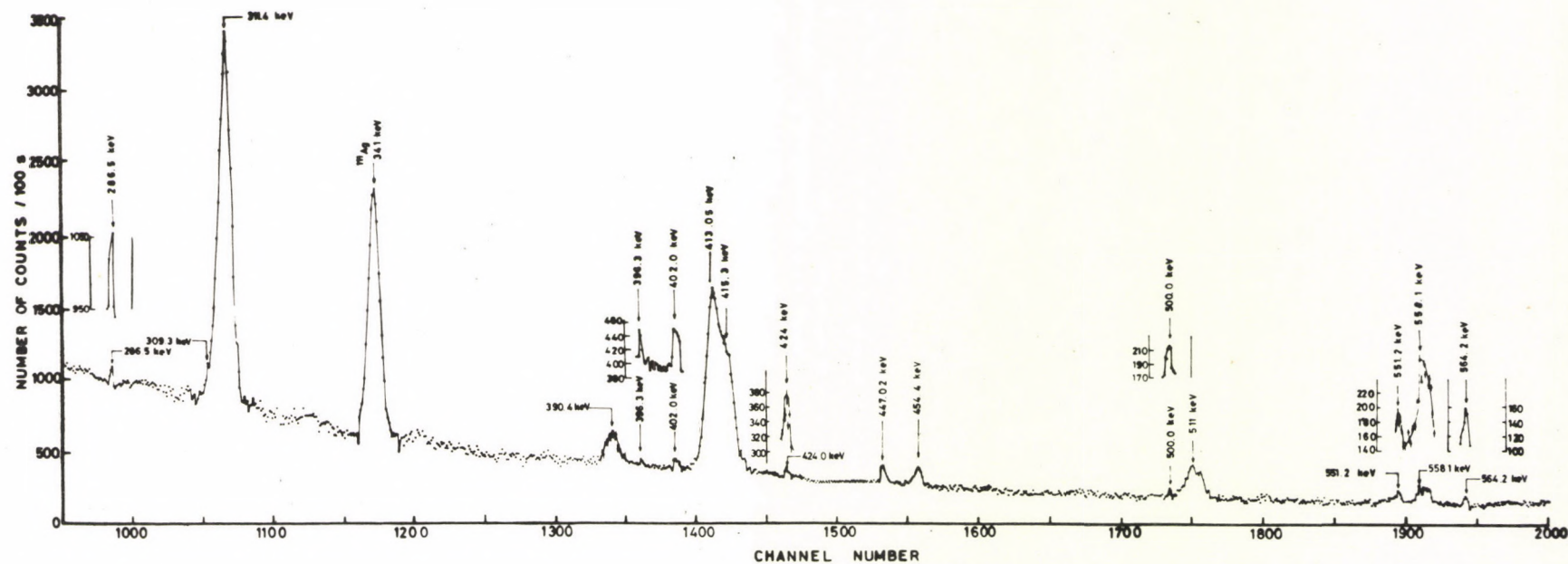


Fig. 1. Sample of singles gamma-ray spectra of ^{109}Pd (the region between 286 and 564 keV) measured with the Ge(Li) detector.

Table 1. Gamma-transition data for the decay of ^{109}Pd to ^{109}Ag

Present work		Procházka [2] et al.		El-Bedewi [3] et al.		Bashandy [4] et al.		Shick and Talbert [5]		Berzins [6] et al.		Graeffe and Gordon [7]	
E(keV)	I	E(keV)	I	E(keV)	I	E(keV)	I	E(keV)	I	E(keV)	I	E(keV)	I
44.98±0.21	4.53±0.50	44.7(1)	4.8(5)	44±0.5	-	44.8±0.4	4.8±0.50	-	-	44.7±0.20	4.50	44.8±0.60	3.6
49.3±0.21	4.43±0.50	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
88.04±0.1	12000±600	88(1)	14600(1300)	88.1±0.5	11568±995	88±0.4	11700±1150	88.04±0.05	3850±350	88.1±0.2	11600	88.2±0.5	8900±800
103.73±0.25	2.71±0.5	103.6(2)	2.8(5)	103.5±0.5	2.2±0.4	103.6±0.4	1.9±0.20	103.9±0.4	1±0.20	103.7±0.2	1.0	103.6±0.7	2.20
114.3±0.25	2.75±0.50	-	-	114.2±0.3	0.2±0.06	-	-	-	-	-	-	-	-
134.10±0.2	5.65±0.50	134.0(2)	6.1(9)	134.4±0.2	3.8±0.4	134.5±0.3	4.0±0.4	134.2±0.2	1.4±0.3	134.3±0.2	3.70	134.7±0.7	3.20
145.2±0.21	3.94±0.40	145.0(2)	3.8(8)	145.4±0.2	2.8±0.3	145.5±0.3	3.1±0.3	145.1±0.2	1.2±0.2	145.4±0.3	2.50	145.9±0.7	2.70
-	-	-	-	-	-	-	-	188.9±0.1	*	-	-	-	-
286.5±0.29	1.68±0.5	286.8(2)	0.5(1)	286.0±0.5	0.66±0.072	-	-	286.3±0.5	0.15±0.04	-	-	-	-
309.3±0.15	19.85±2	309.3(4)	20(6)	309.0±0.5	13.3±0.14	309.1±0.7	21±0.90	309.1±0.5	5±1.5	309.3±0.5	9.0	-	-
311.4±0.1	121.1±6.0	311.4(1)	124(6)	311.0±0.2	100	311.4±0.2	91±8	311.4±0.1	34±3	311.3±0.1	85.0	311.5±0.5	100
390.4±0.2	8.09±1.0	390.6(2)	3.6(3)	391.0±0.3	3.2±0.4	390.7±0.5	3.2±0.3	390.6±0.2	1±0.2	390.5±0.3	3.0	390.9±0.8	2.5±0.5
396.3±0.3	0.50±0.05	395.8(9)	0.27(5)	395.6±0.3	0.6±0.19	-	-	395.6±0.5	0.07±0.03	-	-	-	-
402.0±0.3	1.89±0.5	-	-	402.2±0.5	0.2±0.07	-	-	-	-	-	-	-	-
413.05±0.1	24±3	413.0(1)	29(2)	413.0±0.1	23.5±0.23	413.2±0.2	23±2.0	413.0±0.4	7±1.0	413.0±0.1	22	413.5±1	26
415.3±0.1	48.32±5	415.19(7)	42(3)	415.2±0.1	35.2±0.3	415.1±0.2	45±4.2	415.2±0.3	11.3±1.0	415.0±0.1	45	415.2±0.6	23 } 49
424.0±0.21	3.37±0.5	424.0(2)	3.5(3)	424.1±0.3	3.1±0.3	424.0±0.4	3.9±0.3	423.9±0.2	1.0±0.2	423.9±0.3	3.8	424.7±0.8	1.8±0.4
447.02±0.2	3.04±0.5	447.5(2)	3.5(3)	447.8±0.3	2.46±0.3	447.4±0.3	3.3±0.3	447.6±0.2	0.88±0.20	447.5±0.2	3.3	448.2±0.8	2.6±0.6
454.4±0.25	2.21±0.5	454.2(2)	1.7(2)	454.0±0.3	1.8±0.23	454.1±0.3	2.3±0.2	454.3±0.3	0.56±0.25	454.3±0.2	2.5	-	-
-	-	496.9(6)	0.31(6)	-	-	496.7±0.7	0.15±0.03	-	-	496.9±0.5	0.2	-	-
500.6±0.3	1.21±0.3	-	-	500.6±0.5	0.15±0.03	-	-	-	-	-	-	-	-
551.2±0.2	3.05±0.3	551.2(1)	2.7(2)	551.2±0.5	2.1±0.3	551.2±0.3	2.5±0.3	551.4±0.4	0.65±0.15	551.3±0.2	2.6	551.3±0.8	1.5±0.5
558.1±0.15	10.99±0.5	558.05(7)	9.9(7)	558.0±0.3	8.7±0.95	558.5±0.3	9.6±0.9	558.1±0.2	2.6±0.30	558.1±0.1	9.8	557.8±0.5	6.2±0.8
554.2±0.3	0.824±0.5	-	-	564.4±0.5	0.35±0.04	-	-	-	-	-	-	-	-
602.6±0.1	30.52±2.0	602.49(9)	35(2)	602.3±0.5	28.1±2.0	602.4±0.2	34±3.0	602.5±0.1	8.5±0.50	602.5±0.1	34	602.4±0.5	21.5±2.0
609.4±0.21	7.33±0.5	-	-	609.2±0.4	0.6±0.15	-	-	609.5±0.5	0.15±0.07	-	-	-	-
636.3±0.1	42.59±0.2	636.25(9)	42(3)	636.5±0.4	32.5±0.30	636.3±0.3	41±3.8	636.3±0.1	10.6±0.5	636.4±0.2	41	636.1±0.5	27±3
647.3±0.1	100±5	647.21(7)	100	646.4±0.10	81.2±8.0	647.3±0.2	100	647.3±0.1	36±2	647.3±0.1	100	647.3±0.6	65±5
701.8±0.15	14.198±1	701.8(1)	13.5(18)	701.9±0.3	11.2±0.12	702.0±0.3	14.7±1.2	701.9±0.2	3.3±0.3	702±0.2	15	701.8±0.8	9.2±1.0
707.7±0.2	5.34±0.50	706.9(1)	6.3(9)	707.1±0.2	5.8±0.6	707.1±0.4	7.1±0.7	707±0.2	1.7±0.2	706.9±0.3	6.9	707.3±0.8	4.5±0.5
724.4±0.3	1.05±0.30	724.1(3)	0.4(4)	724.6±0.2	0.8±0.2	724.4±0.5	1.1±0.1	724.4±0.3	0.2±0.05	724.6±0.3	1.2	-	-
736.5±0.25	7.48±0.5	736.6(1)	6.8(9)	736.7±0.2	6.1±0.7	736.8±0.3	7.7±0.7	736.7±0.2	1.8±0.2	736.7±0.2	7.8	736.7±0.7	5±0.6
778.2±0.3	4.02±0.4	778.3(3)	7.3(25)	778.2±0.2	4.7±0.6	778.4±0.7	4±0.40	778.3±0.5	1.6±0.5	778.3±0.5	4	-	-
781.4±0.1	42.75±2	781.3(1)	48(3)	782.1±0.4	40±3.5	781.5±0.3	50±4.0	781.4±0.2	11.7±1.2	781.4±0.2	49	781.8±0.7	33±3
787.6±0.3	0.79±0.5	-	-	790.2±0.5	0.07±0.004	-	-	-	-	-	-	-	-
822.9±0.3	0.79±0.5	822.8(2)	0.77(11)	823.1±0.2	1.2±0.3	822.7±0.5	0.5±0.1	822.9±0.4	0.2±0.03	822.9±0.3	0.8	-	-
862.6±0.3	0.44±0.04	862.5(3)	0.66(11)	862.9±0.1	0.4±0.15	863±0.7	0.3±0.1	862.5±0.4	0.14±0.03	862.8±0.5	0.6	863	<0.5
870.2±0.3	0.168±0.02	868.7(5)	0.21(6)	-	-	-	-	868.8±1.0	0.04±0.02	-	-	-	-
911.1±0.25	2.75±0.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
966.1±0.3	0.43±0.04	966.2(5)	0.25(4)	966.2±0.3	0.3±0.1	966.4±0.7	<0.1	-	-	966.3±0.5	0.1	-	-
1010.5±0.3	0.38±0.03	1010.8(6)	0.11(4)	1010±0.3	0.2±0.066	1010.6±0.	<0.1	-	-	1010.5±0.5	0.1	-	-
1095.8±0.2	7.02±0.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

* This line comes from the decay of the metastable state of ^{109}Pd , with $T_{1/2} = 4.7$ m and not from ^{109}Ag .

$$\alpha(x) = \frac{I_e(x)}{I_\gamma(x)} \alpha_K(\text{standard}) \frac{I_\gamma(\text{standard})}{I_e(\text{standard})},$$

where $\alpha_K(\text{standard})$ is the K-conversion coefficient of the 602.6 keV gamma transition, $I_\gamma(\text{standard})$ and $I_e(\text{standard})$ are gamma and K-electron intensities of the 602.6 keV transition, respectively, $\alpha(x)$, $I_e(x)$ and $I_\gamma(x)$ are the internal conversion coefficient, the conversion electron and gamma intensity of the transition under study. The experimental and theoretical ICC are shown in table 2 along with the proposed level disintegration and assumed multipolarities.

Table 2. Relative internal conversion coefficients

Transition energy $E_\gamma(\text{keV})$	Electron intensity I_{eK} [2]	Theoretical conversion coefficients α_K [15]	Experimental $\alpha_K \pm \Delta\alpha_K$	Multipolarity
88.04	14100±1600	11.51 [E3]	9.83±0.619	E3
103.73	0.95 ±0.15	0.3297 [M1] 0.9745 [E2]	0.330±0.007	M1 + 1 % E2
134.08	0.91 ±0.13	0.1614 [M1] 4.4083 [E2]	0.135±0.008	M1
145.20	0.53 ±0.09	0.1302 [M1] 0.3122 [E2]	0.113±0.09	M1
309.50	0.075±0.014	0.00591 [E1]	0.00309±0.0003	E1
311.47	1.97 ±0.28	0.01730 [M1]	0.0136±0.0012	M1
412.05	0.078±0.011	0.00281 [E1]	0.00272±0.0001	E1
415.20	0.51 ±0.07	0.00947 [E2]	0.0089±0.0036	E2
424.00	0.013±0.002	0.00263 [E1]	0.0024±0.00007	E1
447.02	0.026±0.004	0.00697 [M1] 0.00751 [E2]	0.0072±0.0003	E2 + 5 % M1
558.1	0.013±0.004	0.00137 [E1]	0.001±0.0003	E1
602.6	0.12 ±0.02	0.00329 [E2]	0.0033±0.00033	E2
636.3	0.12 ±0.03	0.00285 [E2]	0.0024±0.0005	E2
647.5	0.31 ±0.05	0.00289 [M1]	0.0026±0.0003	M1
701.8	0.038±0.009	0.00272 [E2] 0.00239 [M1] 0.00219 [E2]	0.0022±0.00033	M1
707.7	0.016±0.005	0.00236 [M1] 0.00215 [E2]	0.0025±0.0005	M1
736.5	0.016±0.005	0.00193 [E2] 0.00215 [M1]	0.0018±0.0004	E2
778.3	0.0082±0.0025	0.00189 [M1] 0.00168 [E2] 0.000659 [E1]	0.0017±0.0003	M1

4. Decay scheme and discussion

The proposed decay scheme of ^{109}Pd is shown in figure 2. The scheme is based on accurate transition energies.

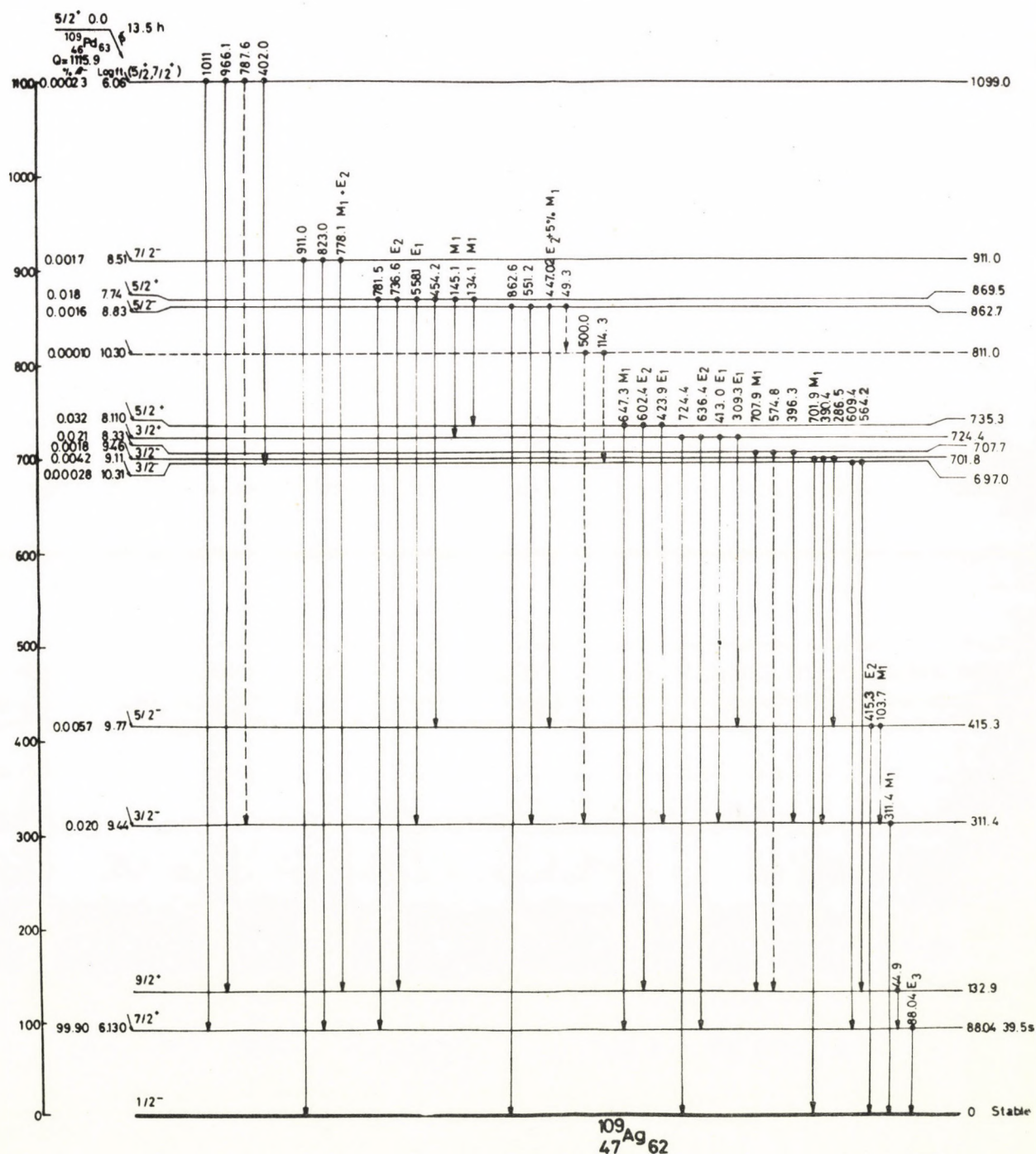


Fig. 2. The proposed level scheme of ^{109}Ag excited in the decay of ^{109}Pd .

All the levels had been identified in ^{109}Ag previously, as is reported by Procházka *et al.* [2], together with the 697 and 811 keV levels introduced by El-Bedewi *et al.* [3]. The two weak gamma transitions of 114.3 and 500.6 keV populating the 697 keV and 311.4 keV levels and also the 564.2 keV and 609.4 keV transitions populating 132.9 keV and 88.04 keV levels, respectively, are confirmed in these investigations. The 609.4 keV transition previously reported as uncertain by Schick and Talbert [5] was not included in their decay scheme. The existence of the 811 keV level was also supported in these investigations by observing a new additional 49.3 keV gamma transition, which we suggest to be the deexcitation of the 862.7 keV state to the 811 keV one.

The excited state at 1099 keV with beta feeding reported by Berzins *et al.* [6] and confirmed by Bashandy [4] and Procházka *et al.* [2] on the basis of the gamma transitions 1010.8 keV and 966.2 keV populating the 88 and 133 keV levels in ^{109}Ag , is supported by observing the 787.6 and 402 keV transitions populating the 311.4 and 697 keV levels in agreement with El-Bedewi *et al.* [3].

The excited state at 912 keV reported by Berzins *et al.* [6] on the basis of the gamma transitions of 496.9 and 602 keV and the 496.9 keV transition itself given by Bashandy [4] and Procházka *et al.* [2] are not confirmed in these investigations, in agreement with Graeffe and Gordon [7], Schick and Talbert [5] and El-Bedewi *et al.* [3]. El-Bedewi *et al.* [3] reported that the 496.9 keV transition belongs to the ^{103}Pd decay. The 912 keV level known from the Coulomb excitation of ^{109}Ag was also reported by Robinson *et al.* [8].

The spins and parities of the ground state of ^{109}Pd and ^{109}Ag are known to be $5/2^+$ and $1/2^-$, respectively [12]. The conversion coefficients for the 88 keV transition indicate an E3 multipolarity and an assignment of $7/2^+$ for the 39.6 s $^{109\text{m}}\text{Ag}$ isomer [17]. Raman *et al.* [18] reported recently that the theoretical internal conversion coefficients, α_T and α_K , for the nuclear transitions of E3 and M4 multipolarity are systematically 2-3 % higher than the experimental ones. The spin and parity of the 132.7 keV level is apparently high, as the 44.9 keV transition from it with $\alpha_T = 9.5 \pm 2.4$ [6] populates only the $7/2^+$ isomer and not the $1/2^-$ ground state, and it is not fed by transitions from the $3/2^-$ and $5/2^-$ levels just above it [12]. It is, therefore, undoubtedly the $9/2^+$ level, whose main constituent is the $g_{9/2}$ single-particle state expected at low energy. This assignment is consistent with the apparent absence of beta decay to the 132.7 keV state from the $5/2^+$ ^{109}Pd parent [12].

There are five negative parity states observed in the decay of ^{109}Pd at 311.4 keV, $1\pi = 3/2^-$, 415.3 keV $5/2^-$, 701.8 keV $3/2^-$, 862.7 keV $5/2^-$ and 911.0 keV $7/2^-$, all of them being populated by beta decay [12]. The 311.4 keV $3/2^-$ and 415.3 keV $5/2^-$ levels decay with 311.40 and 415.30 keV transitions to the $1/2^-$ ground state with multipolarities M1 and E2, respectively. The 103.73 keV transition between the 415.3 keV and 311.4 keV levels can be assigned M1 (see table 2). The properties of the 311.4 keV $3/2^-$ and 415.3 keV $5/2^-$ levels (separated only by

~ 100 keV), seem consistent with the idea that these levels result from the coupling of the $p_{1/2}$ single-quasiparticle with a 2^+ core excitation as suggested by de-Shalit [19]. Since the centre of gravity of this doublet lies below the energy of either of the 2^+ states in the adjacent doubly even nuclei, it is reasonable to expect that the position of the multiplet of states due to particle-two-phonon coupling will be correspondingly lowered.

The decay of the 701.8 keV level with 701.8 keV energy to the $1/2^-$ ground state has a pure M1 multipolarity (table 2), in agreement with the assignment $3/2^-$ for the 701.8 keV level. The 862.6 keV level decays with a 447.02 (M1+E2) keV transition to the 415.3 keV $5/2^-$ level, in agreement with the $5/2^-$ assignment for the 862.6 keV level. Robinson *et al.* [20] have indicated that the 701.8 and 862.6 keV levels arise from the coupling of the $p_{1/2}$ quasiparticle to the second 2^+ core excitation and the 1099 keV level from coupling to the 4^+ two-phonon state. The decay mode of the 1099 keV level and the relatively low log ft value, 6.9 [12], for the beta group feeding this level suggest that the associated spin-parity is either $5/2^+$ or $7/2^+$. These interpretations are supported by the inelastic scattering studies of ^{107}Ag by Ford *et al.* [21].

The 707.7 keV level decays with a 707.7 keV transition to the $1/2^-$ ground state, which is a pure M1 transition (table 2). We assign $3/2^-$ to the 707.7 keV level, in agreement with Procházka *et al.* [2] and Schick and Talbert [5], instead of ($3/2^+$, $5/2^+$) and ($1/2$, $3/2^+$) by El-Bedewi *et al.* [3] and Bashandy [4]. This level has not been reported by Graeffe and Gordon [7].

The levels at 707.7, 724.4, 735.3 and 869.5 keV are not populated in the Coulomb excitation of the $1/2^-$ ground state [8,9]. The 724.4 keV level decays with E1 transition to the $5/2^-$ level at 415.3 keV, with E1 transition to the $3/2^-$ level at 311.4 keV, with E2 transition to the $7/2^+$ level at 88.04 keV and to the $1/2^-$ ground state. The conversion coefficient data suggest a $3/2^+$ assignment for the 724.4 keV level in agreement with Procházka *et al.* [2] and Bashandy [4]. The 735.3 keV level decays with a 423.9 keV transition to the $3/2^-$ 311.4 keV state, and a 602.4 keV gamma transition to the $9/2^+$ 132.9 keV state. The conversion coefficient data (table 2) suggest $5/2^+$ for the 735.3 keV level. Also the 869.5 keV level has been assigned $5/2^+$ in agreement with refs. [2,3,4].

References

- [1] L. S. Kisslinger, Nucl. Phys. 78 (1966) 341
- [2] I. Procházka, T. I. Kraciková, V. Jahelková, Z. Hons, M. Flser and J. Jursik, Czech. J. Phys. B28 (1978) 134
- [3] F. El-Bedewi, Z. Miligy and H. Hanafi, Act. Phys. Hung. 38 (1975) 153
- [4] E. Bashandy, Z. Physik 236 (1970) 130
- [5] W. C. Schick, Jr. and W. L. Talbert, Jr., Nucl. Phys. A128 (1969) 353

- [6] G. Berzins, M. E. Bunker and J. W. Starner, Nucl. Phys. A114 (1968) 512
- [7] G. Graeffe and G. E. Gordon, Nucl. Phys. A107 (1967) 67
- [8] R. L. Robinson, F. K. McGowan, P. H. Stelson and W. T. Milner, Nucl. Phys. A150 (1970) 225
- [9] C. W. Cottrell, Nucl. Phys. A204 (1973) 161
- [10] J. L. C. Ford, Jr. *et al.*, Nucl. Phys. A142 (1970) 525
- [11] R. L. Auble, F. E. Bertrand, Y. A. Ellis and D. J. Horen, Phys. Rev. C8 (1973) 2308
- [12] Nuclear Data Sheets, 23 (1978) No. 2
- [13] M. A. Farouk, S. A. Said and A. M. Mousa, A.E.E. Report (1978)
- [14] M. R. El-Aasser, A. Abdel-Haliem, M. Migahed, F. Asfour, Z. Awwad and N. A. Mansour, to be published as int. report of A.E.E., Egypt
- [15] R. S. Hager, and E. C. Seltzer, Internal conversion coefficients (Academic Press, New York, 1973)
- [16] S. Jha, M. Friedman, B. Patniak and J. L. Power, Internal Conversion Process, ed. J. H. Hamilton (Academic Press, New York, 1966)
- [17] S. K. Sen and I. O. Durosini-Etti, Phys. Lett. 18 (1965) 144
- [18] S. Raman, T. A. Walkiewicz, R. Gunnink and B. Martin Phys. Rev. C7 (1973) 2531
- [19] A. De-Shalit, Phys. Rev. 122 (1961) 1530
- [20] R. L. Robinson, P. H. Stelson, F. K. McGowan and W. T. Milner, Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 528
- [21] J. L. C. Ford *et al.*, Phys. Rev. 158 (1967) 1194

Referee: T. Fényes

HIGH RESOLUTION Si(Li) X-RAY SPECTROMETER WITH HIGH THROUGHPUT RATE

J. BACSÓ, G. KALINKA, ZS. KERTÉSZ, P. KOVÁCS AND T. LAKATOS

ATOMKI, H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

This paper presents the description of a modern Si(Li) X-ray spectrometer developed in ATOMKI. The Si(Li) detectors are single-grooved with active area of 20-50 mm². The Be window is coated with a special protective layer against corrosion. A small getter-ion pump maintains the high vacuum in the cryostat chamber. The preamplifier employs pulsed drain feedback, in the first stage selected, teflon encapsulated field effect transistors are used. The analogue signal processor is direct coupled and employs time variant pulse shaping. This construction provides high resolution (150-170 eV), high throughput rate, excellent stability, effective pile-up elimination, accurate live-time correction and simplicity in the applications. The live-time correction is performed by a random pulse generator, its average frequency is stabilized and the corresponding peak appears at zero energy in the spectra.

NAGY ENERGIAFELBONTÓ KÉPESSÉGŰ Si(Li) RÖNTGENSPEKTROMÉTER MAGAS KIMENŐ/BEMENŐ SZÁMLÁLÁSI SEBESSÉG ARÁNNYAL. A jelen közlemény egy, az ATOMKI-ban kifejlesztett modern Si(Li) röntgenspektrométer típust ismertet. A spektrométerekben alkalmazott Si(Li) detektorok geometriája ún. egyszerű árkolt, érzékeny felületük 20-50 mm². A sugárzás belépő ablakául szolgáló Be fólia speciális korrózió elleni védelemmel van ellátva. A kriosztátban a vákuumot egy folyamatos üzemű iongetter szivattyu biztosítja.

Az előerősítő pulzált drain-visszacsatolása, bemenő fokozatában teflonba áttokozott térvezérlésű tranzistorok kerülnek alkalmazásra.

Az analóg jelfeldolgozó teljesen DC csatolása és időfüggő formálást alkalmaz. Ez a megoldás jó feloldást (150-170 eV), nagy kimeneti/bemeneti intenzitásarányt, nagy stabilitást, hatásos pile-up eliminálást és egyszerű kezelhetőséget eredményez. Élőidő-korrekciónak céljára egy átlagfrekvencia-stabilizált véletlen impulzusgenerátor szolgál, amely egyúttal a nulla energiát jelöli ki a spektrumban.

Si(Li) РЕНТГЕНОВСКИЙ СПЕКТРОМЕТР С ВЫСОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ РАЗРЕЩЕНИЕМ И ВЫСОКИМ ФАКТОРОМ ПРОПУСКАНИЯ ИМПУЛЬСОВ. В статье описывается современный Si(Li) рентгеновский спектрометр, разработанный в АТОМКИ. Детекторы использованные в этих спектрометрах, имеют геометрию "с канавкой" и чувствительную поверхность 20-50 мм². Входное бериллиевое окно покрыто специальной защитой против коррозии. Малогабаритный геттерно-ионный насос обеспечивает высокий вакуум в криостате. Предусилитель имеет импульсную стоковую обратную связь. В первом охлажденном каскаде предусилителя работает отборный полевой транзистор, перемонтированный в тефлонный диэлектрик. В аналоговом процессоре сигналов используется гальваническая связь и время-зависящее формирование импульсов. Эта конструкция приводит к хорошему энергетическому разрешению (150-170 эВ), большому отношению выходного/входного счета импульсов, высокой стабильности, эффективному блокированию наложения и простому использованию прибора. Генератор случайных импульсов с высокой стабильностью среднего значения частоты служит для коррекции мертвого времени и определения нулевой энергии в спектре.

1. Introduction

Energy dispersive X-ray spectrometry (EDXRS) is one of the nuclear analytical methods most quickly developing during the past decade. As regards the applications it emerged from research laboratories and attained the popularity level of the most common practical analytical methods. It has become well appreciated in prospecting for raw materials, in the inspection and control of ore processing and in quality control in metallurgy. It is applied in the different branches of light industry, from the photochemical to food industry and even in modern agriculture. It has been successfully applied in interdisciplinary investigations (biomedical, environmental, archeological, space-related, etc.) [1,2,3].

The widespread use of XRS has been made possible by its advantageous features: it is quick, nondestructive, multi-elemental, covering a wide range of concentrations. Simultaneously with its spreading the requirements for capabilities became more and more strict. Up to date EDXRS can be considered as a direct results of the continuous development stimulated by the effort to meet better the demands of the users. The most important characteristics of a high performance spectrometer are as follows: high peak to background ratio (low detection limit), high resolution (high selectivity), long-term stability (reliability), high input and throughput rate capability (short measurement time). These requirements can be satisfied only at an advanced level of research, development and technology. That is the reason why good spectrometers are produced only by few outstanding firms.

The aim of the present paper is to outline the constructional, electronic and spectrometric features of a new type of Si(Li) X-ray spectrometer developed in the Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences (ATOMKI). The spectrometer consists of two parts: NZ-860 measuring head, i.e. Si(Li) detector plus preamplifier and the NZ-870 signal processor.

2. NZ-860 measuring head - the Si(Li) detector and the preamplifier

2.1. The cryostat

An otherwise good Si(Li) X-ray detector (~ 110 eV intrinsic resolution, $\sim 10^{-14}$ A reverse current, 1-2 pF capacity) can perform the expected good resolution only under appropriate circumstances (high vacuum, optimum temperature, completely dark enclosure, low noise electronics). High resolution and other requirements, such as high throughput rate, stability are dependent on pulse processing too.

The cryostat chamber (Fig. 1) is made of stainless steel, on which every joint is either welded or metal sealed (exception is the Be window). This permits of maintaining $\sim 10^{-5}$ Pa ($\sim 10^{-7}$ torr) pressure with a continuously working 1 l/s titanium getter ion pump. The ion pump and the detector high voltage power supplies and the signal processor together form a complete unit.

An oxygen free high conductivity (OFHC) copper cold finger ensures the cooling of the detector close to liquid nitrogen temperature and that of the preamplifier input stage close to its optimum temperature. The heat resistance and heat capacity of the cold finger and a ceramic insulator disc is so low, that the detector reaches its steady state temperature in about 15-20 minutes from the beginning of the cooling.

The cold finger is connected to the cryostat chamber through a thin walled (0.3 mm), 270 mm long stainless tube, which constitute a thermal bridge between the cold finger (maintained at 77 K) and the room temperature cryostat chamber. The cold finger with a mass M and the flexible tube with a length L form a system which is liable to forced oscillations due to external vibrations eg. bubbling of liquid nitrogen. With proper design this microphonic effect can be minimized.

The radiation to be detected impinges the detector passing the Be window. Since the minimum X-ray energy which can be detected is dependent on the window thickness, it is aimed at choosing a window thickness as thin as possible, without losing its light and vacuum tightness. On the top of the cryostat cap the Be window is bound with plastic adhesive also ensuring light and vacuum tightness.

Regarding the mechanical or chemical resistance, the most critical part of the cryostat is the 20-25 μ m thick Be window. Its implosion or corrosion can cause vacuum breakdown and the deterioration of detector, of field effect transistor (FET) and

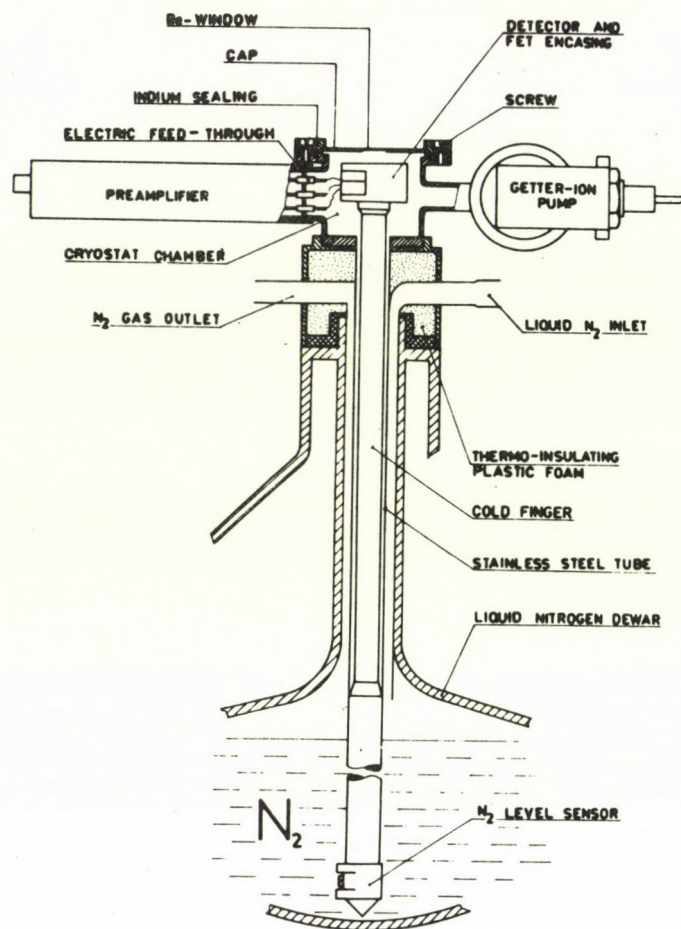


Fig. 1. Schematic drawing of the cryostat.

even that of the ion pump. Therefore a special plastic foil protection is used against chemical corrosion [4], consequently the lifetime of the window is limited by occasional violent handling only.

A seven pinned electrical feed-through establishes the connection between the preamplifier and its cooled first stage located inside the cryostat. In our experience dark blue or green glass sealed feed-throughs proved to be the best, because they are practically, light-tight. Since ceramic feed-throughs are opaque to the light, they must be carefully shielded, otherwise the photocurrent flowing in the detector causes a degradation in the resolution during the time of illumination and can even bring about a permanent deterioration (decreased efficiency, increased background) due to light produced surface states [5]..

The wires connecting the cooled first stage of the preamplifier to the feed-through must be short and rigid to minimize microphony, and in addition, they must have low thermal

conductivity to avoid cooling of the feed-through and consequent freezing of moisture on it.

The Si(Li) detector and the first stage of the preamplifier are mounted on the top of the cold finger, electrically insulated from it by a thin ceramic disc. The construction makes it possible to attain 85-87 K at the place of the detector and ~ 120 K at the place of the FET. Since the heat resistivity between the FET and the base plate is $\sim 150^\circ\text{C/W}$, a moderate dissipation on the FET can drift its temperature close to the optimum regarding the noises. The whole mounting is surrounded by a polished, highly reflecting Al screening cylinder maintained at detector potential, to minimize heat losses and microphony as well.

2.2. The Si(Li) detector

The Si(Li) detectors are fabricated from p-type, boron doped, $\langle 111 \rangle$ oriented Si wafers. The base materials have a resistivity of 1-4 k Ωcm , are preferably dislocation free with a small number of swirl type defects, and have a photoconductivity decay (PCD) lifetime of 1-4 ms.

