

405100316

INSTYTUT CHEMII I TECHNIKI JĄDROWEJ
INSTITUTE OF NUCLEAR CHEMISTRY AND TECHNOLOGY
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ХИМИИ И ТЕХНИКИ



INCT-2082/III/IB

**ANALIZA GAMMA AKTYWACYJNA
Z WYKORZYSTANIEM MIKROTRONU**

**A. FIDERKIEWICZ, J. KIERZEK
J. PARUS, M. ŚWIDERSKA-KOWALCZYK
W. WOLSKI, T. ŻÓŁTOWSKI**

Warszawa 1989

INSTYTUT CHEMII I TECHNIKI JĄDROWEJ
ZAKŁAD BADAŃ STRUKTURALNYCH

**ANALIZA GAMMA AKTYWACYJNA Z WYKORZYSTANIEM
MIKROTRONU**

**GAMMA ACTIVATION ANALYSIS WITH
MICROTRON**

**ГАММА АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
МИКРОТРОНА**

A.Fiderkiewicz, J.Kierzek
J.Parus, M.Świderska-Kowalczyk
W.Wolski, I.Żółtowski

Instytut Chemii i Techniki Jądrowej
Zakład Badań Strukturalnych
ul.Dorodna 16. 03-195 Warszawa

Warszawa 1989

INSTYTUT WYDAWNICZY ZWIĄZKÓW ZAWODOWYCH
Redakcja Wydawnictw Zleconych
Warszawa 1989

Wydano na zlecenie
Instytutu Chemii i Techniki Jądrowej
GP.II-441/259/88

Nakład 50 egz. Format B5
Objętość: 4,0 ark. wyd.; 5,32 ark. druk.
Papier offsetowy kl. III, 71 g/m², B3
Materiały przekazano do druku 23.11.1989 r.
Nr prod. RWZ/134/ZW/43/89. Zam. druk. 542/89
Druk zakończono 30.XI.1989 r.

Powielarnia ZG ZNP

SPIS TREŚCI

1. WSTĘP	7
2. FIZYCZNE PODSTAWY GAMMA AKTYWACYJNEJ METODY ANALIZY	7
2.1. Reakcje fotojądrowe	7
2.2. Energetyczny rozkład promieniowania hamowania	9
2.3. Wydajność reakcji fotojądrowych	11
2.4. Akceleratory elektronów	12
2.5. Analiza gamma aktywacyjna	13
2.6. Reakcje fotorozszczepienia	17
3. ZASTOSOWANIE GAMMA AKTYWACJI DO ANALIZY RUD POLIMETALICZNYCH	25
3.1. Akcelerator elektronów	25
3.2. Próbki, napromieniowanie i pomiary	26
3.3. Układy pomiarowe	27
3.4. Wyniki i ich omówienie	27
4. ZASADA DZIAŁANIA MIKROTRONU	34
5. ROZWÓJ MIKROTRONÓW	39
5.1. Mikrotron kołowy	39
5.2. Mikrotron sektorowy	42
5.3. Porównanie mikrotronu sektorowego z kołowym	46
6. KONSTRUKCJA 30 MeV MIKROTRONU SEKTOROWEGO	47
6.1. Opis ogólny	47
6.2. Charakterystyka różnych wersji konstrukcyjnych	50
6.3. Opis zespołów i układów	54
6.3.1. Struktura przyspieszająca	54
6.3.2. Magnes	55
6.3.3. Układ wtrysku elektronów	56

6.3.4. Układ ekstrakcji wiązki	57
6.3.5. Układ korekcji położenie wiązki	57
6.3.6. Układ próżniowy	58
6.3.7. Układ chłodzenia	59
6.3.8. Układ wielkiej częstotliwości	59
7. ZAKOŃCZENIE	60
LITERATURA	61

Analiza gamma aktywacyjna z wykorzystaniem mikrotronu

W pracy przedstawiono podstawy fizyczne gamma aktywacyjnej metody analizy, jej możliwości oraz zastosowanie tej metody do analizy rud polimetalicznych z użyciem mikrotronu średniej mocy. Określono granice detekcji i oznaczalności dla ponad 20 pierwiastków występujących w tych rudach z wykorzystaniem krótko- i długożyciowych izotopów. Opisało koncepcję konstrukcji mikrotronu sektorowego o energii elektronów regulowanej w zakresie 20 μ A. Scharakteryzowano rozwój mikrotronów i podano uzasadnienie wyboru konstrukcji sektorowej dla celów analizy gamma aktywacyjnej.

Gamma Activation Analysis with Microtron

The physical principles of gamma activation analysis, its capabilities as well as its application to analyse polymetallic ores with use a mean power microtron are presented. Limits of detection and determination for above twenty elements occurring in those ores with use of short- and longlived radioisotopes are specified. The work contains conception of construction of race-track microtron with electrons energy adjusted in 10-30 MeV range and with current not less than 20 μ A. Besides the development of microtrons, the reason for choosing the race-track construction for gamma activation analysis is done in the report.

Гамма активационный анализ с использованием микротрона

В работе представлены физические основы гамма активационного анализа, его возможности, а также результаты применения этого метода для анализа состава полиметаллических руд при помощи микротрона средней мощности. Были установлены пределы обнаружения и определения для более 20 элементов присутствующих в этих рудах с использованием излучения коротко- и долгоживущих изотопов. Описана концепция конструкции разрезного микротрона с энергией электронов регулируемой в пределах 10-30 МэВ и средним током не меньше 20 мкА. Представлены тенденции развития микротронов и обосновано выбор микротрона разрезного типа для гамма активационного анализа.

1. WSTĘP

Pojawienie się akceleratorów elektronów o dostatecznie dużej mocy wytwarzających wysokoenergetyczne promieniowanie hamowania, dało początek szybkiemu rozwojowi gamma-aktywacyjnej metody analizy składu pierwiastkowego. Najczęściej są stosowane dwa rodzaje akceleratorów, mianowicie, liniowe i mikrotrony. Te dwa typy akceleratorów wytwarzają odpowiedni strumień kwantów gamma dla celów analitycznych. Metoda gamma-aktywacyjna jest obecnie szeroko stosowana do oznaczenia śladowych zawartości pierwiastków w różnych matrycach. W wielu przypadkach produkty reakcji (γ, n) lub (γ, p) mają lepsze charakterystyki dla pomiarów gamma-spektrometrycznych niż produkty reakcji (n, γ), mimo, że generalnie przekroje czynne dla tej ostatniej reakcji są większe.

W pracy przedstawiono podstawy fizyczne gamma-aktywacyjnej metody analizy, jej możliwości oraz zastosowanie tej metody do analizy rud polimetalicznych z użyciem mikrotronu. Na tym przykładzie pokazano zastosowanie ekspresowej analizy z wykorzystaniem izotopów krótkożyłowych. Wykorzystanie izotopów krótko- i długożyłowych pozwala na określenie od 20 do 30 pierwiastków w próbce. Podano granice detekcji i oznaczalności dla ponad 20 pierwiastków występujących w rudach polimetalicznych, stosując mikrotron średniej mocy.

W dalszych rozdziałach pracy opisano koncepcję konstrukcji mikrotronu sektorowego o energii elektronów regulowanej w zakresie 10-30 MeV oraz prądzie średnim nie mniejszym od 20 μA , przeznaczonego do analizy gamma-aktywacyjnej przeprowadzanej w warunkach laboratoryjnych. Uzupełnieniem są rozdziały (4 i 5) przedstawiające zasadę działania mikrotronu i zależności niezbędne do oszacowania podstawowych jego parametrów. Scharakteryzowano rozwój mikrotronów oraz podano uzasadnienie wyboru konstrukcji sektorowej.

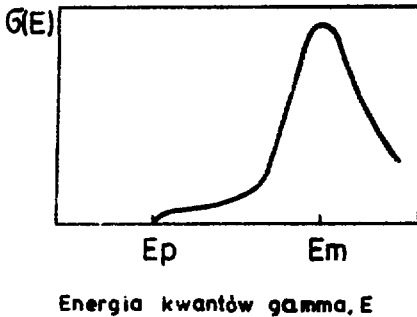
2. FIZYCZNE PODSTAWY GAMMA-AKTYWACYJNEJ METODY ANALIZY

2.1. REAKCJE FOTOJĄDROWE

Metodą analizy gamma-aktywacyjnej wykorzystuje się reakcje fotojądrowe, zachodzące wskutek oddziaływania wysokoenergetycznych kwantów gamma z jądrami atomowymi analizowanych pierwiastków. Wytworzone w próbce izotopy promieniotwórcze emitują promieniowanie jądrowe,

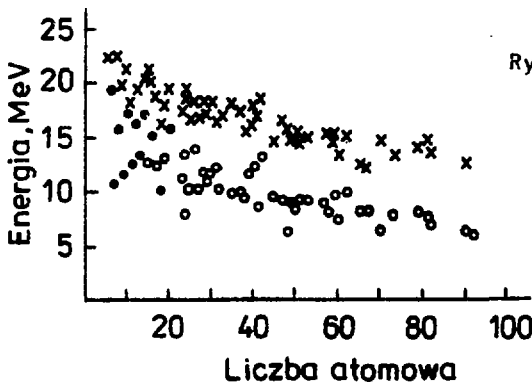
kórego intensywność jest proporcjonalna do zawartości nuklidów. Znany jest szereg reakcji jądrowych wywołanych oddziaływaniem promieniowania gamma. Różnią się one rodzajem emitowanej cząstki lub cząstek. Do wytwarzania izotopów promieniotwórczych wykorzystuje się reakcje: (γ, γ) , (γ, n) , (γ, p) , (γ, f) , $(\gamma, 2n)$, (γ, pn) , $(\gamma, 3n)$, (γ, α) , $(\gamma, 2np)$, $(\gamma, 2p)$, (γ, t) . Najczęściej stosowane są pierwsze cztery typy reakcji.

Reakcje fotojądrowe charakteryzują się określonym progiem reakcji E_p , czyli najmniejszą energią kwantów gamma konieczną do przebiegu reakcji. Zależność przekroju czynnego od energii kwantów gamma dla typowej reakcji fotojądrowej przedstawiono na rysunku 1 [1].



Rys.1. Zależność przekroju czynnego od energii kwantów gamma dla typowej reakcji fotojądrowej [11].

Poczynając od energii progowej E_p , ze wzrostem energii kwantów gamma przekrój czynny rośnie, osiąga maksimum, a następnie maleje. Występujące tu maksimum przyjęto nazywać gigantycznym rezonansem. Krzywą zależności przekroju czynnego od energii kwantów gamma dla jąder różnych pierwiastków charakteryzują następujące wielkości: energia prog



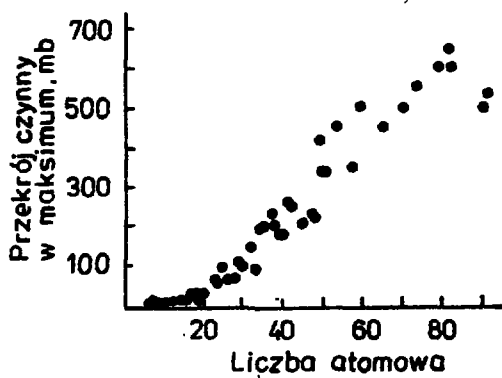
Rys.2. Energia progowa i energia maksimum przekroju czynnego dla reakcji (x, n) w zależności od liczby atomowej pierwiastka [2]; o - energia prog reakcji, x - energia maksimum przekroju czynnego

reakcji E_p [MeV], energia odpowiadająca maksimum przekroju czynnego

E_m [MeV], przekrój czynny w maksimum $\sigma(E_m)$ oraz szerokości krzywej w połowie wysokości gigantycznego rezonansu. Na rysunku 2 przedstawiono energię progu reakcji i energię maksimum przekroju czynnego w zależności od liczby atomowej pierwiastka dla reakcji (γ, n) . Szerokość krzywej w połowie wysokości na ogół zawiera się w granicach 4-8 MeV [2].

Ze wzrostem liczby atomowej wartość energii progów reakcji fotojądrowych związanych z emisją neutronu, tj. dla reakcji typu (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, (γ, f) zmniejsza się, natomiast fotoreakcjom (γ, p) , (γ, pn) , (γ, t) , (γ, α) , którym towarzyszy emisja cząstki naładowanej, ze wzrostem liczby atomowej energia progu reakcji rośnie. Podobnie zachowują się wartości energii maksimum gigantycznego rezonansu [3].