After Li drift compensation the net ionized impurity concentration is about $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$. In an accomplished detector under working circumstances (~ 85 K, $\sim 2000 \text{ V cm}^{-1}$ electric field, total darkness) the charge carrier losses are determined mainly by electrons, whose trapping time is $\tau_e^+ \sim 1-5 \mu\text{s}$, while that for holes is $\tau_h^+ \sim 5-100 \mu\text{s}$, the latter being usually much more greater than the former [6].

The geometry of our detectors is "single grooved", with thickness of 4-5 mm and sensitive area of 20-50 mm². A ~ 20 nm thick vacuum evaporated gold layer serves as a front contact. The measured dead layer thickness $\sim 0.25 \mu\text{m}$ is close to the one reported by Llacer et al. [7].

There is no kind of surface passivation. The final etching is done in 3:1 HNO₃-HF mixture, followed by quenching and rinsing in deionized water ($\geq 15 \text{ M}\Omega\text{cm}$). Surfaces treated by this procedure are sufficiently stable, giving acceptable low noise and the leakage currents are in the order of 10^{-14} A at 500-1000 V and 85 K. Surface noise can be characterised by 35-70 eV pF⁻¹ as a function of the detector capacity for the given signal processing (pulse shaping) and are largely independent of the peaking time as they are mainly 1/f type noises [8]. Since surface states contribute to the capacity by some 0.6 pF, totally depleted detectors have typical values of ~ 1.1 and 2.2 pF for 20 and 50 mm² respectively [8].

The detector is held in its place by a thin flexible teflon sheet, which compresses a small tin-lead solder dot as a rear contact to the chemically etched and Ga-In eutectic wetted Li diffused n⁺ side of the detector.

Noises from series detector resistance can be neglected since the total series resistance of a totally depleted detector including the front and rear contacts is less than 200 Ω [8].

The detector holder is made of very pure aluminium, which confines the X-radiation to the central, "high quality" part of the detector, eliminating the nondesirable edge effects as e.g. peak distortion. Due to this collimation the background can be reduced to a great extent (the 4 mm thick Al is effective up to ~ 30 keV), and the stability of photopeak efficiency is improved.

As it has been mentioned the charge loss in the detector stems predominantly from electrons. Thus the resolving capability of the detectors can be well characterised by the low energy ^{55}Fe source, which causes surface ionization and therefore results in electron traversal. As a figure of merit the quantity $\alpha = d(\Delta)/d(U_d^{-1})$ is used, where U_d is the detector bias, Δ is the intrinsic resolution for 5.9 keV, quadratically subtracting pulser line width from the total resolution. For "good" detectors α is largely independent of U_d and is equal to about 1000-5000 V.eV [6].

2.3. The charge sensitive preamplifier

For the sake of low noise level in the NV-809 preamplifier only capacitive (charge sensitive) feedback is used [9]. The omission of the feedback resistor brings about the elimination of the source of considerable noises: thermal noise, excess $1/f$ and f type noises, extra capacitance and contribution to microphony.

In the cooled first stage of the preamplifier 2N4416 FETs are applied. In order to reduce the effect of the noisy borosilicate glass header, the chips are mounted on low dielectric loss teflon blocks. The yield, which is mainly determined by generation-recombination noise "bumps" [10,11,8] originating from gate channel junction [12], for high performance spectrometry is about 50 % for commercial Texas Instruments 2N4416 FETs.

The feedback capacitor is mounted together with the FET chip into a common teflon block, i.e. it has a teflon dielectric and has a capacity of ~ 0.05 pF.

With the careful optimization of drain current and drain to source voltage the noise contribution of the FET and feedback capacitor (without detector current and surface noises) is about 50-70 eV.

When an X-ray photon is absorbed in the detector a voltage step appears at the output of the preamplifier. It remains more or less constant until the next photon arrives. The successively detected events produce a step-like increase at the output to a certain level, when a square pulse of suitable amplitude given to the drain increases the gate-drain leakage current by several order of magnitude [13,14]. This compensates the charges accumulated on the feedback capacitor and restores the preamplifier output back to a starting level. Another, so-called pulsed drain-feedback technique is known from the literature [15]. On increasing the input rate the frequency of restoring pulses also increases proportionally, thus the preamplifier cannot be overloaded. During the time of restoration

the preamplifier cannot handle a next event. The resulting dead time is not more than 0.2 % at 50 kpps for the 5.9 keV radiation of ^{55}Fe isotope. The input count rate capability of the preamplifier is more than 200 kpps for the same source.

The high open loop gain ($>10^5$) ensures proper charge sensitivity and good stability. To ensure that the noise contribution of further amplifying stages should be negligible, a high charge to voltage conversion gain can be used.

3. The NZ-870 analogue signal processor [26]

3.1. General considerations

A great variety of pulse processing systems are known at present [16,17,18]. Among these the semi-Gaussian time invariant pulse shaping has become the most widespread although the time variant shaping provides better energy resolution at the same output/input=throughput rate [19]. The popularity of the semi-Gaussian shaping can be explained by the fact that time variant filters rarely have the required stability and flexibility and they can be improved only at the expense of the constructional simplicity. Changing of pulse shaping time constant (optimization of energy resolution) often poses technical problems [20]. In addition, it must be mentioned that the only time variant system produced in small scale at Harwell (Type 8840) can process the output signals of a special type of preamplifier only.

In the construction of the signal processor presented in this paper (Type NZ-870) [9] the most important points to be considered were as follows:

- a) providing good energy resolution in a wide range of input count rate
- b) high throughput rate
- c) effective pile-up elimination
- d) exact live-time correction
- e) good temperature and long-term stability
- f) easy to use operation.

Table 1. Comparison of different signal processing methods

TYPE OF SIGNAL PROCESSOR	RELATIVE N/S RATIO	DEAD TIME (TYPICAL)	RISE-TIME DEPENDENCE	STABILITY
SEMI - GAUSSIAN	1.16	5 T_p	medium	high
ACTIVE INTEGRATION [19, 20, 25,]	1.02	3 T_p	high	low
ATOMKI NZ-870	1.07	3 T_p	low	high

In Table 1. the basic characteristics of the NZ-870 signal processor are summarized and compared with those of semi-Gaussian and the time variant processing methods mentioned above [19,20,25].

In the NZ-870 analogue pulse processor amplification, pulse shaping, base-line stabilization (restoration), pulse recognition, pile-up elimination and live-time correction are realized in close integrity, which makes it compact in construction and easy to handle.

3.2. Principle of the operation of the signal processor

a) Pulse shaping

Pulse shaping is realized with a filter, parameters of which are steadily varying with time. This solution provides good energy resolution and high throughput rate (Fig. 2. and 3.).

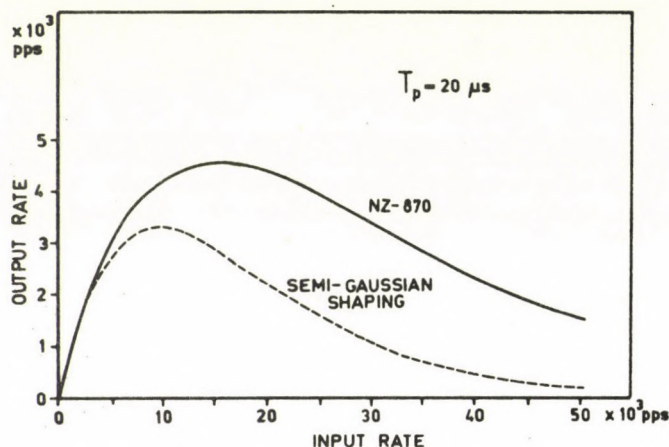


Fig. 2. Output count rate as a function of input count rate for time invariant (semi-Gaussian) and time variant (NZ-870) pulse shaping at the same peaking time.

More over, it is very advantageous, that it exhibits much smaller ballistic deficit, than other systems known at present, and the pulse shaping time constant can be varied continuously over a wide range (peaking time, $T_p = 5 - 50 \mu s$) without any change in amplification.

b) Base-line stabilization

The most important requirement for good base-line stabilization is the direct coupling [20]. Therefore in the NZ-870 signal processor direct coupling is used and base line fluctuation and shift are eliminated (see Fig. 3) by a switched active restorer. The degree of low frequency rejection can be continuously adjusted.

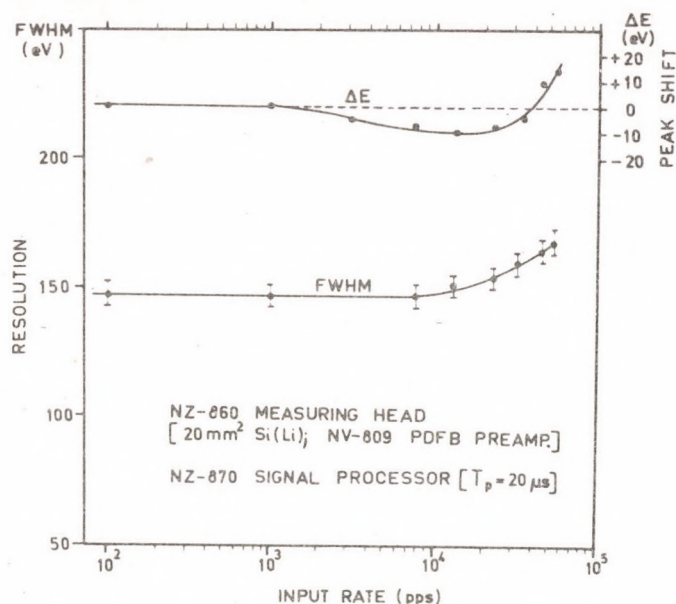


Fig. 3. Energy resolution and peak shift as a function of input count rate for the 5.9 keV line of ^{55}Fe .

c) Pulse recognition and pile-up elimination

A common imperfection of the pulse recognition circuits of the systems used for processing signals from semiconductor detectors is that low detection limit and short pile-up resolving time cannot be set simultaneously. Another problem for precise measurements (live-time correction) is that the pile-up resolving time is a function of pulse amplitude.

The time variant pulse recognition circuit employed in the NZ-870 processor allows simultaneous adjustment of low detection threshold and pile-up resolving time independent of pulse amplitude. The threshold is set automatically to the optimum, depending on gain setting and input noise level, therefore problems originating from improper setting of controls are eliminated.

Another advantage of the recent pulse recognition circuit is the rejection of slow rising pulses e.g. pulses of diffusion "collected" charges from inactive regions of detectors. This pulse shape discrimination feature, combined with the low (~ 600 ns) pile-up resolving time results in tail-free peaks, very low spectral background, thus improving the detection limit significantly.

d) Live-time correction

Live time correction methods extending the measurement time [21,22] do not give acceptable results if the input rate is high, or not constant, or the pile-up resolving time of the pulse recognition circuit depends on the pulse amplitude, or there are too much unrecognised pulses.

In the NZ-870 processor a random pulse generator is used, which provides random logical pulses with Poisson distribution

and with a high average rate stability [23]. For generating random pulses a method developed formerly in ATOMKI [24] is applied, the average frequency is stabilized by a crystal oscillator. A reference line corresponding to the random generator pulses appears exactly at zero energy in the spectrum (this is performed by shifting the whole spectrum inside the processor). The zero peak can be used not only for exact live-time correction but for energy calibration, spectrum stabilization and for the determination of the electronic noise line width as well.

4. System performance

4.1. Resolution and count rate capability

In Figures 4a. and 4b., ^{55}Fe spectra are shown taken with Si(Li) detectors with 20 mm² active area and ~ 4 mm thickness. The resolutions are in both cases 155 eV, whereas the electronic noise line widths (measured by the zero reference peak) are 84 and 110 eV, the corresponding intrinsic resolutions of the detectors are 130 and 110 eV, and the FWTM/FWHM ratios are 1.90 and 1.84 respectively.

It should be noted, that for 50 mm² detectors 160-170 eV has been obtained at low count rates.

The energy resolution and peak shift for the 5.9 keV line of ^{55}Fe are shown in Fig. 3. for another 20 mm² detector system as a function of input count rate at $T_p=20\mu\text{s}$ peaking time used. At 50 kpps the line width increases to 168 eV, while the peak shift remains within ± 10 eV.

Fig. 2. shows the unpile-up pulse processor output rate versus input rate. For comparison a similar curve for semi-Gaussian shaping is shown. It is accepted to characterise different designs of pulse shapings by the product [maximum output rate (kpps) $\times$ peaking time (μs)], which takes values for a semi-Gaussian shaping ~ 65 , while for our processor ~ 90 .

4.2. Spectral background

For the examination of background properties of Si(Li) detectors or spectrometers we use X- and low energy γ -ray sources, e.g. ^{55}Fe , ^{125}I , ^{241}Am , ^{57}Co . The background is characterized by the ratio (background intensity/photoppeak intensity). The background intensity is the number of counts, in a 1 keV width portion taken from an appropriately selected "smooth" region before the photoppeak.

Especially at higher energies, this ratio strongly depends on the pulse shape discrimination and because of ballistic deficit the background is also influenced by the type of pulse shaping. Typical (background/photoppeak) values are shown in Table 2. for different photon sources, using for the measurements semi-Gaussian shaping and our time variant NZ-870 processor respectively, at $T_p=20\mu\text{s}$.

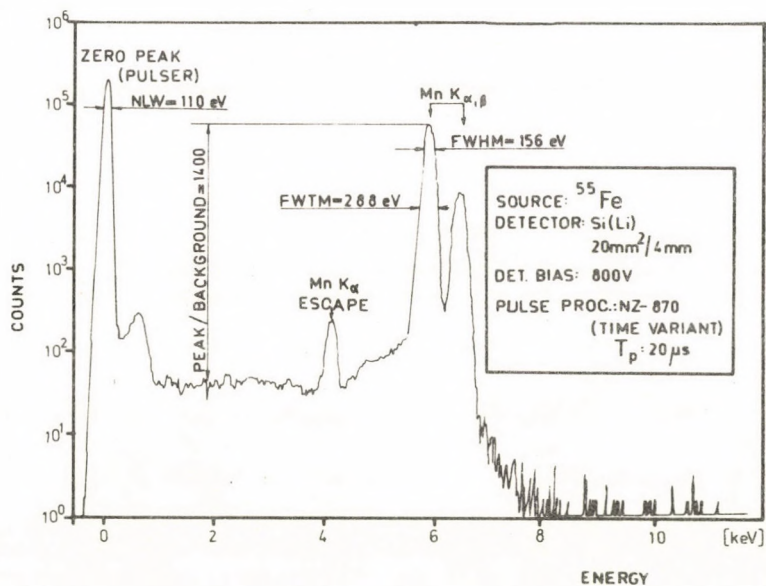
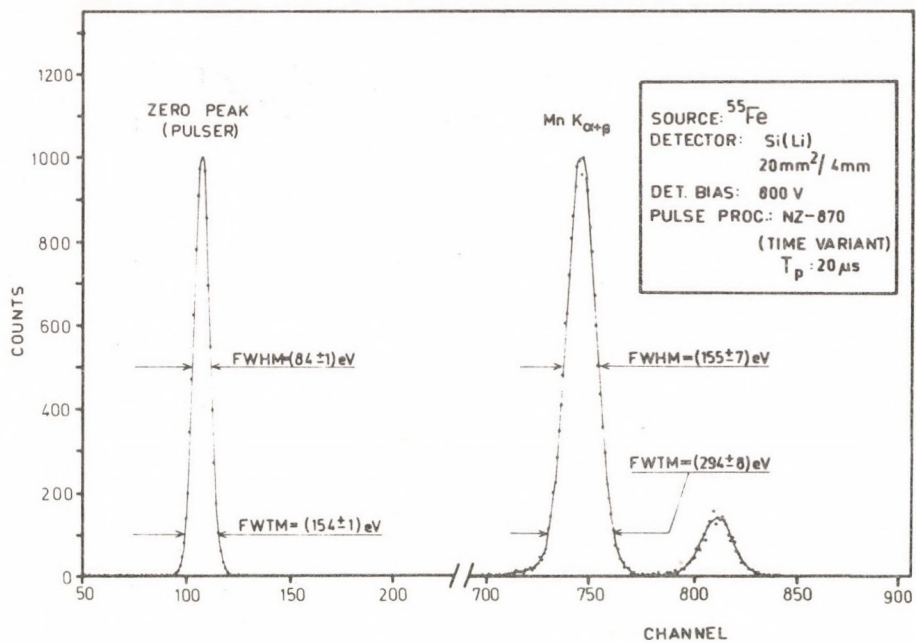


Fig. 4. ^{55}Fe spectra taken with 20 mm² Si(Li) detectors, NV-809 pulsed drain feedback preamplifier and NZ-870 signal processor.

Table 2. The effect of signal recognition circuit of the NZ-870 signal processor on the relative background intensities in case of different photon sources

SOURCE	RANGE OF BACKGROUND MEASUREMENT	BACKGROUND INTENSITY (1keV) PHOTOPEAK INTENSITY	
		SEMI-GAUSSIAN WITHOUT PSD.	NZ-870
Fe-55	2 - 4	$3,5 \times 10^{-3}$	$3,5 \times 10^{-3}$
I-125	10 - 20	$(1 \div 3) \times 10^{-3}$	$(3 \div 10) \times 10^{-4}$
Am-241	35 - 40	$(1 \div 3) \times 10^{-3}$	$(2 \div 5) \times 10^{-4}$

The background reduction achieved at higher energies is well illustrated in Figure 5., where an ^{241}Am point source ("Amersham") spectrum taken with an NZ-860+NZ-870 system is shown. In the figure the regions are indicated where the background (B-region) and photopeak counts (P-region) are integrated respectively. It must be noted that Compton scattering is included in the photopeak, since it contributes to the background as well.

The $\text{SnK}_{\alpha,\beta}$ characteristic X-ray lines appearing in the spectrum originate from the detector rear contact, which are excited by the 60 keV γ -rays collimated to the centre of the detector.

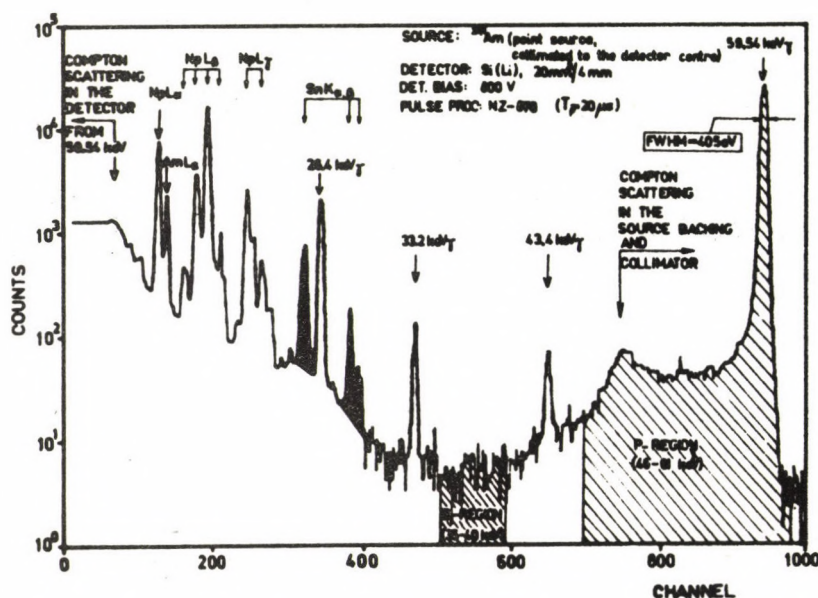


Fig. 5. Spectrum of ^{241}Am point source ("Amersham") taken with NZ-860 measuring head and NZ-870 signal processor.

4.3. Stability

During a 150 hours measurement the peak centroid shift of the 5.9 keV line of ^{55}Fe is merely 2.5 eV. This figure, of course, includes the instability of the ICA-70 4096 channel analyser on which the measurement was carried out, and corresponds to a complete system stability of 4×10^{-4} /150 hours. The temperature of the measurement room was not stabilized for the time of experiment, the fluctuation was estimated as $\sim 5^\circ\text{C}$.

References

- [1] Н. Ф. Лосев, А. Н. Смагунова, А. Г. Ревенко, Г. В. Павлинский, С. А. Тарасенко, О. Ф. Розова, Ю. И. Величко, Заводская Лаборатория 43 (1977) 160
- [2] W. C. Campbell, Analyst 104 (1979) 177
- [3] X-ray Spectrometry, eds. H. K. Herglotz, L. S. Birks, Marcel Dekker Inc., New York, 1978
- [4] J. Bacsó, A. Pázsit: Cryostat with thin Be entrance window for measurement of X- and soft γ -rays, and procedure for its fabrication, Hungarian Patent, NSZ O G 01 T 1/24; G 01 T 1/36.
- [5] In preparation
- [6] G. Kalinka, ATOMKI Közl. 21 (1979) 291
- [7] J. Llacer, E. E. Haller, R. C. Cordi, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24 No. 1. (1977) 53
- [8] G. Kalinka, Ph. D. Thesis, 1980 (Investigation of noise parameters of Si(Li) X-ray spectrometers and improvement of the energy resolution)
- [9] T. Lakatos, Proceeding of the Xth International Symposium on Nuclear Electronics, 10-16 April, 1980. Dresden (GDR) Vol. 1. p.204.
- [10] J. Llacer, D. F. Meier, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24 No. 1. (1977) 317
- [11] F. S. Goulding, Nucl. Instr. Meth. 142 (1977) 213
- [12] K. Kandish, F. B. Whiting, Solid State Electronics 21 (1978) 1079
- [13] F. S. Goulding, J. T. Walton, D. F. Malone, Nucl. Instr. Meth. 71 (1969) 273
- [14] E. Elad, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 No. 1 (1972) 403
- [15] C. Bussolatti, P. F. Manfredi, D. Marioli, R. Krasowski, Nucl. Instr. Meth. 156 (1978) 553
- [16] E. Fairstein, J. Hahn, Nucleonics 23 No. 7 (1965) 56; 23 No. 9. (1965) 81; 23 No. 11 (1965) 50; 24 No. 1. (1966) 54; 24 No. 3 (1966) 68
- [17] V. Radeka, N. Karlovac, in Semiconductor Nuclear Particle Detectors and Circuits, eds. W. L. Brown, W. A. Higginbotham, G. L. Miller, R. L. Chase (Nat. Acad. Sci., Washington, D. C. 1969), p.553

- [18] F. S. Goulding, Nucl. Instr. Meth. 100 (1972) 493
- [19] K. Kandiah, AERE Report R 5019 (1965)
- [20] K. Kandiah, A. J. Smith, G. White, Proceeding of the
2nd Ispra Nuclear Electronics Symposium, Stresa (Italy),
May 20-23, 1975, p. 153
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22 No. 5 (1975) 2058
- [21] I. Bartosek, I. Masek, F. Adams, J. Hoste, Nucl. Instr.
Meth. 104 (1972) 221
- [22] J. Gál, Gy. Bibok, ATOMKI Közl. 19 (1977) 365
- [23] A. Gáspár, T. Lakatos, B. Sulik, I. Török, ATOMKI Közl.
23 (1981) 133
- [24] J. Gál, Gy. Bibok, J. Pálvölgyi, Nucl. Instr. Meth. 171
(1980) 401
- [25] M. O. Deighton, Nucl. Instr. Meth. 58 (1968) 201
- [26] NZ-870 Instruction Manual (1981) (in Hungarian)

Referee: I. Török

COMPARISON OF DIFFERENT METHODS OF SHIELDING CALCULATION

I. URAY

Inst. of Nucl. Research of Hung. Acad. of Sciences
4001 Debrecen, Pf. 51.

A comparative study has been prepared for different shielding calculation methods. The wall and roof thickness data of the Debrecen cyclotron laboratory were calculated by using simple and high level computing programs. The results of different calculations agree very well.

SUGÁRVÉDŐ FALAK SZÁMITÁSÁRA ALKALMAS MÓDSZEREK ÖSSZEHASONLÍTÁSA. Sugárvédő falak méretezéséhez használt különböző számítási módszerek összehasonlító vizsgálatát végeztük el. A debreceni ciklotron laboratórium falainak és mennyezetének számítása egyszerű közelítő módszerekkel és igényes számítógépes programokkal is megtörtént. A különböző eljárások eredményei igen jó egyezést mutatnak.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА СТЕН РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ. В работе сравниваются разные методы расчета размеров стен радиационной защиты. Расчет стен и потолка дебреценской циклотронной лаборатории проведен как простыми методами приближения, так и взыскательными программами вычислительной машины. Результаты различных процедур согласуются очень хорошо.

I. INTRODUCTION

The structural shielding around a particle accelerator facility is the fundamental part of the personnel and general public protection from the radiations. Otherwise, it is generally the most expensive part of an accelerator laboratory. The first point requires to increase the shielding while the second indicates to ensure the ample radiation protection at a minimal cost. An appropriate calculating method may guarantee the optimal middle course between the two contrasted requirements.

In the literature there is a number of different shielding calculation methods. All of them apply more or less approach and they always simplify the real circumstances. Often there are considerable differences in the used nuclear data as well,

consequently also the result of various methods may be different. As the experimental control is possible only subsequently, at the ready establishment, some supervision would be desirable already in the course of planning.

During the development of the Debrecen cyclotron laboratory the preliminary calculations concerning the concrete walls were made by two simple calculating methods, while a more complicated calculation was carried out for the final planning. In this paper we compare the different methods, testing them on the laboratory building, to be planned.

2. THE INPUT DATA FOR THE CALCULATIONS

The basic equipment of the laboratory will be a 103 cm pole MGC compact cyclotron, to be produced by the Efremov Institute in Leningrad [1].

Table 1. Beam parameters of the MGC cyclotron

Accelerated particle	Internal beam		External beam		Analysed beam	
	E(MeV)	I(μ A)	E(MeV)	I(μ A)	E(MeV)	I(μ A)
p	2 - 20	300	5 - 18	50	5 - 18	1
d	1 - 10	300	3 - 10	50	3 - 10	1
^3He	4 - 26	50	8 - 24	25	8 - 25	0,5
^4He	2 - 20	50	6 - 20	25	6 - 20	0,5

Table 1. shows the main beam parameters of the cyclotron. The Hungarian standards limit the annual dose for radiation workers in 50 mSv/year, and one tenth of it for other small groups of population [2,3]. The working time for radiation workers is 36 hours/week (cat. "A"), while for other people it is 120 hours/week (cat. "B") (from Monday morning up to Friday evening). The hourly dose-rate limits are consequently 28 μ Sv/h and 0,8 μ Sv/h respectively. One half of these values may be the basis of the planning because of the maximal security, requested by the Hungarian standards. This caution is acceptable, if the many kinds of applications planned [4,5] and the living houses near the cyclotron laboratory are taken into consideration.

In the preliminary calculations a fair average quality normal concrete material (2,35 g/cm³) and an average energy for the induced neutrons was supposed. When using concrete as a wall material, a special care should be taken of fast neutrons, while the primary gamma radiation can be neglected. By the final calculation also the real concrete composition and the expected neutron spectra are taken into account, therefore the comparison is particularly interesting. The main parameters of $^7\text{Li}+p$ and of $^9\text{Be}+d$ reactions at MGC energies are very similar, therefore these strongest reactions were used for the

calculations alternately.

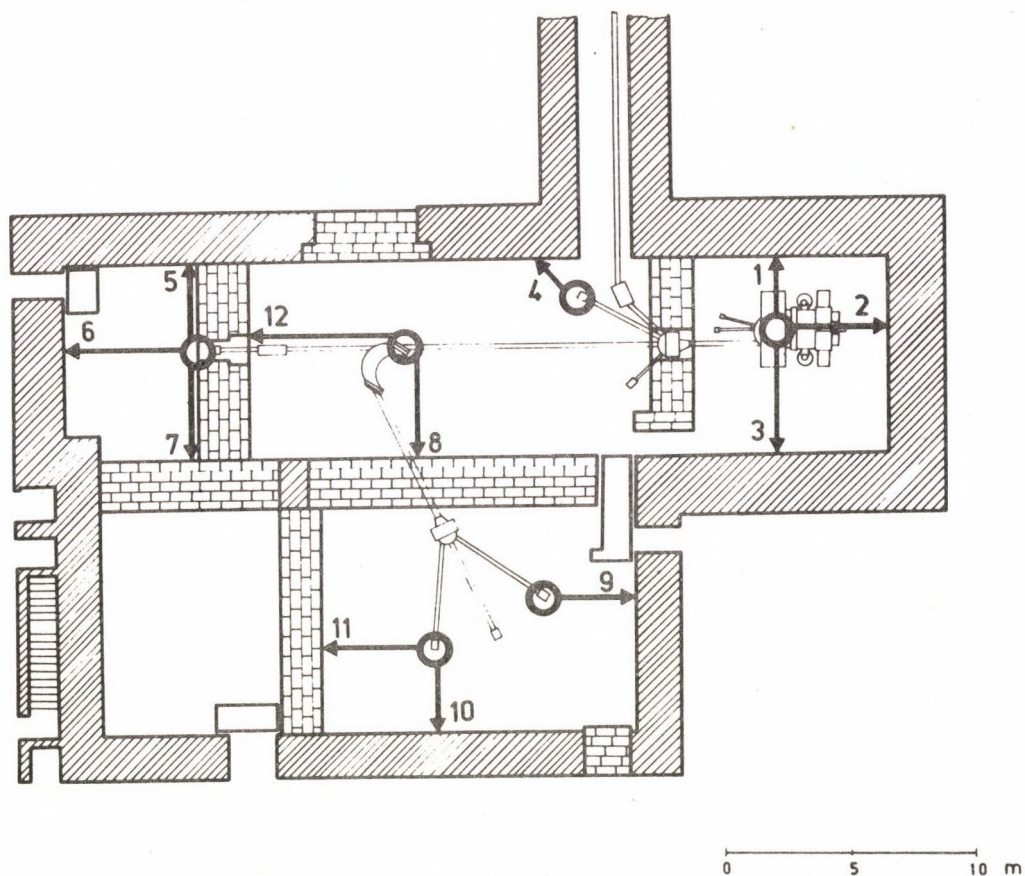


Fig.1. The ground-floor plan of the cyclotron laboratory

On the map in Fig. 1. those "hot points" are indicated in the cyclotron and target rooms, where the most intense radiation of neutrons are expected. The calculated thickness values of the nearest walls will constitute the basis of the next comparison.

3. METHODS OF SHIELDING CALCULATIONS

3.1. The method "A"

A simple method for shielding calculation is proposed by NCRP 51 report [6]. The basis of the calculation is that neutrons are attenuated approximately exponentially while going through the materials. The dose-equivalent index rate is diminished only fractionally through the incremental thickness of the material, and theoretically it never becomes zero. It is necessary therefore to determine the shielding transmission ratio (B_n) for neutrons, by which the dose equivalent index rate shall be diminished through the shielding-barrier thickness to appropriate $\dot{H}_M$ "dose-rate-limit" level.

The shielding transmission ratio (B_n) for neutron can be derived from the ϕ_0 neutron fluence rate as follows:

$$B_n \geq 2,8 \times 10^{-3} \left[\frac{\dot{H}_M R^2}{\Phi_0(\theta) T} \right] \quad (1)$$

where R is the distance between the neutron source and the reference point, and T is the area occupancy factor. The Φ_0 neutron fluence rate at the standard reference distance of one meter can be deduced from

$$\Phi_0(\theta) = Y \times f(\theta) \times I \quad (2)$$

where Y is the total (4π) neutron yield produced by 1 μ A ion current, $f(\theta)$ is the directional dependence of the neutron emission, and I is the maximum ion current producible. The calculation by this method was carried out for $^9\text{Be}+d$ reaction, by taking all the necessary data from the Appendix of NCRP 51 report, including the connection between the B_n transmission ratio and the wall thickness values.

3.2. The method "B"

On the basis of the work of Komochkov [7] a simple equation can be deduced for the wall thickness, which reduces the neutrons to a permissible level:

$$d = \frac{\lambda(E_n) \times a(\varphi, E_n) \times \cos \varphi}{\rho} \ln \frac{\beta \times \dot{H}_0}{R^2 \times \dot{H}} \quad (3)$$

where λ is the material dependent relaxation length, E_n is the mean energy of the neutrons [8-10]. φ is the deviation from the perpendicular direction, $a(\varphi, E_n)$ is a constant depending on the neutron energy and the angle between the neutrons and perpendicular to the shielding wall, ρ is the density of the shielding material, R is the distance from the source of neutrons to the point of interest, β is the buildup factor, $\dot{H}_0$ is the neutron dose rate at a distance 1 m from the target on a surface 1 m², and $\dot{H}$ is the neutron dose rate in the point of reference. This calculation was prepared for the $^7\text{Li}+p$ reaction.

3.3. The method "C"

For the final planning of the shielding a careful calculation was carried out by the Technical University of Budapest [11]. This calculation was based again on the $^7\text{Li}+p$ reaction. The used "SODER" and "SABINE-3" one and three dimensional computer codes on the basis of group-diffusion and removal diffusion models made possible to take into account the neutron spectra in many energy groups outside and inside the wall, the elementary and geometrical structure of the concrete shielding and also the gamma component originating inside the wall.

4. THE CALCULATION OF THE ROOF

A separate problem is the thickness-calculation of the roof. A satisfactory protection above the cyclotron and the target rooms may be calculated by using the above mentioned methods.

4.1. Considering the neighbouring buildings there is a significant probability that the radiation reflected back from the atmosphere will exceed the dose limit levels in the immediate area of the facility. This "skyshine" radiation can be obtained by the help of the estimation of the roof shielding transmission ratio, B_{ns} [6]:

$$B_{ns} \leq (2,7 \times 10^{-5}) \frac{\dot{H}_M R_i^2 R_s^{1,6}}{\Phi_0 \Omega} \quad (\text{for } d_s > 20 \text{ meters}) \quad (4)$$

$$B_{ns} \leq (3,3 \times 10^{-3}) \frac{\dot{H}_M R_i^2}{\Phi_0 \Omega} \quad (\text{for } d_s \leq 20 \text{ meters}) \quad (5)$$

where $\dot{H}_M$ is the dose rate limit, R_i is the distance between the neutron source and a point at about 2 meters above the roof, R_s is the distance between the source of neutrons and the observation point. Φ_0 is the neutron fluence rate at a standard reference distance of one meter and Ω is the solid angle of the neutron radiation through the roof. The connection between the roof thickness and the transmission ratio values for different neutron energies (in our case for the $^9\text{Be}+d$ reaction) can be found in the Appendix of NCRP 51 report [6].

4.2. If the buildings near-by are higher than the cyclotron building a large-angle scattering should be calculated. In this case when the roof is an anisotrope plate source having ΦS source strength [7]:

$$\Phi S = \sum_i \Phi_{\theta_i} \Delta S_i \quad (6)$$

where

$$\Phi_{\theta_i} = \frac{\dot{H}_0}{R^2} \beta e^{-\frac{d}{\lambda \cos \theta_i}} \quad (7)$$

and

$$\Delta S_i = (r_{i+1}^2 - r_i^2) \pi \quad (8)$$

(This part of the calculation is analogous to the "B" method, (see before), "extending" the neutron fluence rate to the whole S area of the roof). It can be seen, that at a given geometry

the $\Phi S/\dot{H}_0$ values are directly proportional to the d thickness.
(Fig. 2.)

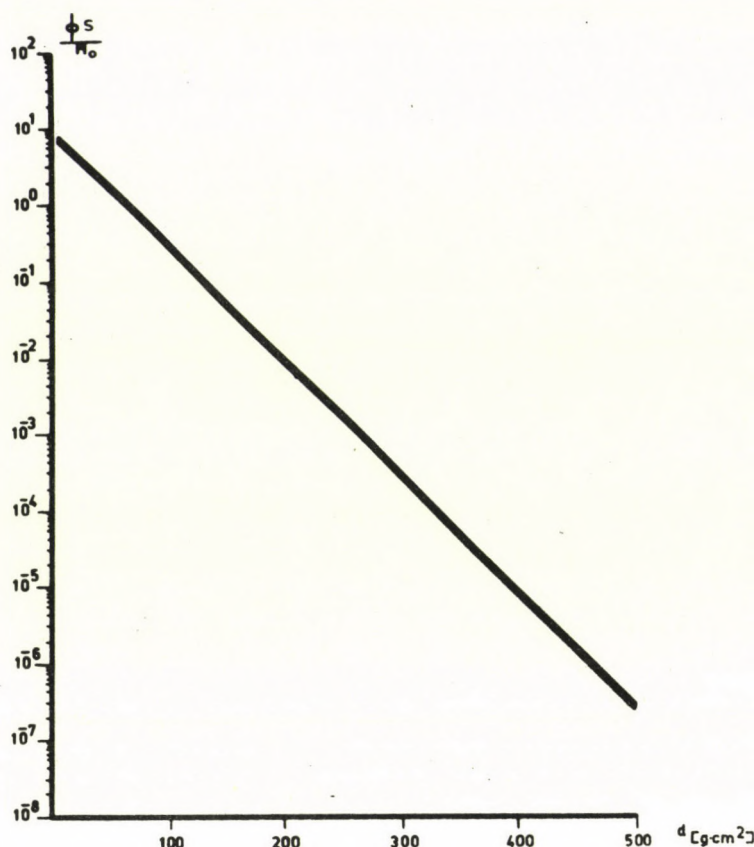


Fig. 2. The connection between the $\Phi S/\dot{H}_0$ quantities and the d thickness values

The spread of the neutrons from the roof is not isotrope at limited thickness values. A simple model measurement, signed in Fig. 3. could imitate the real conditions. (The measurement was carried out with an Am+Be neutron source and the neutrons were measured by using a fast neutron detector, behind the "roof" at different angles). The curves "a" and "c" show similar shape mainly at large angles. The curve "b" in this region gives an underestimation, while the corve "d" representing the isotrope radiation gives an overestimation of the dose-rate value. The probable $\dot{H}$ value of the large-angle scattered neutrons will be in the B observation point:

$$\dot{H} = \frac{\Phi S \cos \varphi}{2,57 \times 10^4 R_B^2} \quad (9)$$

which allows a direct determination of the required d roof thickness in order to arrange the $\dot{H}_M$ limit in the observation point.