Wartości przekrojów czynnych dla maksimum gigantycznego rezonansu rosną ze wzrostem liczby atomowej dla reakcji z emisją neutronów. Na rysunku 3 przedstawiono zależność przekroju czynnego w maksimum od



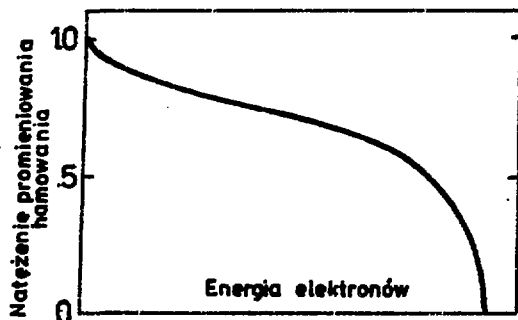
Rys. 3. Wartości maksimum przekroju czynnego dla reakcji (γ, n) [2]

liczby atomowej dla reakcji (γ, n) . Dla reakcji, którym towarzyszy emisja cząstki naładowanej, zależność wartości przekroju czynnego w maksimum gigantycznego rezonansu od liczby atomowej ma kształt asymetrycznego piku z maksimum dla liczb atomowych o wartościach zawartych w przedziale 20-30 [3].

2.2. ENERGETYCZNY ROZKŁAD PROMIENIOWANIA HAMOWANIA

Z uwagi na brak intensywnych monoenergetycznych źródeł wysokoenergetycznego promieniowania gamma, w badaniach reakcji fotojądrowych i analizie gamma-aktywacyjnej najczęściej stosuje się wiązki promie

niowania hamowania wytworzone podczas hamowania przyśpieszonych elektronów w polu kulombowskim jąder tarczy z ciężkiego metalu (np. wolframu, tantal, złota, platyny). Rozkład energetyczny promieniowania hamowania elektronów jest ciągły w przedziale energii od zera do energii równej energii kinetycznej elektronów. Na rysunku 4 przedstawio-



Rys.4. Typowy rozkład energetyczny promieniowania hamowania

Energia kwantów gamma, E

no typowy rozkład energetyczny promieniowania hamowania. Przekrój czynny na wytwarzanie promieniowania hamowania zależy od energii elektronów, energii emitowanego kwantu gamma i kąta wylotu. Otrzymane zależności matematyczne są złożone i nie znalazły szerszego zastosowania praktycznego [3].

Promieniowanie hamowania jest emitowane w kierunku ruchu elektronów w pewnym kącie bryłowym, którego wielkość zależy od energii elektronów, grubości tarczy i energii promieniowania hamowania. Dla potrzeb analizy aktywacyjnej w celu określenia rozkładu energetycznego i kąтового emitowanego promieniowania stosuje się zależności przybliżone lub półempiryczne [4,5,6].

Wraz z rozwojem akceleratorów elektronów betatrony, akceleratory liniowe, mikrotrony dla celów analizy gamma-aktywacyjnej uzyskano źródła wysokoenergetycznego promieniowania gamma. Dają one około 10^{14} kwantów gamma na sekundę z ciągłym rozkładem energii. Zastosowanie konwertora uranowo-berylowego umożliwia otrzymanie strumienia neutronów od 10^8 do 10^{10} neutronów/cm².s o rozkładzie energii bliskim rozkładowi neutronów rozszczepieniowych. [7,8]. Ponadto, istnieje możliwość płynnej regulacji natężenia i energii maksymalnej promieniowania hamowania.

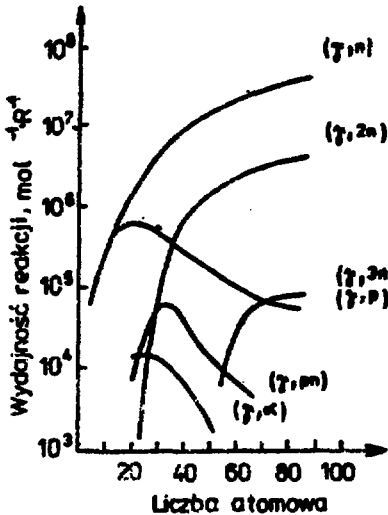
2.3. WYDAJNOŚĆ REAKCJI FOTOJĄDROWYCH

Wydajność reakcji fotojądrowych wyraża się przez liczbę reakcji zachodzących w jednostce czasu, w jednostce masy danego pierwiastka (izotopu) i na jednostkę natężenia promieniowania hamowania. Zależy ona od przebiegu przekroju czynnego danej fotoreakcji, energetycznego rozkładu promieniowania hamowania i jego natężenia. Wydajność foto-reakcji można przedstawić za pomocą wyrażenia:

$$W = N \cdot I \int_{E_p}^{E_e} \sigma(E) \Phi(E, E_e) \cdot dE \quad (1)$$

gdzie:

- N - liczba jąder danego typu w próbce,
- I - średni prąd przyspieszonych elektronów [μA],
- E_p - energia progu reakcji [MeV],
- E_e - energia przyspieszonych elektronów [MeV],
- $\sigma(E)$ - funkcja wzbudzenia reakcji jądrowych w zależności od energii kwantów gamma [cm^2],
- $\Phi(E, E_e)$ - funkcja rozkładu energetycznego gęstości promieniowania hamowania normalizowana na 1 μA średniego prądu przyspieszonych elektronów.



Rys.5. Zależność wydajności reakcji fotojądrowych od liczby atomowej pierwiastków (izotopów) [9]

Na rysunku 5 przedstawiono zależność wydajności niektórych reakcji fotojądrowych od liczby atomowej pierwiastka (izotopu) napromienianego w strumieniu promieniowania hamowania. Wydajność wyrażono tutaj jako liczbę reakcji na sekundę, zachodzących przy napromienowaniu 1 mola pierwiastka dawką 1R (rentgena) promieniowania gamma o energii maksymalnej 30 MeV. Krzywa na rysunku 5 wykreślona została na podstawie wyznaczonych wydajności dla 170 różnych reakcji dla 71 pierwiastków (w tym 96 reakcji (γ, n) , 31 reakcji (γ, p) , 20 - $(\gamma, 2n)$, 13 - (γ, pn) , 4 - (γ, α) i 6 reakcji typu $(\gamma, 3n)$)[9].

Największa wydajność w całym zakresie liczb atomowych występuje dla reakcji (γ, n) . Reakcja (γ, p) jest równoważna reakcji (γ, n) dla lekkich pierwiastków, do liczb atomowych 20-30. Pozostałe reakcje, oprócz reakcji (γ, α) , mają znacznie wyższe progi i również znacząco mniejszą wydajność. Próg reakcji (γ, α) jest niski, jednak wydajność tej reakcji jest kilka rzędów mniejsza.

2.4. AKCELERATORY ELEKTRONÓW

Dla celów analizy gamma aktywacyjnej stosuje się obecnie trzy typy akceleratorów elektronów: betatrony, akceleratory liniowe i mikrotrony.

W betatronie przyspieszenie elektronów zachodzi pod wpływem wirowego pola elektrycznego, indukowanego przez zmienny strumień elektromagnesu. Górna granica energii elektronów wynosi dla betatronu 300 MeV [10]. Uzyskuje się jednak mały średni prąd elektronów, nie przekraczający 1 μA , i dlatego betatron jest urządzeniem rzadko stosowanym w analizie aktywacyjnej.

W akceleratorze liniowym, w zależności od typu, elektrony są przyspieszane w polu elektrycznym wysokiej częstotliwości, indukowanym synchronicznie z przebiegiem cząstek w szczelinach współosiowego układu cylindrycznych elektrod lub w polu elektrycznym stojącej albo bieżącej fali elektromagnetycznej indukowanej w falowodzie. W akceleratorach liniowych nie występuje strata energii na wypromieniowywanie i dlatego osiąga się tu najwyższe energie elektronów - do kilkudziesięciu GeV. Do celów analizy gamma-aktywacyjnej stosuje się akceleratory liniowe o energii elektronów w zakresie od kilkunastu do 70 MeV. W tym zakresie można uzyskać średni prąd przyspieszonych elektronów w granicach od kilkadziesiąt do kilkuset μA [11].

Mikrotron jest cyklicznym akceleratorem elektronów, w którym elek-

trony są przyspieszane w stałym polu magnetycznym i przy stałej wysokiej częstotliwości napięcia przyspieszającego [12]. Obecnie budowane są dwa typy mikrotronów: kołowy i sektorowy. Mikrotron kołowy buduje się na energie od kilku do około 30 MeV [7,12], które dają średni prąd elektronów w zakresie 20-30 μA , natomiast mikrotron sektorowy przyspiesza elektrony do energii nawet kilkuset MeV, jednak dla celów analizy aktywacyjnej najbardziej przydatny jest zakres 30-60 MeV. Średni prąd mikrotronów sektorowych zawiera się w granicach 20-50 μA [13]. W porównaniu z akceleratorami liniowymi mikrotrony charakteryzują się znacząco prostszą budową i łatwością obsługi, dlatego są bardzo dobrymi źródłami promieniowania hamowania, wykorzystywanego w analizie aktywacyjnej.

2.5. ANALIZA GAMMA-AKTYWACYJNA

Opisane powyżej właściwości reakcji fotojądrowych określają zalety gamma-aktywacyjnej metody analizy. Progowy charakter reakcji fotojądrowych pozwala na uniknięcie aktywacji pierwiastków o wyższych progach, co zapewnia dobrą selektywność analiz. Wyższe progi mają pierwiastki lekkie, które często są głównymi składnikami próbek. Dobór odpowiedniej energii maksymalnej rozkaładu promieniowania hamowania pozwala na uniknięcie aktywacji tych właśnie składników.

W praktyce do analizy aktywacyjnej stosuje się często kwanty gamma o energiach do 30 MeV. W tym zakresie energii kwantów gamma podstawowe znaczenie dla aktywacji mają reakcje (γ, γ) , (γ, n) , (γ, p) i (γ, f) . Najczęściej wykorzystywana jest reakcja (γ, n) i dla tej reakcji jest najwięcej danych. Wzrost energii kwantów gamma daje wzrost wydajności reakcji, gdyż całka we wzorze (1) przyjmuje większe wartości. W zakresie energii aktywujących kwantów gamma 20-40 MeV wydajność reakcji (γ, n) wzrasta w przybliżeniu dwukrotnie dla każdego 3-4 MeV przyrostu energii kwantów gamma [2].

Dla określenia składu badanej substancji z zastosowaniem fotoreakcji mierzy się emitowane cząstki, np. neutrony lub też promieniowanie gamma wytworzonych izotopów promieniotwórczych. Najczęściej stosowany jest drugi sposób. Zapewnia on identyfikację pierwiastków na podstawie energii linii gamma, półokresu rozpadu, progów reakcji fotojądrowych i pomiarów promieniowania $\beta - \gamma$.

Najczęściej stosowanym w analizie aktywacyjnej sposobem określa-

nia zawartości pierwiastków w mierzonej próbce jest procedura porównawcza. Polega ona na jednoczesnym napromieniowaniu nieznanej próbki i wzorca oraz pomiaru w tej samej geometrii i za pomocą tego samego detektora. W ten sposób eliminuje się na ogół niezbyt dobrze określone wielkości, jak strumień promieniowania hamowania, przekrój czynny na aktywację i efektywność detekcji promieniowania gamma.

W analizie gamma-aktywacyjnej z zastosowaniem procedury porównawczej zawartość pierwiastka, c_x , w nie znanej próbce oblicza się za pomocą następującego wyrażenia:

$$c_x = \frac{\frac{N_x \cdot \exp(\lambda t_p)}{m_p \cdot M_p}}{\frac{N_s \cdot \exp(\lambda t_s)}{m_s \cdot M_s}} \cdot c_s \quad (2)$$

gdzie:

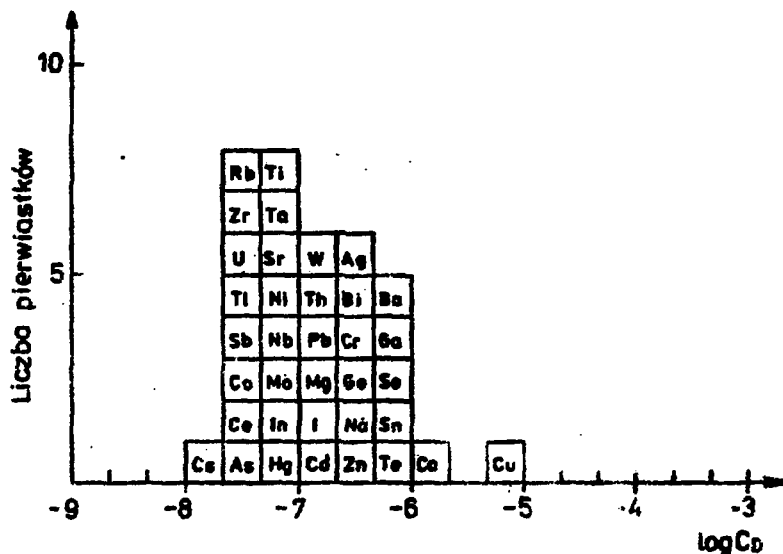
- N_x, N_s - liczby zliczeń w fotopiku przejścia gamma charakterystycznego dla danego pierwiastka odpowiednio dla nie znanej próbki i wzorca,
- m_p, m_s - odpowiednio masa próbki i wzorca,
- M_p, M_s - liczby zliczeń dla monitorów strumienia odpowiednio dla próbki i wzorca,
- t_p, t_s - odpowiednio czas schładzania dla próbki i wzorca,
- λ - stała rozpadu dla mierzonej linii promieniowania gamma,
- c_s - zawartość oznaczanego pierwiastka we wzorcu.

Ponieważ strumień promieniowania hamowania nie jest jednorodny, należy stosować monitory strumienia w celu jego korekcji.

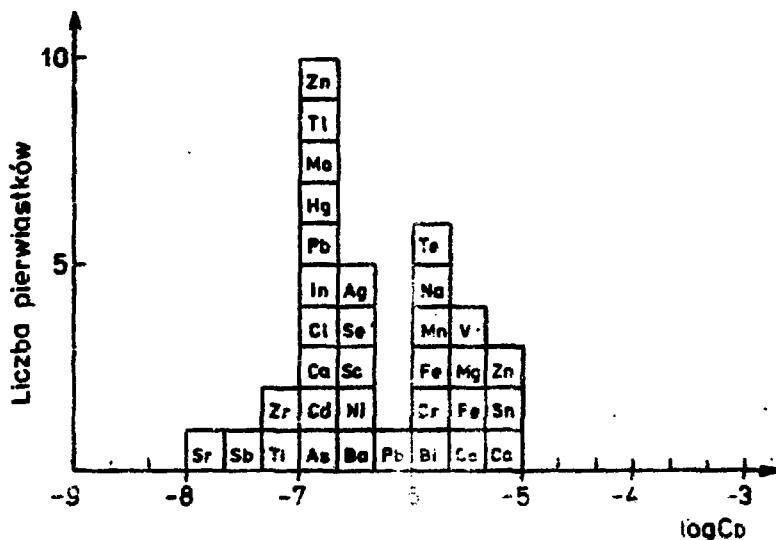
Akseleratory elektronów jako źródło wysokoenergetycznego promieniowania hamowania znalazły szerokie zastosowanie w analizie aktywacyjnej składu różnych materiałów i w różnych dziedzinach, takich jak geologia, ekologia, medycyna, rolnictwo i przemysł chemiczny [14-26].

Do pomiaru promieniowania X i gamma wzbudzonych jąder po napromieniowaniu stosuje się układy spektrometryczne z detektorami półprzewodnikowymi. Laboratorium pomiarowe przy mikrotronie powinno być wyposażone w przynajmniej dwa układy spektrometryczne: pierwszy z detektorem o parametrach optymalnych dla zakresu energetycznego promieniowania X i gamma od 10 do 200 keV, drugi - dla zakresu od 50 do 4 MeV.

W celu zapoznania z konkretnymi możliwościami analizy gamma-aktywacyjnej, na rysunku 6 i 7 przedstawiono w postaci histogramu granice detekcji pierwiastków określonych w konkretnych analizowanych ma-



Rys.6. Histogram granic detekcji wyznaczonych dla analizy osadów rzecznych [22]



Rys.7. Histogram granic detekcji wyznaczony dla analizy ziemi używanej w szklarniach [18]

teriałach. Oś odciętych określa logarytm dziesiętny granic detekcji, C_D , wyrażony w g/g. Na rysunku 6 przedstawiono wyniki uzyskane dla próbek osadów rzecznych (300 mg), napromieniowanych w strumieniu promieniowania hamowania liniowego akceleratora elektronów (40-45 MeV) [22]. Pomiary wzbudzonego promieniowania gamma wykonano za pomocą detektora Ge(Li) o objętości czynnej 54.6 cm³.

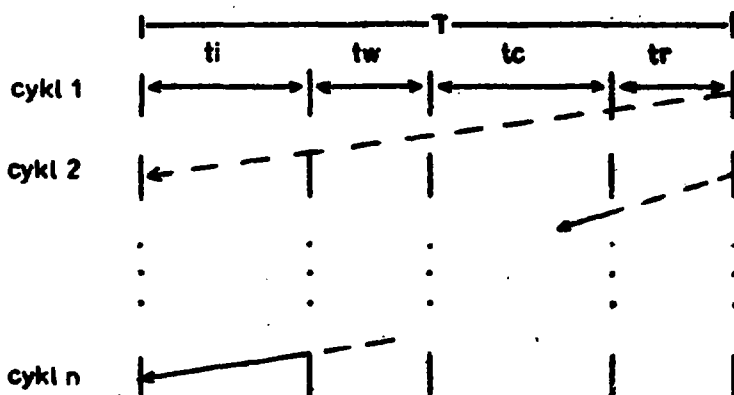
Wielopierwiastkową analizę ziemi używanej w szklarniach przeprowadzono z użyciem liniowego akceleratora elektronów o maksymalnej energii elektronów 44 MeV i detektora Ge(Li) o objętości czynnej 60 cm³. Próbkę napromieniowywano w strumieniu promieniowania hamowania o maksymalnej energii 15, 20, 22, 35 i 44 MeV w czasie 1 godziny. Oznaczono zawartość 30 pierwiastków oraz określono granice detekcji tych pierwiastków. Wyniki granic detekcji przedstawiono w postaci histogramu na rysunku 7 [18].

We wnioskach pracy [18] stwierdzono, że granice detekcji analizy gamma-aktywacyjnej z użyciem wysokointensywnych źródeł promieniowania hamowania (10^{13} - 10^{14} kwantów/cm².s) są generalnie lepsze (mniejsze) niż otrzymane dla neutronowej analizy aktywacyjnej. W pracach [14-26] można znaleźć inne przykłady zastosowania analizy gamma-aktywacyjnej do określenia zawartości pierwiastków z granicami detekcji, porównywalnymi z przedstawionymi na diagramach. Również Lutz [2] stwierdza, że liczba pierwiastków, które można oznaczyć na poziomie 10^{-7} g, jest porównywalna dla analizy gamma-aktywacyjnej z użyciem akceleratora elektronów o energii 30 MeV, średnim prądzie 100 μA i neutronowej analizy aktywacyjnej w reaktorze o strumieniu neutronów 10^{13} neutronów/cm².s. Oprócz tego analiza gamma-aktywacyjna pozwala na oznaczanie pierwiastków lekkich, np. O, C, N i innych, czego nie można wykonać z użyciem reaktora [2].

Analiza gamma-aktywacyjna z zastosowaniem akceleratorów elektronów pozwala na oznaczenie zawartości 20-30 pierwiastków w badanych próbkach z granicami detekcji w przedziale 10^{-6} - 10^{-8} g/g [7].

Aktywacja z wysokoenergetycznym promieniowaniem gamma wytwarza dla wielu pierwiastków izotopy krótkożyciowe. Wykorzystanie izotopów krótkożyciowych pozwala na wykonanie szybkich analiz (ekspresowych), jak również na zastosowanie analizy cyklicznej w celu uzyskania lepszych granic detekcji i oznaczalności. Dla wyjaśnienia - cykliczna analiza aktywacyjna polega na wielokrotnym napromieniowaniu i pomiarze próbki w ściśle określonych odstępach czasu [27-30]. Schematycznie

cykliczna analiza aktywacyjna jest zobrazowana na rysunku 8. Pomiary próbek dla aktywacji cyklicznej prowadzi się w ten sposób, że kumuluje się liczby zliczeń z każdego kolejnego cyklu i obrabia widmo końcowe.



Rys.8. Diagram czasowy cyklicznego napromieniowania: T - czas cyklu, t_i - czas napromieniowania, t_w - czas schładzania, t_c - czas pomiaru, t_r - czas powrotu próbki dla napromieniowania

2.6. REAKCJE FOTOROZSZCZEPIENIA

Pierwszy okres badań nad fotorozszczepieniem zapoczątkowany w latach czterdziestych poprzedziła słynna praca Bohra i Wheelera [33]. Większość pomiarów przeprowadzono w tym czasie z monoenergetycznymi kwantami gamma, pochodzącymi z reakcji $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$.

Okres bardzo intensywnych badań nad fotorozszczepieniem przypada na wczesne lata pięćdziesiąte, kiedy to rozpowszechniły się akceleratory elektronów - betatrony, zastąpione w latach sześćdziesiątych przez silniejsze akceleratory liniowe i mikrotrony.

W procesie rozszczepienia siłą dominującą między dwoma potencjalnie rozszczepionymi fragmentami jest dla małych odległości przyciąganie jądrowe, dla większych natomiast - odpychanie kulombowskie. Ta różnica w rodzaju oddziaływań w zależności od odległości między fragmentami powoduje powstanie bariery potencjału dla rozszczepienia. Zakładając kształt bariery potencjału jako paraboliczny [34], możemy za-

isać przenikanie przez tę barierę w postaci wyrażenia [36]:

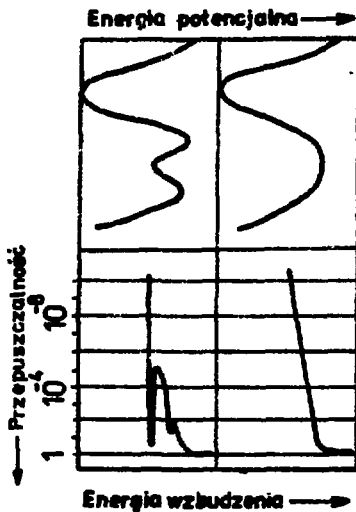
$$P = \frac{1}{1 + \exp(E/E_p)} \quad (3)$$

gdzie E jest odległością energetyczną od wierzchołka bariery, a E_p jest energią charakterystyczną, definiującą krzywiznę bariery, mianowicie, zmieniającą się odwrotnie proporcjonalnie do grubości bariery rozszczepienia. Mała wartość E_p odpowiada grubej barierze i vice versa. Wynika stąd również stwierdzenie, że dla grubej bariery (małego E_p) przenikanie przez barierę jest bardzo małe, dopóki nie zbliżymy się do jej wierzchołka.

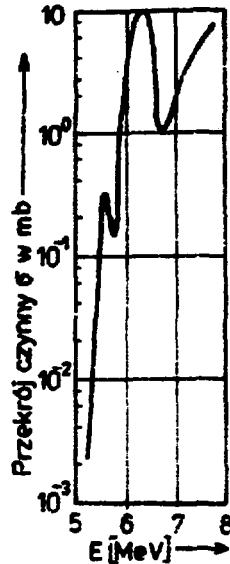
Można wykazać [34], że zależność między parametrem E_p a σ_f - przekrojem czynnym na rozszczepienie, jest następująca:

$$\frac{d \ln \sigma_f}{dE} = \frac{1}{E_p} \quad (4)$$

pozwala zatem na pomiar ważnej charakterystyki bariery rozszczepienia, tj. parametru E_p .