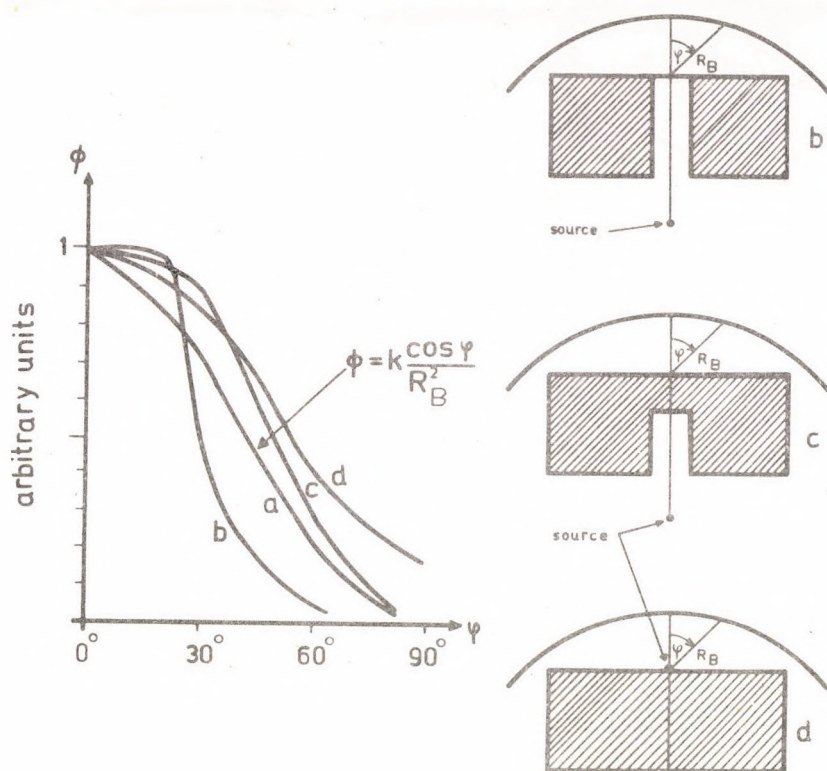


Fig.3. Model measurements of the large-angle scattering of the neutrons. The curve "a" was calculated while the other ones were measured in the given geometries.

The roof calculations were done for ${}^7\text{Li}+p$ reaction, as it was strong enough also at 90° .

5. RESULTS

The results of the wall thickness calculations for a few interesting points, indicated in Fig.1, are compared with each other in Table 2. The results of A and B methods are fairly identical. The difference of the calculated wall thickness values is generally less than 5 %, despite of the different but at the MGC energies very similar [10] reference reactions and other input data. This fact shows, that both methods are reliable, the agreement of the results corroborates their usefulness.

The final thickness values, indicated also in Table 2 are generally higher. These values were deduced from calculation methods "C". The reason of the difference is first of all that the safety factor was raised by one order of magnitude. It takes generally 20-30 cm thickness surplus. This excess shielding can compensate the weak points of the walls (e.g. different apertures on it) and allows a later increase of the achievement of the accelerator, too. Apart from this consideration the results of

all the three methods are very close to each other.

Table 2. Wall thickness values deduced from different calculation methods

Reference point from Fig. 1.	Beam	Wall thickness (cm)		
		Method "A"	Method "B"	Planned (from "C")
1	int	204	198	230
2	int	200	194	230
3	int	200	194	230
4	ext	211	221	220
5	ext	179	175	200
6	ext	184	194	200
7	ext	170	160	200
8	ext	190	198	200
9	anal	156	168	175
10	anal	148	160	175
11	anal	123	117	160
12	ext	197	207	200

Table 3. Roof thickness requirements in centimeters from different calculation methods

Beam	Direct radiation			Sky-shine	Large angle scattering
	method "A"	method "B"	Planned (from "C")		
Int	191	183	190	92	75
Ext	183	177	200	81	23
Anal	132	124	200	11	6

The calculation for the roof (Table 3) shows that the effect of the large angle scattering and the skyshine are negligible in comparison with the direct radiation. This last effect was the basis for the detailed calculations. The results of A, B and C methods agree very well again. (The increasing of the roof thickness above the analysed beam has technical reasons only).

Acknowledgement

The author is much obliged to dr. M.M. Komochkov (Department of Radiation Safety and Radiation Researches of J.I.N.R. (Dubna)) for his kind cooperation in the preparation of the calculations.

References

- [1.] Изохронный циклотрон типа МГЦ, Техническое описание и инструкция по эксплуатации 400.488-То, НИИЕФА, Ленинград
- [2.] Protection against radioisotope radiation, MSZ 62-78
- [3.] Radiation protection at industrial X-ray and technical irradiation equipments, MSZ 836-72
- [4.] I.Mahunka, ATOMKI Bulletin 22 (1980) 108
- [5.] I.Mahunka, I.Uray, ATOMKI Bulletin 21 (1979) 53
- [6.] National Council on Radiation Protection and Measurements, Washington, NCRP Report 51 (1977)
- [7.] M.M.Komochkov, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, P16-7335
- [8.] R.I.Alsmiller, Jr. et al. Nucl. Instr. Meth. 72 (1969) 213
- [9.] F.H.Clark, Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-1655, Oak Ridge, 1966
- [10.] M.A.Lone et al. Nucl. Instr. Meth. 143 (1977) 331
- [11.] MTA ATOMKI ciklotronépület sugárvédő falak és ajtók méretezése sugárgyengítésre. E.Szondi, S.Fehér, BME-TR-116/81.

Referee: L. Medveczky

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

ÚJ HÁROMSZALAGOS TERMIKUS IONFORRÁS AZ MI-1309 TÍPUSÚ
TÖMEGSPEKTROMÉTERHEZ

SVINGOR ÉVA

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen, Pf. 51., 4001.

1981-ben megkezdtek az ATOMKI-ban tíz éve üzemelő MI-1309 típusu szovjet tömegspektrométer rekonstrukcióját. Első lépésként a tömegspektrométer termikus ionforrását alakítottuk át, amely a kilépő ionáram intenzitásának növekedése és instabilitásának csökkenése szempontjából is eredményesnek bizonyult.

NEW TRIPLE-FILAMENT ION SOURCE FOR THE MI-1309 MASS SPECTROMETER. A reconstruction of the Soviet mass spectrometer MI-1309, which has been working in ATOMKI for ten years, was started in 1981. As a first step, its triple filament ion source was rebuilt. This resulted in an increase of the intensity and decrease of the fluctuation of the ion current.

НОВЫЙ ТРЕХЛЕНТОЧНЫЙ ИСТОЧНИК ИОНОВ ДЛЯ МАСС-СПЕКТРОМЕТРА МИ-1309. В 1981-ом году магали реконструкцию советского масс-спектрометра МИ-1309, работавшего в Институте ядерных исследований ВАН в течение 10 лет. В первом этапе переконструировали трехленточный источник ионов, в результате его увеличивалась интенсивность и уменшалась нестабильность выходного тока ионов.

1. Bevezetés

Az 1971-ben készült, az ATOMKI-ban 1972 februárjától folyamatosan üzemelő MI-1309 típusu szovjet tömegspektrométer rekonstrukciója szükségessé vált a berendezés erkölcsi elavulása, és fizikai elhasználódása miatt.

A tömegspektrométer a következő fő részekből áll:

- Ionforrás, amelybe a vizsgálandó minta kerül; ennek feladata a mintából jól fókuszált ionnyaláb előállítása.
- Analizáló egység, amelyet az ionnyaláb e/m szerinti szétválasztására szolgáló elektromágnes alkot.

- A jelfelfogó és mérő egység.
- A vákuumrendszer.

Jelenleg a vákuumrendszer és a jelfelfogó, erősítő rendszer jól működik. A problémát a kis intenzitású ($\sim 10^{-13}$ A) és instabil ionáram mérése jelenti. Mindkettő erősen növeli a mérési hibát és ilyen körülmények között a mérési eredmények számítógépes kiértékelése sem növelné a mérések pontosságát.

Feladatunk tehát kettős: egyrészt az ionáram intenzitásának növelése, másrészt instabilitásának kiküszöbölése. E célok eléréséhez az ionforrás megfelelő geometriájának és elektronikus táplálásának megoldása jelenti a kulcsot. Nagyobb gyorsító feszültség és jobb geometria növeli az intenzitást. A mintahordozó és ionizáló szálak fűtésére szolgáló áramstabilizált tápegység, kifogástalan elektromos érintkezést biztosító szál rögzítés, megfelelő elektronikus bevezetések az ionforrás táplálására: az instabilitások megszűnését eredményezi. Tehát elsődleges feladatunk volt a tömegspektrométer eredeti háromszalagos termikus ionforrását olyanra kicserélni, amely a fenti követelményeknek eleget tesz, valamint lehetővé teszi a jelenlegi maximális 3 kV gyorsító feszültség helyett 6-8 kV alkalmazását. Az új ionforrás 1981 júniusában elkészült, beállítása óta folyamatosan üzemel.

2. A háromszalagos termikus ionforrás elvi felépítése és működése

Termikus ionforrást olyan anyagok vizsgálatára használnak, amelyeknek gáz halmazállapotú vegyületeik nincsenek, tehát nincs mód elektronbombázásos gázionforrás alkalmazására, vagy könnyen ionizálódó szilárd anyagok vizsgálatára célszerű ezt alkalmazni, mert a háttérgázok a termikus ionforrásban nem ionizálódnak. Ezekbe az ionforrásokba a mintát szilárd halmazállapotban helyezzük el és az ionnyalábot termikus ionizációval állítjuk elő. Egy- és háromszalagos termikus ionforrások készülnek. Egy-szalagos termikus ionforrásban a mintát hordozó szálát elektromos árammal olyan hőmérsékletre hevítjük, hogy a minta elpárologjon és ugyanakkor az izzószálból felvett hőenergia hatására ionizálódjon is. Hátránya, hogy a szálát az ionizációs hőmérséklet eléréséhez erősen kell fűteni. Így a párologás is gyors és ez időben gyorsan csökkenő ionáramhoz vezet. Ezért előnyösebbek a háromszalagos ionforrások, ahol a három szalag közül kettő a minta elhelyezésére és elpárologtatására szolgál, míg a harmadik, az előző kettővel párhuzamosan elhelyezett szalag a már elpárologtatott minta ionizálását végzi. Ebben az esetben a két, ún. párologtató szalagot viszonylag alacsony hőmérsékleten tarthatjuk, csak annyira fűtve, hogy a minta lassan, egyenletesen párologjon, míg a harmadik, ún. ionizáló szalagot az illető elem optimális ionizációjához szükséges hőmérsékletre hevítjük. (Az ionizációban a legfontosabb szerepe a szál elektronkilépési munkájának van, de az ennek figyelembevételével megválasztott anyagu - esetünkben Re - szál megfelelő hő-

mérsékleten tartása az ionizáció hatásfokát igen erősen befolyásolja.) Ezzel időben stabilabb, egyenletesebb intenzitás érhető el. Az így nyert ionnyalábot az ionforrás ionoptikai rendszere gyorsítja és fókuszálja.

Ebben az ionforrás és a hozzá csatlakozó elektronika alkot-
ta rendszerben az ionáram nagyságát a következő tényezők be-
folyásolják:

A./ Geometriai tényezők:

- Az ionforrásban a szalagok egymáshoz és a résrendszerhez viszonyított helyzete
- Az ionoptika résrendszere

B./ Elektronikus tényezők:

- A gyorsító feszültség nagysága. Nagyobb gyorsító feszültség mellett a mágneses térbe belépő ionok sebessége relatíve kevésbé szór, így jobban fókuszált nyaláb nyerhető, ezáltal a kilépő rés szélessége növelhető, amely az intenzitás növekedését eredményezi, valamint a feszültség növelése az ionkivonás hatásfokát is növeli.

Az ionáram instabilitásához vezetnek a következők:

A./ Mechanikai problémák:

- A szalagok nem megfelelő rögzítése az ionforrásban. Ez egyrészt rossz kontaktust okozhat, másrészt, ha a szalagokat nem feszítjük megfelelően, a fűtés közben fellépő megnyulás miatt a szalagok tekeredhetnek, behajolhatnak, ezzel helyzetük változik: az ionáram defókuszálódik.
- Nem kielégítő kontaktusok az ionforrás bevezetőinél.

B./ Elektronikai problémák:

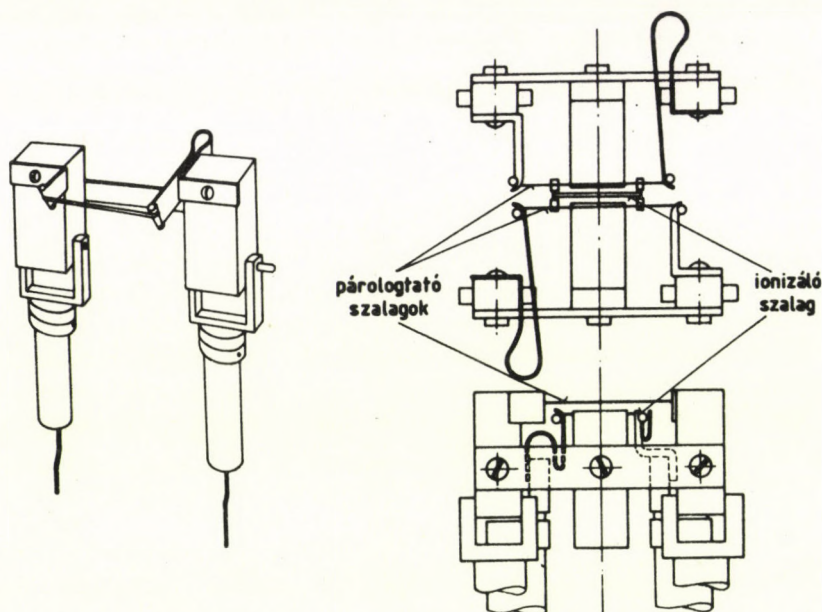
- A gyorsító feszültség instabilitása
- Nem áramstabilizált tápegység használata az izzószálak fűtéséhez.

3. Az eredeti termikus ionforrás

Az eredeti háromszalagos termikus ionforrással a következő problémáink voltak:

- Az ionforrás geometriája bonyolult, tisztítása nehéz, összeszerelése rendkívül időigényes volt.

- A szalagokat rugók tartották és feszítették. Az ionforrásban lévő kerámialábakhoz rögzített rugók hosszúak voltak és a megfelelő feszítőerő eléréséhez bonyolult profillal voltak kialakítva. Ezekre a rugókra kellett a kb. 20 mm hosszú szalagokat ráakasztani. Az eredeti rugók eltörtek, Ta-ból ujakat készítettünk, de ezek mintegy 15-20 mérés után tökéletesen kila-
gyultak, nem feszítették a szálakat és a kontaktusok is teljesen bizonytalanokká váltak. A rugók elkészítése bonyolult, munkaigényes volt. A rossz kontaktusok a fűtőáram ingadozásához, a nem elégséges feszítés a szalagok helyzetváltozásához, a kettő együtt az ionáram ingadozásához vezetett.



1. ábra. Az ionizáló és párolgató szálak rögzítése a régi ionforrásban.

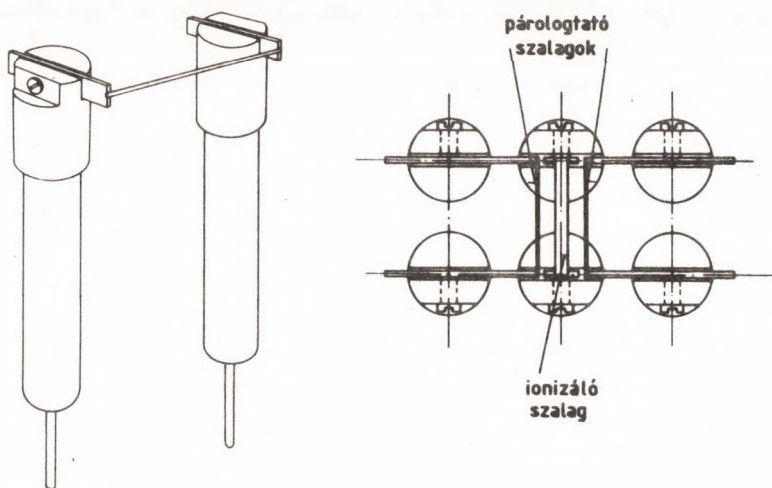
- Az ionáram nagyságát erősen befolyásolja a párolgató szálak és az ionizáló szál egymástól való távolsága. Ez az ionforrásban kb. 1,5 mm volt, változtatni nem lehetett.

- A párolgató szalagok közül egyszerre csak az egyiket lehetett fűteni. Esetleges szálszakadásnál, vagy ha a minta az egyik szálról már elpárolgott, a másik szálát lehetett tovább fűteni. Szálszakadás esetén azonban - mivel a szálakat csak a rugók feszítő ereje tartotta - az elszakadt szál darabja ráesett a kivonólencsére és a lencse és az ionforrás fala között rövidzárlatot okozott, így az ionforrást azonnal ki kellett venni és szálát cserélni.

- Az ionforrás lencserendszerén a rések adott szélességűek voltak, csak a kilépő rést lehetett cserélni, mindössze három, 0,05, 0,1, 0,2 mm-es résszélességben. Megfelelő fókuszálás esetén - különösen nagyobb gyorsító feszültség mellett - ez a résszélesség növelhető és ekkor az intenzitás is jelentős mértékben nő. Ezeknek a hiányosságoknak a kiküszöbölése céljából terveztük meg az új ionforrást.

4. Az átalakított termikus ionforrás

Mivel a tömegspektrométer analizáló egységén nem akartunk változtatni, az ionforrás külső méretei megegyeznek az eredetivel. A változtatás tehát csak az ionforrás belső felépítésére korlátozódott. Lényeges eltérések a régi és az új ionforrás között a következők:



2. ábra. Az ionizáló és párolgató szálak rögzítése az új ionforrásban.

- Az ionforrás törzsén összesen 9 db kerámialáb helyezkedik el, amelynek végére hővel felszorított érintkezők kerültek (mind a 9 darab egyforma). Ezekbe alulról 1,2 mm-es menetes szálakat csavaroztunk, amelyeknek másik végét az ionforrás kivezetőihez, a fém-kerámia átmenetekhez csavaroztuk. A 6 db szál-tartó lábon a rozsdamentes szál-tartó fejeken rések vannak, ahová a szalagok végére ponthegeesztett Ta rugólemezeket helyezzük és csavarral rögzítjük. Ezáltal gondoskodtunk a megbízható kontaktusokról. A rések ugyanis megvezetik a szálak lábait és helyzetüket definiálják, a feszítésről a tantál lemezek gondoskodnak és mivel ezeket minden mintacserénél a szalagokkal együtt cseréljük, kilágyulás nincs. A szalagok 10 mm hosszúak és egymáshoz tetszőlegesen közel helyezhetők el.

- A két párolgató szalagot párhuzamosan kötöttük, így egyszerre fűthetők, lényegesen alacsonyabb hőmérsékletre kell fűteni a szálakat megfelelő ionáram eléréséhez, ezáltal időben állandóbb intenzitást nyertünk. Az alacsonyabb hőmérséklet miatt a kb. fél éve üzemelő ionforrásban mérés közben szálszakadás nem történt. De ha szakadás következne be, akkor sem kell rövidzárlattal számolni, mivel a becsavarozott szalagok nem eshetnek ki, és az épen maradt szalaggal is elvégezhető a mérés.

- Az ionoptika elvi felépítése változatlan maradt, mindössze a résszélességek változtathatók. Ez a forrás jusztírozásánál többletmunkát jelentett ugyan, de az optimális résszélességek beállítása után az intenzitás kb. háromszorosára emelkedett.

- Az ionforrás elektronikus bevezetéseivel az Egyesült Izzó által gyártott KB-7-1-7 típusu, hét fém-kerámia átmenetet tartalmazó bevezetőt alkalmaztuk, amelyet kérésünkre nagy áramú bevezetőkkel láttak el. Az átmenet 8 kV, 5 A átvezetésére szolgál. Ennek jelentősége az új nagyfeszültségű tápegység üzembe állítása után lesz.

5. Összefoglalás

Összefoglalásképpen elmondhatjuk, hogy az MI-1309 típusu tömegspektrométer új háromszalagos termikus ionforrásának előnyei a következők:

- Az ionforrás geometriai felépítése egyszerű, így tisztítása és összeszerelése is könnyű és gyors.
- Az ionforrás új elektronikus csatlakozója és a szálak rögzítésénél alkalmazott csavaros megoldás biztos elektromos érintkezést eredményezett, az áramintenzitás ingadozásait jórészt sikerült kiküszöbölni. Ezáltal a $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ arányra vonatkozó mérési eredmények szórása kb. kétharmadára csökkent. (0,5-0,8 % helyett 0,3-0,5 %).
- A két párologtató szalag egyidejű fűtése, a párologtató és az ionizáló szalagok egymáshoz és a résrendszerhez képest kedvezőbb helyzete, valamint a változtatható résszélességek megfelelő beállítása az intenzitás kb. háromszoros növekedését eredményezte, időben állandóbb intenzitás mellett.

Az új ionforrásnak az elkészültével nem oldódott meg minden felsorolt probléma, csak az ionforrás mechanikai felépítéséből eredő intenzitásingadozásokat sikerült kiküszöbölni. A régi, nem áramstabilizált tápegység, valamint a szintén megbízhatatlanul működő nagyfeszültségű tápegység okozta ingadozások kiküszöbölése az új elektronikus egységek feladata lesz. A gyorsítófeszültség emelése várhatóan további intenzitásnövekedést eredményez, amely már célszerűvé teszi a mérések mikroprocesz-szoros vezérlését és kiértékelését. Ehhez az analizáló mágnes tápegységének cseréje is elengedhetetlen. A felsorolt elektronikus egységekkel kapcsolatos problémák nem egyediek, valameny-nyi, általunk ismert MI-1309 típusu tömegspektrométernél hasonló problémák jelentkeztek.

Lektor: Balogh Kadosa

INTÉZETI HIREK

1981. márc. 17-től 19-ig háromnapos nemzetközi szeminárium megrendezésére került sor az ATOMKI-ben "*International Seminar on High-Energy Ion-Atom Collision Processes*" címmel. Az ion-atom ütközések fizikájának kiemelkedő kutatói jöttek el Debrecenbe, hogy a legújabb kísérleti és elméleti eredményeket összefoglalják és megvitassák. A szemináriumot az ATOMKI a Magyar Tudományos Akadémia, a Debreceni Akadémiai Bizottság, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Debreceni Csoportja és a Biogál Gyógyszergyár támogatásával rendezte több mint 50 résztvevővel. A szemináriumra 18 résztvevő érkezett nyugati országokból, (USA, NSZK, Nyugat-Berlin, Ausztria, Svájc és Franciaország), a szocialista országokat 11 résztvevő képviselte (Szovjetunióból, NDK-ból, Csehszlovákiából, Lengyelországból és Romániából), míg a hazánkat reprezentáló huszonnégy kutató többsége az ATOMKI munkatársa volt. A külföldi vendégek közül 10 fő meghívott előadóként érkezett, akik kutatásaikról előadásokban számoltak be. Az előadásokat igen élénk eszmecsere követte a tudományterület legaktuálisabb problémáiról.

1981. február 27-én az ATOMKI-ben került sor a *Debreceni Akadémiai Bizottság Agronukleáris* Kutatási és Alkalmazási Munkabizottságának megalakulására. A megjelent szakembereket az ATOMKI igazgatója, dr. Berényi Dénes üdvözölte, és hangsúlyozta, milyen nagy jelentősége van a Debreceni Agrártudományi Egyetem és az MTA Atommagkutató Intézetének közös irányítása alatt álló Munkabizottság megalakításának és célkitűzéseinek.

1981. október 12-én a Magyar Radiológusok Társasága és az ATOMKI a debreceni DOTE Radiológiai Klinikájával közösen *Neutronterápiás Szimpóziumot* rendezett, melynek programjában az ATOMKI létesítés alatt álló Ciklotron Laboratóriumának orvosi célokra történő hasznosításával kapcsolatos terveket ismertető előadások is szerepeltek.

A debreceni Orvostudományi Egyetem és az MTA Atommagkutató Intézet *közös tudományos ülést* rendezett 1981. dec. 11-én. A tudományos ülés programjában az ATOMKI kutatói két előadással szerepeltek.

Az Intézet *Igazgató Tanácsa* az év folyamán három alkalommal ült össze. Kibővített ülésein a Tanács tagjai megvitatták az intézet 5 éves munkájáról készült tudományos beszámolót, az 1981-85 évekre szóló középtávú tudományos kutatási tervet, az

Ifjúsági Parlament tapasztalatait és egyéb aktuális problémákat. A napirendi pontok között szerepelt az 1981 évi minősítések értékelése, valamint tájékoztató az 1982 évi kiküldetési tervekről és az ATOMKI nemzetközi együttműködéseiről.

Az ATOMKI *Osztályvezetői Értekezlete* 1981 folyamán is rendszeresen - általában havonta egy alkalommal - ülésezett. Az Osztályvezetői értekezlet megvitatta az egyes kutatási egységek beszámolóit, tevékenységét, továbbá az 1982 évi kutatási terveket, kiegészítő javaslatokat (külföldi meghívások, külföldi kiküldetések, projekt-pályázatok, stb.).

Az 1981-ben újjászervezett *Könyvtárbizottság* az év folyamán két alkalommal ült össze; megvitatta az 1982 évi folyóiratrendelést és az egyéb aktuális kérdéseket és problémákat.

1981 áprilisában *szocialista együttműködési szerződést* kötött az ATOMKI a *Debreceni Agrártudományi Egyetemmel* a két intézmény között eddig is fennálló tudományos együttműködés szorosabbra fűzésére, különös tekintettel a magfizikai módszereknek a mezőgazdasági kutatásokban történő alkalmazására.

1981. novemberében *együttműködési szerződést* irtak alá az ATOMKI és a *Debreceni Finommechanikai Vállalat* vezetői. Az együttműködési szerződés célja: vákuumtechnikai és műszergyártó ipari háttér létrehozása a Finommechanikai Vállalatnál. A megállapodás fontos lépést jelent az ATOMKI ipari üzemekkel való kapcsolatainak fejlesztése szempontjából, a kutatási tapasztalatok átadása és ipari szinten történő alkalmazása és ezen keresztül a gyakorlati élettel való kapcsolatok fejlesztése terén.

1981. december 7-én a *Kossuth Lajos Tudományegyetem* vezetői dr. Csikai Gyula rektor vezetésével látogatást tettek az ATOMKI-ben a két intézmény közötti *szocialista szerződés* keretében végzett együttműködés időszaki értékelése, és a jövőbeni együttműködés főbb feladatainak megbeszélése céljából.

Ugyanezen a napon tettek látogatást az ATOMKI-ben az *MTA Izotóp Intézete* vezetői is a két intézet közötti *szocialista szerződés* keretében végzett együttműködés értékelése és a további teendők tisztázása céljából.

1981. április 14-én látogatást tett az ATOMKI-ben az *MTA Elnöksége; Szentágothai János*nak az MTA elnökének és *Pál Lénárd*nak az MTA főtitkárának vezetésével. A vendégek megtekintették az intézet néhány laboratóriumát és megbeszélést folytattak az intézet vezetőjével az intézet aktuális problémáival kapcsolatban.

1981. január 8-án az ATOMKI-be látogatott dr. *Hutás Imre* egészségügyi miniszterhelyettes.

Hazánk felszabadulásának 36. évfordulója alkalmából a Magyar Népköztársaság Elnöki Tanácsa kiemelkedő szakmai és vezetői tevékenységéért, a fiatal kutatók nevelésében végzett kiváló munkájáért *dr. Somogyi György* osztályvezetőnek a *Munka Érdemrend ezüst fokozatát* adományozta. Ugyancsak a Munka Érdemrend ezüst fokozatát kapta *dr. Fényes Tibor* tud. osztályvezető a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben végzett kiemelkedő szakmai és tudományszervezési munkájáért, a dubnai kapcsolatok ápolása terén kifejtett tevékenységéért.

Az MTA Főtitkára sokéves kiemelkedő munkájuk elismeréseként *Nagy József* pénzügyi csoportvezetőt és *Módi Pál* technikust *Kiváló Munkáért* kitüntetésben részesítette.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat *dr. Berényi Dénes* intézeti igazgatót az *1981. évi Társulati Éremmel* tüntette ki.

Az 1981 évi *ATOMKI-díjak* ugyancsak hazánk felszabadulásának évfordulója alkalmából kerültek kiosztásra. Az *ATOMKI Intézeti Díjat* *dr. Lakatos Tamás* és *dr. Bacsó József* tudományos munkatársak kapták egyenlő arányban megosztva a Si(Li) röntgen detektorokkal kapcsolatban végzett értékes, többéves fejlesztő munkájukért. Az *ATOMKI Interdiszciplináris Díjat* *dr. Csongor Éva* tudományos főmunkatársnak ítélte az intézet vezetője a radioaktív környezetkutatásban elért eredményeiért és a C-14 módszer sokoldalú alkalmazásáért. Az 1981. évi *ATOMKI OKTATÁSI Díjat* *dr. Vatai Endre* tudományos főmunkatárs kapta az intézet oktatási tevékenységének összefogásáért és az oktatás terén végzett egyéni tevékenységéért.

1981-ben először került sor az *intézeti Kiváló dolgozó* cím odaítélésére. E címet *Asztalos Gyula* és *Erdész Jánosné* kapták hosszú időn át kifejtett kiemelkedő munkájukért.

A Magyar Tudományos Akadémia által kiírt *Alkotó Ifjúság* pályázaton *Kalinka Gábor* tudományos ügyintéző nyert pályadíjat, ezzel elnyerte az *Akadémia által alapított Ifjúsági Díjat*.

Intézetünk az elmúlt évben is meghirdette az *intézeti Alkotó Ifjúság* pályázatot. A fiatalok részére kiírt pályázatok az alábbi eredménnyel zárultak:

Fiatal kutatók disszertációs kategóriájában az I. díjat *Kruppa András* tud. segédmunkatárs nyerte; a pályázati kategória első díját *dr. Pállinkás József*nek ítelték. Ez utóbbi kategóriában a második díjat *Dombrádi Zsolt* kapta.

A mérnök-technikus kategória első díját *Szendiné Jakab Ildikó* nyerte el, ugyanebben a kategóriában a második díjat *Molnár József* kapta.

Az Alkotó Ifjúság pályázat szakmunkás-kategóriájának meghirdetése helyett megrendezett *Szakma Ifju Mestere vetélkedőn* az Elektronikus Osztályról 6, a Műszaki Osztályról 7 fiatal szakmunkás vett részt, közülük ketten, illetve hárman érték el

a Szakmai Ifju Mestere cím megszerzéséhez szükséges pontszámot; a fiatal elektronikus műszerész szakmunkások közül *Madarász Endre és ifj. Szakácsi János*, a forgácsoló szakmunkások közül *Csombordi Imre, Kelemen Tibor és Lakatos Károly*.

Az 1980/81 tanévben az ATOMKI-ben szerződéses megbízással dolgozó *középfiskolai fizika-tanárok* kutatási eredményeinek elismeréseként az intézet vezetőjének javaslatára az MTA *Mihályi László, dr. Szendi János és Bertók Csaba* tanárokat pénzjutalomban részesítette.

Egyetemi doktori címet az év folyamán az intézet kutatói és mérnökei közül 7 fő szerzett, *kandidátusi fokozatot* 2 fő, *tudományok doktora* (fizikai tudományok doktora) fokozatot pedig 1 fő szerzett.

1981. januártól az ATOMKI szervezetében az alábbi változások történtek:

Két új tudományos osztály kezdte meg működését: a *Technikai Fizikai Osztály* és a *Ciklotron Osztály*. Osztállyá szerveződve folytatja munkáját a korábban önálló kutató csoportként működő *Nukleáris Atomfizikai Osztály*. Az intézetben korábban meglévő 4 tudományos osztály helyett jelenleg 6 tudományos osztály működik.

A korábban két önálló kutató csoport helyett 1981-től 4 önálló kutató csoport működik az ATOMKI-ben, ezek közül a *Magspektroszkópiai Csoport* korábban osztályként működött, míg az *Atomi Ütközések Csoportja* új csoportként kezdte meg munkáját.

E szervezeti változások a kutatási egységek fejlődése és az intézetben folyó kutatási tevékenység célszerű tagozódása folytán szükségessé vált új formákat rögzítik.

1980. december végén műszakilag átadásra került az ATOMKI újonnan épült *műhelycsarnoka és kutató laboratóriumi* épülete. Az új épület 1981 tavaszán történt használatba vételével az intézet dolgozóinak csaknem fele jutott megfelelő munkakörülmények közé, a korábbi zsúfoltsághoz képest sokkal korszerűbb egészségesebb munkahelyen folytatják munkájukat, különösen a műszaki osztály dolgozói akik korábban a régi épület pincéjében voltak elhelyezve. Az új épületek átadásával lehetővé vált az ATOMKI épületének kiürítése. Az épület korszerűsítése és teljes felújítása jelenleg folyamatban van.

1981 évben az ATOMKI 90 *külföldi vendéget*, illetve külföldi látogatócsoportot fogadott.

Az idelátogató vendégek közül név szerint az alábbiakat említjük meg:

1981-ben folytatta aspiránsi munkáját *Mahboud Abd el Hady egyiptomi fizikus*, az Elektrosztatikus gyorsító osztályon, dr. Koltay Ede aspiránsvezető irányítása alatt.

Reprezentatív vendégek érkeztek az ATOMKI által 1981 márciusában rendezett atom-ion ütközési nemzetközi konferenciára, ezek közül néhányat név szerint kiemelünk: *Prof. J.F. Reading* (Texas University, Texas, USA), *Prof. J.P. Briand* (Laboratoire de Physique Atomique et Nucleaire, Institut du Radium, Paris), *Prof. J.S. Briggs*, (Universität Freiburg, Fakultät für Physik Freiburg, NSZK), *Prof. K.O. Groeneveld* (Institut für Kernphysik, J.W. Goethe Universität, Frankfurt/M), *Prof. M.E. Rudd* (Battelle Pacific, Northwest Lab, Richland, Wash. USA), *Prof. L.H. Toburen*, (Radiological Physics, Battelle, Pacific Northwest Lab, Richland, Wash. USA) stb.

Vendégkutatóként *V.M. Mikushkin* szovjet fizikus (Joffe Fizikai Technikai Intézet, Leningrád) három hónapot töltött az ATOMKI-ben.

Dr. Ja. B. Zeldovich szovjet akadémikus (SZUTA Alkalmazott Fizikai Intézete Moszkva) néhány napos látogatásra és előadás tartására érkezett az ATOMKI-be.

Dr. Samir Seif El Nasr egyiptomi fizikus (Teacher's College for Women, Shamia, Kuwait) két hónapot töltött vendégkutatóként az ATOMKI-ben.

Prof. S. Shimizu japán fizikusprofesszor (Laboratory of Nuclear Radiation, Institute for Chemical Research, Kyoto University Kyoto, Japan) 1981. szeptemberében háromnapos látogatást tett az ATOMKI-ben. Itt tartózkodása alatt két előadást tartott az ATOMKI kutatói számára.

J. Räisänen finn kutató (University of Helsinki, Department of Physics, Accelerator Laboratory, Helsinki) 2 hetet töltött az ATOMKI-ben a két intézet közötti együttműködés keretében.

Dr. V. Kuznyecov szovjet fizikus és *Dr. N. Zajceva* szovjet kémikus (mindketten tud. főmunkatársak a dubnai EAI Magproblémák Laboratóriumában) két hetet töltöttek az ATOMKI-ben a két intézet közötti együttműködés keretében.

1981 folyamán az *intézet kutatói és mérnökei* összesen 118 alkalommal utaztak külföldre; konferenciákon, szemináriumokon vagy tudományos tanácsulésen való részvétel, illetve hosszabb-rövidebb tanulmányut, tapasztalatcsere vagy együttműködéssel kapcsolatos tanulmányok céljából.

Hosszabb külföldi munkavállalással a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet Magreakciók Laboratóriumában az alábbi munkatársak dolgoznak:

Végh János 1981. ápr. végétől három évig
Dr. Ricz Sándor 1981. júliusától két évig
Dr. Sulik Béla 1981. júliusától egy évig
Dr. Kádár Imre 1981. augusztusától két évig
Dr. Varga Dezső 1981. szeptemberétől két évig.

Köblös József 1981. augusztusától három hónapot töltött ugyanebben a Laboratóriumban munkavállalóként. E csoport egy dubnai kooperációban végzendő nehézion-atom ütközésekre vonatkozó kutatási program megvalósítása céljából tartózkodik Dubnában.

1980-ban megkezdett magszerkezeti kutatásokkal kapcsolatos munkáját tovább folytatta *Árvay Zoltán* a Dubnai Intézet Magproblémák Laboratóriumában.

Több éves dubnai munkavállalását 1981 folyamán két munkatársunk fejezte be, *dr. Tárkányi Ferenc*, aki 4 évet töltött a Magproblémák Laboratóriumában, és *dr. Végh László*, aki 3 évig dolgozott ugyanebben a Laboratóriumban.

A Bielefeldi Egyetem Fizikai Tanszékén (Bielefeld, NSZK) *dr. Sarkadi László* 1981. július végén fejezte be egyéves munkavállalás keretében végzett tanulmányait a belsőhéj-ion-atom ütközésekben történő gerjesztések problémáival kapcsolatban.

Dr. Bibók György a Karlsruhei Magfizikai Kutató Központban (Karlsruhe, NSZK) Humboldt ösztöndíjjal 15 hónapot töltött ciklotron elektronikájának, mérőközpontjának tanulmányozása céljából, ugyanezen témával foglalkozott *dr. Padl András* 5 hónapos belgiumi ösztöndíjas tanulmányutja alatt, melyet a Louvaini Egyetem Ciklotron Laboratóriumában töltött.

Dr. Lovas Rezső meghívásra egy évet dolgozott munkavállalóként a Daresbury-i Laboratóriumban (Daresbury, Anglia), ez idő alatt könnyű magok szerkezete és ütközéses vizsgálata témával foglalkozott.

Dr. Szabó Gyula a Frankfurti Egyetem Magfizikai Intézetének (Frankfurt/M, NSZK) meghívására kéthónapos munkavállalás keretében dolgozott a fogadó intézetben a két intézet között folyó több évre szóló együttműködési témában, ion-atom ütközések tanulmányozása céljából.

Külföldi konferenciákon az ATOMKI kutatói közül 1981-ben 35 fő vett részt összesen 47 alkalommal.

Külföldi, nemzetközi bizottságok munkájában való részvétel céljából az alábbiak utaztak külföldre:

Dr. Berényi Dénes a dubnai EAI Tudományos Tanácsának ülésén vett részt 3 alkalommal; *dr. Fényes Tibor* az EAK Magszerkezeti Bizottságának ülésére utazott ki 4 alkalommal, *dr. Schlenk Bálint* az EAI Nehézion Bizottságának ülésén vett részt 2 alkalommal, *dr. Kovács Zoltán* és *dr. Máté Zoltán* az EAI Magszerkezeti Bizottság ülésére utaztak ki Dubnába egy-egy alkalommal.

Dr. Berecz István a Magyar Osztrák Vákuumfizikai Társulat által Bécsben rendezett vákuumfizikai konferencián vett részt a szervező bizottság tagjaként.

Az ATOMKI az alábbi *külföldi intézményekkel áll szorosabb együttműködésben*:

- Egyesített Atommag Kutató Intézet (Dubna), ahova rendszeresen utaznak az ATOMKI munkatársai, 1981-ben egy közös kutatási program beindulásával e kapcsolat még intenzívebbé vált.

Jelenleg az ATOMKI 7 kutatója dolgozik munkavállalóként Dubnában, ezen kívül hosszabb-rövidebb kiküldetésre mennek ki az ATOMKI munkatársai, ill. érkeznek a dubnai kutatók Debrecenbe.

- Központi Magfizikai Kutató Intézet, Rossendorf
- Csehszlovák Tud. Akadémia Magkutató Intézete, Prága, Rez
- J.W. Goethe Egyetem Magfizikai Intézete, Frankfurt/M.
- Laboratory of Nuclear Radiation, Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto, Japan
- Jyväskyläi Egyetem Fizikai Intézete, Jyväskylä, Finnország
- Abo Akademi Fizikai Intézet, Turku, Finnország
- Helsinki-i Egyetem Fizikai Intézet, Helsinki, Finnország

Az intézeten belüli szakmai továbbképzés fontos fórumát jelentik az *intézeti szemináriumok*, amelyeket 1981-ben is rendszeresen - általában hetente egy alkalommal - tartottunk, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Magfizikai Szakcsoportjával közös rendezésben. Az intézeti szemináriumokon elhangzott előadásokat főként az ATOMKI kutatói tartották, esetenként azonban belföldi vagy külföldi vendégelőadók is tartottak előadást (az év folyamán összesen 13 alkalommal, ami az előadások 35 %-a volt). Az előadásokat mindig szakmai vita követi.

1981. folyamán referáló délutánokon az alábbi előadások hangzottak el:

- Január 14.* *Dajkó Gábor:* Az elektrokémiai nyommaratás technikája és neutron dozimetriai alkalmazása (egyetemi doktori disszertáció)
- Január 21.* *Krasznahorkay Attila:* ^{96}Nb atommag szerkezete (egyetemi doktori disszertáció)
- Január 28.* *Uray István:* A ciklotron laboratórium sugárvédelmi tervezése
- Február 4.* *Kövér András:* Beszámoló a Statisztikus Fizikai Téli Iskoláról
- Február 11.* *Nyakóné Juhász Katalin:* Padé féle közelítések és alkalmazásaik (egyetemi doktori disszertáció)
- Február 18.* *Török István, Uray István:* Nagyhatásfokú Ge(Li) detektorok néhány új felhasználási területe.
- Február 25.* *Gáspár András, Lakatos Tamás, Sulik Béla, Török István:* Precíziós gammaspektroszkópia
- Március 4.* *Horkay György, Lakatos Tamás, Kis-Varga Miklós, Molnár József:* Programozott REA

- Március 11.** *Wallner Ákos* (MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron): Geomágneses műszerek és alkalmazásuk a Föld belső szerkezetének kutatásában és
Verő József (MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron): Geomágneses variációk és a magnetoszféra
- Március 25.** *Koch József* (KFKI Bp.): Felvételek feldolgozása lineáris CCD képérzékelővel
- Április 1.** *Sulik Béla*, Bornemisza Györgyné, Máthé György: Egyszerű gammaintenzitás mérés hibái, nagy-beütésszámokig pontos mérési elrendezés
- Április 9.** *Gáspár András*, Sulik Béla, Gaál János: Elektronikus problémák számítógépes megoldása
- Április 15.** *Mezei Gábor* (KFKI Bp.): Rutherford visszaszórás és alkalmazásai
- Április 22.** *M. M. Abdel Hady*, Kiss Árpád, Koltay Ede, *Nyakó Barna*, Szabó Gyula: Két modell Doppler kiszélesedést mutató gamma vonalak alak-
analízisére (DSA és Monte Carlo leírás)
- Április 30.** *Novák Dezső*, Mészáros Sándor, Vad Kálmán: A hideglabor fejlesztéseinek helyzete különös tekintettel a SQUID-re
- Május 6.** *Somogyi György*: Környezeti radon mérések
- Május 13.** *I. M. Szöghy* (Université Laval, Québec-Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg):
A $^{35}\text{Cl}^{9+}$, $^{11+}$ és a ^{59}Cu fúziójánál keletkezett termékek azonosítása karakterisztikus röntgen-sugárzásuk révén
- Május 20.** *Fényes Tibor*: Gamma-spektroszkópiai vizsgálatok lehetőségei U-103 ciklotron nyalábon
- Május 27.** *Ja. B. Zeldovich* (Alkalmazott Matematikai Intézet, Moszkva): Theory of elementary particles and cosmology
- Június 3.** *Hunyadi Ilona*: Radiográfiai vizsgálatok nyomdetektorokkal (A XII. Nemzetközi Autoradiográfiai Szemináriumról (Harkány, 1981. V. 26-29) szóló beszámoló ürügyén)
- Június 22.** *Prof. B. D. Kern* (University of Kentucky Lexington, USA): Review of recent neutron physics studies of the University of Kentucky

- Junius 24.* *Kakas János* okl. fizikus (Erőterv, Budapest):
Triboelektromos töltésátadáson alapuló mérés-
technikai módszerek (Kandidátusi értekezés
vitája)
- Szeptember 3.* *Dr. A. Passoja* (University of Jyväskylä,
Finland): O^+ States and their $E0$, $E2$ and $M1$
transition Rates in f-p Shell Nuclei
- Szeptember 10.* *Dr. J. Raisanen* (University of Helsinki,
Helsinki, Finland): External beam PIXE and
PIGE methods for analysis of biological
samples
- Szeptember 14.* *Prof. S. Shimizu* (Kyoto University, Japan)
Field Survey in Hiroshima
(personal experiences and films)
- Szeptember 24.* *Lovas Rezső*: Beszámoló az angliai munkáról
- Október 1.* *Szalay Sándor*: A jóléti táplálkozás mikrotáp-
elem szegénysége és a kockázat lehetősége az
egészségre.
- Október 5.* *Jan Verhoeven* (FOM Instituut voor Atom on
Moleculfysics, Amsterdam, Hollandia): Recent
developments in photon and electron stimulated
desorption effects
- Október 15.* *Dr. Harald Prade* (Zentralinstitut für Kernphysik,
Rossendorf, Dresden, NDK): Nuclear spectroscopic
investigation in Rossendorf
- Október 22.* *Bibok György*: Beszámoló az NSZK tanulmányutról
és *Paál András*: Beszámoló a belgiumi tanulmány-
utról
- Október 29.* *Takács Sándor*, *Mahunka Imre*: Aktivációs anali-
tikai vizsgálatok ciklotronnal
- November 5.* *Molnár József*: "Self-Refreshing" típusu
display vezérlő egységek moduláris mikropro-
cesszoros rendszerekhez
- November 12.* *Koltay Ede*: Fejlesztési feladatok az Elektro-
sztatikus Gyorsító Osztályon

November 26.

Kovács Zoltán: Ultramikromennyiségű izotópelegyek kiválasztása céltárgyakból és termokromatográfiás szétválasztásuk
(Kandidátusi értekezés házi védése)

December 3.

Lőkös Sándor: Mit ad(hat)nak a kutatóintézeteknek a lokális számítógéphálózatok?

December 17.

Dr. Mészáros Ernő: (Központi Légekőrfizikai Intézet igazgatója): A légköri aeroszol

Összeállította: Kovács Adámné

Az *ATOMKI Közlemények* negyedévenként jelenik meg.
Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001).
Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaikért cserébe
vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Kérésre
egy-egy számot vagy különlenyomatot magánszemélyek is ingyen
kaphatnak.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső
titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati
Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős
dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója

Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám: 12
Debrecen, 1982/junius
Példányszám: 440

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 24 / № 2

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	77
С. Шимизу: Осмотр местности после взрыва атомной бомбы в Хиросиме и изучение пепельного дождя, вызванного испытательного взрыва атомной бомбы в Тихом океане (Воспоминания японского ядерщика)	77
Й. Гал, Дь. Бибок: Методы коррекции мертвого времени и наложенный импульсов в количественной спектроскопии амплитуды импульсов (обзор)	95
Н. Сайлер, А. Л. Фурса: Неупругое рассеяние π -мезонов и кластерная структура ядер ${}^7\text{Li}$	117
З. Авад, Т. Байоми, Н. А. Мансур, Ф. Асфур, М. Р. Эл-Асвр: Распад ${}^{109}\text{Pd} \rightarrow {}^{109}\text{Ag}$	123
Й. Бачо, Г. Калинка, Ж. Нертес, П. Новач, Т. Ланатос: $\text{Si}(\text{Li})$ рентгеновский спектрометр с высоким энергетическим разрешением и высоким фактором пропускания импульсов	133
И. Ураи: Сравнение методов, применяемых для расчета стен радиационной защиты	147
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	157
Е. Швингор: Новый трехленточный источник ионов для масс-спектрометра МИ-1309	157
ИНСТИТУТСКИЕ ИЗВЕСТИЯ	163

ATOMKI BULLETIN

Volume 24/ Number 2

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	77
<i>S. Shimizu</i> : Field survey immediately after Hiroshima atomic bombing and study on the fallout from the hydrogen bomb test in the central Pacific (Recollection and reflection of a Japanese nuclear physicist)	77
<i>J. Gál, Gy. Bibók</i> : Dead time and pile-up correction methods in the quantitative pulse height spectrometry (review)	95
<i>K. Sailer, A. L. Fursa</i> : Inelastic scattering of π -mesons and the cluster-structure of ${}^7\text{Li}$ nuclei	117
<i>Z. Awwad, T. Bayomy, N. A. Mansour, F. Asfour, M. R. El-Aasser</i> : On the decay of ${}^{108}\text{Pd}$ to ${}^{108}\text{Ag}$	123
<i>J. Bacsó, G. Kalinka, Zs. Kertész, P. Kovács, T. Lakatos</i> : High resolution Si(Li) X-ray spectrometer with high throughput rate	133
<i>I. Uray</i> : Comparison of different methods of shielding calculation	147
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	157
<i>E. Svíngor</i> : New triple-filament ion source for the MI-1309 mass spectrometer	157
NEWS OF THE INSTITUTE	163

310.565

W

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

24. kötet / 3. szám



9

MTA

ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1982

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

24 kötet /3 szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

173

Cseh J., Koltay E., Máté Z., Somorjai E., Zolnai L.:
 $^{24}\text{Mg} + \alpha$ szórás és a magmolekula-állapotokra vonat-
kozó kölcsönhatóbozon-modell

173

Csongor É., Hertelendi E.: Légköri nukleáris fegy-
verkisérletek révén keletkezett hasadási termékek
és radiokarbon kimutatása Debrecenben

179

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

185

Pálvölgyi J.: Az NTA 31024 sokcsatornás analizátor
illesztése TPA-i számítógéphez

185

TUDOMÁNYOS ÉS ISMERETTERJESZTŐ ELŐADÁSOK, ISMERETTERJESZTŐ KÖZLEMÉNYEK, ATOMKI, 1981

191

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

$^{24}\text{Mg}+\alpha$ SCATTERING AND THE IBM FOR NUCLEAR
MOLECULAR STATES*

J. CSEH, E. KOLTAY, Z. MÁTÉ, E. SOMORJAI, L. ZOLNAI

Institute of Nuclear Research of the Hungarian
Academy of Sciences, Debrecen, Hungary

Excitation functions have been measured at six angles for $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{24}\text{Mg}$ up to $E_\alpha = 4.94$ MeV. Multilevel R-matrix analysis was performed for nineteen resonances. The deduced experimental spectrum has been compared with the theoretical ones corresponding to the dynamical symmetries of the U(4) interacting boson model.

$^{24}\text{Mg}+\alpha$ SZÓRÁS ÉS A MAGMOLEKULA-ÁLLAPOTOKRA VONATKOZÓ KÖLCÖN-HATÓBOZON-MODELL. Gerjesztési függvényt mértünk $E_\alpha = 4.94$ MeV-ig, hat szögnél a $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{24}\text{Mg}$ folyamatban. Soknívós R-mátrix analízist hajtottunk végre 19 rezonanciára. A nyert kísérleti spektrumot összehasonlítottuk azokkal az elméleti spektrumokkal, amelyek az U(4) modell dinamikai szimmetriáinak felelnek meg.

РАССЕЯНИЕ $^{24}\text{Mg}+\alpha$ И МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ БОЗОНОВ ДЛЯ СОСТОЯНИЙ ЯДЕРНЫХ МОЛЕКУЛ. В процессе $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{24}\text{Mg}$ была измерена функция возбуждения до $E_\alpha = 4.94$ MeV при 6 углах. Проведен многоуровневый R-матричный анализ для 19 резонансов. Полученный экспериментальный спектр сравнивается с теоретическими, соответствующими динамическим симметриям модели U(4).

In the elastic scattering of α -particles the population of levels with large α -width is enhanced. This well-known fact has a great advantage from the point of view of cluster studies. In this work the elastic scattering of α -particles on ^{24}Mg was measured. Based on angular momentum selection rule and partial-width selectivity the populated resonance-levels were supposed to have considerable overlap with the $^{24}\text{Mg}+\alpha$ molecular configuration. The classification of the states and the fitting of the level-energies were carried out according to the dynamical symmetries of the U(4) model proposed recently by Iachello [1].

The experiments were performed with a $^4\text{He}^+$ beam obtained from the 5 MV Van de Graaff accelerator of the Institute of Nuclear Research in Debrecen [2]. Targets of 4-9 keV thickness at $E_\alpha = 3.5$ MeV were prepared by vacuum evaporation of MgO 98.5 % enriched in ^{24}Mg on thin self-supporting carbon foils. Inside a scattering chamber six surface-barrier detectors were mounted at 67.5, 80.5, 116.5, 134.7, 145.0 and 162.5 degrees. For energy calibration the $E_\alpha = 3198.3$ keV resonance [3] was used. The uncertainty of our energy scale at 5 MeV is estimated to be less than ± 5 keV. The excitation

* Presented in the poster session of the Europhysics Study Conference on Nuclear Structure, Crete, June 28 - July 2, 1982

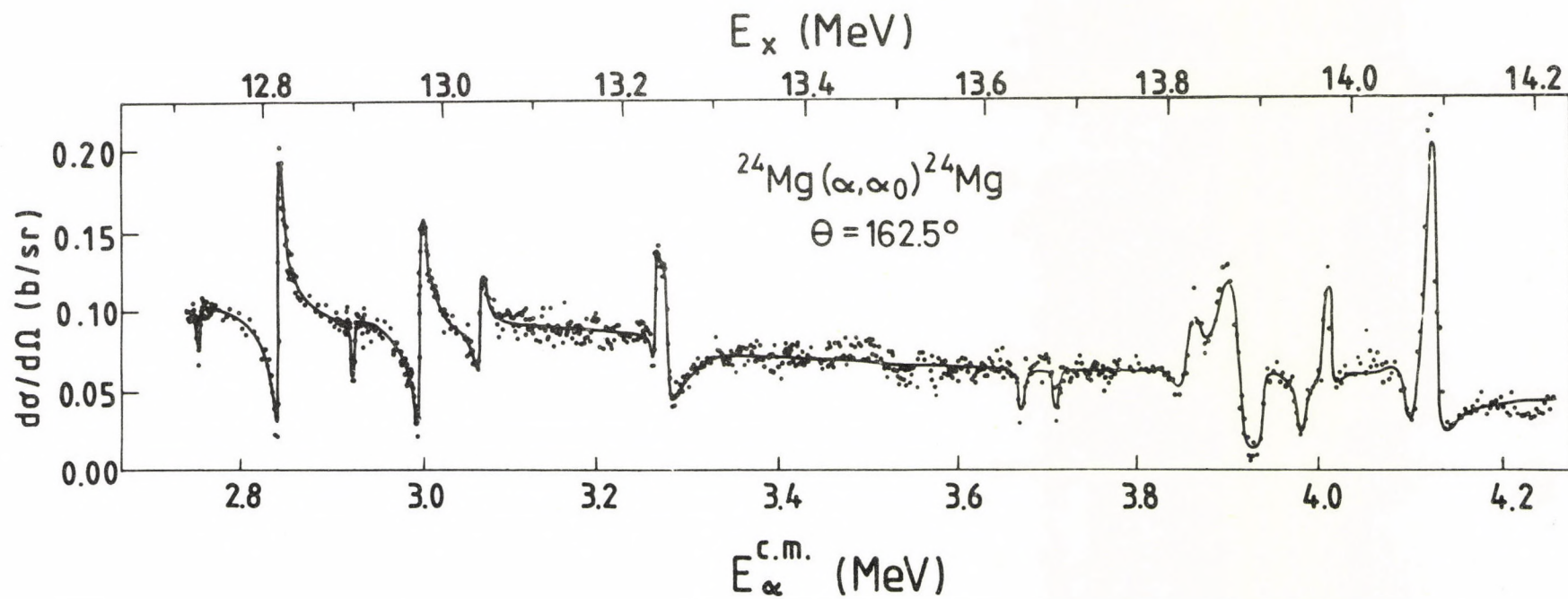


Fig. 1. Measured and calculated back-angle excitation function.

functions were taken with 0.8-3.5 keV steps and 0.2 mC charge were collected at each point. The control of the experiment and the data collection was done by a ND 50/50 system; the spectra were analysed with a code [4] working on a PDP-11/40 computer.

The back-angle excitation function is shown on fig. 1., for more details see ref. [5]. The measured (α, α) relative cross sections were normalized to the Rutherford cross section at structureless parts of the excitation functions. In this procedure the Au peak corresponding to the small amount of Au added during target preparation helped us in avoiding eventual uncertainties in the current integration. The excitation functions turned out to be smooth below the displayed region, which fact is explained by the Coulomb-penetration.

A multi-level R-matrix code was used for the analysis. Hard-sphere potential scattering with an interaction radius of 6.39 fm and partial waves of $l \leq 4$ were included. The level shift and the background term in the R-matrix were taken to be zero. The experimental energy-resolution given by beam energy-spread and target thickness was taken into account by averaging the calculated excitation functions with a Gaussian. The small number of the continuous parameters for each resonances (due to the zero channel spin) enabled us to perform a complete χ^2 fit.

Table 1. Resonance-levels found in the $^{24}\text{Mg} + \alpha$ scattering. The ω values are assigned to the states for the IBM fit

$E^{\text{C.m.}}$ [MeV]	J^π	γ^2 [keV]	ω
2.741	2 ⁺	17	8
2.832	1 ⁻	56	8
2.914	2 ⁺	13	8
2.988	1 ⁻	13	6
2.991	0 ⁺	33	6
3.056	0 ⁺	17	6
3.249	0 ⁺	10	6
3.264	3 ⁻	50	8
3.654	2 ⁺	2	6
3.693	2 ⁺	3	6
3.832	1 ⁻	3	4
3.851	3 ⁻	1	6
3.892	3 ⁻	26	6
3.913	1 ⁻	4	2
3.962	2 ⁺	5	4
3.991	4 ⁺	9	8
3.995	2 ⁺	2	4
4.079	2 ⁺	4	2
4.105	3 ⁻	11	6

The deduced resonances are given in Table 1. Because of their closeness, some of the levels were fitted together. As for the spin-parity, the analysis proved to be very selective. The overall χ^2 value for an interval containing several resonances increased

at least by a factor of 1.6 when the J^π values for one of levels was changed from the final assigned value to any other one. In some cases where the fitting procedure could not result in an unambiguous choice between different possibilities, use was made of the results of γ -ray studies [5]. In Table 1 we gave the reduced α -widths to indicate the α -strengths of the states. These should be compared with the Wigner-limit: 447 keV.

The way of classification and the fit of these levels according to the dynamical symmetries of the $U(4)$ model is similar to the one used in [6] for other nuclei. The experimental and the theoretical spectra are shown on fig. 2.

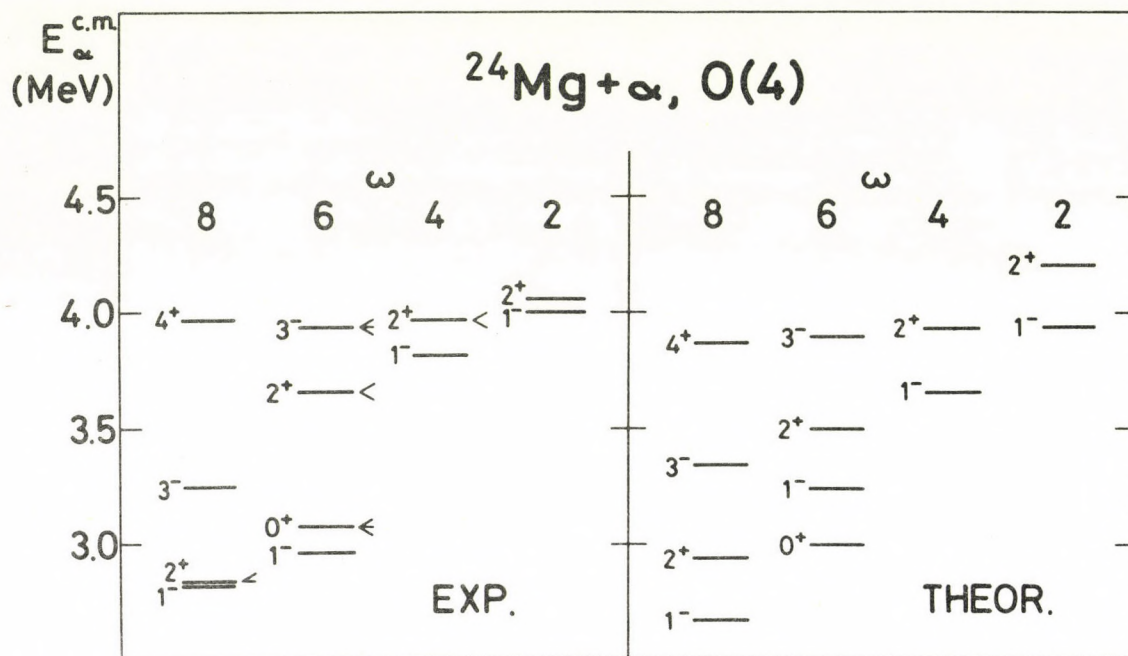


Fig. 2. Comparison of the experimental and theoretical spectrum.

The latter one was calculated from the formula:
 $E[\text{MeV}] = -0.018\omega(\omega+2) + 0.069L(L+1) + 3.97$.

This expression corresponds to the $O(4)$ limit of the model; the coefficients are results of a fitting procedure.

Approximately the same kind of agreement could be reached between the experimental spectrum and the theoretical one corresponding to the $U(3)$ dynamical symmetry. This situation is similar to the one of the $^{26}\text{Mg} + \alpha$ system given in [6].

To sum up, we think, that the correspondence in fig. 2. is remarkable as a starting point of the application of IBM to these states, but obviously more complete experimental spectra and more elaborate description is necessary for a convincing interpretation of these levels in terms of interacting bosons.

One of us (J. Cs.) acknowledges the useful discussions with Professor F. Iachello on the $U(4)$ model.

References

- [1] F. Iachello, Phys. Rev. C23 (1981) 2778
- [2] For references to a technical report see A. Kiss, E. Koltay, G. Nagy and E. Somorjai, ATOMKI Közlemények 20 (1978) 263
- [3] P. M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys. A310 (1978) 1
- [4] L. Zolnai, Computer-code REVAZOL (unpublished)
- [5] J. Cseh, E. Koltay, Z. Máté, E. Somorjai and L. Zolnai, to be published in the Nuclear Physics
- [6] J. Cseh, to be published

Referee: K. Sailer

FISSION PRODUCTS AND RADIOCARBON AS ENVIRONMENTAL POLLUTANTS DUE TO ATMOSPHERIC NUCLEAR WEAPON TESTS MEASURED IN DEBRECEN SINCE 1952*

E. CSONGOR AND E. HERTELENDI

ATOMKI, H-4001 Debrecen, Pf. 51, Hungary

Atmospheric nuclear weapon tests produce large amounts of radioactive fission products and a large neutron flux. From the year 1952 regular measurements have been made on the total beta activity of the daily precipitation. The annual sums of beta activity measured from 1952 to 1979 are presented. Excess ^{14}C was produced by the large neutron flux of the atmospheric nuclear weapon tests. The variation of the atmospheric ^{14}C concentration from 1950 to 1978 was measured by the analysis of tree rings. The excess ^{14}C activity was determined from the alpha-cellulose fraction of the tree rings by proportional counting.

LÉGKÖRI NUKLEÁRIS FEGYVERKISÉRLETEK RÉVÉN KELETKEZETT HASADÁSI TERMÉKEK ÉS RADIOKARBON KIMUTATÁSA DEBRECENBEN. A légköri nukleáris fegyverkisérletek révén nagy mennyiségű radioaktív hasadási termék és nagy neutron fluxus keletkezik. 1952 óta mérjük rendszeresen a napi csapadék össz-beta-aktivitását. A közlemény tartalmazza az 1952-1979 között végzett mérések adatainak évi összegeit. A nukleáris fegyverkisérletek nagy neutronfluxusa többlet ^{14}C -et termelt a légkörben. Fák évgyűrűinek analízise révén mértük hogyan változott a légköri ^{14}C koncentráció 1950 és 1978 között. A ^{14}C többlet aktivitását a fák évgyűrűinek alfa cellulóz komponenséből proporcionális számlálással határoztuk meg.

ОБНАРУЖЕНИЕ В Г. ДЕБРЕЦЕН ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ И РАДИОУГЛЕРОДА, ВОЗНИКШИХ ПРИ АТМОСФЕРНЫХ ИСПЫТАНИЯХ ЯДЕРНЫХ ОРУЖИЙ. При атмосферных ядерных испытаниях образуется большое количество радиоактивных продуктов деления и большой поток нейтронов. Суммарная бетаактивность осадков регулярно измеряется с 1952 г. В статье представлены результаты измерений, проведенных в гг. 1952-1979. Из-за нейтронного потока ядерных испытаний в атмосфере образуется избыточный ^{14}C . Путем анализа годовых колец деревьев измерялось изменение концентрации атмосферного ^{14}C в гг. 1950-1978. Избыточная активность ^{14}C определялась из альфа-целлюлозного компонента годовых колец деревьев с помощью пропорционального счетчика.

*Lecture given at the XI. Annual Meeting of European Society of Nuclear Methods in Agriculture (ESNA). Debrecen, Hungary, 26. August, 1980.

Man has always been exposed to natural background radiation, its main sources are 1) the cosmic radiation; 2) radiation from the natural primordial radionuclides and from their decay products (natural radioactive elements); and 3) the radiation from the cosmogenic radionuclides (^3H , ^7Be , ^{10}Be , ^{14}C , etc.).

The long-term equilibrium of the natural background radiation was changed in the last three decades by anthropogenic radioactive materials originating in nuclear weapon testing.

The first nuclear device was exploded in 1945 and more than 900 nuclear weapons have been tested so far. This number includes more than 400 atmospheric weapon tests, the others were exploded underground.

During the explosion of an atmospheric nuclear weapon large amounts of fission products, volatilized solid constituents and a large neutron flux are produced.

The fission products adhere on aerosol particles which will be transported by atmospheric air masses; they will be diffused throughout the atmosphere and ultimately deposited on the earth as fallout.

The consequence of the large neutron flux will be discussed later.

A) Measurement of total beta activities of fission products in the precipitation in Debrecen, since 1952.

A. Szalay suggested in 1952 to detect the radioactivity of fallout washed out in the precipitation in Debrecen [1].

The measurements have been carried out without interruption in ATOMKI since 1952 essentially with the same method.

The precipitation is collected daily by means of an ombrometer located on the roof of the Institute. The precipitation together with the deposited dust and soot is evaporated into standardized glass cups of 25 mm diameter and the total beta activity is measured by an end-window GM-counter [2]. Previously published data are collected in [2]; for details see the references therein.

Fig. 1. represents the annual sums of the measured total beta activities. A lot of information can be obtained from this histogram on the history of nuclear weapon testing:

As the number and the yield of the nuclear devices was increasing (the first thermonuclear explosion was in 1952 on), the activity of the deposited fallout increased rapidly as well. After the first temporary moratorium (from the end of the year 1958) there was a rapid decrease with a decontamination period of about 0,7 years [3]. In the years 1961 and 1962 the very high yield weapon tests started again, among them a 58 Mt TNT equivalent yield device (the highest yield ever tested). So the highest fall-out deposition occurred in 1963. But since the year 1963, when the Nuclear Test Ban Treaty was adopted, a rapid cleaning of the troposphere from the fall-out particles is observed. There are only a few countries which did not adopt this Treaty and the few atmospheric tests conducted in the meantime by France and the PR of China caused the small activity peak in the early 70's and maintain a relatively constant annual fall-out deposition rate.

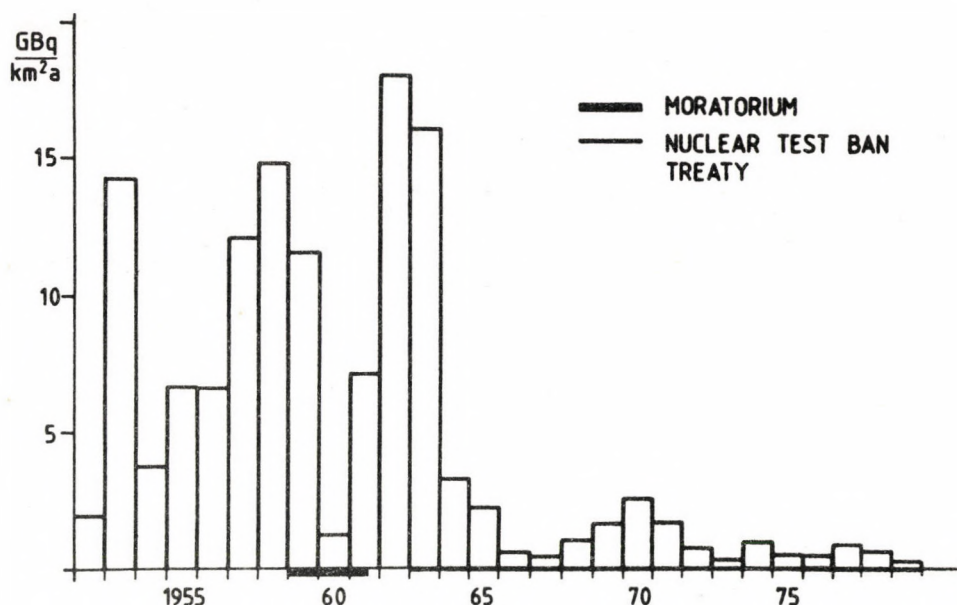


Fig. 1. Annual sums of beta activity of fission products in the atmospheric precipitation in Debrecen.

These results are both a) of radiological and b) of meteorological interest.

a) as a result of these measured data it is possible to give the amount of the yearly deposited beta active material in the Eastern part of Hungary, in $\text{GBq/km}^2 \times \text{yr}$ units. These mean an external and internal radiological health hazard to man. Sr-90 and Cs-137 being incorporated through the food chain are the main contributors to the radiation dose because of their relatively long physical (30 years) and biological half-lives, though the whole body dose rate from the fall-out is now insignificant ($6 \times 10^{-5} \text{ Sv/year}$) as compared with the natural background.

b) An other important consequence can be drawn from these measurements from a meteorological point of view. The single atmospheric weapon tests conducted in the last years injected radioactive fission products into the different layers of the atmosphere representing a pointlike source.

The fission products are tracing the movement of air masses both in the stratosphere and in the troposphere, so from these measurements

- 1) The mean residence time for the fallout particles in the stratosphere was determined to be about 1 year [3];
- 2) It can be stated that the fission products complete their first passage in the troposphere in about 30 days along the same latitude [2].

So these atmospheric thermonuclear explosions are unique tracer experiments for meteorologists.

B) Measurement of excess ^{14}C of tree rings in Debrecen

An other consequence of nuclear testing was that it disturbed the natural equilibrium of radiocarbon concentration in the atmosphere.

Radiocarbon continuously is formed in the upper atmosphere where cosmic ray produced neutrons interact with atmospheric nitrogen. ^{14}C has a long half-life (5730 years) so a nearly constant $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ ratio was maintained ($^{14}\text{C}/^{12}\text{C}=1.17\times 10^{-12}$), before anthropogenic interference. The annual production rate of ^{14}C is 10^6 GBq/year, and the total radiocarbon inventory of the earth is about 82.7×10^8 GBq, which is distributed between the hydro-, bio-, and atmosphere [4].

Only a small fraction - about 1.5×10^8 GBq - is the radiocarbon content of the atmosphere in the natural background, where it is present in the form of CO_2 . Because of its great solubility in water, the hydrosphere is the largest reservoir of ^{14}C .

The explosion of a nuclear device produces an intense flux of neutrons. These are captured in the same manner as the cosmic ray produced neutrons by atmospheric nitrogen to form ^{14}C .

The total yield of atmospheric nuclear devices tested so far is about 500 Mt TNT, which increased the total ^{14}C inventory of the earth by a few percent only [4], but the concentration in the atmosphere was doubled in 1963 [5]. The excess ^{14}C was 2.2×10^8 GBq [4].

Since very few atmospheric nuclear weapon tests were conducted in the last decades the atmospheric concentration of radiocarbon is now decreasing because of the rapid absorption of the atmospheric CO_2 by the oceanic reservoirs.

So this excess ^{14}C is a useful tracer for geophysicists in the investigation of the carbon cycle in geochemical processes.

The atmospheric ^{14}C is taken up in the form of CO_2 by plants during photosynthesis, so tree rings conserve the contemporaneous tropospheric radiocarbon concentration [4].

A Robinia pseudoacacia tree was cut in Debrecen in 1979 and the excess ^{14}C was determined for the years 1950-1978. The tree rings were separated by fret-saw, the wood of the annual rings was cut, then chemically treated to obtain the alpha-cellulose fraction of the wood. Finally this alpha-cellulose sample was combusted, synthetized to CH_4 and the specific activity was measured with a proportional counter, in the low background counting system developed in ATOMKI (Debrecen) [6,4]. All the data were referred to the activity of the NBS oxalic acid standard, which corresponds to the natural (prebomb) $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ ratio.

Fig. 2. presents the variation of the excess ^{14}C in the tree rings, measured in Debrecen. (Fig. 2.). They agree with the variation of the excess atmospheric ^{14}C (5), being 95 % in the year 1964 and 30 % in the year 1978.

The small yield injections in the early 70's are responsible for the small increase in the ^{14}C excess in the tree ring samples.

This excess ^{14}C is incorporated into the animals too, so it increased the radiation dose rate to the human body via the food chain.

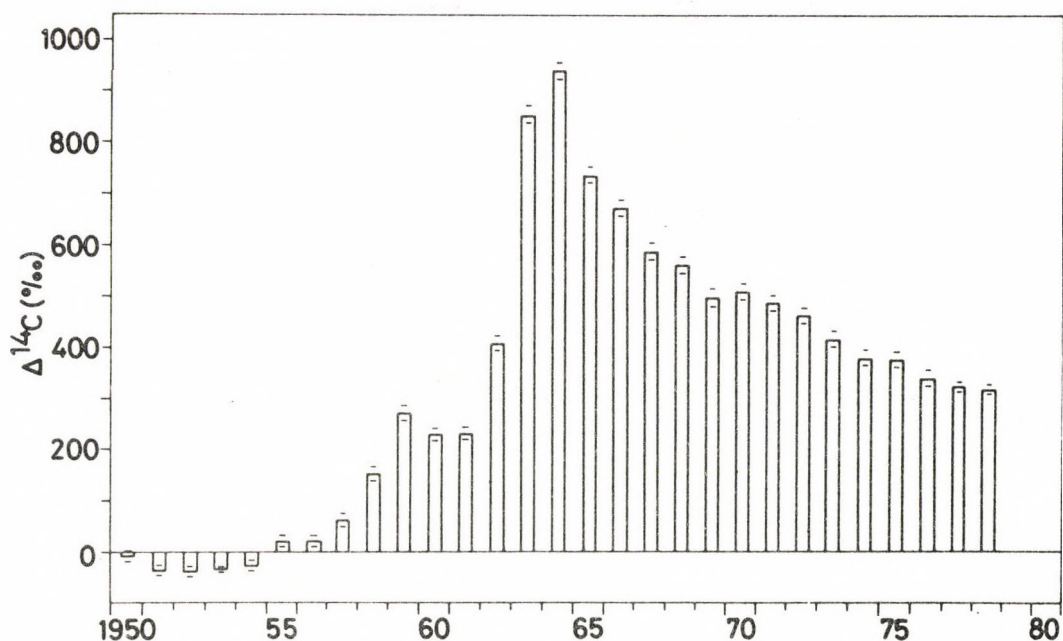


Fig. 2. Excess ^{14}C ($\Delta^{14}\text{C}$) measured in tree rings in Debrecen.