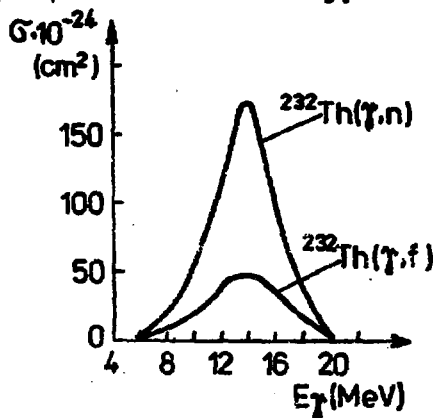
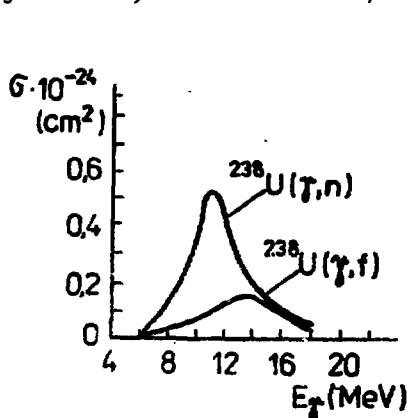
Rys.9. Schematyczne porównanie jednorodnej i dwubariernej bariery potencjału i odpowiadającej im funkcji przenikania [34]



Rys.10. Przekrój czynny na fotorozszczepienie niskoenergetyczne dla ^{232}Th [34]

Fotorozszczepienie niskoenergetyczne jest bardzo użyteczne w badaniu charakteru barier potencjału, tak jedno- jak i dwugarbnych (rys. 9), ponieważ w obszarze bariery rozszczepienie jest bardzo zależne od jej szczegółów. Obrazuje się to przykładowo na rysunku 10.

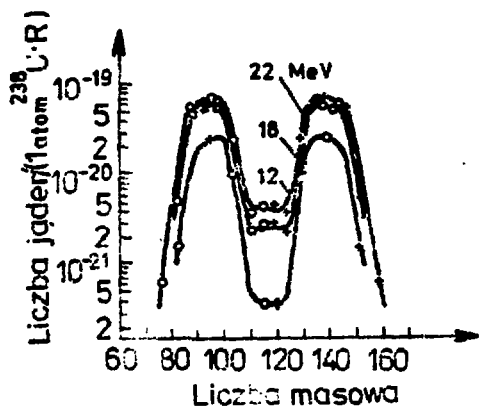
Prawdopodobieństwo rozszczepienia jąder przy oddziaływaniu kwantów gamma wysokiej energii jest dostatecznie duże, co uwidocznione jest na rysunkach 11 i 12, na których przedstawiono funkcję wzbudze-



Rys. 11. Funkcja wzbudzenia reakcji (γ, n) i (γ, f) dla ^{238}U [3]

Rys. 12. Funkcja wzbudzenia reakcji (γ, n) i (γ, f) dla ^{232}Th [3]

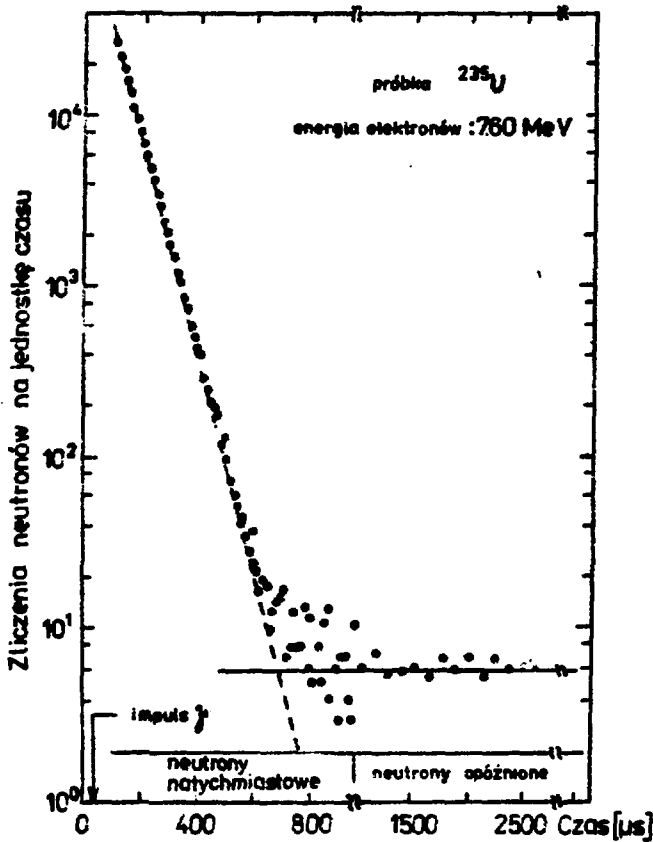
nia dla reakcji (γ, n) i (γ, f) dla uranu i toru [3]. Progi fotorozszczepienia dla jąder ^{238}U , ^{235}U i ^{232}Th są równe, odpowiednio, 5.1, 5.3 i 5.4 MeV. Fragmenty rozszczepienia mogą mieć masy od 70 do 160, a stosunek tych mas zależy od maksymalnej energii promieniowania hamowania (rys. 13). Powstałe fragmenty są z reguły jądrami radioizoto-



Rys. 13. Rozkład mas fragmentów fotorozszczepienia dla różnych wartości energii granicznej promieniowania hamowania [3]

pów z okresami półrozpadu od ułamków sekund do lat. Promieniowanie wysyłane przez te jądra rozłożone jest w szerokim zakresie energii i przy użyciu analizy gamma aktywacyjnej będzie tworzyć charakterystyczne piki [3].

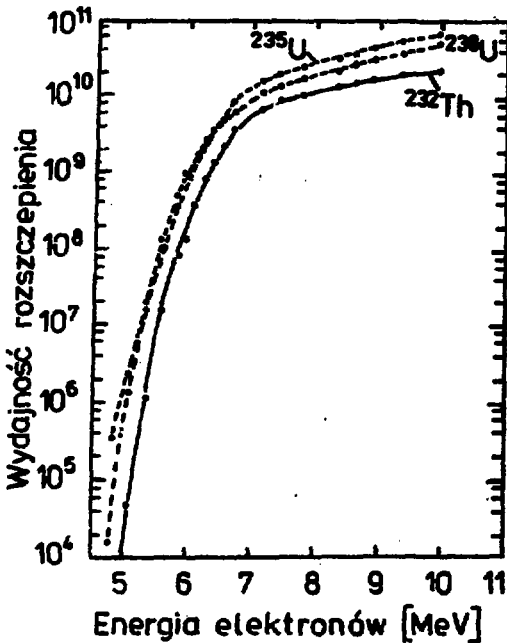
Oprócz badania kształtu bariery potencjału, przekrojów czynnych na fotorozszczepienie czy rozkładu kąтового fragmentów rozszczepienia, pewnych informacji o procesie rozszczepienia może dostarczyć analiza takich zjawisk, jak emisja natychmiastowych neutronów i kwantów gamma oraz opóźnionych neutronów i kwantów gamma. Na rysunku 14 przedstawiono zależność od czasu liczby neutronów powstających po fo-



Rys.14. Czasowa zależność zliczeń neutronów powstających w wyniku fotorozszczepienia indukowanego promieniowaniem hamowania [35]

torozszczepieniu wywołanym promieniowaniem hamowania. Liczba zliczanych neutronów natychmiastowych (dla stałej zaniku detektora $70 \mu\text{s}$) spada o trzy rzędy, przechodząc w mniej więcej stałą w czasie wartość, obrazującą neutrony opóźnione.

Wydajność rozszczepienia dla ^{232}Th , ^{235}U i ^{238}U pokazano na rysunku 15. Wydajność ta obejmuje zakres siedmiu rzędów wielkości i pokazuje, że wysokość bariery fotorozszczepienia dla ^{235}U jest prawie ta-

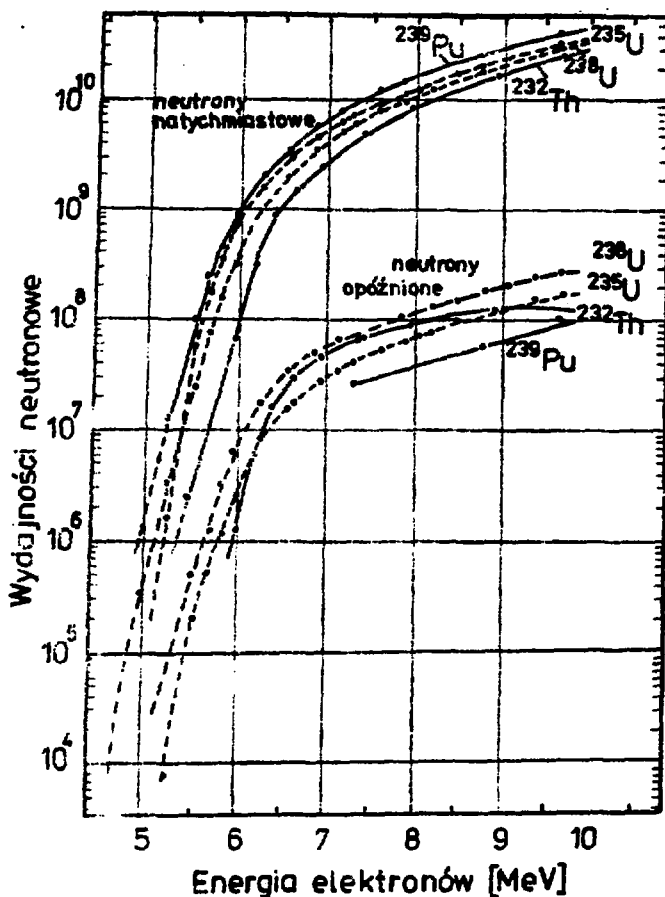


Rys.15. Wydajność rozszczepienia dla ^{232}Th , ^{235}U i ^{238}U [35]

ka sama, jak dla ^{238}U , a wysokość bariery dla ^{232}Th jest znacznie wyższa. Fakt, że bariera dla toru jest wyższa, jest zrozumiały, ponieważ okres półtrwania rozszczepienia spontanicznego toru jest o wiele dłuższy niż obu izotopów uranu.

Na rysunku 16 przedstawiono wydajność dla neutronów na-

tychmiastowych i opóźnionych, wywołanych promieniciwaniem hamowania elektronów dla ^{232}Th , ^{235}U i ^{238}U , ^{239}Pu . W krzywe wydajności dla neutronów natychmiastowych włączone są przyczynki pochodzące od reak-

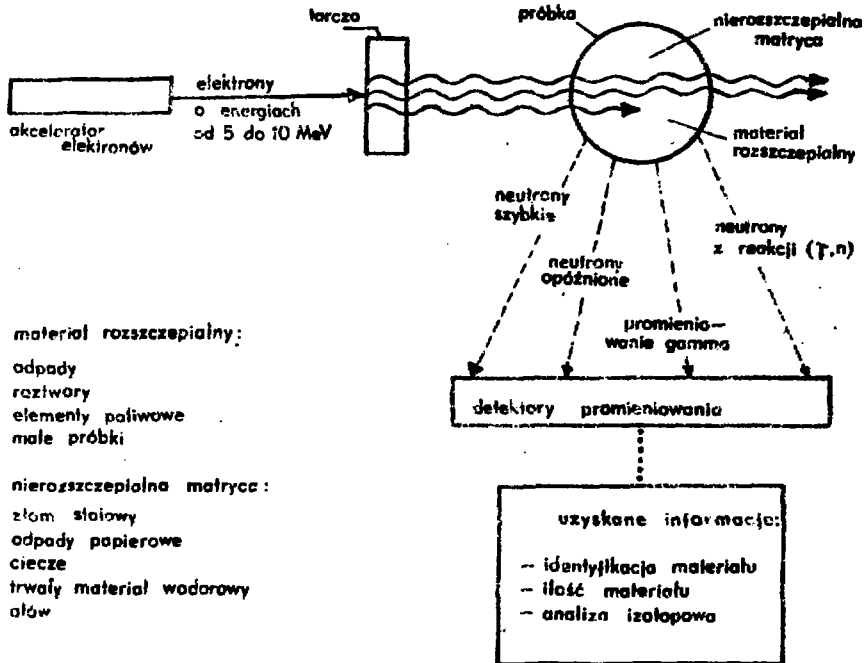


Rys.16. Wydajności dla neutronów natychmiastowych i opóźnionych, indukowanych promieniciwaniem hamowania elektronów dla ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U i ^{239}Pu [35]

cji γ, n , która jest możliwa powyżej progów oznaczonych strzałkami. z takich krzywych wydajności możemy uzyskać wartości przekrojów czynnych na fotorozszczepienie.