References

- [1] A. Szalay, D. Berényi, Acta Phys. Hung. 5 (1955) 1
- [2] A. Szalay, E. Csongor, Acta Phys. Hung. 29 (1970) 407
- [3] A. Szalay, A. Kovách, Acta Phys. Hung. 13 (1961) 281
- [4] Csongor É., Hertelendi E., Izotóptechnika 24 (1981) 188
- [5] I. Levin, K. O. Münnich, W. Weiss, Radiocarbon 22 (1980) No.3
- [6] Csongor É., Hertelendi E., ATOMKI Közlemények 23 (1981) 189

Referee: A. Kovách

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

AZ NTA 31024 SOKCSATORNÁS ANALIZÁTOR ILLESZTÉSE
TPA-I SZÁMITÓGÉPHEZ

PÁLVÖLGYI JENŐ

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51.

A cikk az NTA 31024 típusu analizátor főbb üzemmódjainak TPA-i számítógéppel történő vezérlésére és a memória tartalmának kiolvasására szolgáló, programozott adatátvitellel működő interfészt ismerteti, amelyet a REA-csoportban fejlesztettünk ki.

INTERFACING AN NTA 31024 MULTICHANNEL ANALYSER TO A TPA-i SMALL COMPUTER. An interface, which uses programmed data transfer for controlling the main functions of an NTA 31024 type analyser and for reading out its memory content is described.

СОГЛАСОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО АНАЛИЗАТОРА ТИПА NTA 31024 И МАЛОЙ ЭВМ ТИПА ТРА-1. В статье описано согласование многоканального анализатора типа NTA 31024 и малой ЭВМ типа ТРА-1, действующее программным переносом данных. Согласование служит для управления важнейших режимов анализатора и переноса данных.

1. Bevezetés

Az ATOMKI Röntgenemissziós Analitikai (REA) Laboratóriumában a Si/Li/ detektoroktól származó jelek amplitúdó-analizisét és a spektrumok feldolgozását két független mérő-adatfeldolgozó rendszer végzi. Az egyik berendezés KFKI gyártmányú ICA-70 típusú sokcsatornás analizátorból és TPA-i kisszámítógépből, valamint az ehhez csatlakozó perifériákból áll. Ez a rendszer sokoldalú felhasználást biztosít: az ICA-70 analizátorral felvett spektrumokat grafikus-alfanumerikus display segítségével a Display-orientált Interaktív Spektrumfeldolgozó Programrendszerrel (DISP) [1] értékeljük ki, és a rutin jellegű méréssorozatokot ICA FOKAL (ICA-70 TPA-i FOKAL 16 K 1977) nyelven írt mérésvezérlő-adatfeldolgozó programokkal végezzük. A másik berendezés, az EMG gyártmányú NTA 31024 típusú sokcsatornás analizátorból és EMG-666 típusú asztali kalkulátorból álló összeállítás, főleg célfeladatok ellátására alkalmas. A TPA-i számítógép és NTA 31024 analizátor összekapcsolásával az volt a célunk, hogy kihasználjuk a TPA-i adta lehetőségeket: nevezetesen, hogy az NTA 31024 analizátorral mért spektrumokat is kiértékelhessük a DISP segítségével és a mérésvezérlést és a spektrumok kiértékelését (FOKAL) írt programokkal végezhessük.

2. A TPA-i NTA 31024 illesztő egység

Az illesztő egység tervezésénél az alábbi szempontokat vettük figyelembe:

1./ Az ICA-70 analizátor memóriája 1K-s egységekre van osztva,

a programok is ehhez igazodnak. Az EMG gyártmányu analizátor tárkapacitása is 1K. A mérések során mindig a teljes tárat használjuk, ezért nem szükséges a memória kisebb szektorainak kiválasztását számítógéppel vezérelni.

2./ Elegendő az egyirányu adatátvitel az analizátorból a számítógépbe.

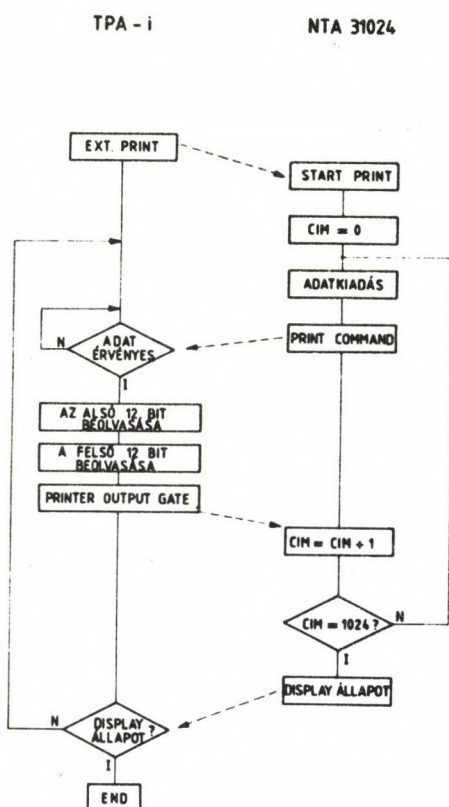
3./ Az analizátor üzemmódjai közül az amplitudó-analízis (PHA) elindítását, az alapállapotba állítást (DISPLAY) és a memória kiolvasását kell számítógéppel vezérelni.

4./ Az analizátor változatlanul legyen használható az EMG-666 kalkulátorral.

Az adatok kiolvasását a 2./, 4./ szempontok miatt az analizátor (eredetileg mozaiknyomtató működtetésére szolgáló) PRINTER csatlakozóján keresztül oldottuk meg. Ez a kimenet egyszerű, kézfogásos adatátvitelt tesz lehetővé.

Az adatok kiolvasását az 1. ábrán látható folyamatábra szemlélteti.

A következőkben az [2] és [3] jelöléseit alkalmazzuk, azzal a különbséggel, hogy a negatív logikát felülvonás helyett a negatív előjel jelzi az analizátor jelei esetén is.



1. ábra. Az adatok kiolvasásának folyamatábrája.

A spektrum kiolvasását az EXTERNAL PRINT jellel kezdeményezzük, ez indítja az analizátor READOUT üzemmódját. Hatására az analizátor kiadja a nulladik csatorna tartalmát a PRINTER kimenetre

6 számjegyű BCD kódban, majd kibocsátja a PRINT COMMAND jelet. Ennek megérkezése után beolvassuk a számítógépbe az adat alsó 12 bitjét, majd a felső 12 bitet. Az analizátornak a PRINTER OUTPUT GATE jel beadásával kell jelezni az adat elfogadását. Ennek hatására címléptetés következik be az analizátorban, majd kezdődik a következő csatorna tartalmának kiadása. Az utolsó csatorna tartalmának kiolvasása után az analizátor DISPLAY állapotba kerül.

Az illesztő egység elvi kapcsolási rajza a 2. ábrán látható. A PRINT COMMAND felfutó élére bebillen a BMV2 és a BMV3 bistabil multivibrátor és az adat alsó 12 bitjének (a 2. ábrán az 1. . . 800 bemenetek) beolvasása válik lehetővé. A BMV2 bebillent állapotában az adat érvényességét jelzi. Az IOT3 parancs hatására az adatot beolvassuk a TPA-i akkumulátorába, a -IOT3 felfutó élének hatására a BMV3 visszabilillen és az adat felső 12 bitjét (1K. . . 800K) lehet beolvasni a IOT4-el. A -IOT4 parancs feltűtőéle indítja a MMV2 monostabilt, ami a -PROG jellel visszabilentí a BMV2-t, és az analizátornak PRINTER OUTPUT GATE jelet szolgáltat. Az analizátor üzemmódjainak vezérlése az -EXT. AUTO, -EXT. DISPLAY, -EXT. PRINT jelekkel történik. Az analizátor DISPLAY állapotát a MOD kártya J-5 pontjáról kivezetett DISLI jel segítségével vizsgálhatjuk meg. DISPLAY állapotban az IOT1 parancs hatására a számítógépben utasítás-átlépés történik. Az analizátor DISPLAY állapotának jelzése lehetséges programmegszakítás kéréssel is. A BMV1 bebillentett állapotában engedélyezi a programmegszakítást.

Az interfész utasításait az alábbiakban foglaljuk össze:

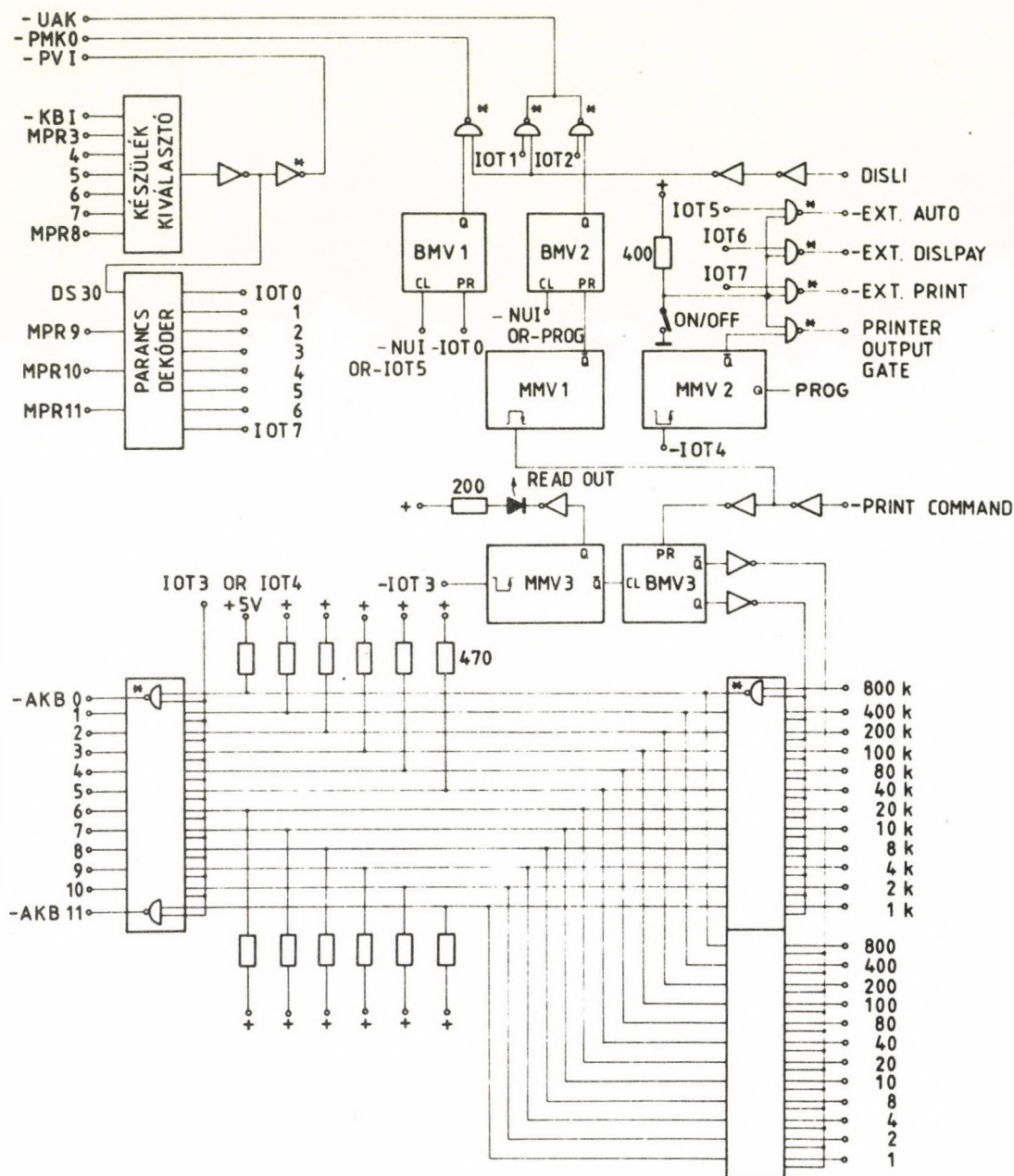
Utasítás	Az utasítás hatása
IOTO	A programmegszakítás engedélyezése: A programmegszakítás engedélyezése esetén az analizátor valamely üzemmódjának befejeztével programmegszakítást okoz a számítógépben.
IOT1	Az analizátor DISPLAY állapotának vizsgálata: DISPLAY állapot esetén az IOT1 parancs hatására a számítógépben utasítás átlépés jön létre.
IOT2	Az adat érvényességének vizsgálata: Az adat érvényessége esetén az IOT2 hatására a számítógépben utasítás átlépés keletkezik.
IOT3	Az adat alsó 12 bitjének beolvasása a TPA-i akkumulátorába.
IOT4	Az adat felső 12 bitjének beolvasása.
IOT5	Az analizátor AUTO PROGRAMMER üzemmódjának indítása, a programmegszakítás engedélyezésének törlése.
IOT6	Az analizátor DISPLAY állapotba helyezése.
IOT7	Az analizátor PRINTER üzemmódjának indítása.

Az analizátor alábbi kezelőszerveinek állása kötött: a teljes (FULL) tárat jelöljük ki, az AUTO PROGRAMMER fokozatkapcsolójával kiválasztjuk a mérési módot (PHA, MS, DIG.OSC), a STRIP, INT, READ-OUT, REP. kapcsolókat OFF állásba helyezzük, a READOUT CONTROL fokozatkapcsolóit PRINT, LIMITS állásba tesszük, a START CHANEL=0, a STOP CHANEL=1023. Az ERASE kapcsoló ON

állásában a spektrum kiolvasása után az analízátor automatikusan törli a memóriát. Az analízátor a spektrumot ellenőrző összeggel látja el (COEFFICIENT.INTEGRAL), ha az AUTO PROGRAMMER INT. kapcsolóját bekapcsoljuk.

TPA-i PDT BUSZ

NTA 31024



2. ábra. Az illesztő egység elvi kapcsolási rajza.

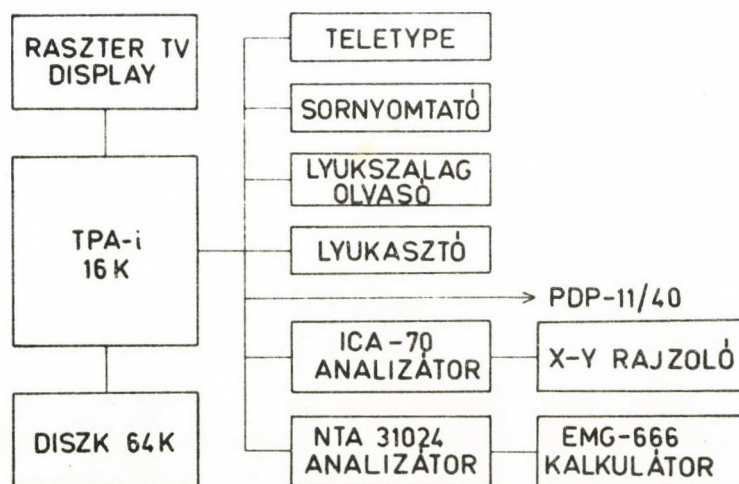
4. Szoftver

Az EMG analizátorral mért spektrumok rászterdiszplay segítségével történő kiértékelésére az adatok kiolvasását végző rutint beépítettük a DISP-programba. Az analizátor programozott vezérlésére az ICA FOKAL interpretert az alábbi függvény utasításokkal bővítettük:

Utasítás	Az utasítás hatásának leírása
S Z = FX(0)	Az analizátort DISPLAY állapotba helyezi.
S Z = FX(-1)	Spektrumkiolvasás az analizátorból (az ERASE kapcsoló ON állásában a spektrum kiolvasása után a memória törlődik).
S Z = FX(-2)	Az analizátor DISPLAY állapotának vizsgálata. A PHA, MS, DIG.OSC üzemmódok végrehajtásakor Z=1, DISPLAY állapotban Z=0.
S Z = FX(-3)	Az AUTO PROGRAMMER-rel beállított üzemmód (PHA, MS, DIG.OSC) indítása.

5. Összefoglalás

A REA-laboratórium mérő-adatfeldolgozó rendszerét a 3. ábrán vázoljuk. Mindkét analizátort lehet: a TPA-i számítógéppel FOKAL nyelven írt programmal vezérelni, a spektrumokat DISP-el vagy FOKAL programmal kiértékelni, lyukszalagon, diszken rögzíteni. A DISP használata esetén a két analizátorral egyidejűleg vehetünk fel spektrumokat és a kiértékelést a mérések befejeztének sorrendjében végezhetjük. A bővített ICA FOKAL segítségével az egyik analizátort programozott vezérléssel használjuk, míg a másik ezalatt hosszabb időt igénybe vevő mérést végezhet. A TPA-i számítógép az intézet PDP 11/40 számítógépének egyik intelligens termináljaként is működhet, így lehetőség van a spektrumok PDP 11/40-en történő feldolgozására is.



3. ábra. A REA laboratórium mérő-adatfeldolgozó rendszere.

6. Köszönetnyilvánítás

A 4. alatt leírt szoftvert dr. Kis-Varga Miklós készítette, a [3] dokumentációt és a csatlakozók bekötését az Elektronikus Mérőkészülékek Gyára Analizátor Laboratóriumának munkatársai bocsátották rendelkezésünkre. Köszönöm segítségüket.

Hivatkozások

- [1] Láng I., Turányi Gy., Diszplay-orientált Interaktív Spektrumfeldolgozó Programrendszer, 1975, KFKI kiadvány
- [2] TPA-i interfész rendszer, 1976, KFKI kiadvány
- [3] Инструкции по сервису многоканального анализатора тип 31024, EMG kiadvány

Lektor: Lőkös Sándor

TUDOMÁNYOS ÉS ISMERETTERJESZTŐ ELŐADÁSOK,
ISMERETTERJESZTŐ KÖZLEMÉNYEK

ATOMKI, 1981

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK*

1. ABDEL-HADY, MM.
KISS A. Z.
KOLTAY E.
NYAKÓ B.
SZABÓ GY.

Две модели анализа формы доплеровски уширенных гамма линий.

XXXI. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Самарканд, 14-17 апреля, 1981 г.

2. АЛХАЗОВ, Г. Д.
БЕРЛОВИЧ, Э. Е.
МЕЗИЛЕВ, Н. А.
НОВИКОВ, Ю. Н.
ПАНТЕЛЕЕВ, В. Н.
ПОЛЯКОВ, А. Г.
АФАНАСЬЕВ, В. П.
ГАНБААТАР, Н.
ГРОМОВ, Н. Я.
КАЛИННИКОВ, В. Г.
КОРМИЦКИ, Я.
ЛЯТУШИНСКИ, А.
ПОТЕМПА, А.
TÁRKÁNYI F.
ЮШКЕВИЧ, Ю. В.

Новые изотопы ^{145}Tb и ^{146}Dy .

XXXI. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Самарканд, 14-16 апреля 1981 г.

3. ARVA-SÓS E.
BALOGH K.
HAMOR G.
JÁMBOR Á.
RAVASZ-BARANYAI L.

Chronology of Miocene pyroclastics and lavas of Hungary.

The XIIth Congress of Karpath-Balkan Geological Association.
Bucharest, September 12, 1981.

* A többszemélyes munkákról szóló előadásokat az tartotta, akinek a neve dőlt betűvel van írva, ill. cirill betűs neveknél alá van húzva.

4. ARVÁNE SÓS E.
BALOGH K.
HÁMOR G.
JÁMBOR Á.
RAVASZNÉ BARANYAI L.

Magyarország miocén piroklasztikumai-
nak és lávakőzeteinek kronológiája.

Magyarhoni Földtani Társulat Bu-
dapesti Területi Szervezete és Ős-
lénýtan-Rétegtani Szakosztálya.
Budapest, 1981. május 4.

5. BACSÓ J.

A hajanalízis diagnosztikai lehetősé-
gei és technikai alapja.

V. Orvostechnikai Konferencia.
Budapest, 1981. szeptember 20-24.

6. BACSÓ J.

Környezetszennyezők mérésének lehe-
tőségei az ATOMKI-ban és az eddigi
vizsgálatok összefoglalása.

V. Gépipari környezetvédelmi na-
pok. Kollokvium. Győr, 1981. ápri-
lis 22-24.

7. BACSÓ J.

Применение современного Si(Li) рент-
геновского спектрометра для решения
научно-технических и народнохозяй-
ственных задач.

IV. Сoвещание по использованию
новых ядерно-физических методов для
решения научно-технических и народ-
нохозяйственных задач. Дубна, 20-23
октября 1981 г.

8. BACSÓ J.
BERÉNYI D.
KIS-VARGA M.
KOVACS P.
PALVÖLGYI J.
HIDEG J.
ТИГРЯНЯН, Р. А.

Исследование измерения минерального
метаболизма у космонавтов первого
советско-венгерского космического
полета рентгено-флуоресцентным мето-
дом. (Poster)

XIV. Сoвещание и симпозиум посто-
янно действующей рабочей группы соци-
алистических стран по космической
биологии и медицине. Варна-Дружба,
19-26 апреля 1981 г.

9. *BACSÓ J.*
HORVÁTH M.
BABICZKY T.-né
HORVÁTH S.
MAHUNKA I.-né

A haj Ca-tartalma és az ischaemiás szívbetegség rizikó-faktorai közti kapcsolat miokardium infarktus utáni állapotában (Rtg.-fluorometriás mérések).

"Nyomelem vizsgálatok" témakörben ankét. A Veszprémi Akadémiai Bizottság Orvosi-Mérés- és Számítástechnikai Munkabizottsága, a MOTESZ (Magyar Orvosok Tudományos Egyesületének Szervezete) Veszprémi Regionális Biokémiai Szakosztálya, a MKE (Magyar Kémikusok Egyesülete) Veszprémi Analitikai Csoportja és a Neumann Társaság Veszprémi Csoportjának Orvos-biológiai Munkacsoportja. Veszprém, 1981. december 9.
10. *BACSÓ J.*
KALINKA G.

Об ухудшении разрешающей способности Si(Li) детектора и устранении этого ухудшения.

Рабочее совещание по полупроводниковым детекторам ядерных излучений. Дубна, 16-18 июня 1981 г.
11. *BACSÓ J.*
KALINKA G.
KERTÉSZ ZS.
KOVÁCS P.
LAKATOS T.

Si(Li) rentgenovskij spektrometr s vysokim разрешением и высоким фактором пропускания импульсов.

Рабочее совещание по полупроводниковым детекторам ядерных излучений. Дубна, 16-18 июня 1981 г.
12. *BACSÓ J.*
KOLTAY E.
SARKADI L.

A haj endogén és exogén kalcium tartalmáról.

"Nyomelemzés" c. ankét. A Gépipari Tudományos Egyesület Anyagvizsgáló Szakosztályának, a Magyar Kémikusok Egyesületének és az Országos Magyar Bányászati és Kohászati Egyesületnek közös Szinképelemző Szakbizottsága rendezésében. Jászberény, 1981. május 18-19.

13. BACSÓ J.
KOVÁCS P.
АФАНАСЬЕВА, Н. Л.
МИРОНОВ, В. Н.
О Возможности рентгено—флуоресцентного анализа при определении тяжёлых элементов в воздушных фильтрах и Воде из различных источников.

IV. Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 20-23 Октября 1981 г.

14. BACSÓ J.
PAP M.
MÁTHÉ G.
Preliminary results in the determination of Zn distribution in a human population. (Poster.)

IInd International Anthropological Poster Conference. Zagreb, September 8-10, 1981.

15. BALOGH K.
ÁRVA-SÓS E.
BUDA GY.
Chronology of granitoid and metamorphic rocks of Transdanubia (Hungary).

The XIIth Congress of Karpath-Balkan Geological Association. Bucharest, September 11, 1981.

16. BALOGH K.
JÁMBOR Á.
PARTÉNYI Z.
RAVASZNÉ BARANYAI L.
SOLTI G.
NUSSZER A.
Magyarország harmadkori és negyedkori bazaltos kőzeteinek kőzettára és K/Ar kormeghatározása.

Magyarhoni Földtani Társulat Budapesti Területi Szervezete és Őslénytani-Rétegtani Szakosztálya. Budapest, 1981. május 4.

17. BALOGH K.
JÁMBOR Á.
PARTÉNYI Z.
RAVASZ-BARANYAI L.
SOLTI G.
NUSSZER A.
Petrography and K/Ar dating of Tertiary and Quaternary basaltic rocks in Hungary.

The XIIth Congress of Karpath-Balkan Geological Association. Bucharest, September 12, 1981.

18. BALOGH K.
PÉCSKAY Z.
SZÉKY-FUX V.
GYARMATI P.
Chronology of Miocene volcanism in North-East Hungary.

The XIIth Congress of Karpath-Balkan Geological Association. Bucharest, September 9, 1981.

19. BERECH I.
BOHÁTKA S.
DIÓŠ Z.
LANGER G.
- Peak selector for quadrupole mass spectrometer.
- "Vacuum-Industry-Energy". IInd Joint Meeting of the Roland Eötvös Physical Society and the Austrian Vacuum Society, Brunn am Gebirge, October 27-29, 1981.
20. BERECH I.
BOHÁTKA S.
GÁL I.
KISS L.
LANGER G.
PAÁL A.
- A small universal quadrupole mass spectrometer.
- "Vacuum-Industry-Energy". IInd Joint Meeting of the Roland Eötvös Physical Society and the Austrian Vacuum Society, Brunn am Gebirge, October 27-29, 1981.
21. BERÉNYI D.
- Atom-ion ütközések vizsgálata napjaink fizikájában.
- "A magyar tudományos élet kapcsolatai a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézettel" témakörű tudományos ülés a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet megalakulásának 25 éves évfordulója alkalmából. Budapest, 1981, április 14.
22. BERÉNYI D.
- Kutatások ion-atom ütközésekre vonatkozóan a dubnai nehézion-gyorsítók felhasználásával.
- "A magyar tudományos élet kapcsolatai a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézettel" témakörű tudományos ülés a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet megalakulásának 25 éves évfordulója alkalmából. Budapest, 1981. április 14.
23. BERÉNYI D.
- Methods for trace analysis in ATOMKI - results and possibilities.
- Days of Hungarian Science. Symposium in Trace Element Analysis Using Nuclear Analytical Methods Based on Small Accelerators. for Biological and Industrial Applications. Abo Akademi. Turku, August 31, 1981.

24. BERÉNYI D.

Nukleáris analitika-fémfelületek vizsgálata.

Nehézipari Műszaki Egyetem.
Miskolc, 1981. április 29.

25. BERÉNYI D.

Программа для исследования ионно-атомных столкновений в рамках сотрудничества между ОИЯИ и ИЯИ (Дебрецен, ВНР).

50. Сессия учёного совета ОИЯИ (Объединенного института ядерных исследований). Дубна, 28 мая, 1981 г.

26. BERÉNYI D.

Research on ion-atom collisions and its importance for future energy sources.

"Vacuum-Industry-Energy". IInd Joint Meeting of the Roland Eötvös Physical Society, Section Vacuum Physics and Thin Films and the Austrian Vacuum Society. Brunn am Gebirge, October 27, 1981.

27. BERÉNYI D.

A research program for ion-atom collision at high-energy.

International Seminar on High-Energy Ion-Atom Collision Processes. Debrecen, March 17-19, 1981.

28. BERÉNYI D.

Vizsgálatok a légkör tisztaságára vonatkozólag nukleáris módszerekkel az ATOMKI-ban.

Berényi Dénes professzor születésének 80. évfordulója alkalmából rendezett emlékülés a Meteorológiai Társaság rendezésében. Debrecen, 1981. május 21.

29. BERÉNYI D.
KOLTAY E.
KÖVÉR A.
RICZ S.
SZABÓ GY.
VÉGH J.
GROENEVELD, K. O.
SCHADER, J.
- Spectra of electrons from the collision of simple systems.
- International Seminar on High-Energy Ion-Atom Collision Processes. Debrecen, March 17-19 1981.
30. BIBÓK GY.
VALEK A.
- Cyclotron laboratory in ATOMKI.
- Symposium on Fast Neutron Cancer Therapy. Debrecen, October 12, 1981.
31. BOHÁTKA S.
BERECZ I.
HORKAY GY.
LANGER G.
- Leak detection of high pressure vessels.
- "Vacuum-Industry-Energy". IInd Joint Meeting of the Roland Eötvös Physical Society and the Austrian Vacuum Society, Brunn am Gebirge, October 27-29, 1981.
32. BUDA GY.
BALOGH K.
ARVANÉ SÓS E.
- Néhány dunántúli granitoid és metamorf kőzet kornológiája.
- Magyarhoni Földtani Társulat Budapesti Területi Szervezete és Ásványtan-Geokémiai Szakosztálya. Budapest, 1981. május 13.
33. CSANÁDY A.
MARTON D.
KÖVÉR L.
- Characterization of aluminium semiproduct surfaces by electron and ion-beam methods.
- VII. Internationale Leichtmetall Tagung. Leoben, (Austria) Juni 22-26, 1981.
34. CSEH J.
- On the splitting of an expected 4^+ simple state in ^{24}Mg .
- Adriatic Europhysics Study Conference on the Dynamics of Heavy-ion Collisions. Hvar, May 25-30, 1981.

35. CSERNY I.
KADAR I.
KÖVÉR A.
VÉGH J.
- PDP-8/CAMAC mérő-adatkiértékelő rendszer elektronspektrométerhez.
- A magyarországi PDP-felhasználók első szimpóziuma, DECUS-HLUG'81. Budapest, 1981. január 27.
36. CSIKAI J. /GY./
SZTARICKAI T.
BERKES I.
SZEGEDI S.
KOLTAY E.
MÓRIK GY.
SZABÓ GY.
BOHÁTKA S.
- The intense neutron generator concept in Debrecen.
- XIth Symposium on the Interaction of Fast Neutron with Nuclei. Rathen, December 3, 1981.
37. CSONGOR É.
- Kr-85 and C-14 pollution of the environment.
- Seminar. Institute of Physics of the Academy of Sciences of the Lithuanian SSR. Vilnius, June 25, 1981.
38. CSONGOR É.
BOGNÁR-KUTZIÁN I.
SZABÓ I.
HERTELENDI E.
- Radiocarbon dating of holocene bone samples in Hungary.
- First International Symposium on C-14 and Archaeology. Groningen, August 24-28, 1981.
39. CSONGOR É.
HERTELENDI E.
- Atomerőművekben keletkező radiokarbon és kimutatásának lehetőségei.
- "Atomerőművel kapcsolatos analitikai kémia" c. munkaértekezlet. Tengelic, 1981. október 21-23.
40. CSONGOR É.
HERTELENDI E.
SZABÓ I.
- Excess radiocarbon due to atmospheric nuclear tests in tree rings. (Poster.)
- GIREP'81. (Groupe International de Recherche sur l'Enseignement de la Physique.) Nuclear Physics - Nuclear Power Conference on Physics Education. Balatonfüred, September 6-13, 1981.

41. CZICZÓ T.
KERTÉSZ M.
SZEILI J.
BACSÓ J.
KIS-VARGA M.
MEDVE F.
- Levegőhigiénés vizsgálati lehetősé-
gek röntgen-emissziós analizátorral.
- Környezetvédelmi Konferencia '81.
Szombathely, 1981, szeptember 28-30.
42. DIÓS Z.
- Csucs kiválasztó készülék csatolása
kvadрупól tömegspektrométerhez.
- XXIV. Magyar Szinképelemző Ván-
dorgyűlés. Miskolc, 1981. június
15-18.
43. DOMBRÁDI ZS.
KRASZNAHORKAY A.
- Гамма-лучи из реакции $^{102}\text{Ru}(p,n\gamma)^{102}\text{Rh}$.
- XXXI. Совещание по ядерной спектрос-
копи и структуре атомного ядра. Са-
марканд, 14-17 апреля, 1981 г.
44. FÉNYES T.
- Измерительный комплекс для програм-
мы ЯСНАПП-2.
- Лаборатория ядерных проблем,
ОИЯИ (Объединенный институт ядерных
исследований.) Дудна, 15 января,
1981 г.
45. FÉNYES T.
- Проблемы исследования структуры
атомного ядра в ОИЯИ.
- XXXI. Сессия ученого совета ОИЯИ
(Объединенный институт ядерных ис-
следований) по физике низких энергий.
Дудна, 14 января 1981 г.
46. FÉNYES T.
- Проблемы исследования структуры
атомного ядра в ОИЯИ.
- XXXII. Сессия ученого совета
ОИЯИ (Объединенный институи ядерных
исследований) по физике низких энер-
гий. Дубна, 27 мая 1981 г.

47. FÉNYES T.

Új izotópok kutatása az MTA Atommag Kutató Intézet és a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet együttműködésében.

"A magyar tudományos élet kapcsolatai a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézettel" témakörű tudományos ülés a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet megalakulásának 25 éves évfordulója alkalmából. Budapest, 1981. április 14.

48. ГАНБААТАР, Н.
КОРМИЦНИ, Я.
МЕЗИЛЕВ, Н. А.
НОВИКОВ, Ю. Н.
НУРМУХАМЕДОВ, А. М.
ПОЛЯКОВ, А. Г.
ПОТЕМПА, А.
TÁRKÁNYI F.

Новые данные в распаде изобаров $A=152$.

XXXI. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд, 14-16 апреля, 1981 г.

49. ГАНБААТАР, Н.
КОРМИЦНИ, Я.
МЕЗИЛЕВ, Н. А.
НОВИКОВ, Ю. Н.
ПОЛЯКОВ, А. Г.
ПОТЕМПА, А.
ТАРАСОВ, В. Н.
TÁRKÁNYI F.

Распад короткоживущих изотопов $^{148-151}\text{Ho}$.

XXXI. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд, 14-16 апреля 1981 г.

50. ГАНБААТАР, Н.
КОРМИЦНИ, Я.
МЕЗИЛЕВ, Н. А.
НОВИКОВ, Ю. Н.
ПОТЕМПА, А.
ПРОКОБЕВ, Ю. П.
TÁRKÁNYI F.

Вероятность альфа-распада для нечётно-нечётных ядер ^{152}Ho , ^{156}Tm и ^{160}Lu .

XXXI. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд, 14-16 апреля, 1981 г.

51. GÖDÉNY S.
KISS I.
KOLTAY E.
PAPP Z.
SZABÓ GY.

Terhesektől levett vér makro- és mikroelem összetételének vizsgálata PIXE módszerrel.

Debreceni Orvostudományi Egyetem - ATOMKI (Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézete) Tudományos Ülés. Debrecen, 1981. december 11.

52. **GYARMATI B.**
VERTSE T.
LOVAS R. G.
HODGSON, P. E.
 Low-energy behaviour of the real depth of the proton optical potential.
 Rossendorf-Krakow-Kiev-Řež Seminar School. Biesenthal, March 16-21, 1981.
53. **HARANGOZÓ I.**
HORKAY GY.
DEBRECENI L.
KISS S.
MOLNÁR J.
KEDVES F.
 Mikroprocesszorral vezérelt belső-surlódás mérőberendezés adatgyűjtő és kiértékelő rendszere. (Poster.)
 Eötvös Loránd Fizikai Társulat XVIII. Vándorgyűlése. Székesfehérvár, 1981. augusztus 24-26.
54. **HORKAY GY.**
KIS-VARGA M.
MOLNÁR J.
 Röntgenemissziós analizátor adat-kiértékelő rendszere mikroprocesszorral. (Poszter.)
 Eötvös Loránd Fizikai Társulat XVIII. Vándorgyűlése. Székesfehérvár, 1981. augusztus 24-26.
55. **HUNYADI I.**
 Radiographic studies with track detectors.
 Seminar. Institute of Physics, University of Belgrade. Belgrade, October 11, 1981.
56. **HUNYADI I.**
 Review of research activities of ATOMKI Van de Graaff Accelerator Debrecen.
 Seminar. Department of Nuclear Physics, "Josep Stefan" Institute, Ljubljana, October 6, 1981.
57. **HUNYADI I.**
KOLTAY E.
SOMOGYI, G. (GY.)
BÓNIS K.
 Radiography using SSNTD to analyse environmental aerosol sample.
 XIIth International Seminar on Autoradiography. Harkány, May 26-29, 1981.

58. ILLÉS G.
LŐKÖS S.
VASS A.
VÉGH J.

Mikroprocesszor-vezérelt általános
célu interface PDP 11/40 és kompatibilis
számítógépekhez önfejlesztő tulajdon-
sággal.

A magyarországi PDP-felhasználók
első szimpóziuma, DECUS-HLUG'81.
Budapest, 1981. január 27.

59. JITSCHIN, W.
KASCHUBA, A.
HIPPLER, R.
SARKADI L.
KLEINPOPPEN, H.
LUTZ, H. O.

Inner shell alignment of heavy atoms
by ion impact.

XIIth International Conference on
the Physics of Electronic and Atomic
Collisions. Gatlinburg (USA), July
15-21, 1981.

60. KADÁR I.
KÖVÉR L.
CSERNY I.
TÓTH J.

Rozsdamentes acélok felületi rétegei-
nek vizsgálata röntgen-fotoelektron-
spektroszkópiái (XPS, ESCA) módszer-
rel.

"Erőművi vízkémia és az ipari ka-
zántelepek korrózió kérdései" c.
konferencia. MTESZ (Műszaki és Termé-
szettudományi Egyesületek Szövetsége)
Energiagazdálkodási Tudományos Egye-
sülete. Pécs, 1981. augusztus 27-29.

61. KADÁR I.
SULIK B.
CSERNY I.
LAKATOS T.
VÉGH J.

Data acquisition and control system
of an electrostatic spectrometer for
energy and angular distribution
measurement.

International Seminar on High-
-Energy Ion-Atom Collision Processes.
Debrecen, March 17-19, 1981.

62. KISS Á. Z.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.

Bremsstrahlung characteristics and
particle trajectories in inclined
field tubes of alternating or spiraling
transverse fields. (Poster.)

IIIrd International Conference on
Electrostatic Accelerator Technology,
Oak Ridge National Laboratory.
Oak Ridge, April 13-16, 1981.

63. KISS A. Z.
KOLTAY E.
SZABÓ GY.

Optical behaviour and bremsstrahlung characteristics of a spiraling field acceleration tube.

IV. Seminar über Betriebserfahrungen an elektrostatischen Beschleunigern. Rossendorf, September 9, 1981.

64. KISS I.
KOLTAY E.
LÁSZLÓ S.
PAPP Z.
SZABÓ GY.
ZOLNAI L.

Vékony és vastag céltárgyon végzett protongerjesztéses röntgenanalitikai vizsgálatok mérési és adatfeldolgozási módszerei.

"Nyomelemzés" c. ankét. A Gépipari Tudományos Egyesület Anyagvizsgáló Szakosztályának, a Magyar Kémikusok Egyesületének és az Országos Magyar Bányászati és Kohászati Egyesületnek közös Szinképelemző Szakbizottsága rendezésében. Jászberény, 1981. május 18-19.

65. KOLTAY E.

Biológiai minták nyomelem analízise töltött részecske nyalábok felhasználásával.

"A magyar tudományos élet kapcsolatai a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézettel" témakörű tudományos ülés a Dubnai Egyesített Atomkutató Intézet megalakulásának 25 éves évfordulója alkalmából. Budapest, 1981. április 15.

66. KOLTAY E.

Development of accelerators in Debrecen.

Rossendorf-Krakow-Kiev-Řež Seminar-School. Biesenthal, March 18, 1981.

67. KOLTAY E.

Report on the 5 MeV Van de Graaff accelerator and on its applications in nuclear physics and in interdisciplinary investigations.

IAEA (International Atomic Energy Agency) Study Tour on the Utilization of Low Energy Accelerators. Debrecen, May 7, 1981.

68. KOLTAY E.

Részecskegyorsítás analitika (PIXE).

"Modern kísérleti módszerek a fizikában." XVI. Fizikus Diákköri Nyári Iskola. Nyiregyháza, 1981. augusztus 21-29.

69. KOLTAY E.

Trace analysis of biological samples by PIXE method.

Days of Hungarian Science. "Symposium in Trace Element Analysis Using Nuclear Analytical Methods Based on Small Accelerators for Biological and Industrial Applications. Abo Akademi, Turku, August 31, 1981.

70. KOVÁCH A.
SVINGOR É.

Rb-Sr isotopic studies on Permian quartz porphyries in Southeastern Transdanubia, Hungary.

The XIIth Congress of Karpath-Balkan Geological Association. Bucharest, September 12, 1981.

71. KOVÁCH A.
SVINGOR É.

Rb-Sr izotópvizsgálatok a DK-Dunántul permi kvarcporfirjain.

Magyarhoni Földtani Társulat Ásványtan-Goekémiai Szakosztály előadójelése. Budapest, 1981. május 13.

72. KOVÁCH A.
SVINGOR É.
GRECULA P.

Isotopic age relationships of granitoid rocks in the Spis-Gemer Metalliferous Mountains, Eastern Slovakia.

The XXth Congress of Karpath-Balkan Geological Association. Bucharest, September 11, 1981.

73. KOVÁCH A.
SVINGOR E.
GRECULA P.
- A Szepes-Gömöri Érhegység granitoid
kőzeteinek izotópanalitikai vizsgálata.
- Magyarhoni Földtani Társulat Ás-
ványtan-Geokémiai Szakosztályának
előadóülése. Budapest, 1981. május
13.
74. KOVÁCS P.
- Energiadisziperzív röntgenemissziós
analitikai vizsgálatok.
- A Magyar Kémikusok Egyesületének
Csepeli Szervezete rendezésében.
Csepel, 1981. november 27.
75. KÖVÉR L.
- Röntgen-fotoelektronspektroszkópia
(ESCA, XPS) a szilárdtestek felület-
vizsgálatában.
- Nehézipari Műszaki Egyetem, Fizi-
kai Tanszéke. Miskolc, 1981. febru-
ár 26.
76. KÖVÉR L.
KÁDAR I.
CSERNY I.
TÓTH J.
- XPS investigation of stainless steel
surfaces heated in aqueous media.
(Poster.)
- "Vacuum-Industry-Energy." IInd
Joint Meeting of the Roland Eötvös
Physical Society and the Austrian
Vacuum Society. Brunn am Gebirge,
October 27-29, 1981.
77. LANGER G.
- Növények - állatok életfolyamataiban
keletkező gázok összetételének lehet-
séges vizsgálata kvadрупól tömeg-
spektrométerrel.
- A Debreceni Akadémiai Bizottság
Agronukleáris Kutatási és Alkalmazá-
si Munkabizottságának plenáris ülé-
se. Debrecen, 1981. február 27.

78. LANGER G.
BORNEMISZA GY-né

A kvadrupol tömegspektrométer és néhány lehetséges növénybiológiai alkalmazása.

Plenáris ülés a Szegedi Akadémiai Bizottság Mezőgazdasági Szakbizottsága és a Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézete rendezésében. Szeged, 1981. október 12.

79. LFERDE, M.
SIEDEL, J. L.
MONNIN, M.
SOMOGYI, G. (GY.)
TÓTH-SZILÁGYI M.

Diffusion processes in dyed detectors, Invited paper.

XIth International Conference on Solid State Nuclear Track Detectors. Bristol (England) September 6-14, 1981.

80. LOVAS R.

Core effects in (p,n) scattering to isobaric analogue states.

IOP (Institute of Physics) Conference on Nuclear Structure and Particle Physics, University of Oxford. Oxford, April 6-8, 1981.

81. LOVAS R.

Description of multi-particle resonances with a variational method.

Department of Physics, University of Surrey. Guildford, May 27, 1981.

82. LOVAS R.

Multi-cluster resonances in the generator-coordinate method.

Nuclear Physics Laboratory, University of Oxford. Oxford, May 13, 1981.

83. LOVAS R.

Probing the nucleus with nucleon charge-exchange scattering.

Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics, University of Liverpool. Liverpool, January 29, 1981.

84. LOVAS R. Variational description of resonances.
Nuclear Physics Workshop,
International Centre for Theoretical
Physics. Trieste, October 16, 1981.
85. MAHUNKA I.
URAY I. Possibilities of medical applications
using U-103 ciclotron.
Symposium on Fast Neutron Cancer
Therapy. Debrecen, October 12, 1981.
86. MEDVECZKY L. Neutron sensitivity of SSNTD.
Hungaria-Austrian Health Physicists'
Meeting. Győr, 1981. szeptember 28 -
- október 1.
87. MEDVECZKY L. Radiography of granites.
XIIth International Seminar on
Autoradiography. Harkány, May 26-29,
1981.
88. MEDVECZKY L.
DAJKÓ G. Hagyományos és elektrokémiai módszer-
rel maratott szilárdtest nyomdetektor
neutronérzékenysége.
"Sugárvédelmi Továbbképző Tanfo-
lyam '81." Balatonkenese, 1981.
április 22-24.
89. MUKOYAMA T.
SARKADI L. On the electronic relativistic
corrections for K-shell Coulomb
ionizations.
International Seminar on High-
-Energy Ion-Atom Collision Processes.
Debrecen, 17-19 March 1981.
90. NAGY M.
SOMOGYI, G. (GY.) Educational experiment with solid
state track detectors in the nuclear
physics. (Poszter.)
GIREP'81. (Groupe International
de Recherche sur l'Enseignement de la
Physique.) Nuclear Physics - Nuclear
Power Conference on Physics Education.
Balatonfüred, September 6-12, 1981.

91. NOVÁK D.
MÉSZÁROS S.
VAD K.
BOTOS K.
- Nagy tisztaságú Al és Ga integrális szennyezőtartalmának minősítése maradékellenállásméréssel. - Maradékellenállásmérés SQUID-feszültségmérővel. (Poszter.)
- Eötvös Loránd Fizikai Társulat
XVIII. Vándorgyűlése. Székesfehérvár, 1981. augusztus 24-26.
92. NYAKÓ B.
- Две модели анализа формы доплеровски уширенных γ -линий.
- XXXI. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд, 14-16 апреля, 1981 г.
93. PÁLINKÁS J.
SCHLENK B.
VALEK A.
- Coulomb-deflection effect on the L_3 -subshell alignment in low-velocity proton impact ionization.
- International Seminar on High-Energy Ion-Atom Collision Processes. Debrecen, 17-19 March, 1981.
94. ПОСТОВОЙТ, А. Л.
МАЗУРИН, Н. Е.
СЕДОВ, Н. Я.
КАЛИННА Г.
БАЧО Й.
- Об особенностях фона в детекторах для рентгенофлуоресцентного анализа.
- Рабочее совещание по полупроводниковым детекторам ядерных излучений. Дубна, 16-18 июня 1981 г.
95. SARKADI L.
MUKOYAMA, T.
- Multi-electron processes in L-shell ionization of atoms by heavy ions.
- European Conference on Atomic Physics. Heidelberg, April 6-10, 1981.
96. SÁMSONI Z.
GYARMATI J.
- Analytische chemische Untersuchungen über den Heilschlamm von Hévíz (Ungarn).
- Internationale Moor- und Torfgesellschaft. Symposium der Kommission VI. Torf in der Medizin. Bad Elster (DDR), September 21-25, 1981.

97. SCHADER, J.
FRISCHKORN, H. J.
KOSCHAR, P.
LATZ, R.
PFENNIG, J.
GROENEVELD, K. O.
BERÉNYI D.
KÖVÉR A.
SZABÓ GY.
- Electron emission from light molecular collision partners. (Poster.)
- European Conference on Atomic Physics. Heidelberg, April 6-10, 1981.
98. SOMOGYI, G. (GY.)
- Development in the field of nuclear track recorders.
- Seminar. Laboratory of High Energy, Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, December 1, 1981.
99. SOMOGYI, G. (GY.)
- Development in the field of nuclear track records.
- Seminar. Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, November 25, 1981.
100. SOMOGYI, G. (GY.)
- Development of new track detectors.
- Laboratory of High Energy, Institute of Physics. Beograd, October 11, 1981.
101. SOMOGYI, G. (GY.)
- Status of development in the field of CR-39 track detectors. Invited paper.
- XIth International Conference on Solid State Nuclear Track Detectors. Bristol (England), September 6-14, 1981.
102. SOMOGYI, G. (GY.)
- Subsurface radon distribution measurements.
- Department of Reactorphysics, Jozef Stefan Institute. Ljubljana, October 7, 1981.

103. SOMOGYI, G. (GY.) Trends in the development and radiographic application of polymeric nuclear track detectors, Invited paper.
- XIIth International Seminar on Autoradiography. Harkány, May 26-29, 1981.
104. SOMOGYI, G. (GY.)
ALMÁSI GY. Study of the electrical treeing produced around nuclear tracks by sequential electrical and chemical treatment.
- XIth International Conference on Solid State Nuclear Track Detectors. Bristol (England), September 6-14, 1981.
105. SOMOGYI, G. (GY.)
DAJKÓ G.
TUREK, K.
SPURNY, F. Characteristics of neutron-irradiated CR-39 foils treated by sequential chemical and electrochemical etching.
- XIth International Conference on Solid State Nuclear Track Detectors. Bristol (England), September 6-14, 1981.
106. SOMOGYI, G. (GY.)
GERZSON I.
NÉMETH GY. Mapping of Rn-distributions at subsurface depths and in underground caverns.
- XIIth International Seminar on Autoradiography. Harkány, May 26-29, 1981.
107. SOMOGYI GY.
MOLNÁR J. Egy új mérőrendszer szilárdtest nyomdetektorok automatikus kiértékeléséhez. (Poszter.)
- Eötvös Loránd Fizikai Társulat XVIII. Vándorgyűlése. Székesfehérvár, 1981. augusztus 24-26.
108. SOMOGYI GY.
NÉMETH GY.
PÁLFALVI J.
GERZSON I. Radioaktivitás mérések a Hajnóczy-Barlangban.
- "Sugárvédelmi Továbbképző Tanfolyam '81." Balatonkenese, 1981. április 22-24.

109. *SOMOGYI, G. (GY.)*
NÉMETH GY.
PÁLFALVI J.
GERZSON I.
Subsurface radon-distribution
measurements with LR-115, CR-39 and
TL-detectors.
XIth International Conference on
Solid State Nuclear Track Detectors.
Bristol (England), September 6-14,
1981.
110. *SOMOGYI, G. (GY.)*
TÓTH-SZILÁGYI M.
New methods to measure the uranium
and thorium content in rocks with
alpha-autoradiography.
XIIth International Seminar on
Autoradiography. Harkány, May 26-29,
1981.
111. *SOMOGYI, G. (GY.)*
VARRÓ T.
NAJZER M.
MÁDI I.
Study of boron transport in plants
with neutron-induced radiography.
XIIth International Seminar on
Autoradiography. Harkány, May 26-29,
1981.
112. SZALAY, A. (S.)
Accumulation of uranium and other
micrometals in coal and organic
shales and the role of humic acids
in these geochemical enrichments.
Geological Survey of Finland.
Helsinki Espoo, September 15, 1981.
113. SZALAY S.
A jóléti táplálkozás mikrotápelem
szegénysége és ennek esetleges sze-
repe szív- és érrendszeri, diabetes
és egyéb betegségek gyakoriságában.
Debreceni Orvostudományi Egyetem,
I. Belklinika. Debrecen, 1981. de-
cember 11.
114. SZALAY, A. (S.)
Micronutrient deficiency of affluent
food and its possible risks for
human health.
University of Kuopio. Kuopio,
September 17, 1981.

115. **SZÉKELY G.**
ASZTALOS GY.
Gépidő-felhasználás automatikus nyil-
vántartása RSX-11M rendszerben.
A magyarországi PDP-felhasználók
első szimpóziuma, DECUS-HLUG'81.
Budapest, 1981. január 27.
116. **SZÉKYNÉ FUX V.**
GYARMATI P.
BALOGH K.
PÉCSKAY Z.
Magyarország ÉK-i miocén vulkanitjai
és azok kronológiája.
Magyarhoni Földtani Társulat Bu-
dapesti Területi Szervezete és Ás-
ványtan-Geokémiai Szakosztálya.
Budapest, 1981. május 20.
117. **URAY I.**
Sugárvédelmi feladatok a debreceni
ciklotron tervezésénél.
"Sugárvédelmi Továbbképző Tanfo-
lyam '81." Balatonkenese, 1981. áp-
rilis 22-24.
118. **URAY I.**
GYARMATI E.
Ciklotronok alkalmazásának sugárvé-
delmi vonatkozásai.
"A ciklotron orvosi alkalmazásá-
nak egyes kérdései." c. tudományos
ülés. (DOTE) Debreceni Orvostudomá-
nyi Egyetem. Debrecen, 1981. május
21.
119. **URAY I.**
TÖRÖK I.
GYARMATI E.
Activity determination in samples of
isotope mixtures by using sum peaks
in Ge/Li spectra.
Hungarian-Austrian Health Physicists'
Meeting. Győr, September 28 - October
1, 1981.
120. **VALEK A.**
A ciklotron működése.
"A ciklotron orvosi alkalmazásá-
nak egyes kérdései" c. tudományos
ülés, (DOTE) Debreceni Orvostudomá-
nyi Egyetem. Debrecen, 1981. május
21.

121. VARGA D.
VÉGH J.
KÖVÉR A.
RICZ S.
DOMONYI A.

A new electrostatic analyser for energy and angular distribution of electrons.

International Seminar on High-Energy Ion-Atom Collision Processes. Debrecen, March 17-19, 1981.

122. VATAI E.

Nonorthogonality corrections in internal conversion.

Fiziko-Technichesky Institut im. Ioffe. Leningrád, May 21, 1981.

ISMERETTERJESZTŐ ÉS EGYÉB ELŐADÁSOK

1. BACSÓ J.

Röntgen fluoreszcencia.

"Modern kísérleti módszerek a fizikában." XVI. Fizikus Diákköri Nyári Iskola. Nyiregyháza, 1981. augusztus 21-29.

2. BERÉNYI D.

Atomenergia és környezetvédelem.

TIT (Tudományos Ismeretterjesztő Társulat.) Nyiregyháza, 1981. december 21.

3. BERÉNYI D.

Az atomfizika reneszánsza.

Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete. Debrecen, 1981. március 27.

4. BERÉNYI D.

Elektronspektroszkópia.

"Modern kísérleti módszerek a fizikában." XVI. Fizikus Diákköri Nyári Iskola. Nyiregyháza, 1981. augusztus 21-29.

5. BERÉNYI D. Energiaforrásaink a jelenben és a jövőben.
- XXIV. Országos Középiskolai Fizikatanári Ankét. Nagykanizsa, 1981. április 9.
6. BERÉNYI D. Fizika és a világproblémák.
- Fizikus Szakhét. Kossuth Lajos Tudományegyetem. Debrecen, 1981 április 24.
7. BERÉNYI D. Fordulóponton az emberiség.
- "A tudomány felelőssége a nukleáris katasztrófa elhárításában." c. tudományos békekonferencia. Az Országos Béketanács, a DAB (Debreceni Akadémiai Bizottság) és a Hazafias Népfront rendezésében. Debrecen, 1981 december 4.
8. BERÉNYI D. A korszerű analitikai eljárások környezetvédelmi alkalmazása.
- Környezetvédelmi Intézet Továbbképző Tanfolyama. Tokaj, 1981 szeptember 24.
9. BERÉNYI D. Modern fizikai módszerek az anyagvizsgálatban. Bevezető előadás.
- "Modern kísérleti módszerek a fizikában." XVI. Fizikus Diákköri Nyári Iskola. Nyiregyháza, 1981. augusztus 21-29.
10. BERÉNYI D. A műveltség szerepe az emberi magatartás fejlesztésében.
- "Korunk Valósága" 1980. évi döntője. Szocialista brigádok tanácskozása. Debrecen, 1980. március 4.

11. MÉSZÁROS S.

Szupravezető kvantum interferencia és alkalmazásai.

"Modern kísérleti módszerek a fizikában". XVI. Fizikus Diákköri Nyári Iskola. Nyiregyháza, 1981. augusztus 23.

12. NOVÁK D.

Hidegfizikai és hidegtechnikai mérési lehetőségek az ATOMKI-ban.

Korreferátum a Debreceni Akadémiai Bizottság Agro-Nukleáris Szakbizottságában. Debrecen, 1981. november 19.

13. SZALAY S.

Korreferátum.

"A tudomány felelőssége a nukleáris katasztrófa elhárításában." c. tudományos konferencia. Az Országos Béketanács, a DAB (Debreceni Akadémiai Bizottság) és a Hazafias Népfrent rendezésében. Debrecen, 1981. december 4.

14. TAKÁCS S.

A ciklotron orvosi alkalmazásai.

Fiatalkorú oktatók tudományos ülése. Debreceni Orvostudományi Egyetem. Debrecen, 1981. január 30.

ISMERETTERJESZTŐ ÉS EGYÉB KÖZLEMÉNYEK

1. BERECH I. Vákuumtechnikai, tömeg- és elektron-spektrometriai munkacsoport ülése Debrecenben.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 74.
2. sz.
2. BERÉNYI D. "Agarwal, B.K.: X-ray spectroscopy. An Introduction. Berlin, Heidelberg, New York, 1979, Springer Verlag." Könyvismertetés.
Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae. 48 (1981) 465. No. 4.
3. BERÉNYI D. "B.K. Agarwal: X-ray spectroscopy. Springer Series in Optical Sciences. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979." Könyvismertetés.
Magyar Fizikai Folyóirat 28 (1980) 435. No. 4.
4. BERÉNYI D. Az atomburok-fizika újra előtérben.
Élet és Tudomány, 36 (1981) 1599.
50. sz.
5. BERÉNYI D. "G. F. Bertsch and D. Kurath (eds:) Nuclear Spectroscopy. Lecture Notes of Workshop. Springer-Verlag, Berlin, 1980." Könyvismertetés.
Magyar Fizikai Folyóirat, 29 (1981) 482. No. 5.
6. BERÉNYI D. "Deconninck, G.: Introduction to radioanalytical physics. Budapest, 1978, Akadémiai Kiadó." Könyvismertetés.
Magyar Fizikai Folyóirat, 28 (1980) 574-575. No. 5-6.

7. BERÉNYI D. Dubna-ion-atom ütközések.
Magyarország, 18 (1981) 23. 18.sz.
8. BERÉNYI D. "Fényes I.: A fizika eredete. Budapest, 1980, Kossuth Könyvkiadó."
Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 117.
3. sz.
9. BERÉNYI D. Fizikus Napok '81.
Debreceni Hivogató, (1981)
24-25. november.
10. BERÉNYI D. "Gergely Gy. (szerk.): Szilárdtest-
felület-vizsgálatok új módszerei.
II. A Szilárdtestkutatás Újabb
Eredménye. 6. köt. Akadémiai Kiadó,
Budapest, 1979."
Könyvismertetés.
Magyar Fizikai Folyóirat, 28
(1980) 440-441. No. 4.
11. BERÉNYI D. Hol tart és merre halad a magyar mag-
fizika?
Magyar Tudomány, 25 (1980) 899-902.
No. 12.
12. BERÉNYI D. "Koch Ferenc: Atomfizikai alapismer-
tek. Dácia Könyvkiadó, Kolozsvár-
-Napoca, 1980."
Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 321.
No. 8.
13. BERÉNYI D. "Lawson, J. D.: The physics of
charged-particle beams. Oxford,
1977-1978, Clarendon Press."
Könyvismertetés.
Acta Physica Academiae Scientiarum
Hungaricae, 48 (1981) 466. No. 4.

14. BERÉNYI D. "Lawson, J. D.: The physics of charged-particle beams. Oxford, 1977-78, Clarendon Press."
Könyvismertetés.
Magyar Fizikai Folyóirat, 28 (1980) 575. No. 5-6.
15. BERÉNYI D. "Synchrotron radiation. Techniques and Applications. Ed. by C. Kunz. Berlin, Heidelberg, New York, 1979. Springer Verlag."
Könyvismertetés.
Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae, 48 (1981) 465. No. 4.
16. BERÉNYI D. Tartalmas emberi életet élni. Humán kultúra - természettudományos kultúra.
Hajdu-Bihari NAPLÓ, 38 (1981) 12. 80. sz.
17. DIÓS Z. "Fodor Gy.: Elméleti elektrotechnika. Tankönyvkiadó, Budapest, 1979."
Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 320-321. No. 8.
18. DOMBRÁDI ZS. Új eredmények a közbenső mag elméletben.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 36-37. 1. sz.
19. HERTELENDI E. Faévgyűrűk vizsgálata, ^{14}C mérések Debrecenben.
Magyarország, 18 (1981) 22. 36. sz.
20. HUNYADI I. Őszi fizikusnapok Debrecenben. Debrecen, 1980. november 10-15.
Fizikai Szemle, 31 (1981) hátsó borítón. 4. sz.

21. KALINKA G. Hg1₂ alkalmazása szobahőmérsékletű energiadiszipatív röntgenspektrométerként.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 74-75.
2. sz.
22. KÖVÉR Á. Híres fizikusok Debrecenben. Nemzetközi szeminárium az ATOMKI-ban.
Hajdu-Bihari NAPLÓ, 38 (1981)
10. 63. sz.
23. KÖVÉR L. "Gergely Gy. (szerk.): Szilárdtest-felület-vizsgálatok új módszerei. I. A Szilárdtestkutatás Újabb Eredményei 5. köt. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1979."
Könyvismertetés.
Magyar Fizikai Folyóirat, 28
(1980) 439-440. No. 4.
24. KRUPPA A. "Landau, L. D. - Lifsic, E. M.: Elméleti fizika. IV. Relativisztikus kvantumelmélet. Budapest, 1979. Tankönyvkiaadó."
Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 117.
3. sz.
25. KRUPPA A. Rezonanciák a kvantummechanika Gel'fand-Triplett formalizmusában.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 76. 2.sz.
26. MEDVECZKY L. Az ATOMKI acélválogató műszere.
Élet és Tudomány, A tudomány világa sorozat, 36 (1981) 699. 22. sz.
(Ózdi acél jelzéssel.)

27. MEDVECZKY L. Morvay Ferenc. (Nekrológ.)
Fizikai Szemle, 30 (1980) 474.
No. 12.
28. Mészáros S. "Konrad Kreher: Szilárdtest fizika.
Tankönyvkiadó, Budapest, 1979."
Könyvismertetés.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 360.
9. sz.
29. NOVÁK D. Maradékellenállásmérés alkalmazása
nagy tisztaságú fémek minősítésére.
MTA (Magyar Tudományos Akadémia)
Sajtótitkárság Tájékoztató a sajtó
számára. Szerk.: Zádor E. Budapest,
1981, - 2 p.
30. PÁLINKÁS J. Polarizált karakterisztikus röntgen-
sugárzás keletkezése ion-atom ütkö-
zési folyamatokban.
Fizikai Szemle, 30 (1980) 474-475.
No. 12.
31. SARKADI L. Hazai eredmények az ion-atom ütközé-
sek fizikájában.
Fizikai Szemle, 31 (1981) 37-38.
1. sz.
32. SOMOGYI GY. Szilárdtest nyomdetektorok: Ősi in-
formációk hordozói, fontos eszköz
az interdiszciplináris kutatásokban.
Hajdu-Bihari NAPLÓ, 38 (1981)
10. 1. sz.
33. SÓÓS P. A humán és természettudományos kul-
KOVÁCH Á. tura egysége. Vitaülés Debrecenben.
Magyar Tudomány, 26 (1981)
472-474. 6. sz.

34. SZALAY S.

Visszaemlékezés Földvári Aladárra és a hazai uránkutatások kezdeteire.

Nehézipari Műszaki Egyetem Közleménye (Miskolc), I. sorozat 29 (1981) 25-33. 1-2. sz.

35. URAY I.
ISZA S.

Az ATOMKI pályázat eredménye és tapasztalatai.

Fizikai Szemle, 31 (1981) 360-361. No. 9.

36. VAD K.

Kétdimenziós elektronrács létrehozása szuperfolyékony hélium segítségével.

Fizikai Szemle, 30 (1980) 475. No. 12.

Összedílitotta: Darin Sándorné

Az *ATOMKI Közlemények* negyedévenként jelenik meg.
Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001).
Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaikért cserébe
vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Kérésre
egy-egy számot vagy különlenyomatot magánszemélyek is ingyen
kaphatnak.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső
titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati
Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete
A kiadásért és szerkesztésért felelős
dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója
Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám: 17
Debrecen, 1982/szeptember
Példányszám: 440

1982. szeptember
1000 példány
Készült

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 24 / № 3

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	173
Й. Чех, Э. Колтаи, Э. Матэ, Э. Шоморьяи, Л. Золнаи: Рассеяние $^{24}\text{Mg} + \alpha$ и модель взаимодействующих бозонов для состояний ядерных молекул	173
Е. Чонгор, Э. Хертеленди: Обнаружение в г. Дебрецен продуктов деления и радиоуглерода, возникших при атмосферных испытаниях ядерных оружий	179
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	185
Е. Палвёлди: Согласование многоканального анализатора типа NTA 31024 к малой ЭВМ типа ТРА-1	185
НАУЧНЫЕ И НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫЕ ДОКЛАДЫ И НАУЧНО- ПОПУЛЯРНЫЕ СООБЩЕНИЯ, АТОМ КІ, 1981	191

ATOMKI BULLETIN

Volume 24/ Number 3

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	173
<i>J. Cseh, E. Koltay, Z. Máté, E. Somorjai, L. Zolnai:</i> $^{24}\text{Mg} + \alpha$ scattering and the IBM for nuclear molecular states	173
<i>E. Csongor and E. Hertelendi:</i> Fission products and radiocarbon as environmental pollutants due to atmospheric nuclear weapon tests measured in Debrecen since 1952	179
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	185
<i>J. Pálvölgyi:</i> Interfacing an NTA 31024 multichannel analyser to a TPA-i small computer	185
SCIENTIFIC AND POPULAR LECTURES AND POPULAR PUBLICATIONS, ATOMKI, 1981	191

310.565

IV.

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

24. kötet / 4. szám



MTA

ATOMMAGKUTATÓ INTÉZETE, DEBRECEN / 1982

9

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

24 kötet / 4. szám

TARTALOMJEGYZÉK

	Oldal
TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	223
<i>Zolnai L.</i> : Egy sokcsatornás soknívós illesztő R-matrix program	223
MŰHELYÜNKBŐL, LABORÁTORIUMUNKBÓL	229
<i>Zolnai L.</i> : Proton gerjesztésből származó röntgen spektrumok kiértékeléséről	229
<i>Kormány Z.</i> : Egy ionoptikai optimalizálási feladat megoldása	237
<i>Bibok Gy., Gál J.</i> : Új megoldásu koincidencia-anti- koincidencia egység CAMAC mechanikában	245
<i>Vad K., Novák D. és Mészáros S.</i> : Folyékony hélium szintjelző műszer LED vagy Schottky-dióda ér- zékelővel	251
<i>Pálvölgyi J.</i> : EMG-666 kalkulátor összekapcsolása TPA-i számítógéppel	253

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

АТОМКИ Közlemények 4 (1982) 223-227

МНОГОКАНАЛЬНАЯ МНОГОУРОВНЕВАЯ R-МАТРИЧНАЯ

ПРОГРАММА ПОДГОНКИ

Л. ЗОЛНАИ

АТОМКИ, H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

В статье описывается подгоночная R-матричная программа, пригодная для описания нескольких уровней в нескольких каналах. Программа позволяет одновременно подгонять экспериментальные данные, измеренные в нескольких фрагментациях.

EGY SOKCSATORNÁS SOKNIVÓS ILLESZTŐ R-MATRIX PROGRAM. A cikkben egy olyan illesztő R-matrix programot ismertetünk, amely több csatornában, több nívót képes leírni. A program alkalmas több fragmentációban mért kísérleti adatok egyidejű illesztésére is.

A MULTI-CHANNEL MULTI-LEVEL FITTING R-MATRIX PROGRAM. A multi-channel multi-level R-matrix program which is able to fit experimental data measured in channels belonging to different fragmentations is described in this paper.

1. Введение

Изучение резонансов в сечении низкоэнергетических ядерных реакций является одним из важных средств ядерной спектроскопии. Получение из экспериментальных данных ядернофизической информации, т.е. определение резонансных параметров из дифференциальных сечений часто оказывается очень сложной задачей. Связь резонансных параметров (в том числе приведенных парциальных ширин) и сечений описывается формальными теориями ядерных реакций. Одной из них является хорошо известная R-матричная теория [1,2]. В настоящей стадии ядерной физики условия измерения сечений часто характеризуются большим числом открытых каналов реакции и высокой энергией возбуждения. Это потребует использования полного формализма теории. В то же время современные вычислительные машины могут обеспечить применение такой программы, даже с возможностью автоматического поиска параметров. Известные из литературы программы "MULTI" [3] и "SOK" [4] позволяют вычисление сечений, для автоматического поиска параметров нужно решить, в основном, организационные задачи при написании программы.

Для решения упомянутых выше задач написана на языке FORTRAN

программа "GIUSI". Она используется на ЭВМ типа PDP-11/40 Института ядерных исследований Венгерской Академии наук при операционной системе RSX-11M. В настоящей работе описывается эта программа.

2. Формализм

В программе "GIUSI" используется формализм R-матричной теории, подробно описанный Дейном и Томасом в работе [2].

R-матрица в программе определяется формулой

$$R_{cc'} = R_{cc'}^0 + \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E - E_{\lambda}}$$

Здесь c и c' означают индекс канала, E_{λ} - энергию уровней компаундной системы, а $\gamma_{\lambda c}^2$ - квадрат приведенной ширины в канале c . Суммирование производится на уровни компаундной системы. В формуле T-матрицы

$$T_{cc'} = e^{2i\omega_{\alpha'} \ell'} \delta_{\alpha', s', \ell'}; \alpha s \ell - U_{\alpha', s', \ell'}^{\pi}; \alpha s \ell$$

U означает матрицу столкновения, принадлежащую к R-матрице. Определения для величин, встречающихся в этих формулах, даны в [2].

Из упомянутых здесь величин на основе R-матричной теории для любого процесса между фрагментациями $\alpha \rightarrow \alpha'$ можно определить сечение в лабораторной системе

$$\frac{d\sigma_{\alpha \rightarrow \alpha'}}{d\Omega_{\alpha'}}(E_{\alpha}, \psi_{\alpha'})$$

в зависимости от лабораторной бомбардирующей энергии E_{α} и угла $\psi_{\alpha'}$. Для сравнения с экспериментальными данными необходимо учесть эффект конечной толщины мишени и энергетическое распределение пучка и вычислить усредненные сечения:

$$\frac{d\sigma_{\alpha \rightarrow \alpha'}}{d\Omega_{\alpha'}}(E_{\alpha}, \psi_{\alpha'})_{\text{CP}} = \int \frac{d\sigma_{\alpha \rightarrow \alpha'}}{d\Omega_{\alpha'}}(\bar{E}_{\alpha}, \psi_{\alpha'}) g(E_{\alpha}, \bar{E}_{\alpha}) d\bar{E}_{\alpha}.$$

В этой формуле функция g характеризует систему мишень + пучок. Величина χ^2 , используемая в программе определяется формулой

$$\chi^2 = \sum_i w_i \left[\left(\frac{d\sigma_i}{d\Omega} \right)_{\text{CP}} - \left(\frac{d\sigma_i}{d\Omega} \right)_{\text{эксп}} \right]^2.$$

Суммирование производится на измеренные фрагментации, углы и энергии, $w_i = \frac{1}{\Delta_i^2}$; где Δ_i - среднеквадратическая ошибка экспериментального дифференциального сечения. При определении доверительных интервалов используется еще величина

$$\chi^2_{\text{норм}} = \frac{\chi^2}{n-p-1},$$

где n означает число экспериментальных точек, p - число подгон-

яемых свободных параметров. Целью прогона программы является определение набора параметров, описывающих наилучшим образом совокупность экспериментальных сечений. В качестве такого набора принимается набор с минимумом χ^2 норм.

3. Структура программы

Программа "GIUSI" служит для определения ядерных параметров при весьма общих условиях: путем минимизации χ^2 автоматически определяются параметры, одновременным анализом абсолютных дифференциальных сечений. В настоящей форме программы для расчета теоретический используется многоканальный, многоуровневый R-матричный формализм Лейна и Томаса [2]. Часть программы, служащая для этой цели составляет примерно 10 % всей программы. Организация программы имеет интерактивный характер. Выполнение различных задач (как например считывание сечений и начальных значений параметров, автоматический поиск параметров, вывод результатов) осуществляется вводом двухбуквенных кодовых слов. Имеется возможность и для ручного поиска параметров методом попытки и ошибки.

4. Техника программирования

При составлении программы применялись принципы структурного программирования. Принимались меры для получения минимального времени прогона программы. Тщательно анализировался вопрос о необходимости повторного вычисления различных величин (кулоновские функции, Z-коэффициенты, функция усреднения). Необходимость повторного вычисления управляется автоматически внутренними ключами, вычисленные величины хранятся на диске. Программа полностью использует располагаемую область памяти (32 к слов, 16 бит). Обширно применяется оверлейная техника. Программа содержит 4-уровневую оверлейную структуру с участием 79 сегментов. Имеется возможность ограничить перед началом автоматического поиска параметров множество экспериментальных сечений, поддаваемых подгонке, с целью и этим уменьшать время вычисления χ^2 .

Все подпрограммы - за исключением R-матричной части - проверялись в ходе составления программы. Значения кулоновских функций и функции Уайтекера сравнивались с данными работ [5] и [6], соответственно. Коэффициенты Z и W проверялись с помощью работы [7], а коэффициенты Клебша-Гордана - [8]. Кинематические расчеты основываются на формулах, взятых из [9]. Подпрограмма для инверсии комплексной матрицы проверялась ручными расчетами. Для процедуры минимизации χ^2 используется подпрограмма VA04A, взятая из [10]. Рассчитанные программой "GIUSI" сечения сравнивались с результатами, полученными программой "MULTI", на основе статей [3,11,12]. Пример этих сравнений показан на рисунке.