Obecnie trudnego do uchwycenia w procesie pomiaru natychmiastowego promieniciwania gamma trzy pozostałe rodzaje emisji porozszczepionych odgrywają ważną rolę w technologicznych zastosowaniach fotoreakcji. Nowe zastosowania datują się od roku 1967, kiedy to wprowadzono niedestrukcyjne badanie i oznaczanie materiałów rozszczepialnych za

pomocą strumienia fotonów [37] Schematyczny diagram tego systemu ilustruje rysunek 17. Strumień elektronów z akceleratora przez wyhamowanie go na tarczy wytwarza wiązkę promieniotwórczą gamma. Skolimowany

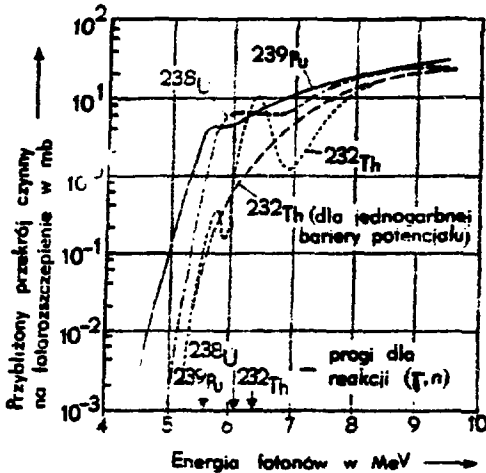


Rys.17. Schemat techniki badań niedestrukcyjnych z zastosowaniem akceleratora elektronów [37]

następnie strumień kwantów gamma skanuje próbkę zawierającą nierozszczepialne elementy matrycy oraz możliwe substancje rozszczepialne (^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , etc.). Rozszczepienia mogą być obserwowane na zewnątrz próbki dzięki emisji neutronów natychmiastowych i opóźnionych, i promieniowania gamma. Przez porównanie odpowiedzi nieznanej próbki standardowej można określić całkowitą ilość materiału rozszczepialnego w badanej próbce. Aby określić ilość poszczególnych izotopów, należy przeprowadzić kilka pomiarów, tj. dla różnych energii elektronów. Ze względu na to, że dla wielu izotopów głębokość i szerokość bariery potencjału mogą być zbliżone (rys.18),

użytecznym jest zatem korzystanie z fotorozszczepienia podprogowego i progowego.

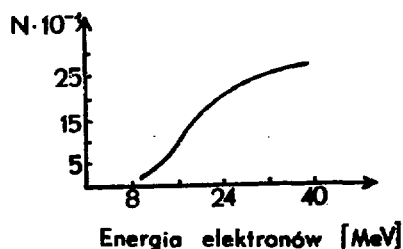
Wśród różnorodnych zagadnień związanych z określaniem materiałów rozszczepialnych do problemów najbardziej aktualnych można zaliczyć konieczność opracowania prostych metod określania zawartości uranu w dużych masach surowców oraz produktach poszczególnych etapów obróbki technologicznej, wyrobach gotowych i odpadach przemysłowych, a także w technologicznej kontroli jądrowego cyklu paliwowego i ściśle z nią związane problemy bezpieczeństwa [3].



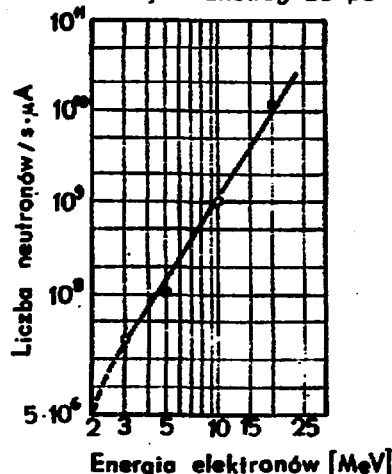
Rys.18. Przybliżone przekroje czynne na fotorozszczepienie dla ^{239}Pu , ^{238}U i ^{232}Th , dla energii fotonów z przedziału 4-10 MeV (na osi energii wskazano energie wiązania neutronów [34])

Zainicjowane ponad 40 lat temu badania fotorozszczepienia jako procesu pozwalającego lepiej poznać i opisać zjawisko rozszczepienia z pewnością będą kontynuowane. Narzędzie stosowane w tych badaniach - mikrotron - jest urządzeniem względnie niedrogim i niezwykle wszechstronnym. Z jego pomocą możemy wejść w obszary kinetyki wysoce niestabilnych rodników w roztworach, stopionych solach i innych substancjach (radioliza impulsowa). Możemy je wykorzystać w radioterapii, radiografii, biologii radiacyjnej, w badaniu procesów radiacyjnych czy progu reakcji fotonuklearnych. Mikrotron możemy również stosować jako szczególne źródło neutronów, mianowicie - wykorzystując reakcję (γ, n) dla ciężkich pierwiastków [12]. Na rysunku 19 pokazano zależność liczby neutronów opuszczających tarczę uranową od energii wiązki elektronów. Tarcza uranowa pełni tu podwójną rolę: jest tarczą

hamującą i obiektem zmieniającym wiązkę promieniowania gamma w neutronową. Szacując z grubsza, można ocenić, że dla energii elektronów równej 25 MeV liczba neutronów jest 100 razy mniejsza od liczby elektronów, a dla energii 30 MeV liczba neutronów jest taka sama, jak liczba elektronów. Z dalszym wzrostem energii elektronów liczba opuszczających tarczę neutronów rośnie wolno, dlatego energię 30 MeV można uznać za optymalną dla uzyskiwania neutronów z tarczy uranowej za po-



Rys.19. Liczba neutronów opuszczających tarczę uranową w funkcji energii elektronów [12]



Rys.20. Liczba neutronów emitowanych z tarczy uranowo-berylowej dla małych energii elektronów (na 1 μA prądu elektronowego) [12]

mocą mikrotronu.

Dla mniejszych energii elektronów stosowanie tarczy uranowej jest niewygodne, zamiast niej lepiej jest użyć tarczy uranowo-berylowej. Dla takiej tarczy uran jest źródłem promieniowania hamowania, pochłanianego następnie w berylu z jednoczesną emisją neutronów. Zależność liczby emitowanych neutronów od energii elektronów pokazano na rysunku 20.

f

3. ZASTOSOWANIE GAMMA-AKTYWACJI DO ANALIZY RUD POLIMETALICZNYCH

3.1. AKCELERATOR ELEKTRONÓW

Do napromieniowania próbek rud polimetalicznych użyto mikrotronu typ MT-22 zainstalowanego w laboratorium Reakcji Jądrowych, Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej o następujących paramet -

parametrach [31]:

- maksymalna liczba orbit	24
- maksymalna energia elektronów	22 MeV
- średni prąd elektronów	20 μ A
- prąd w impulsie	20 mA
- czas trwania impulsu prądowego	2,3 μ s
- częstotliwość impulsów prądowych	400 Hz
- moc zasilania	20 kW

3.2. PRÓBKI, NAPROMIENIOWANIE I POMIARY

Próbki i standardy umieszczano w naczyniach polietylenowych. Dla pracy z pocztą pneumatyczną stosowano naczynia o średnicy wewnętrznej 18 mm i grubości 6 mm (analiza ekspresowa lub cykliczna). Masy próbek wynosiły 1-2 g. Napromieniowanie próbek i standardów łącznie z dwoma monitorami strumienia (z obu stron próbki) wykonywano kolejno. Jako monitory strumienia zastosowano folię miedzianą o grubości 0,1 mm i średnicy równej średnicy próbki.

W przypadku kilkugodzinnych napromieniowań (analizy wielopierwiastkowej) stosowano naczynia o średnicy wewnętrznej 38 mm i grubości 5 mm. Masy próbek wynosiły 2-4 g. Probki i standardy układano w stos. Między poszczególne próbki oraz na początek i koniec stosu umieszczano monitory strumienia. Tak przygotowany stos zawijano w folię aluminiową i całość umieszczano w odległości ~10 mm od targetu mikrotronu. Jednorazowo napromieniowywano 10-12 próbek i 3 standardy.

Dla ekspresowej analizy aktywacyjnej ze względu na duże różnice półokresów rozpadu zastosowanych wzbudzonych izotopów (2-100 min) przyjęto następujący cykl: czas napromieniowania - 10 min, czas schładzania - 2 min, czas pomiaru - 10 min. W przypadku pomiarów cyklicznych czas powrotu do ponownego napromieniowania wynosił 2 minuty. Cykle te były jednakowe dla próbek i standardów.

W przypadku analizy wielopierwiastkowej czas napromieniowania zawierał się w zakresie 2-4 godzin. Po takim napromieniowaniu wykonywano 4-5 serii pomiarów. Pierwszy pomiar przeprowadzano po czasie schładzania wynoszącym zwykle 30-40 min. Drugi pomiar wszystkich próbek przeprowadza się po kilkunastu godzinach schładzania, trzeci po kilku dniach, czwarty po 2-3 tygodniach i ewentualnie piąty po miesiącu schładzania. Oczywiście czas schładzania należy ustalać dla każdego doś-

wiadczenia oddzielnie w zależności od założonej precyzji pomiaru, ważności niektórych pierwiastków i możliwości czasowych.

Monitory miedziane, dla których wykorzystuje się reakcję $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ służą do korekcji niejednorodności strumienia promieniowania hamowania. Półokres rozpadu ^{64}Cu wynosi 12,7 h. Mierzy się promieniowanie 511,0 keV. Pomiar monitorów należy rozpocząć nie wcześniej niż po trzech godzinach, licząc od zakończenia napromieniowania. W tym czasie rozpadnie się izotop miedzi ^{62}Cu o półokresie rozpadu 9,72 min, który powstaje w reakcji $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ i również emituje promieniowanie 511,0 keV.

3.3. UKŁADY POMIAROWE

Do pomiaru promieniowania X i gamma stosowano dwa detektory: czystego germanu HpGe o powierzchni 2,1 cm², grubości 7 mm i zdolności rozdzielczej 600 keV dla linii 122 keV, oraz detektor Ge/Li/ o objętości czynnej 80 cm³ i zdolności rozdzielczej 6 keV dla linii 1333 keV. Rozkład amplitudowy impulsów rejestrowano za pomocą 4096 kanałowego analizatora typ LP 4900 firmy NOKIA. Pola fotopików obliczono sumując zawartości kanałów w przedziale pików i odejmując liniowe tło, używając do tego celu mikrokomputera MIKAM.

3.4. WYNIKI I ICH OMÓWIENIE

W tabeli 1 podano w kolejnych trzech kolumnach reakcje jądrowe, energie linii gamma i półokresy rozpadu wzbudzonych izotopów. Pozostałe dwie kolumny zawierają wartości granic detekcji i oznaczalności dla 11 pierwiastków zawartych w rudach polimetalicznych. Wyniki te odnoszą się do pierwiastków, które można w rudach polimetalicznych oznaczyć ekspresowo, tzn. po kolejnym krótkim napromieniowaniu i pomiarze próbek oraz standardów. Ostatnie cztery pierwiastki oznaczono napromieniowując próbki w strumieniu neutronów, uzyskanego za pomocą mikrotronu. Dla żelaza, krzemu, tytanu i aluminium podane w tabeli 1 wartości zostały wyznaczone za pomocą próbek z dużą zawartością tych pierwiastków i dlatego wartości granic są stosunkowo duże. W rzeczywistości możliwości zastosowanej metody dla tych pierwiastków są większe (mniejsze wartości granic detekcji i oznaczalności).

W tabeli 2 przedstawiono granice detekcji i oznaczalności oraz wykorzystane reakcje jądrowe do oznaczenia danego pierwiastka dla kilku-

Tabela 1. Wykorzystane reakcje jądrowe, granice detekcji i oznaczalności dla ekspresowej analizy pierwiastków z zastosowaniem mikrotronu ^{x/}.

Lp.	Pierwias-tek	Reakcja	Energia przejścia gamma [keV]	Półokres rozpadu [min]	Granica detekcji CD, [%]	Granica oznaczalności CO [%]
1	Fe	$^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$	377,2	8,51	0,5	1,5
2	Sr	$^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma')^{87\text{m}}\text{Sr}$	388,4	138,4	0,02	0,06
		$^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87\text{m}}\text{Sr}$				
3	Zr	$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89\text{m}}\text{Zr}$	587,8	4,18	0,003	0,010
4	Ba	$^{137}\text{Ba}(\gamma, \gamma')^{137\text{m}}\text{Ba}$	661,6	2,55	0,02	0,06
		$^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137\text{m}}\text{Ba}$				
5	Si	$^{29}\text{Si}(\gamma, p)^{28}\text{Al}$	1778,8	2,24	0,8	2,5
6	K	$^{39}\text{K}(\gamma, n)^{38}\text{K}$	2166,8	7,61	0,02	0,065
7	Cl	$^{35}\text{Cl}(\gamma, n)^{34\text{m}}\text{Cl}$	2130	32,0	0,06	0,24
8	Ti	$^{50}\text{Ti}(n, \gamma)^{51}\text{Ti}$	320,0	5,79	0,11	0,34
9	V	$^{51}\text{V}(n, \gamma)^{52}\text{V}$	1434,2	3,75	0,0015	0,0046
10	Mn	$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	846,9	154,8	0,0015	0,0050
11	Al	$^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$	1778,8	2,24	0,01	0,03

^{x/}. Energia maksymalna promieniowania hamowania - 20,7 MeV; prąd wiązki - 10 μA ; czas napromieniowania - 10 min; czas schładzania - 2 min; czas pomiaru - 10 min; strumień neutronów termicznych - $10^8 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$.

Tabela 2. Wykorzystane reakcje jądrowe, granice detekcji i oznaczalności dla wielopierwiastkowej analizy pierwiastków z zastosowaniem mikrotronu ^{x/}.

Lp.	Pierwias-tek	Reakcja	Energia przejścia [keV]	Półokres rozpadu	Granica detekcji CD, [%]	Granica oznaczalności CO [%]
1	Fe	$^{57}\text{Fe}(\gamma, p)^{56}\text{Mn}$	846,9	2,58 h	0,18	0,53
2	Ti	$^{49}\text{Ti}(\gamma, p)^{48}\text{Sc}$	1311,7	1,82 d	0,72	2,0
3	Co	$^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$	810,6	71,3 d	0,005	0,014
4	Ni	$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	1377,6	36,0 h	0,0034	0,009
5	Ca	$^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$	372,0	22,3 h	0,6	1,5
6	Mg	$^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$	1368,6	15,0 h	0,095	0,25
7	Na	$^{23}\text{Na}(\gamma, n)^{22}\text{Na}$	1274,5	2,61 lat	0,43	1,2
8	Sr	$^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma)^{87\text{m}}\text{Sr}$	388,1	2,31 h	0,0004	0,001
		$^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87\text{m}}\text{Sr}$				
9	Zr	$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$	909,1	3,26 d	0,0022	0,0061
10	Cr	$^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$	320,1	27,7 d	0,03	0,085
11	Sc	$^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44}\text{Sc}$	1157,0	3,92 h	0,0009	0,0025
12	Mn	$^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$	834,8	312,2 d	0,033	0,09
13	Zn	$^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$	961,9	38,4 m	0,018	0,055
14	Ce	$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$	165,8	137,2 d	0,001	-
15	Ba	$^{135}\text{Ba}(\gamma, \gamma)^{135\text{m}}\text{Ba}$	268,1	28,7 h	0,03	-
		$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135\text{m}}\text{Ba}$				

^{x/}. Maksymalna energia promieniowania hamowania 20,4 MeV;
 prąd wiązki -10 μA ; czas napromieniania -1 h; czas promieniowa-
 nia 1000 s; masa próbki - 1 g.

godzinnego napromieniowania. Granice detekcji i oznaczalności podano dla znormalizowanych warunków doświadczenia, a mianowicie: masa próbki 1 g, czas napromieniowania 1 h, średni prąd wiązki elektronów 10 μ A, energia elektronów 20,5 MeV, czas pomiaru próbki 1000 s.

W tabelach 3 i 4 przedstawiono wyniki zawartości pierwiastków w 10 próbkach rud polimetalicznych oznaczonych metodą gamma-aktywacyjną, a dla dwóch pierwiastków V, Al aktywację neutronami. Dla porównania w tabeli 3 podano wyniki analizy chemicznej. Wyniki oznaczania Fe, Ti i Co są około 15% niższe od wyników analizy chemicznej. Jest to spowodowane brakiem prawidłowej korekcji strat liczby zliczeń w zastosowanym dopomiaru spektrometrze. Całkowite szybkości zliczeń w czasie pomiarów dla próbek były w przybliżeniu jednakowe, jednak standardy dawały dwu-, trzykrotnie mniejszą szybkość zliczeń i w związku z tym straty były również znacząco mniejsze. W takich przypadkach wyniki analiz są właśnie zaniżone.

W tabeli 4 przedstawiono wyniki analiz innych pierwiastków, dla których nie było wyników analiz chemicznych. Krzem i aluminium oznaczane przy zastosowaniu krótkiego napromieniowania: krzem w strumieniu wysokoenergetycznego promieniowania hamowania, natomiast aluminium w strumieniu neutronów.

Względne standardowe odchylenia wyrażone w procentach zawarte są w przedziale 1-25%. Duży wpływ na stosunkowo wysokie błędy miała jakość aparatury pomiarowej, a mianowicie, nie-najlepsza zdolność rozdzielcza detektora i niestabilna praca układu spektrometrycznego. Wiadomo również, że najmniejsze błędy występują wtedy, gdy zawartość pierwiastka w próbce i wzorcu jest w przybliżeniu jednakowa. Ten warunek nie był spełniony dla wszystkich pierwiastków w dostępnych i zastosowanych standardach.

Granice detekcji i oznaczalności wyznaczono na podstawie metody przedstawionej w pracy Currie [32].

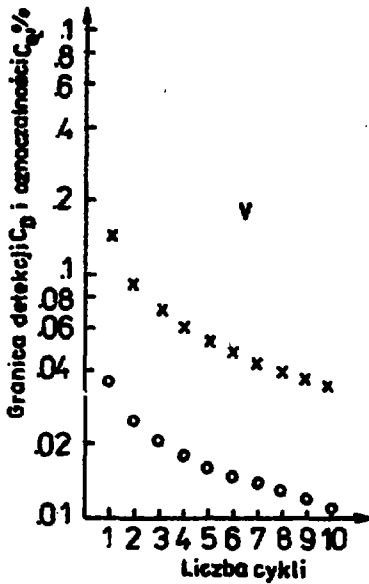
W przypadku cyklicznej analizy aktywacyjnej stopień zmniejszenia granic detekcji wykrywalności i oznaczalności określono dla V, Al i Mn, napromieniowując próbki rud polimetalicznych w niewielkim strumieniu neutronów $5 \cdot 10^5 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$. Na rysunkach 21-23 przedstawiono granice detekcji i oznaczalności w zależności od liczby cykli. Obserwuje się dość szybkie zmniejszenie tych wielkości dla pierwszych 4-5 cykli. Taką też liczbę cykli należy zastosować w przypadku wykorzystania izotopów o półokresie rozpadu wynoszącym kilka minut. Otrzyma-

Tabela 3. Koncentracja pięciu pierwiastków w rudach polimetalicznych i porównanie tych wyników z analizą chemiczną

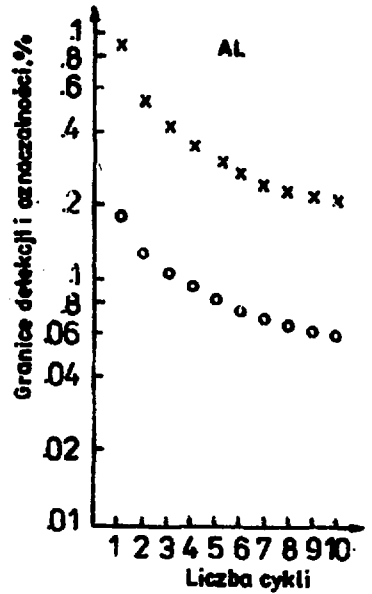
Lp.	Pierwiastek i metoda analizy	Zawartość pierwiastków w próbkach o numerze, %									
		1	3	5	7	11	15	17	20	22	24
1	Fe mikrotron	12,2	43,2	21,0	36,6	23,1	31,1	30,7	39,7	24,1	34,7
	anal.chem.	14,53	50,87	22,25	42,27	23,51	34,21	33,05	42,52	24,31	36,61
2	Ti mikrotron	1,6	6,4	2,4	6,3	3,3	5,1	4,4	4,8	3,4	5,3
	anal.chem.	1,98	7,16	2,95	6,47	3,60	5,40	4,82	5,36	3,73	5,81
3	V mikrotron	0,062	0,29	0,11	0,22	0,098	0,17	0,20	0,26	0,11	0,21
	anal.chem.	0,060	0,308	0,114	0,211	0,097	0,166	0,207	0,250	0,105	0,179
4	Co mikrotron	0,012	0,024	0,014	0,017	0,012	0,014	0,016	0,021	0,012	0,016
	anal.chem.	0,018	0,036	0,021	0,027	0,021	0,026	0,025	0,032	0,020	0,029
5	Ni mikrotron	0,066	0,010	0,060	0,045	0,019	0,035	0,077	0,098	0,032	0,073
	anal.chem.	0,060	0,093	0,063	0,047	0,027	0,037	0,072	0,094	0,037	0,066

Tabela 4. Wyniki analizy rud polimetalicznych z zastosowaniem mikrotronu

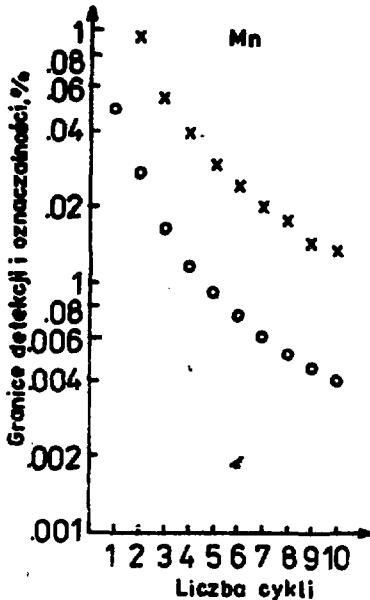
Lp.	Pierwiastek	Zawartość pierwiastków w próbkach o numerze, %									
		1	3	5	7	11	15	17	20	22	24
1	Al	9,1	3,6	6,9	5,1	6,7	5,3	6,6	6,3	7,1	5,5
2	Si	20,2	1,2	14,7	6,2	14,3	10,3	10,7	5,5	16,2	8,2
3	Ca	5,6	0,5	3,9	2,1	3,7	2,4	3,3	1,4	4,1	1,7
4	Mg	2,5	2,3	3,5	1,3	3,2	3,2	1,6	3,6	2,9	2,2
5	Na	2,0	0,08	1,4	0,8	1,5	0,9	1,4	0,5	1,6	1,0
6	Sr	0,071	0,0032	0,042	0,020	0,040	0,021	0,035	0,012	0,043	0,025
7	Zr	0,0012	0,0017	0,0020	0,0028	0,0019	0,0025	0,0010	0,0013	0,0011	0,0012
8	Cr	0,053	0,17	0,057	0,036	0,0005	0,019	0,14	0,18	0,020	0,11
9	Sc	0,0014	0,0012	0,0017	0,0016	0,0018	0,0016	0,0010	0,0015	0,0017	0,0013
10	Mn	0,070	0,17	0,12	0,17	0,17	0,19	0,13	0,15	0,15	0,17
11	Zn	-0,01	-0,05	-0,03	-0,003	-0,003	-0,003	-0,001	-0,004	-0,01	-0,002
12	Ce	-0,0009	-0,0001	-0,0005	-0,004	-0,006	-	-0,0001	-0,0002	-	-
13	Ba	-0,027	-	-	-	-0,006	-0,004	-0,002	-	-0,013	-



Rys. 21. Zależność granic detekcji i oznaczalności od liczby cykli dla V: o - granica detekcji, x - granica oznaczalności



Rys. 22. Zależność granic detekcji i oznaczalności od liczby cykli dla Al: o - granica detekcji, x - granica oznaczalności



Rys. 23. Zależność granic detekcji i oznaczalności od liczby cykli dla Mn: o - granica detekcji, x - granica oznaczalności

Je się wtedy 3-4-krotne zmniejszenie granic detekcji i oznaczalności. Ze względu na powolną pocztę pneumatyczną niemożliwe było obserwowanie izotopów o mniejszym półokresie rozpadu. Napromieniowanie w większym strumieniu neutronów (przy użyciu opisanego mikrotronu można osiągnąć $5 \cdot 10^8 \frac{n}{cm^2 \cdot s}$) prowadzi do zmniejszenia wartości granic detekcji i oznaczalności, jednak charakter przedstawionych krzywych zostanie zachowany i krotności zmniejszenia tych wielkości w zależności od liczby cykli nie zmieniają się.