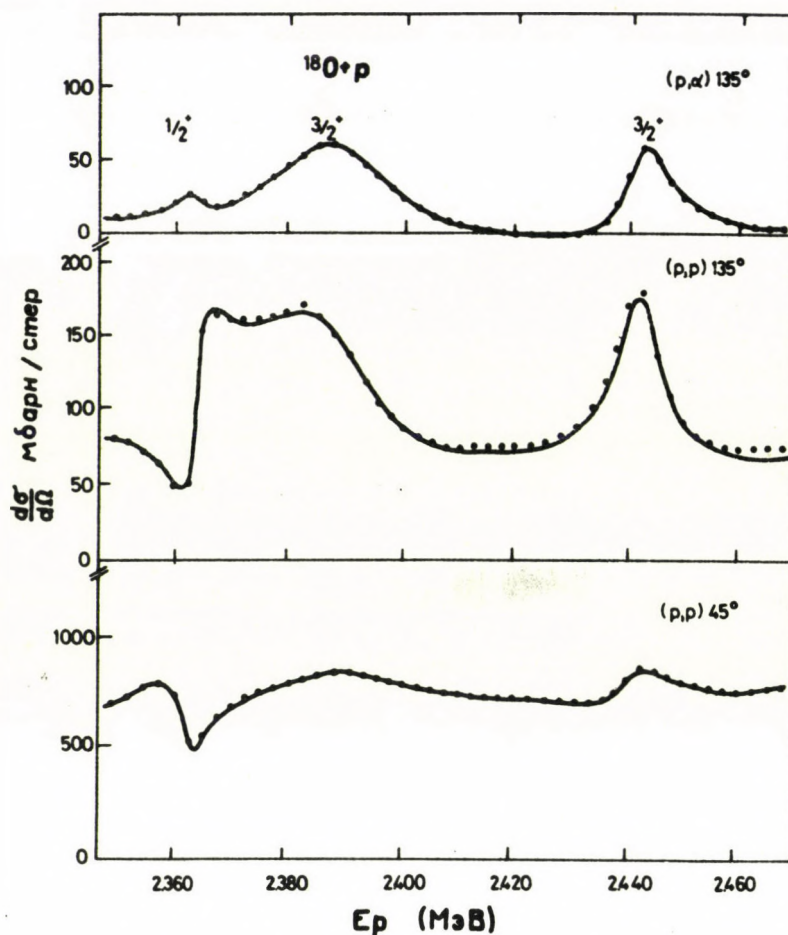


Рис. 1. Сравнение сечений, вычисленных программами "GIUSI" и "MULTI" [3]. Сечения, рассчитанные программой "MULTI" изображены непрерывной кривой, точки соответствуют значениям, полученных описанной программой.

5. Заключение

Название программы: "GIUSI"
 Программный язык: "FORTRAN-IV"
 Операционная система: "RSX-11M"
 Вычислительная машина: "PDP-11/40"
 Число фрагментаций: до 8
 Число углов: до 32
 Число экспериментальных энергетических точек: до 256
 Число каналов: до 64
 Число анализируемых резонансов: до 8
 Число резонансов с одинаковыми J^π : до 4

Число одновременно подлняемых параметров: до 32
Ограничения, имеющиеся в программе, используя терминологию
работы [2]:

- матрица R^0 должна быть диагональной
- при γ -фрагментации нет возможности для расчета сечений.

Сечения, принадлежащие к одной входной фрагментации могут
быть анализированы методом автоматического поиска параметров,
а в тех случаях, когда резонансные параметры нужно определить
для сечений, принадлежащих к нескольким входным фрагментациям
это можно осуществить методом попытки и ошибки.

Литература

- [1] E. P. Wigner, L. Eisenbud, Phys. Rev. 72 (1947) 29
- [2] A. M. Lane, R. S. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257
- [3] D. L. Sellin, H. W. Newson, E. G. Bilpuch Ann. Phys. 51 (1969) 461
- [4] Végh L. ATOMKI Közl. 15 (1973) 229
- [5] W. T. Sharp и др., Graphs of Coulomb Functions Chalk River Labs., AECL-268 (1955)
- [6] D. F. Hebbard, B. A. Robson, Nucl. Phys. 42 (1963) 63
- [7] A. J. Ferguson, Angular Correlation Methods in Gamma-ray Spectroscopy (North Holland Publ. Co, Amsterdam, 1965)
- [8] W. I. Sharp и др.: Tables for Coefficients for Angular Distribution Analysis, Chalk-River Labs. AECL-97 (1954)
- [9] J. B. Marion, F. C. Young: Nuclear Reaction Analysis Graphs and Tables (North-Holland Publ. Co, Amsterdam, 1968)
- [10] Harwell Subroutine Library, Atomic Energy Establishment, Harwell, AERE-R 6912 (1972)
- [11] J. J. Ramirez, A. A. Blue, H. R. Weller Phys. Rev. C5 (1972) 17
- [12] E. G. Bilpuch, A. M. Lane, G. E. Mitchell, J. D. Moses Phys. Repts. 28C (1976) 147

Референт: З. Мате

ON THE EVALUATION OF SPECTRA OBTAINED
IN PROTON INDUCED X-RAY EMISSION

L. ZOLNAI

Institute of Nuclear Research, H-4001 Debrecen,
Hungary, Pf. 51.

A mathematical method for analysis of spectra, with more complex structure, obtained in proton induced X-ray emission (PIXE) is described in this paper.

PROTON GERJESZTÉSBŐL SZÁRMAZÓ RÖNTGEN SPEKTRUMOK KIÉRTÉKELÉSÉRŐL. A cikkben egy olyan, a gyakorlatban bevált matematikai módszert ismertetünk, amely alkalmas a proton gerjesztéses röntgen sugárzás módszerével mért spektrumok kiértékelésére.

ОБ ОБРАБОТКЕ СПЕКТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИЗМЕРЕННЫХ ПРИ ПРОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ. В статье описывается математический метод пригодный для обработки спектров рентгеновский излучения, измеренных при протонном возбуждении.

1. *Introduction*

In the last years serial measurements were carried out mainly on biological and aerosol samples with method of PIXE in our Van de Graaff laboratory [1,2]. After a certain time the evaluation difficulties experienced with other methods as well as the improvement in our experimental technique made it necessary to develop a method specially for the evaluation of these spectra.

The X-ray spectra obtained from lithium-drifted silicon detectors are characterised by peaks superimposed on a (usually) slowly varying continuous and relatively low background. Analysis of such a spectrum generally consists of the determination of certain parameter values of the peaks, such as their positions, widths and intensities the latter being measured as the area enclosed by the peak. For the case of rather strong, isolated peaks situated on a smooth background the simplest way to obtain the peak area is to interpolate the background under the peak, using a linear function or if it is necessary, a higher order polynomial, summing the channel content between the points where the peak merges with the background and to subtract the interpolated background area. If this situation were the only one encountered, this method of area determination would be preferred because of its simplicity and straightforwardness. However, it is not possible to use it in case of rather complicated spectra obtained in PIXE for four reasons:

1. It is not capable of dealing with peaks that are very close, or overlapping which situation often occurs in these spectra.

2. Once decision have been made to represent some of the peaks by a function, then all the peaks should be analysed in the same way to avoid the introduction of systematic errors between peaks analysed by different methods.

3. In case of natural samples the X-ray spectra are more complicated; the semiconductor spectrometer can not resolve the big amount of sublines belonging to different elements.

4. The large amount of the planned measurements makes it necessary (i) to minimize the human interaction during the spectrum processing, (ii) to built into the evaluation procedure as much "a priori" information as possible.

2. Description of the algorithm

The automatic analysis of the X-ray spectra involves two parts (i) peak finding procedure, and (ii) peak fitting, i.e. the parameter optimisation of a chosen mathematical model according to given experimental data. For purpose (i) there are more suitable methods [3-5] existing. For optimisation in (ii) also a very broad choice of methods is available. Our main effort directed to finding a suitable mathematical model which may be realised on a machine (PDP-11/40) having limited accuracy in computation.

2.1 The mathematical model

In order to overcome the difficulties mentioned above several attempts have been made. We gained the best results with the mathematical model described below.

We describe the whole spectrum in the form of

$$T(x) = B(x) + \sum_{i=1,2} R_i(x) + \sum_{i=1,n} P_i(x) \quad (1)$$

where $n+2$ is equal to the number of all groups of peaks to be represented in the fit. The $B(x)$, and $R(x)$ and $P(x)$ functions are the elements of the mathematical model representing the background, the "holding" peak groups and the remaining elements respectively. Each of these functions is described in details below.

2.1.1 Peak shape -

The simplest way to represent a stand-alone X-ray peak is a gaussian function. However, we know that in an X-ray spectrum some of the peaks are related to other peaks, i.e. the position and intensity of sublines belonging to the same element, relatively to the main line, are known. That is why we decided to represent the groups of peaks belonging to the same chemical element by the peak function deviating from the usual methods where the single peaks are taken as primary structures for the fitting process. This method has the advantage that the number of the necessary fitting parameters can be considerably reduced. In a

group we are fixing the subline/mainline intensity ratio because these ratios for K-lines are experimentally known, or they can be computed by semiempirical methods [7]. To the further reduction of the number of parameters to be fitted, the main lines of two elements (we call them "holding" elements) are handled on different way. The peak position and width parameters of these two peaks are used to fit the position-energy and the width-energy function. It means that for the sublines of these elements and for other group of peaks the position- and width-parameters should not be fitted. For a single chemical element we use the next function

$$P_i(x) = p(i) \sum a(i,j) \exp \left[-0.5 \frac{(x-m(i,j))^2}{s(i,j)} \right] \quad (2)$$

while for the "holding" groups of peaks

$$R_1(x) = p(i_h) \left\{ \exp \left[-0.5 \frac{(x-p(1_m))^2}{p(1_s)} \right] + \sum_{j=2, n(i)} a(i,j) \exp \left[-0.5 \frac{(x-m(i,j))^2}{s(i,j)} \right] \right\} \quad (3)$$

In the equations above $n(i)$ is the number of lines in the group of peaks belonging to the i -th element, $p(i)$ are the parameters to be fitted, $m(i,j)$ and $s(i,j)$ the position and width of the j -th sublines of the i -th group of peaks respectively calculated from the calibrational conditions:

$$m(i,j) = \frac{E(i,j) - E(1,1_h)}{E(1,1_h) - E(2,1_h)} [p(1_s) - p(2_s)] + p(1_s) \quad (4)$$

and

$$s(i,j) = \left\{ p(1_s) + \frac{p(1_s)^2 - p(2_s)^2}{E(1,1_h) - E(2,1_h)} [E(i,j) - E(1,1_h)] \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (5)$$

where $E(i,j)$ is the energy of the j -th lines of the i -th element, $E(1,1_h)$, $E(2,1_h)$ are the energies, $p(1_m)$, $p(2_m)$ are the positions, $p(1_s)$, $p(2_s)$ are the width parameters of the "holding" lines respectively. For the $a(i,j)$ parameters we have to satisfy the conditions that the ratio of the areas must be equal to the ratio of intensities known from the cross-section measurements. For the $a(i,j)$ that means

$$\frac{a(i,j) s(i,j)}{a(i,1) s(i,1)} = \frac{I(i,j)}{I(i,1)} \quad (6)$$

and for "holding" peaks

$$\frac{a(i,j) s(i,j)}{a(i,1) p(1_s)} = \frac{I(i,j)}{I(i,1)} \quad (7)$$

where the expressions on the right-hand side of equations above are the corresponding intensity ratios. In eq. (2) $a(i,1)$ are usually chosen to be equal to 1.

2.1.2 Background -

Due to the limited computer memory and computational time when analysing gamma-spectra it is a well known technique to evaluate the spectra in parts containing group of peaks. In this case the background between the spectrum parts is fitted independently.

In case of X-ray spectra this way can not be followed because of the large number of peaks closely situated. The only possibility to describe the background during the whole spectrum be one single function. By inspection there are some indication that this function should be a function of three parameters. However, between the elementary functions we could not find any function of this kind by the help of which we may describe the background. The continuous background under the spectra due to the Compton distribution by higher energy X-rays, can be approximated by a polynomial of 5-th order [6]:

$$B(x) = \exp \left[\sum_{i=0,5} p(i)(x-c)^i \right] \quad (8)$$

where $p(i)$ are the parameters of the background, c is a constant chosen to be at the center of the spectrum to be fitted.

2.1.3 Peak areas -

The areas of peaks can be calculated by integrating equations (2,3). Instead of that we have to calculate only the area under the main lines, because the other lines are connected with the main line of the same element through eq.-s (4-5). Because of conditions (7,8) the areas are

$$A(i) = p(i_c) s(i,1) (2\pi)^{\frac{1}{2}}$$

and for the "holding" elements

$$A(i) = p(i_h) p(i_s) (2\pi)^{\frac{1}{2}} \quad (9a-b)$$

2.1.4 Concentrations -

In the measurements we have used three methods. The calculation of concentrations for each cases is described below.

1. Determination of absolute concentrations

In this case c , the absolute concentration of the i -th element in ppm-s, can be calculated through the next equations.

Let us calibrate the current integrator in nCb-s. If k count were acquired during the measurement, the collected charge is $q = ak + b$ in nCb-s, where a and b are the calibration constants.

In this case the number of collected protons $n = q \cdot 10^{-9} / 1.6022 \cdot 10^{-19}$

The concentration of the i -th element is

$$c(i) = [A(i) M(i)] / [n \Omega W(i) N] \quad (10)$$

where $A(i)$ is the corresponding peak area; $M(i)$ is the atomic mass in amu.-s, $W(i)$ is the cross-section corrected for the absorption, self-absorption, target thickness and the X-ray energy dependent detector efficiency of the main line of the i -th element. Ω is the solid angle of the detection in steradians, N is the Avogadro number.

2. Determination of the concentration relatively to an internal standard in the sample
Using the notations mentioned above

$$c(i) = [A(i) M(i) W(s) n(s)] / [A(s) W(i) N] \quad (11)$$

where the indices s related to the standard.

3. Determination of the relative intensity ratio to an element in the sample
In this case

$$c(i)/c(s) = [A(i) W(s) M(i)] / [A(s) W(i) M(s)] \quad (12)$$

The notations are the same as above.

2.1.5 Errors in the parameters -

The variances and co-variances of the parameters, when the fit has converged, are given by the elements of the matrix A in equation (16,17). Writing $v(i,j)$ for the co-variance of the parameters $p(i)$ and $p(j)$, the variance of the function $z(p)$ of the parameters is given by

$$v(z(p)) = \sum_i \frac{\partial z}{\partial p(i)} v(i,i) + 2 \sum_{i=j} \frac{\partial z}{\partial p(i)} \frac{\partial z}{\partial p(j)} v(i,j) \quad (13)$$

Thus, through equations (4,5,6,7,9a-b) we can calculate the errors in peak areas and concentrations given in eq.-s (9-12). Errors from the calibrations and calculations must be combined at each step to get the final error estimate.

The quality of the fit is given by Q_{min} the value of Q at convergence. It can be shown [8] that in the case of the normal distribution of data to be fitted, Q_{min} has an expectation value of $m-n$ where m is the number of data points and n is the number of independent parameters to be determined. Defining

$$Q_{norm} = Q_{min}/(m-n) \quad (\text{normalised chi-square}) \quad (14)$$

Q_{norm} must have a value of about 1. This is strictly true, if weights of the data points used in the fit are taken as the reciprocal square of the standard deviation of the measured spectrum points. The parameter errors given by eq. (13) are "internal" errors. The rather common practice of multiplying the "internal" parameter errors by Q_{min} is to get the "external" errors.

2.2 Least square fitting

The fitting of a chosen mathematical model to given experimental data has been realised by the modified (damped) Gauss-Newton algorithm [9]. The details of the method are well known that is why we only sketch them there.

The parameters $p(1)$ in eq.-s (2-5,8) are obtained from least squares fit of the function T to the experimental spectrum. This means the minimization of the function

$$Q(p) = \sum_j w(j) [E(j) - T(j, p)]^2 \quad (15)$$

where p is the parameter set of T , $E(j)$ is the content of channel j in the experimental spectrum and $w(j)$ is the weight assigned to $E(j)$. Since eq. (15) is non-linear in p , we can apply a linearisation technique. As it is shown in ref. [9], the result of this calculation can be expressed in the matrix equation

$$\Delta p = A^{-1} b \quad (16)$$

where

$$A_{lk} = \sum_j \frac{\partial T(j)}{\partial p(l)} \frac{\partial T(j)}{\partial p(k)} \bigg|_{p=p_0} \quad (17)$$

$$\text{and} \quad b_k = \sum_j w(j) [E(j) - T(j, p_0)] \frac{\partial T(j)}{\partial p(k)} \quad (18)$$

The vector Δp is the array of increments to be applied to the parameters and the calculation is repeated with the changed values until the function Q reaches a minimum. The linearisation, i.e. the expansion of $T(j, p)$ as a Taylor series around an initial approximation of a value of the p and the neglection of the higher then first order derivatives, is equivalent to the assumption that the function Q is a quadratic surface. If this statement were exactly true, the to get the minimum principally only one step of the minimization process would be needed. However this surface may deviate significantly from a quadratic form and so it may happen that the increments resulted from eq. (16) are very large. In order to avoid such cases a damping factor [9] should be introduced which is based on the condition that each increment calculated should be less than the increment got in the previous iteration. If any increment does not satisfy this condition, it should be divided by a power of two. Thus in m -th iteration the parameter value $p(k)$ is

$$p(k)_m = p(k)_{m-1} + 2^{-n(m)} \delta q(k)_m \quad (19)$$

where

$$n(m) = 0 \quad \text{if} \quad \delta q(k)_m < \delta q(k)_{m-1}$$

$$n(m) = n(m-1) + 1 \quad \text{if} \quad \delta q(k)_m \geq \delta q(k)_{m-1}$$

$$n(1) = 0$$

In addition to the damping factors, simple penalty functions are applied for all parameters to be fitted in our method i.e. the new parameter values from eq. (19) are limited by the conditions

$$p'(k) = \max. (p_{\min}, p(k))$$

$$\text{and} \quad p'(k) = \min. (p_{\max}, p(k)) \quad (20a-b)$$

The convergence criterion applied here is that Q should change between two successive iterations by less than a given percent of Q .

Conclusion

In conclusion, an algorithm was developed for the evaluation of spectra measured with the method of PIXE which is capable of describing the complex peak structures in such a spectrum, as well as the slowly varying background. The algorithm described above was realised in a FORTRAN-IV code named REV5S [10] on our PDP-11/40 machine, including energy calibration procedure as well as the automatic identification of elements, by using a library of the X-ray energies and calculation of concentrations according to the different measuring circumstances. The program was in use in the last year, mainly for spectra measured on biological (human blood, liver, brain etc.) and aerosol samples. The REV5S is a part of a more general spectrum processing program system REVAZOL [11].

The listing of REV5S is available from the author on request.

Acknowledgement

I wish to acknowledge the many valuable discussions with Dr. Gy. Szabó and his continuous interest shown during this work.

References

- [1] I. Kiss, E. Koltay, Gy. Szabó, A. Mészáros, S. László
ATOMKI Közl. 22 (1980) 321
- [2] É. Pintye, Z. Dézsi, K. Miltényi, I. Kiss, E. Koltay and
Gy. Szabó, to be published in Strahlentherapie
- [3] M. A. Mariscotti, Nucl. Instr. and Meth. 50 (1967) 309
- [4] H. Baba, H. Okashita, S. Baba, T. Suzuki, H. Ume Zawa and
H. Natsume, J. Nucl. Sci. and Tech. (Japan) 8 (1970) 120
- [5] V. Hnatowicz, Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 137
- [6] Gy. Szabó, Computer-code PIXEJ (unpublished)
- [7] R. D. Willis and R. L. Walter, Nucl. Instr. and Meth.
142 (1977) 231
- [8] A. J. Ferguson, Ch. 4. in Angular Correlation Methods in
Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland Publ. Co., 1965
- [9] I. A. Slavic and S. P. Bingulac, Nucl. Instr. 84 (1970)
261

- [10] Zolnai L., Computer-code REV5S (to be published)
- [11] Zolnai L., Computer-code REVAZOL (to be published)

Referee: Gy. Szabó

EGY IONOPTIKAI OPTIMALIZÁLÁSI FELADAT MEGOLDÁSA

KORMÁNY ZOLTÁN

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen, Pf. 51., 4001.

Kis akceptanciájú magfizikai berendezéseknél nagyon fontos az akceptancia teljes kihasználása, különösen, ha a nyaláb emittanciája jelentős (pl. ciklotron). Ez a követelmény korlátot jelent a berendezés lehetséges elhelyezésére vonatkozóan. Jelen dolgozatban módszert és összefüggést adunk meg ezen korlátok számítására, és illusztráljuk az eljárást egy konkrét rendszer elhelyezése során felmerült problémák megoldásával. A mérési adatok alátámasztják a rendszer telepítésének helyességét.

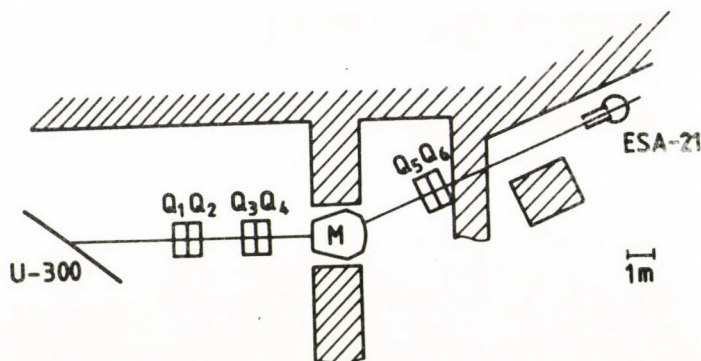
SOLUTION OF AN OPTIMIZATION PROBLEM IN ION OPTICS. In nuclear instruments of small acceptance it is very important to utilize the acceptance completely, especially if the beam emittance is considerable. This requirement restricts the practicable placing of the instrument. A method is given here to calculate these restrictions and a solution for a concrete system is shown. The experiments have proved that the instrument is positioned correctly.

РЕШЕНИЕ ОДНОЙ ЗАДАЧИ ОПТИМИЗАЦИИ В ИОННОЙ ОПТИКЕ. В случае ядерно-физических устройств с маленькой акцептанцией очень важно полностью использовать его, особенно, если эмиттанция пучка не мала (например циклотрон). Это требование ограничивает возможное расположение устройства. В этой статье изложен метод для расчёта этих ограничений, и в качестве примера показано решение для конкретной системы. Измеренные данные подтверждают правильность расположения устройства.

I.

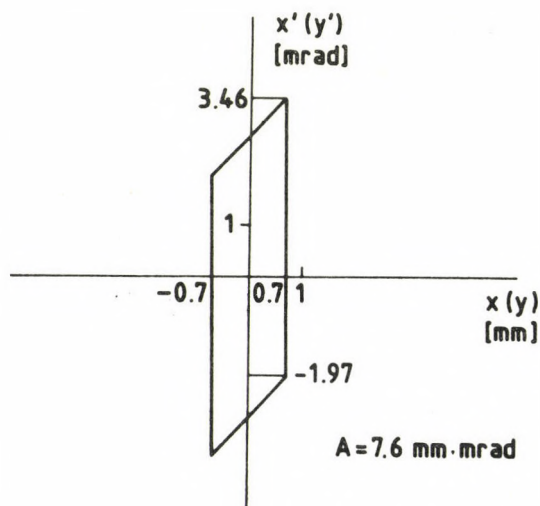
Az ESA-21 spektrométerrel [1] folyó atomfizikai mérések során fontos szempontként jelentkezett a zavaró hatások minél kisebb szinten tartása. A berendezés az EAI Magreakciók Laboratóriumának U-300-as ciklotronjának egyik nyalábcsatornáján kapott helyet. A transport-rendszer sematikus képe - az átvitel szempontjából fontos elemek feltüntetésével - az 1. ábrán látható.

Már maga a geometria is, de a háttér és a kapcsoló mágnektől származó szórt mágneses tér hatásának csökkentése szigorú követelményeket jelentett a telepítésre, nevezetesen a spektrométer minél távolabbi elhelyezését a Q_5Q_6 kvadrupól dublettől.



1. ábra. A nyalábsatorna geometriája és felépítése.

Mivel az ESA-21 akceptanciája (2. ábra) kicsi, nem lehetett megengedni olyan elhelyezést, ahol az akceptancia teljes kihasználása már nem valósítható meg. Ezért a helyes telepítéshez meg kellett határozni a dublettól mért távolság teljes akceptancia-kihasználás mellett lehetséges maximális értékét.



2. ábra. A spektrométer akceptanciája.

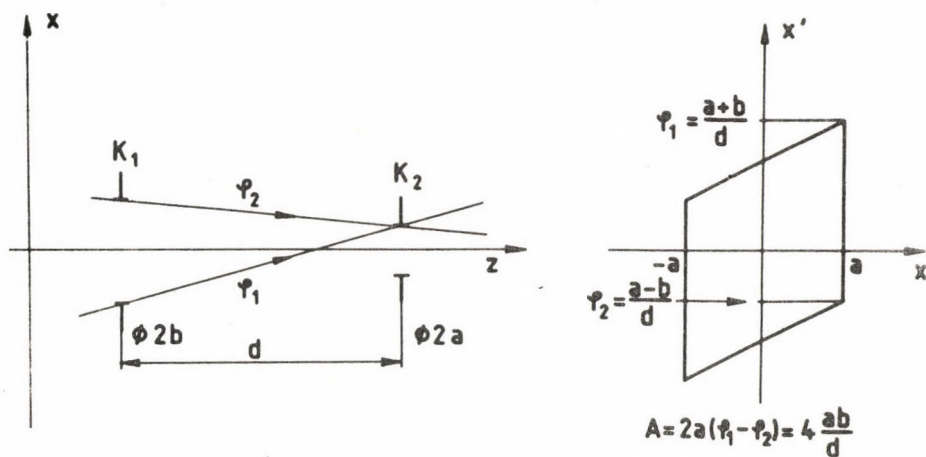
II.

Tekintsünk egy két részből összetett kollimátor rendszert (3. ábra). Akceptanciája K_2 helyén a blendék átmérőiből és egymás közötti távolságából a rajz szerinti módon kapható.

(ESA-21: $a=0,7$ mm; $b=2,55$ mm; $d=940$ mm.)

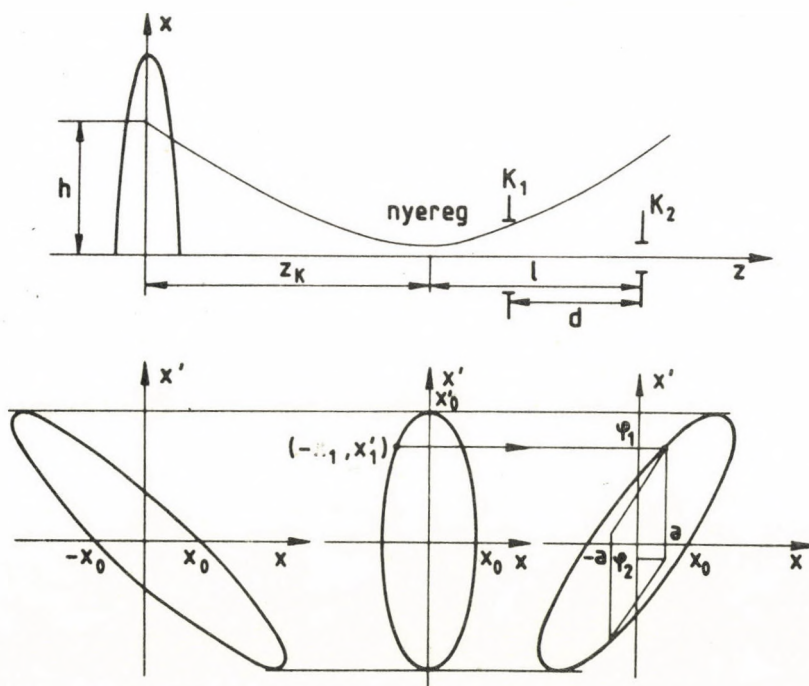
Legyen a gyorsított részecskenyaláb emittanciája ellipszis formájú $\epsilon=e\cdot\pi$ területtel. Keressük azt a maximális távolságot az utolsó fókuszáló elemtől (általában quadrupól-lencse) mérve, ahol a rendszert elhelyezve még az akceptancia teljes mértékben kihasználható. Könnyen belátható, hogy ez a távolság akkor nagyobb,

ha a nyaláb keresztkezési pontja (nyeregpon) a K_2 rés előtt és nem utána van.



3. ábra. Kétblendés kollimátor akceptanciája a második blende helyén.

A 4. ábrán feltüntettük a nyaláb burkolóját és a megfelelő fázisellipsziseket az utolsó lencsétől a második blende-ig.



4. ábra. A nyaláb burkolója és a megfelelő fázisellipszisek.

A rajz az illesztés határhelyzetét ábrázolja abban az esetben, ha az akceptancia-parallelogramma (a, ϕ_1) koordinátájú pontja a meghatározó. (A konkrét rendszertől függően ez a $(-a, -\phi_2)$ pont is lehet, akkor az összefüggések értelemszerűen módosulnak). A keresztezési pont és a második blende közötti távolságot leíró kifejezést az

$$a = -x_1 + lx_1' \quad (1)$$

összefüggés, valamint az x_1 és x_1' közötti kapcsolatot leíró ellipszis nyeregponthelyi

$$\left(\frac{x_1}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{x_1'}{x_0'}\right)^2 = 1 \quad (2)$$

egyenlete segítségével adhatjuk meg. A (2)-ből x_1 -et kifejezve, majd felhasználva az $x_0 x_0' = e$ és $x_1' = \phi_1$ összefüggéseket, kapjuk:

$$l = \frac{a + x_0 \sqrt{1 - \frac{\phi_1^2}{e^2} x_0^2}}{\phi_1} \quad (3)$$

A lencse és a keresztezési pont távolsága (a lencsét most és a továbbiakban is vékony lencse közelítésben tekintjük, a távolságot a középsíkjától mérjük):

$$z_k = \frac{x_0 h}{e} \sqrt{1 - \frac{x_0^2}{h^2}} \approx \frac{x_0 h}{e} \quad \text{ha } x_0 \ll h. \quad (4)$$

(3)-ba innen x_0 -t behelyettesítve a lencse és a rés közötti távolságot a következőképpen írhatjuk fel:

$$L = z_k + l = z_k + \frac{a}{\phi_1} + \frac{e z_k}{h \phi_1} \sqrt{1 - \frac{\phi_1^2}{h^2} z_k^2} \quad (5)$$

z_k szerint szélsőértéket keresve maximumot kapunk a

$$z_1 = \sqrt{\frac{4e^2 h^2 + h^4 \phi_1^2 \left(\sqrt{1 + \frac{8e^2}{h^2 \phi_1^2}} - 1 \right)}{8e^2 \phi_1^2}} \quad (6)$$

helyen. Ebben az összefüggésben h még ismeretlen, mert nagysága nem geometriai méretektől, hanem a konkrét rendszernél megvalósítható nyalábvezetéstől függ. Természetesen értéke nem lehet nagyobb a lencse fél-aperturájánál, így ezzel számolva egy felső becslés adható meg z_1 -re, illetve (5) alapján L maximális értékére.

Határozzuk meg l maximumát x_0 függvényében. (3) alapján:

$$\frac{\partial l}{\partial x_0} = \frac{1 - \frac{2\phi_1^2}{e^2} x_0^2}{\phi_1 \sqrt{1 - \frac{\phi_1^2}{e^2} x_0^2}} = 0,$$

$$x_0 = \frac{e}{\sqrt{2}\phi_1}, \quad l_{max} = \frac{a + \frac{e}{2\phi_1}}{\phi_1}. \quad (7)$$

Tételezzük most fel, hogy az utolsó dublet olyan gerjesztést kap, hogy a nyeregpontra nem a maximális L -hez tartozó z_1 távolságban van, hanem ott, ahol a maximális l -hez szükséges jellemzőkkel létrehozható. Jelöljük ezt a távolságot z_0 -val. (7)-et (4)-be helyettesítve kapjuk:

$$h = \sqrt{2}\phi_1 z_0. \quad (8)$$

A maximális L -hez tartozó z_1 kifejezésbe - (6) összefüggés - téve:

$$z_1 = z_0 \sqrt{1 + \frac{\phi_1^4 z_0^2}{2e^2} \left(\sqrt{1 + \frac{4e^2}{\phi_1^4 z_0^2}} - 1 \right)}. \quad (9)$$

L_{max} pedig

$$L_{max} = z_1 + \frac{a}{\phi_1} + \frac{ez_1}{\sqrt{2}\phi_1^2 z_0} \sqrt{1 - \frac{z_1^2}{2z_0^2}}. \quad (10)$$

A (9)-es összefüggést megvizsgálva és felhasználva a $\sqrt{1+x} < 1 + \frac{1}{2}x$ egyenlőtlenséget, becslés adható meg a L_{max} -hoz tartozó lencse-nyeregpontra távolság értékére:

$$z_1 < z_0 \sqrt{1 + \frac{\phi_1^4 z_0^2}{2e^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{4e^2}{\phi_1^4 z_0^2} - 1 \right)} = z_0 \sqrt{2}.$$

$$z_0 < z_1 < z_0 \sqrt{2}. \quad (11)$$

Ebből az összefüggésből nyilvánvaló, hogy ha sikerül a l_{max} -hoz szükséges jellemzőkkel rendelkező nyeregpontra valahol létrehozni, akkor az utolsó dublet gerjesztésének kismértékű csökkentésével a keresztezési pont a L_{max} által megkövetelt távolságra toltató. Az is egyértelmű, hogy z_1 (s ezáltal L_{max}) annál nagyobb, minél nagyobb z_0 , azaz minél messzebb van a (7) által

meghatározott x_0 félszélességű nyeregpontra a lencsétől. Ily módon a feladatot visszavezettük az adott jellemzőkkel rendelkező keresztezési pont helyének meghatározására. Ez számos, elterjedten használt nyaláboptikai számító programmal (TRANSPORT, TRAMP stb.) könnyen elvégezhető mindkét transzverzális síkra. Ha a nyaláb emittanciája a két síkban különböző, akkor (9)-ből láthatóan a nagyobb emittanciájú sík a meghatározó, azaz itt kisebb az elérhető z_1 , s ezáltal L_{max} is (mivel L -ben z_k általában jóval nagyobb l -nél).

III.

A fenti számítással határoztuk meg az ESA-21 helyét az adott nyalábcsontrán. A berendezés akceptanciája mindkét síkban a 2. ábra szerinti. A ciklotronból kilépő nyaláb emittanciája horizontális és vertikális síkban 40π és 16π mm mrad, megfelelően (7) alapján:

$$x_{oh} = \frac{40}{\sqrt{2 \cdot 3,46}} = 8,17 \text{ mm} \quad l_{max,h} = 1,87 \text{ m}$$

$$x_{ov} = \frac{16}{\sqrt{2 \cdot 3,46}} = 3,27 \text{ mm} \quad l_{max,v} = 0,87 \text{ m}.$$

Ezt követően a TRANSPORT [2] segítségével megkerestük azt a maximális távolságot az utolsó lencsétől, ahol az adott méretű és egymástól $l_{max,h} - l_{max,v} = 1 \text{ m}$ -re lévő keresztezési pontok a két transzverzális síkban még létrehozhatók. Erre $z_0 = 4,27 \text{ m}$ -t kaptunk. A (9)-es összefüggésből a horizontális síkban (mivel $\epsilon_h < \epsilon_v$) határoztuk meg z_1 értékét:

$$z_1 = 5,57 \text{ m}.$$

Igy K_2 blende maximális távolsága Q_6 lencse középsikjától (10) alapján:

$$L = 6,96 \text{ m}.$$

A mérési eredmények jó egyezést mutatnak a számítás alapján várhatókkal. A fázistérben egyenletes részecske-sűrűséget feltételezve az akceptancia és emittanciák aránya alapján a ciklotronból kihozott nyaláb $\frac{7,6}{40\pi} \cdot \frac{7,6}{16\pi} = 0,92 \%$ -a

juthat a rendszerbe teljes illesztés esetén. Az 1. táblázatban foglaltuk össze az első néhány mérés nyalábadatait.

1. táblázat. Néhány mérés nyalábadatai

kihozott nyaláb (μA)	1,6	8,0	10,2	8,0
áram a spektro- méterben (nA)	12	65	90	90
átvitel (%)	0,75	0,81	0,88	1,12

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszönetét fejezi ki Viktor Nyikolajevics Melnyikovnak a program használata során nyújtott segítségéért és hasznos észrevételeiért.

Hivatkozások

- [1] Varga D. és mások ATOMKI Közlemények, 23 (1981) 40
- [2] K. L. Brown et. al. CERN, 73-16 (1973)

Lektor: Koltay Ede

ÚJ MEGOLDÁSÚ KOINCIDENCIA-ANTI-KOINCIDENCIA EGYSÉG CAMAC MECHANIKÁBAN

BIBOK GYÖRGY, GÁL JÁNOS

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen, Pf. 51., 4001.

A cikk CAMAC mechanikában megépített koincidencia-antikoincidencia egységet ismerteti, mely események egyidejűségének megállapítására szolgál az 1 μ s-os tartományban.

A NEW SOLUTION FOR COINCIDENCE-ANTICOINCIDENCE CIRCUIT IN CAMAC MODULE. The article presents a coincidence-anticoincidence unit, fitting into a CAMAC crate, which can be used in the 1 μ s time range.

НОВАЯ СХЕМА СОВПАДЕНИЙ-АНТИСОВПАДЕНИЙ В СТАНДАРТЕ КАМАК. В работе описывается схема совпадений-антисовпадений, построенная в стандарте КАМАК. Прибор может быть использован в диапазоне времени 1 мкс.

1. Bevezetés

A CAM 8.05-81 Koincidencia-antikoincidencia egység események egyidejűségének megállapítására szolgál az 1 μ s-os tartományban. Sokrétű magfizikai felhasználásai közül a legjelentősebbek a koincidencia energiaspektroszkópia és az időspektroszkópia.

A berendezés három koincidencia és egy antikoincidencia bemenettel rendelkezik.

Valamennyi koincidencia bemenet kikapcsolható, így tetszőleges csatornára vonatkoztatott egyszeres, kétszeres vagy háromszoros koincidencia feltétel vizsgálható. Az antikoincidencia bemenetet szabadon hagyva, az automatikusan engedélyezi a koincidencia feltételnek megfelelő események regisztrálását.