Cykliczna analiza aktywacyjna jest szczególnie przydatna w przypadku wykorzystania izotopów o półokresie rozpadu w zakresie sekundo- wym [30]. Nieprzydatne jest wtedy długie napromieniowanie i długi pomiar próbki (optymalny czas = $1,81 T_{1/2}$) i dla otrzymania wyników analizy z określoną precyzją należy zastosować cykliczną analizę aktywacyjną.

Zastosowanie akceleratorów elektronów daje duże możliwości analityczne zarówno przy wykorzystaniu metody gamma-aktywacji, jak i wykorzystaniu tych akceleratorów do generacji neutronów i neutronowej aktywacji. Urządzenia te są proste i bezpieczne w porównaniu z reaktorami. Możliwe jest napromieniowanie dużych próbek (kilku i kilkunastogramowe). Granice detekcji i precyzja wyników analizy są dostatecznie niskie (dobre), żeby za pomocą akceleratorów elektronów rozwiązywać wiele zagadnień analitycznych. Wykorzystanie krótko- i długoży- ciowych izotopów wzbudzonych podczas napromieniowania pozwala na jednoczesne oznaczanie zawartości 20-40 pierwiastków w próbce.

4. ZASADA DZIAŁANIA MIKROTRONU

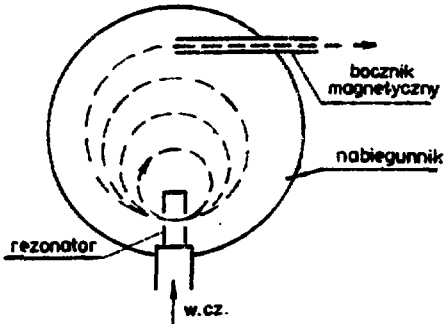
W klasycznym mikrotronie kołowym, schematycznie przedstawionym na rysunku 24, elektrony poruszają się po orbitach kołowych, których płaszczyzny są prostopadłe do stałego pola magnetycznego. Wszystkie orbity mają punkt stychny w rezonatorze, w którym wzbudzone jest zmienne pole elektromagnetyczne wielkiej częstotliwości. Przy każdym przejściu rezonatora elektrony są w nim przyspieszane do coraz większej energii i poruszają się po coraz większych orbitach. Promień k-tej orbity R_k można wyznaczyć ze wzoru:

$$R_k = \frac{1}{eBc} \sqrt{W_k^2 - W_0^2} \quad (4.1)$$

gdzie:

- e - ładunek elementarny,
- B - indukcja magnetyczna,

- c - prędkość światła w próżni,
 W_k - pełna energia elektronu na k -tej orbicie,
 W_0 - energia spoczynkowa elektronu,
 k - numer orbity.



Rys.24. Mikrotroon kołowy

Jeżeli elektrony są wtryskiwane do rezonatora z działka elektronowego, umieszczonego na zewnątrz rezonatora, to pełną energię elektronu określa wzór:

$$W_k = W_0 + eU_i + k \cdot \Delta W \quad (4.2)$$

gdzie:

- U_i - napięcie wtrysku,
 ΔW - przyrost energii w rezonatorze.

Stabilna akceleracja elektronów w takim układzie jest możliwa, gdy ruch elektronów jest odpowiednio zsynchronizowany ze zmianami pola w.cz. w rezonatorze - elektrony powinny trafić do rezonatora w takich fazach pola w.cz., w których są one przyspieszane. Wymaga to spełnienia 2 warunków synchronizmu, które określają związek między indukcją magnetyczną, przyrostem energii w rezonatorze oraz pełną energią elektronów na pierwszej orbicie.

Warunki synchronizmu dają się ująć bardzo prosto matematycznie tylko dla elektronów rezonansowych, tzn. takich, które przechodzą szczylną przyspieszającą zawsze przy tej samej fazie pola w.cz. Konieczne jest przy tym przyjęcie dodatkowego uproszczenia, polegającego na pominięciu zależności ruchu elektronów od rozkładu pola elektromagnetycznego w rezonatorze oraz jego zmian w trakcie przelotu elektronów przez szczelinę przyspieszającą.

Dla stabilnej akceleracji elektronów rezonansowych konieczne jest,

żeby różnica okresu obiegu dwóch sąsiednich orbit, ΔT oraz okres obiegu pierwszej orbity T_1 , stanowiły wielokrotność okresu drgań wielkiej częstotliwości T_0 . Warunki te można przedstawić w następującej postaci:

$$\begin{aligned} T_1 &= \mu T_0 \\ \Delta T &= \nu T_0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

gdzie:

μ i ν są liczbami całkowitymi określającymi tzw. rodzaj pracy mikrotronu.

Oczywiście, tak jak w każdym akceleratorze cyklicznym, również w mikrotronie mogą być akcelerowane także te elektrony, których okresy obiegu poszczególnych orbit różnią się od obiegu tych samych orbit przez elektrony rezonansowe pod warunkiem, że różnice nie są zbyt duże.

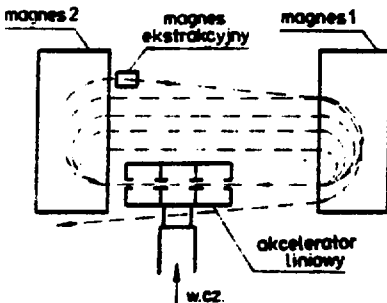
Uwzględniając związek między okresem obiegu oraz pełną energią elektronów poruszających się po orbitach, których płaszczyzna jest prostopadła do linii sił pola magnetycznego o indukcji B , można zależności (4.3) przedstawić w postaci:

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{ecB} \cdot W_1 &= \mu \lambda \\ \frac{2\pi}{ecB} \cdot W &= \nu \lambda \end{aligned} \quad (4.4)$$

gdzie:

W_1 - pełna energia elektronów na pierwszej orbicie,

λ - długość fali drgań w.cz. w rezonatorze.



Rys.25. Mikrotron sektorowy

Mikrotron sektorowy, schematycznie przedstawiony na rysunku 25 można otrzymać z mikrotronu kołowego, jeżeli:

a) magnes przeciąć w płaszczyźnie prostopadłej do orbit na 2 równe półokrągłe sektory i rozsunąć je na taką odległość, żeby ich pole nie zakłócało ruchu elektronów w szczelinie przyspieszającej,

b) zamiast pojedynczego rezonatora umieścić akcelerator liniowy.

Warunki synchronizmu napisane w postaci (4.3) obowiązują również dla mikrotronu sektorowego. Natomiast równania (4.4) przyjmują następującą postać:

$$\frac{2\pi}{eBc^2} W_1 + \frac{2S}{V_1} = \mu \frac{\lambda}{c} \quad (4.5)$$
$$\frac{2\pi}{eBc^2} \Delta W + \frac{2S}{V_k} - \frac{2S}{V_{k-1}} = \nu \frac{\lambda}{c}$$

gdzie:

S - odległość między sektorami magnetycznymi,

ΔW - przyrost energii w akceleratorze liniowym,

V_1, V_k, V_{k-1} - prędkość elektronów odpowiednio na orbitach pierwszej, k-tej oraz k-1.

Jeżeli przyjąć, że prędkość elektronów mało różni się od prędkości światła, co jest bardzo bliskie prawdy szczególnie na dalszych orbitach, można równania (4.5) uprościć do następującej postaci:

$$\frac{2\pi}{eBc} W_1 + 2S = \mu \lambda \quad (4.6)$$
$$\frac{2\pi}{eBc} \Delta W = \nu \lambda$$

Jak wynika z porównania równań (4.4) i (4.6), II warunek synchronizmu jest taki sam w obydwu typach mikrotronu. Zgodnie z tym warunkiem indukcja magnetyczna musi zmieniać się wprost proporcjonalnie do zmian przyrostu energii według następującego wzoru:

$$B = \frac{2\pi}{\nu \lambda c e} \cdot \Delta W \quad (4.7)$$

Uwzględniając II warunek synchronizmu, również wzór (4.1) można przekształcić do następującej postaci:

$$R_k = \frac{\nu \lambda}{2\pi \Delta W} \cdot \sqrt{W_k^2 - W_0^2} \quad (4.8)$$

Według I warunku synchronizmu zmianom przyrostu energii muszą towarzyszyć również odpowiednie zmiany napięcia wtrysku, co w praktyce napotyka na różne ograniczenia. W mikrotronie sektorowym

spełnienie I warunku synchronizmu jest łatwiejsze, ponieważ w pierwszym równaniu (4.6) występuje dodatkowy parametr - odległość między sektorami magnesu. Zmieniając przyrost energii ΔW i zapewniając możliwość odpowiednich zmian odległości S , można I warunek synchronizmu spełnić nawet przy stałym napięciu wtrysku U_i . Wynika to z następującej zależności, którą można otrzymać podstawiając wzór (4.2) do równań (4.6):

$$S = (\mu - \nu - \nu) \frac{W_0 + eU_i}{\Delta W} \frac{\lambda}{2} \quad (4.9)$$

Ze wzoru (4.9) wynika, że ze zmniejszeniem przyrostu energii ΔW należy zmniejszyć również odległość S .

Jeżeli regulację energii w mikrotronie sektorowym realizować poprzez wyprowadzenie elektronów z różnych orbit oraz zmianę w niewielkim zakresie przyrostu energii ΔW , to wzór (4.9) pozwala również wyznaczyć zakres niezbędnej regulacji odległości między sektorami. Dolna granica tego zakresu zależy od numeru orbity, od której ma być zapewniona płynna regulacja energii elektronów na wyjściu mikrotronu. Wynika to z tego, że dla uzyskania na k -tej orbicie takiej samej energii jak na orbicie $k-1$, przyrost energii ΔW należy zmniejszać do ΔW_{\min} zgodnie ze wzorem:

$$W_{\min} = \frac{k-1}{k} \Delta W \quad (4.10)$$

Podstawiając wzór (4.10) do wzoru (4.9) można obliczyć najmniejszą odległość S_{\min} między sektorami magnetycznymi według następującej zależności:

$$S_{\min} = \left[\mu - \nu - k\nu \frac{W_0 + eU_i}{(k-1) \Delta W} \right] \frac{\lambda}{2} \quad (4.11)$$

Największą odległość między sektorami S_{\max} można wyznaczyć, zakładając nieskończenie wielki przyrost energii w akceleratorze liniowym. Przy takim założeniu wzór (4.9) można przekształcić w następującą postać:

$$S_{\max} = (\mu - \nu) \frac{\lambda}{2} \quad (4.12)$$

Ze pomocą wyżej przytoczonych wzorów można wyznaczyć w sposób przybliżony tylko niektóre wymiary oraz parametry mikrotronu sektorowego. Dla otrzymania dokładnych danych konstrukcyjnych oraz zba-

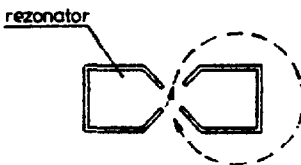
dania ich wpływu na parametry mikrotronu konieczne jest uwzględnienie rzeczywistej drogi i prędkości elektronów na każdej orbicie. Wymaga to rozwiązania równań ruchu elektronów z uwzględnieniem warunków początkowych oraz rozkładu przestrzennego stałego pola magnetycznego, a także rozkładu zmiennego pola elektromagnetycznego i jego zmian w czasie. Cel ten można zrealizować tylko za pomocą metod numerycznych, posługując się maszynami cyfrowymi.

5. ROZWÓJ MIKROTRONÓW

5.1. MIKROTRON KOŁOWY

Mikrotronowa zasada akceleracji sformułowana została przez W. Wekslera w 1944 r., a pierwszy mikrotron zbudowano 4 lata później w Ottawie. W mikrotronie tym impulsowy prąd wiązki na orbicie był równy 0,5 mA przy energii elektronów 4,6 MeV [38]. Również w innych mikrotronach zbudowanych w tym okresie prąd wiązki elektronów był bardzo mały i nie przekraczał 1 mA w impulsie [39,40]. W największym z tych mikrotronów, zbudowanym w Londynie w 1958 r. [41], średnica nadbiegunników przekraczała 2 m, a masa całego magnesu była równa około 20 ton. Impulsowy prąd wiązki wyprowadzanej z 56 orbity na zewnątrz mikrotronu był równy zaledwie 0,1 mA przy energii elektronów 29 MeV.