A készülék feloldási ideje folyamatosan változtatható 10 fordulatu helikális potencióméterrel, valamennyi csatorna számára 100 ns - 1100 ns között. A feloldási idő független a bemenetekre érkező impulzusok szélességétől mind koincidencia, mind antikoincidencia üzemmódban. A CAM 8.05-81 Koincidencia-antikoincidencia egység közvetlenül vagy a CAM 4.23-81 típusú Késleltető egységen keresztül kap vezérlőjelet a CAM 4.26-82 típusú Gyors diszkriminátorról, a CAM 5.03-80 típusú Állandó arányú időzítő egységről vagy a CAM 4.26-80 típusú Időzített egységcsatornás amplitúdó analízátorról.

2. A koincidencia-antikoincidencia egységekről

A koincidencia-antikoincidencia egységek feloldási idejét

általában az egyidejűséget vizsgáló áramkör bemeneteire vezetett impulzusok hossza állítja be. Koincidencia üzemmódban két csatorna esetén a τ_K feloldási idő:

$$\tau_K = \frac{t_A + t_B}{2},$$

ahol t_A és t_B az A ill. B bemenetre vezetett impulzusszélesség. A τ_{AK} antikoincidencia feloldási időt a

$$\tau_{AK} = \frac{t_{AK} - t_A}{2}$$

összefüggés határozza meg, ahol t_{AK} az antikoincidencia csatorna impulzusszélessége.

Azonos koincidencia és antikoincidencia feloldáshoz biztosítani kell a

$$t_A = t_B = \frac{t_{AK}}{3}$$

feltételt. A mindenkor szükséges feloldási időt az egész mérőrendszer pontatlanságai és bizonytalanságai, elsősorban az ún. "walking" és "jitter" határozzák meg [1]. A szükségesnél nagyobbra beállított feloldási idő a véletlen koincidencia számot növeli meg feleslegesen, a szükségesnél rövidebb feloldási idő pedig impulzusszám veszteséget okoz.

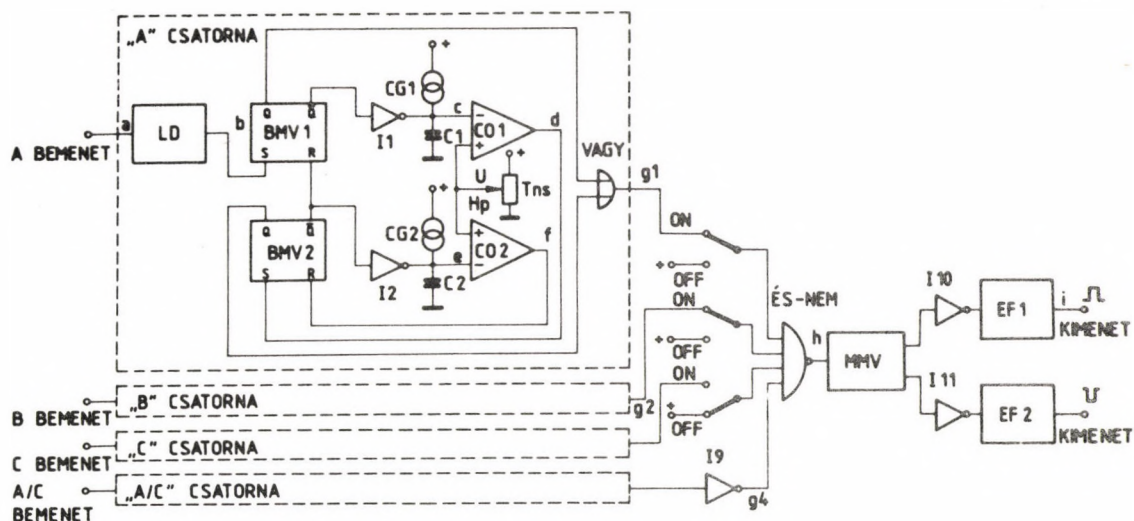
A feloldási idő beállításához szükséges impulzusszélességet általában monostabil multivibrátorokkal állítják elő, az impulzusszélesség változtatása a monostabil multivibrátor RC időállandójának változtatásával történik [2]. A mérések jellegétől függően szükség lehet 3-5 csatornaszámú egység használatára. Az optimális időállandó kiválasztása érdekében kívánatos lenne a feloldási idő folyamatos változtatása, ez viszont pl. egy ötcsatornás mérés esetén öt beállító elem - pl. potencióméter - együttes változtatását igényelné, ami technikailag igen nagy problémát jelent. Ezért a feloldási időt elterjedten diszkrét, általában lineárisan növekvően változtatják, pl. 10 fokozatban. Ez a megoldás két hátrányos tulajdonsággal rendelkezik:

1. Az optimális időállandót esetenként csak mintegy 50 %-os eltéréssel lehet beállítani;
2. Egy ötcsatornás egység esetén, ahol pl. 10 fokozatban lehet változtatni a feloldási időt, összesen 50 elem váltása szükséges.

A CAM 8.05-81-es típusú Koincidencia-antikoincidencia egységben alkalmazott megoldás az előbbi hátrányos tulajdonságokat kiküszöböli, és a feloldási idő beállítására új kapcsolási elrendezést használ, mely egyetlen szabályozószervvel teszi lehetővé a feloldási idő folyamatos változtatását tetszés szerinti csatornaszám esetén [3].

3. A CAM 8.05-81 típusú Koincidencia-antikoincidencia egység

Az egység felépítését az 1. ábrán látható blokkvázlat és a 2. ábrán látható idődiagram szemlélteti. A bejövőjel (a) az LD jelű, logikai differenciáló körre kerül. A differenciálókör feladata, hogy a tetszőleges hosszúságú bemenőjel negatív élét kijelölje.



1. ábra: A berendezés blokkvázlata.

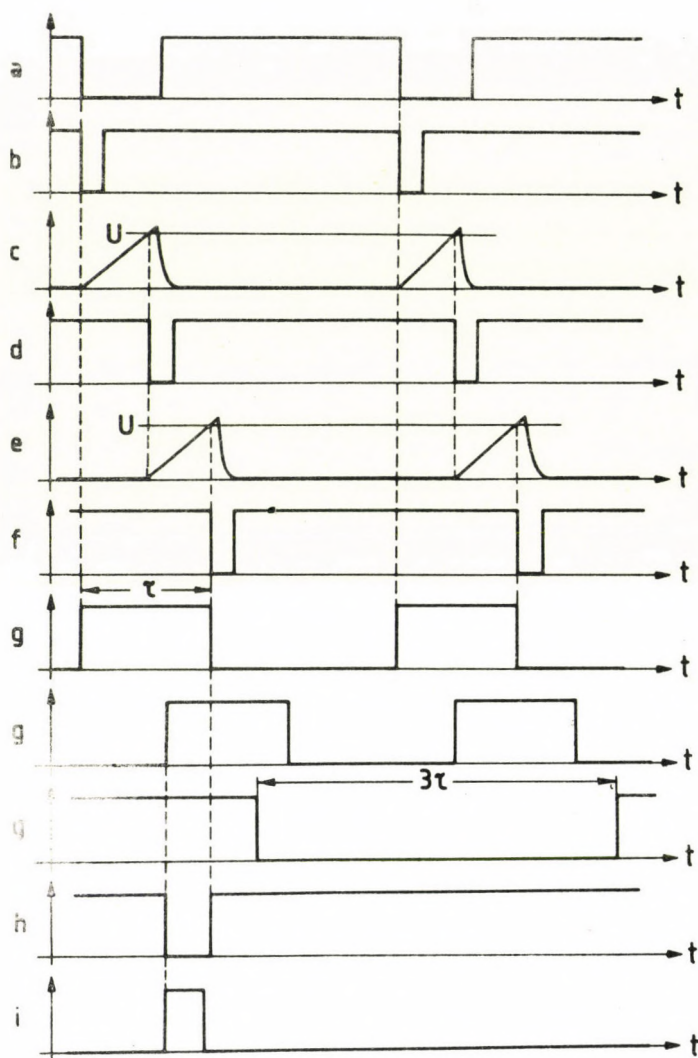
A differenciálkör kimenőjele (b) a BMV1 jelű bistabil multivibrátor S bemenetére jut, és azt átbillenti. A multivibrátor Q kimenete az I1 jelű nyitott kollektoros inverterre jut, amely ennek a jelnek a hatására lezár. Így a CG1 jelű áramgenerátor árama tölteni kezdi a C1 kondenzátort, melynek feszültsége lineárisan emelkedik (c). Ez a fűrészfeszültség kerül a CO1 jelű differenciál komparátor egyik bemenetére, a másik bemenetére pedig a Hp jelű potenciométer csuszáján lévő U egyenfeszültség. Amikor a lineáris fűrészfeszültség eléri az U feszültséget, a CO1 komparátor bebillen, és kimenőjele (d) bebillenti a BMV2 jelű bistabil multivibrátort. Ennek Q kimenete egyrészt alapállapotba billenti a BMV1 multivibrátort, és ennek hatására az I1 inverter nyitásával a C1 kondenzátor kisül, másrészt zárja az I2 invertert, és így a CG2 áramgenerátora tölteni kezdi a C2 kondenzátort. A kondenzátor feszültsége ugyanolyan lineáris fűrészfeszültség lesz (e), mint a C1 kondenzátoron volt. A C2 kondenzátoron lévő feszültség a CO2 differenciál-komparátor egyik bemenetére kerül, melynek másik bemenete az előzőekben említett Hp helikális potenciométer csuszájára csatlakozik. Amikor C2 feszültsége eléri az U egyenfeszültséget, a CO2 komparátor állapotot vált (f) és alapállapotba billenti vissza a BMV2 bistabil multivibrátort. Ennek hatására nyit az I2 inverter és kisüti a C2 kondenzátort.

A BMV1 és BMV2 multivibrátorok Q kimenetei egy VAGY kapura kerülnek, melynek kimenőimpulzusa (g1) a beállított feloldási idővel megegyező szélességű. Ennek az időtartamnak a szabályozása a Hp helipot segítségével történik.

A fentebb ismertetett A csatorna felépítésével teljesen megegyező a B és C csatorna, míg az A/C antikoincidencia csatorna csak abban különbözik, hogy a C1 és C2 kondenzátorok háromszoros értékűek, és így a kimenőimpulzus szélessége is háromszorosa, mint a koincidencia csatornáknak.

A koincidencia csatornák kimenőjelei a megfelelő ON/OFF kapcsolók állásától függően egy ÉS-NEM kapura kerülnek. A kapcsolók OFF állásában a megfelelő csatorna helyett logikai "1"-et kapcsolunk a kapu bemenetére (pl. az 1. ábrán a C csatorna) és

ezzel a koincidencia feltétel vizsgálatából kirekesztjük.



2. ábra: Impulzusalakok az egyes fokozatokon.

Az antikoincidencia csatorna kimenete egy inverteren keresztül (I9) kerül az ÉS-NEM kapu bemenetére (g^4). Így az antikoincidencia impulzusok időtartama alatt az ÉS-NEM kapu tiltva van. Viszont amennyiben az antikoincidencia bemenetre nem vezetünk impulzust, a g^4 jel logikai "1"-et ad, és az ÉS-NEM kapun a koincidencia feltételeknek megfelelő események átjutnak (h). Ezek az impulzusok indítják az MMV monostabil multivibrátort, melynek ponált és negált kimenetei az I10 és I11 nyitott kollektoros invertereken és az EF1, EF2 emitterkövetőkön át logikai "1" és logikai "0" impulzusokat juttatnak a megfelelő kimenetre. Az emitterkövető 50 Ohm kimenőimpedancia mellett lehetőséget biztosít hosszú kábelek meghajtására is.

Az I10, I11 inverterek feladata a megfelelő nagyságú (5 V) kimenőimpulzus biztosítása.

Amint a leírásból látható volt, az egyes csatornák impulzus-

szélessége két részből tevődik össze: a BMV1 és BMV2 kimenőimpulzusainak összegéből. Ezzel lehetővé vált, hogy járulékos holtidő nélkül a kondenzátorok biztonsággal alapállapotba kerüljenek, és az egyes csatornák a beállított feloldási idő (ill. az antikoincidencia csatorna esetén ennek háromszorosa) után gyakorlatilag azonnal újraindithatók legyenek. A tetszőleges rövid idő múlva bekövetkező újraindítás hatására a feloldási idő nem fog változni.

4. Műszaki adatok

A bemeneti és kimeneti feszültségek kielégítik a CAMAC szinteket rögzítő EUR 4100 e (1969) előírásokat, melyek a következők:

Bemenet	logikai "1"	0 - + 0,8 V
	logikai "0"	+ 2 - + 5,5 V
Kimenet	logikai "1"	0 - + 0,5 V
	logikai "0"	+ 2,4 - + 5,5 V

További adatok:

BEMENETEK:

impulzusalak: "0" "1" átmenet

impulzusszélesség: ≥ 50 ns

impedancia: 1 kOhm

FELOLDÁSI IDŐ: Folyamatosan szabályozható 10 fordulatu helikális potenciométerrel 100 ns - 1100 ns között. A feloldási idő azonos valamennyi koincidencia és az antikoincidencia csatornára is.

FELOLDÁSI IDŐ HŐMÉRSÉKLETFÜGGÉSE: $\leq 1 \cdot 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$.

A KÉSZÜLÉK IMPULZUSPÁR FELOLDÁSI IDEJE:

koincidencia csatornák: a beállított feloldási idő + 30 ns.

antikoincidencia csatornára: a beállított feloldási idő háromszorosa + 30 ns

KIMENET: Két kimenet negatív logikájú ponált és invertált fázisban (logikai "1" és logikai "0")

impulzusszélesség: 100 ns

fel- és lefutási idő: ~ 10 ns

kimenő impedancia: 50 Ohm

MŰKÖDÉSI HŐMÉRSÉKLETTARTOMÁNY: 15-40 $^{\circ}\text{C}$

TÁPFESZÜLTSG SZÜKSÉGLET: + 24 V 86 mA

+ 6 V 370 mA

- 6 V 90 mA

Hivatkozások

- [1] Bibok Gy. ATOMKI Közl. 17 (1975) 401
- [2] Bibok Gy. ATOMKI Közl. 13 (1971) 25
- [3] Bibok Gy., Gál J. 172835 lajstromszámu magyar szabadalom

Lektor: Andó László

A HELIUM LEVEL INDICATOR WITH LED OR SCHOTTKY DIODE SENSING ELEMENT

K. VAD, D. NOVÁK, S. MÉSZÁROS

ATOMKI, H-4001 Debrecen, Pf. 51. Hungary

FOLYÉKONY HÉLIUM SZINTJELZŐ MŰSZER LED VAGY SCHOTTKY-DIÓDA ÉRZÉKELŐVEL.

УКАЗАТЕЛЬ УРОВНЯ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ ДАТЧИНАМИ СВЕТОДИОДОВ ИЛИ ДИОДОВ ШОТКИ.

Several types of electronic helium level indicators have been published. Usually their sensing element is the well-known but very special Allen-Bradley resistor. In the present work it was our aim to find and test more general kinds of sensors (available in any laboratory). A further common disadvantage of the published electronic level indicator schemes is that they require fixed supply voltages. In our case this problem is eliminated. The supply voltage can change in a wide range without affecting the accuracy of the detection. The electronic circuit is shown in Fig. 1.

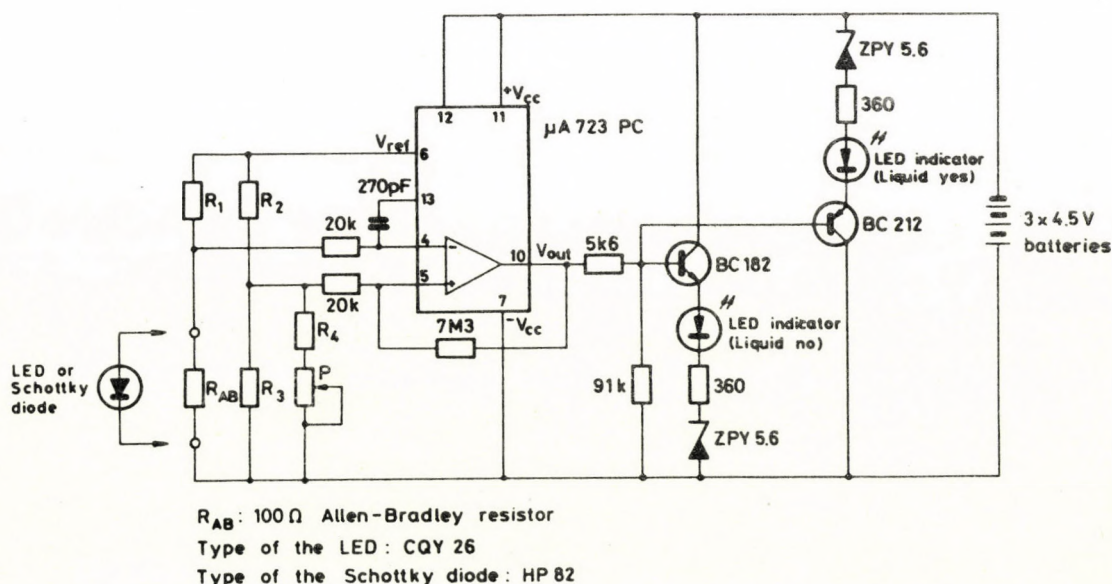


Fig. 1. The electronic circuit of the helium level indicator.

In the first version we detected the helium level by a 100 ohm Allen-Bradley resistor which was put in a precisely balanced resistance bridge driven by the reference voltage of the 723 integrated circuit. As the reference voltage is always constant, the output of the 723 depends only on the state of the bridge, that is, on the helium level. The values of the resistors of the bridge are: $R_1=1.5$ kohm, $R_2=4.7$ kohm, $R_3=3$ kohm, $R_4=1$ kohm, $P=1$ kohm.

The V_{CC} supply voltage can take on any value between 10 and 20 Volts: it affects only the brightness of the LED indicators but not the accuracy of the indication. In our instrument we use three 4.5 Volt batteries for V_{CC} .

However the main advantage of this electronic circuit is, that the helium level can be detected by using either a LED sensor or a Schottky diode instead of the Allen-Bradley resistor. Only the values of the bridge resistors have to be changed. In these cases the correct values are: $R_1=390$ ohm, $R_2=5.1$ kohm, $R_3=4.3$ kohm, $R_4=2$ kohm, $P=4.7$ kohm. As the maximum loading current of the reference output is 15 mA, we supply the LED or Schottky diode with 13 mA. Their power dissipation is about 25 mW compared to an Allen-Bradley's 5 mW, and the necessary minimum V_{CC} supply voltage is 2 Volts higher.

Referee: J. Gál

EMG-666 KALKULÁTOR ÖSSZEKAPCSOLÁSA TPA-I SZÁMÍTÓGÉPPEL

PÁLVÖLGYI JENŐ

ATOMKI H-4001 Debrecen, Pf. 51.

A cikk az EMG-666 típusu asztali számítógép csatornáját és a TPA-i számítógép programozott adatátviteli buszát összekapcsoló illesztőegységet ismerteti, amelyet a REA csoportban fejlesztettünk ki, felhasználva az EMG 79845 típusu univerzális interfészt. Az adatforgalom vezérlését az EMG-666 kalkulátor végzi.

INTERFACING OF THE EMG-666 TYPE DESKTOP CALCULATOR TO THE TPA-I SMALL COMPUTER. An interface is described, which connects the I/O channel of an EMG-666 calculator to the programmed data transfer bus of a TPA-i computer. One part of the interface is an EMG 97845 universal interface. The data transfer is controlled by the EMG-666 calculator.

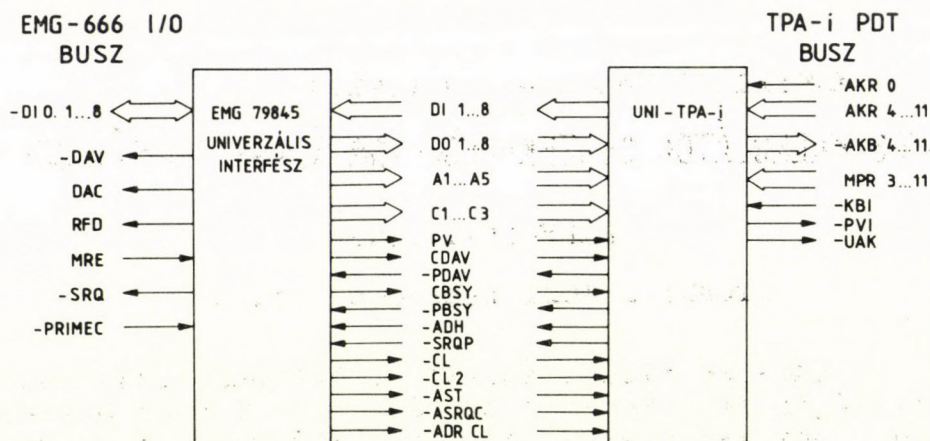
СОГЛАСОВАНИЕ КАЛЬКУЛЯТОРА ТИПА EMG-666 к ЭВМ ТИПА ТРА-і. В статье описано согласование калькулятора типа EMG-666 к малой ЭВМ типа ТРА-і. Интерфейс связывает магистраль программированного переноса данных вычислительной машины ТРА-і и канал калькулятора. Интерфейс состоит из двух частей. Одной из них является универсальный интерфейс типа EMG 79845. Перенос данных управляется калькулятором.

1. Bevezetés

Az ATOMKI Röntgen Emissziós Analitikai (REA) laboratóriumában a mérések kiértékelésére egy TPA-i számítógép és egy EMG-666 típusu asztali kalkulátor áll rendelkezésre. A TPA-i számítógéphez egy konzol írógép, lyukszalag olvasó, gyorslyukasztó, mátrixnyomtató, egy ICA-70 és egy NTA 3024 típusu sokcsatornás analizátor csatlakozik. Az EMG-666 kalkulátor a beépített perifériáin kívül az NTA 3024 analizátorhoz kapcsolódik. Annak érdekében, hogy az EMG-666 kalkulátor is használhassa a TPA-i számítógép perifériáit, a két gépet összekapcsoltuk. Így a kalkulátor memóriájában tárolt programot és adatokat a gyorslyukasztóval kilyukasztathatjuk, a lyukszalagon tárolt programokat és adatokat a gyorsolvasóval beolvashatjuk a kalkulátorba. A cikkben a TPA-i számítógép programozott adatátviteli (PDT) buszát és az EMG-666 kalkulátor csatornáját összekapcsoló illesztőegységet ismertettünk, majd a kalkulátor és a TPA-i számítógép perifériái közötti adatforgalmat lebonyolító szoftvert írjuk le.

2. TPA-i számítógép - EMG-666 kalkulátor illesztőegység

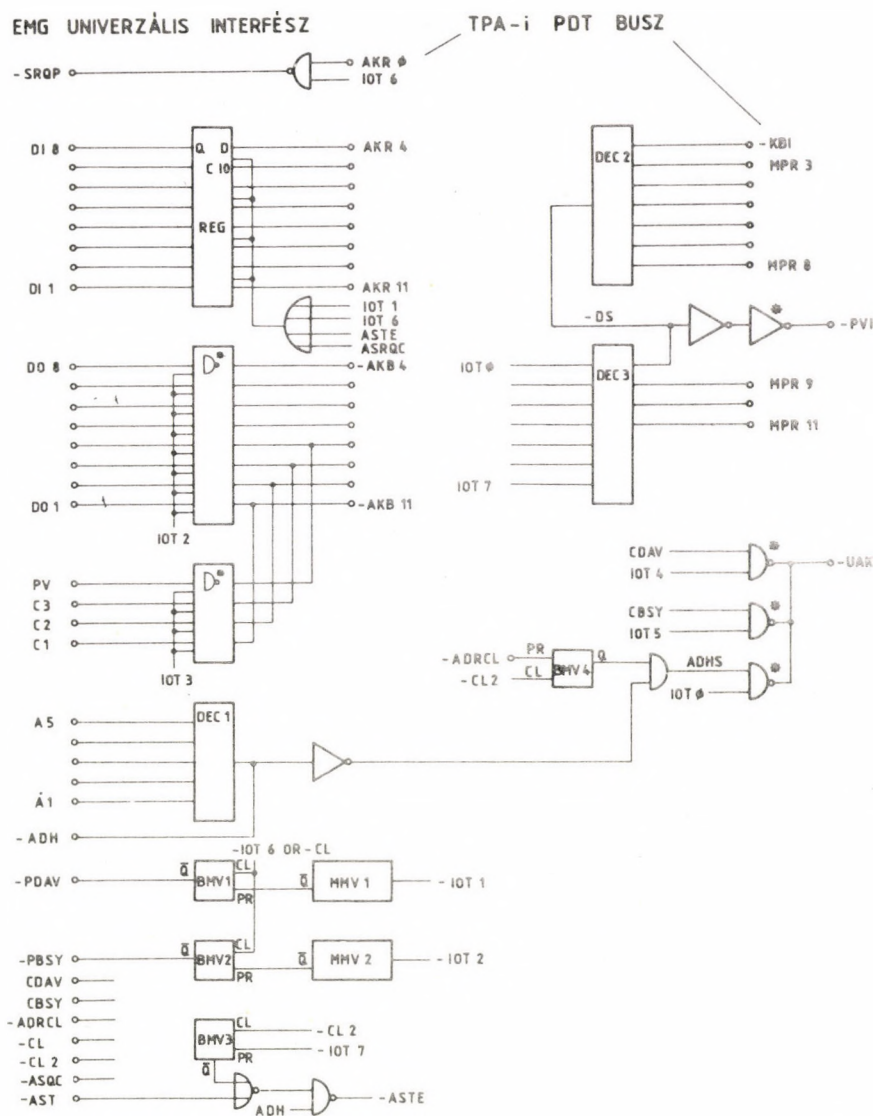
Az illesztőegység két részből áll, az EMG-666 kalkulátor csatornájára egy EMG 79845 típusu univerzális illesztőegység csatlakozik, ezt kapcsoltuk össze a TPA-i számítógép PDT buszával az általunk tervezett "UNI-TPA-i" egységgel. Az első ábrán tüntettük fel a kapcsolatban résztvevő jeleket, a negatív előjel a negatív logikát jelzi. Az adatforgalom vezérlését az EMG-666 kalkulátor végzi.



1. ábra. Az EMG-666 kalkulátor, az univerzális interfész és a TPA-i számítógép PDT buszának jelei.

Az illesztőegység "UNI-TPA-i" részét ismertetjük részletesebben, az EMG-666 kalkulátor csatornájának leírása [1]-ben, az univerzális interfész leírása [2]-ben található meg, a TPA-i számítógép interfész rendszerét [3] írja le.

Az illesztőegység "UNI-TPA-i" részének elvi kapcsolási rajza a 2. ábrán látható. A kalkulátor az adatátvitelt a periféria cím és parancs kivitelével kezdeményezi. Az univerzális interfész A1...A5 kimenetén megjelenő címet a DEC1 címdekóderre visszük, ha a kalkulátor az interfésznek megfelelő címet vitt ki, akkor a -ADH vezeték L szintet vesz fel. A kalkulátor által kivitt parancsot (C1...C3) és az adatforgalom irányát jelző PV jelet beolvassuk a TPA-i számítógép akkumulátorába, szoftverrel dekódoljuk és ez alapján választjuk ki a TPA-i számítógép valamelyik perifériáját. A kalkulátor a cím és parancs kivitele után az illesztőegység átviteli készségét jelző státust vár. A státus beolvasása a -AST jel hatására történik meg. A státus beolvasása után következik az adatátvitel. Ha a kalkulátor visz ki adatot, akkor az univerzális interfész DO1...DO8 kimenetén megjelenő adat érvényességét a CDAV jel H szintje jelzi. Az adatot az IOT2 parancssal olvassuk be a TPA-i számítógép akkumulátorába. Ha a kalkulátor adatot olvas be, akkor az átvendő adatot beírjuk a TPA-i akkumulátorába, majd kiadjuk az IOT1 parancsot, ennek hatására az adat átiródik a REG tárolóba és az univerzális interfész DI1...DI8 bemenetére kerül. A kalkulátor az utolsó adatbyte kivitele után kiadja a lekapcsolási címet, hatására a -ADH vezeték H állapotba kerül. A DEC2 dekóder szolgál a TPA-i számítógép központi egységéből kiadott perifériakód, a DEC3 a műveleti kód dekódolására.



2. ábra. Az illesztőegység "UNI-TPA-i" részének elvi kapcsolási rajza.

3. A szoftver

Az EMG-666 kalkulátor feladata memória tartalmának kivitele az univerzális interfészre, illetve a TPA-i számítógép akkumulátor tartalmának beolvasása. A kalkulátor memóriájában tárolt program kivitele, illetve a program beolvasása az alábbi rövid programmal történik, amit a kalkulátor memóriájának végére a billentyűzettel viszünk be:

Progrankivitel
 0
 Z ↑
 SET PR 113 ↑
 XOUT
 PAUSE (REWIND)
 SKIP IF NO ERROR
 BACK
 5

Programbeolvasás
 0
 Z ↑
 XIN
 PAUSE
 SKIP IF ON ERROR
 BACK
 5
 SET PR 112 ↑

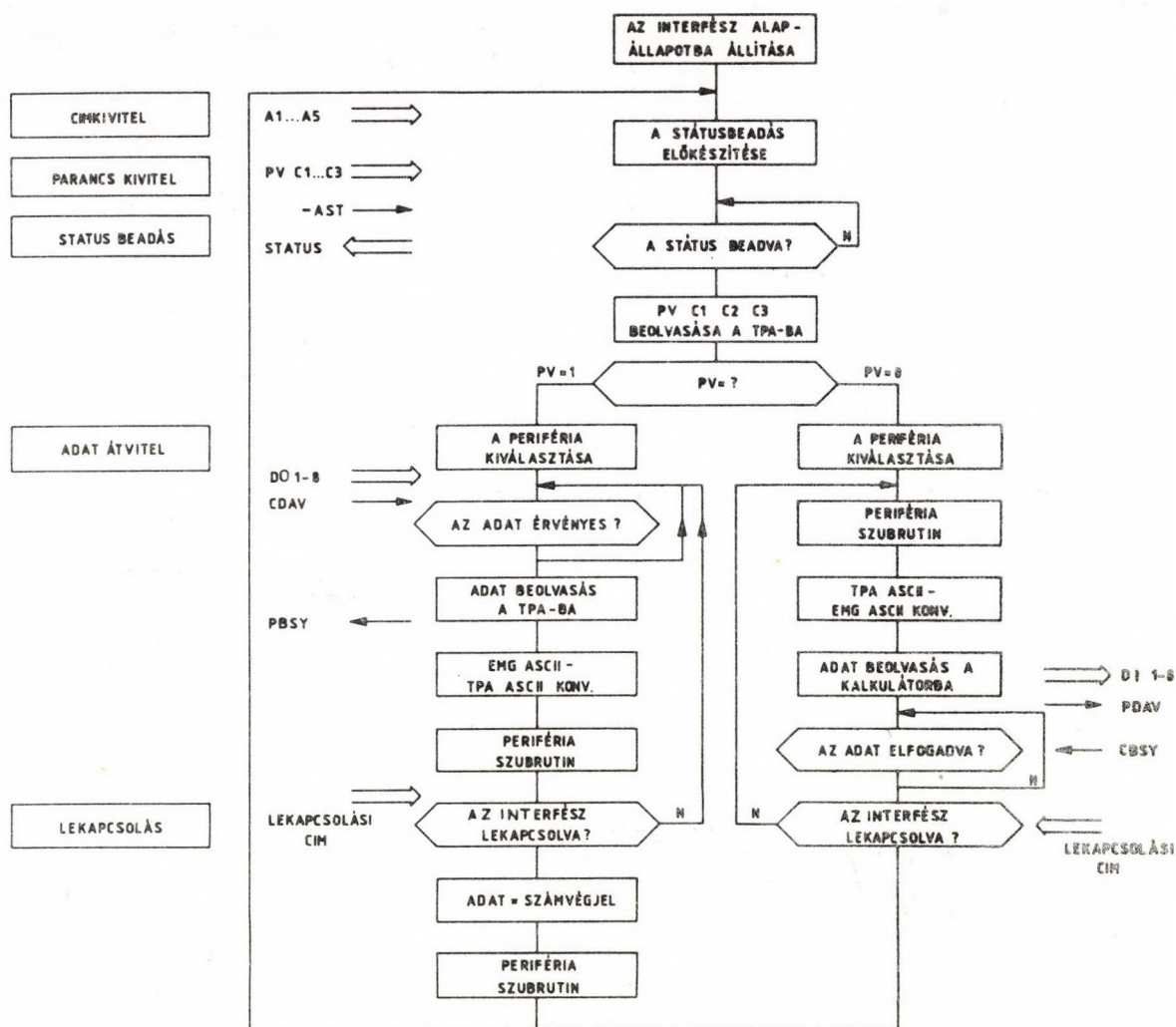
SET PR 113 ↑
 ↑
 -
 1
 9
 0
 +
 ↓
 SKIP IF 0
 FORWARD
 1
 STOP
 Z+1
 BACK
 21

A kalkulátor Z regiszterében megadott sorszámú (PC) bájtjának kivitele úgy történik, hogy azt a SET PR 113 ↑ utasítással az X regiszterbe töltjük, majd azután, hogy az illesztőegység átviteli készséget jelez, kivisszük a perifériára. Ez után ellenőrizzük, hogy a kivitt byte END (190) utasítás volt-e, ha nem, akkor megnöveljük a Z regiszter tartalmát eggyel, és folytatjuk a kivitelt.

Az univerzális interfész a 4-es címet foglalja le, az ehhez tartozó parancsokat az XOUT (vagy XIN) PAUSE XOUT REWIND, XOUT Z=PC, XOUT RES utasításokkal adhatjuk ki, esetünkben a lyukszalag perifériákat az XOUT PAUSE illetve XIN PAUSE utasításokkal, a mátrix-nyomtatót az XOUT REWIND utasítással választjuk ki.

A TPA-i számítógép feladata a perifériák és az illesztőegység "UNI-TPA-i" részének működtetése, a program blokkvázlata a 3. ábrán látható. Az adatátvitel az EMG-666 kalkulátor csatornáján EMG ASCII kódban történik, a TPA-i számítógépbe beolvasott EMG ASCII karaktereket átalakítjuk TPA ASCII kóddá, ezeket visszük ki a lyukszalagra, illetve nyomtatjuk ki a mátrix-nyomtatóra. A kalkulátor X regisztere tartalmának kivitele után a lyukszalagra "kocsi vissza" (CR) karaktert nyomtatunk, a mátrix-nyomtatóra "kocsi vissza" és soremelés (LF) karaktert viszünk ki. A lyukszalagra az X regiszterből kiadott értéktelen PAUSE karaktereket nem lyukasztjuk ki. Ha lyukszalagról viszünk be programot vagy adatokat a kalkulátorba, akkor a TPA ASCII karaktereket visszaalakítjuk EMG ASCII kóddá.

Az ismertetett gép-gép kapcsolat segítségével a TPA-i számítógépen FOKAL nyelven írt program által előállított adatokat is beolvashatjuk a kalkulátorba, valamint a kalkulátorból kivitt adatokat is beolvashatjuk a FOKAL programba.



3. ábra. A kalkulátor X regisztere és a perifériák közötti adatforgalom blokkvázlata.

Az adatátvitel elindítása úgy történik, hogy a kalkulátoron megnyomjuk a PRIME gombot, majd a TPA-i számítógépen elindítjuk a 3. ábrán vázolt programot, végül a kalkulátoron indítjuk el az átvitel vezérlését végző programot.

4. Köszönetnyilvánítás

Megköszönöm dr. Kovács Pálnak az EMG-666 kalkulátor programozásával kapcsolatban adott tanácsait.

Hivatkozások

- [1] EMG-666 típusu programozható számítógép felhasználói kézikönyv, 1974, EMG kiadvány
- [2] NN-7003 Universal Interface, EMG 79845, 1980, EMG kiadvány
- [3] TPA-i interfész rendszer, 1976, KFKI kiadvány

Lektor: Cserny István

Az *ATOMKI Közlemények* negyedévenként jelenik meg.
Terjeszti az ATOMKI Könyvtára (Debrecen, Postafiók 51, 4001).
Tudományos intézetek és könyvtárak kiadványaikért cserébe
vagy ellenszolgáltatás nélkül is megrendelhetik. Kérésre
egy-egy számot vagy különlenyomatot magánszemélyek is ingyen
kaphatnak.

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Lovas Rezső
titkár, Berényi Dénes, Cseh József, Csikai Gyula, Gyarmati
Borbála és Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete

A kiadásért és szerkesztésért felelős
dr. Berényi Dénes, az intézet igazgatója

Készült az ATOMKI nyomdájában

Törzsszám: 19
Debrecen, 1982/december
Példányszám: 440

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 24 / № 4

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ	223
Л. Золнаи: Многоканальная многоуровневая R-матричная программа подгонки	223
ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ	229
Л. Золнаи: Об обработке спектров рентгеновского излучения, измеренных при протонном возбуждении	229
З. Нормань: Решение одной задачи оптимизации в ионной оптике	237
Г. Бибок, Й. Гал: Новая схема совпадений-анти-совпадений в стандарте камак	245
Н. Вад, Д. Нован, Ш. Мэсарош: Указатель уровня жидкого гелия датчиками светодиодов или диодов Шотки	251
Й. Палвельди: Согласование калькулятора типа EMG-666 к ЭВМ типа ТРА-1	253

ATOMKI BULLETIN

Volume 24/ Number 4

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS	223
<i>L. Zolnai</i> : A multi-channel multi-level fitting R-matrix program	223
FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY	229
<i>L. Zolnai</i> : On the evaluation of spectra obtained in proton induced X-ray emission	229
<i>Z. Kormány</i> : Solution of an optimization problem in ion optics	237
<i>Gy. Bibok, J. Gál</i> : A new solution for coincidence- -anticoincidence circuit in CAMAC module	245
<i>K. Vad, D. Novák and S. Mészáros</i> : A helium level indicator with LED or Schottky diode sensing element	251
<i>J. Pálvölgyi</i> : Interfacing of the EMG-666 type desktop calculator to the TPA-i small computer	253