Główną przeszkodą w uzyskiwaniu dużych prądów były małowydajne i niestabilne źródła elektronów, które pracowały na zasadzie zjawiska emisji polowej. Elektrony były emitowane ze ścianek rezonatora wyłącznie pod wpływem pola w.cz. wzbudzanego w rezonatorze. Ten sposób wtrysku elektronów jest schematycznie przedstawiony na rysunku 26.

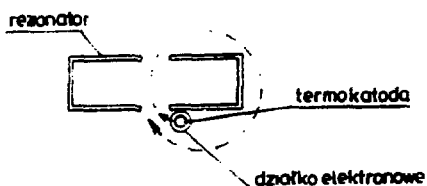


Rys.26. Wtrysk elektronowy

Zasadnicza poprawa parametrów mikrotronów nastąpiła po zastosowaniu katod termoemisyjnych i opracowaniu lepszych metod wtrysku elektronów do rezonatora. Intensywne prace w tym zakresie prowadzone były w drugiej połowie lat pięćdziesiątych zarówno na Politechnice Sztokholmskiej, jak i w Instytucie Problemów Fizycznych Akademii Nauk ZSRR.

W 1955 r. w Sztokholmie powstała idea wtryskiwania elektronów z działka umieszczonego poza rezonatorem [42], co schematycznie przed-

stawiono na rysunku 27. Realizując tę ideę zespół pod kierownictwem O. Wernholma zbudował w latach 1955-1958 6,5 MeV mikrotron, który został zastosowany jako iniektor w 1,2 GeV synchrotronie, zbudowanym dla Uniwersytetu w Lund [43]. W działku elektronowym tego mikrotronu zastosowano bezpośrednio żarzoną katodę wolframową. Impulsowy prąd wiązki elektronów wyprowadzonej z 10 orbity na zewnątrz mikrotronu wynosił 20 mA.



Rys.27. Wtrysk elektronów z działka elektronowego

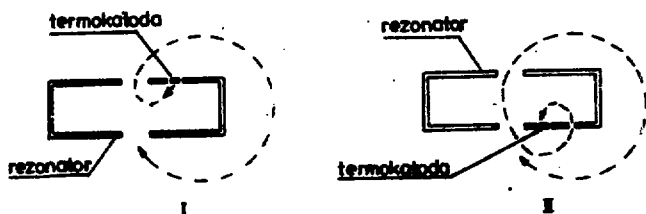
W 1967 r. ten sam zespół uruchomił 7 MeV mikrotron pracujący na Politechnice Sztokholmskiej do chwili obecnej, wykorzystywany w badaniach naukowych [44]. W mikrotronie tym zastosowano katodę z LaB_6 [45,46], której trwałość osiąga 1000 godzin. Z 11-tej orbity wyprowadzany jest prąd wiązki równy 200 mA w impulsie. Wartość średnia prądu wiązki przekracza 100 μA . Mikrotron ten posłużył jako urządzenie modelowe m.in. dla iniektorów synchrotronowych w Szwecji [44] i we Włoszech [47], a także dla 8 MeV mikrotronów radiograficznych zbudowanych przez TRC [48,49] oraz mikrotronów budowanych przez firmę Scanditronix [44]. Z tych ostatnich na szczególną uwagę zasługują mikrotrony terapeutyczne MM14 o maksymalnej energii 14 MeV oraz MM22 o energii 22 MeV i średnicy magnesu równej 2,22 m.

Według informacji firmy Scanditronix do 1984 r. zbudowano 11 mikrotronów MM22. Uruchomione zostały one w klinikach onkologicznych w Szwecji - 3 szt., Finlandii, Włoszech - 2 szt., Japonii - 2 szt., USA - 2 szt. i Korei Pd. Koszt mikrotronu zainstalowanego w 1983 r w Department of Radiation Oncology, Indiana University Medical Center, USA wynosił 900 tys.\$ (bez aparatury diagnostycznej).

W mikrotronach firmy Scanditronix na szczególną uwagę zasługuje sposób wyprowadzenia wiązki na zewnątrz mikrotronu. Dzięki zastosowaniu wewnątrz komory akceleracyjnej ruchomego bocznika magnetycznego wiązka elektronów jest wyprowadzana stale w tym samym miejscu i kierunku, niezależnie od numeru orbity [50]. Umożliwia to zastosowanie nieruchomego układu transportu wiązki elektronów podłączonego do mikrotronu w jednym miejscu. W mikrotronie M 22 wiązka może być wyprowadzona z każdej orbity, poczynając od 10, a kończąc na 42, przy

czym prąd impulsowy maleje od 120 do 10 mA. Maksymalną moc w wiązce uzyskuje się na 15 orbicie, na której prąd średni jest równy 105 μ A, a energia - 8 MeV.

W Instytucie Problemów Fizyki AN ZSRR grupa pracowników pod kierownictwem S.P.Kapicy opracowała metodę wtrysku elektronów do rezonatora, schematycznie przedstawioną na rysunku 28. Elektrony są emitowane z termokatody wykonanej z LaB_6 i umieszczonej w otworze jed-



Rys.28. Wtrysk elektronów z termokatody umieszczonej w ścianie rezonatora

nej ze ścianek rezonatora. Pod wpływem pola w.cz. wzbudzanego w rezonatorze oraz stałego pola magnetycznego, elektrony poruszają się wewnątrz rezonatora po pętli, w zależności od kształtu której różni się 2 rodzaje wtrysku.

Pierwszy mikrotron w ZSRR został zbudowany pod koniec lat pięćdziesiątych przez zespół S.P.Kapicy [51,52]. W mikrotronie tym przy zastosowaniu I sposobu wtrysku elektronów, przedstawionego na rysunku 28, uzyskano na 12 orbicie prąd 20 mA w impulsie przy energii elektronów równej 7 MeV. Zastosowanie II sposobu wtrysku pozwoliło zwiększyć energię elektronów na 12 orbicie do 13 MeV przy prądzie 5 mA w impulsie.

Do chwili obecnej zbudowano w ZSRR wiele mikrotronów kołowych, w których zastosowano ten sposób wtrysku. Są one stosowane w różnych dziedzinach nauki i techniki, także poza granicami ZSRR. Na szczególną uwagę zasługuje 30 MeV mikrotron uruchomiony w 1965r. i zastosowany jako iniektor impulsowego reaktora pętlicowego na neutronach prędkich w Laboratorium Fizyki Neutronowej ZIBJ w Dubnej [53]. Prąd wiązki wyprowadzonej z 30 orbity był równy 60 mA w impulsie, przy wartości średniej nie większej od 10 μ A. Masa magnesu wynosiła około 5 ton.

Tę samą metodę wtrysku elektronów do rezonatora zastosowano w 35 MeV mikrotronie o 34 orbitach zbudowanym w USA i przeznaczonym do iniekcji elektronów do pierścienia akumulacyjnego TANTALUS [54].

Od wielu lat w Laboratorium Reakcji Jądrowych ZIBJ mikrotrony

są intensywnie wykorzystywane do analizy aktywacyjnej [31]. W 1973 r. uruchomiony został tam 16 MeV mikrotron MT-7, w którym prąd wiązki wyprowadzonej z 17 orbity był równy 20 mA przy mocy średniej w wiązce równej około 500 W. W 1980 r. w tym samym Laboratorium uruchomiony został mikrotron MT-22 z 24 orbitami i maksymalną energią elektronów równą 22 MeV. Mikrotron ten został zbudowany we współpracy z Politechniką w Pradze, gdzie zainstalowano jego drugi egzemplarz. Maksymalna wartość prądu wiązki jest równa 20 mA w impulsie, a jego wartość średnia - około 20 μ A. Masa magnezu wynosi 2 tony, a jego średnica zewnętrzna - 1,44 m. Trwałość katody wynosi około 150 godzin i jest równa trwałości rezonatora. Po tym okresie należy oczyścić wewnętrzne powierzchnie rezonatora oraz wymienić katodę.

W ostatnich latach w ZIBJ zbudowano tzw. mikrotron bezkomorowy, w którym przestrzeń próżniową ograniczają nabiegunniki i jarzmo obwodu magnetycznego. Uzwojenie wzbudzające umieszczone jest w próżni. Taka konstrukcja umożliwiła zwiększenie miejsca w komorze akceleracyjnej oraz zwiększenie, w porównaniu z mikrotronem MT-22, liczby orbit do 26. Analogiczny mikrotron bezkomorowy jest obecnie instalowany również w Pradze.

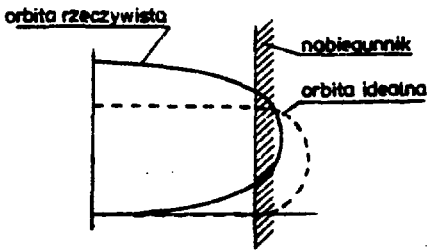
Należy zaznaczyć, że mikrotron kołowy został zbudowany również w IBJ w Świerku i uruchomiony w 1976 r. [55]. W wiązce wyprowadzonej na zewnątrz mikrotronu z 15 orbity uzyskano prąd 30 mA w impulsie. Średni prąd wiązki był równy około 22 μ A, a energia elektronów - 10 MeV.

5.2. MIKROTRON SEKTOROWY

W porównaniu z mikrotronem kołowym rozwój mikrotronów sektorowych przebiegał wolniej i do chwili obecnej zbudowano ich znacznie mniej. Pierwsze mikrotrony sektorowe, podobnie jak kołowe, zostały zbudowane również w Kanadzie (University of Western Ontario, London).

Największe problemy występujące przy budowie mikrotronu sektorowego związane są z ruchem elektronów w obszarze krawędzi magnesów. Efekt brzegowy powoduje, że indukcja magnetyczna nie spada skokowo do zera ale zmniejsza się stopniowo. W wyniku tego orbita elektronowa jest krótsza i zniekształcona w porównaniu z orbitą idealną, tak jak to przedstawiono na rysunku 29. Poza tym efekt brzegowy powoduje również defokalizację wiązki elektronów w kierunku osiowym, tzn. prostopadłym do płaszczyzny orbit.

Pierwszy mikrotron sektorowy został zbudowany w 1960r. [56]. Jest on schematycznie przedstawiony na rysunku 30. W celu zapewnienia fokalizacji osiowej oraz promieniowej zastosowano w nim 4-sektorowy układ magnetyczny oparty na idei J.M.Moroza [57] i A.Roberts'a. Magnes zbudowany jest z 4 sektorów ściętych ukośnie w stosunku do orbity elektronowej. Fokalizację wiązki elektronów zapewnia pole magnetycz-



Rys.29. Wpływ pola brzegowego na kształt orbity w mikrotronie sektorowym

ne, występujące w pobliżu ukośnych krawędzi sektorów magnetycznych. Szczelina między nabiegunnikami magnesów wynosi tylko 7 mm. Mikrotron ten był przeznaczony do badań w dziedzinie generacji fal milimetrowych oraz submilimetrowych, co nie wymagało dużych energii akcelorowanych elektronów, w związku z czym zastosowano tylko jeden rezonator. Energia elektronów na 8 orbicie była równa około 6 MeV.

Początkowo źródłem elektronów w pierwszym mikrotronie sektorowym była emisja polowa, dlatego też prąd wiązki był bardzo mały. Po zastosowaniu działka Pierce'a z katodą LaB_6 oraz przeprowadzeniu pewnych modyfikacji magnesów uzyskano prąd 40 mA w impulsie [58-61].

Analogiczny 6 MeV mikrotron sektorowy zbudowany został w USA i następnie przekazany do Indii. 4-sektorowy magnes o podobnej konstrukcji zastosowany został w małym mikrotronie z 3 orbitami [61]. Energia elektronów była równa 2,5 MeV, a prąd w impulsie - około 100 mA.

W 1972 r. na wspomnianym wyżej Uniwersytecie w Kanadzie, zbudowany został mikrotron, w którym zastosowano 3-wnękowy akcelerator liniowy oraz 2 półokrągłe sektory magnetyczne o polu azymutalnie zmiennym [62,63,64]. Każdy z tych sektorów, ze względu na zmienny profil, ma 3 obszary o różnych indukcjach. Granice tych obszarów są położone ukośnie w stosunku do orbit elektronowych, co zapewnia fokalizację wiązki elektronów. Działko elektronowe z katodą pierścieniową położone jest na osi akceleratora liniowego. Energia elektronów może

być regulowana płynnie w zakresie 1,5-18 MeV, przy czym prąd w impulsie zmienia się od 50 mA przy 8 MeV do 20 mA przy 18 MeV.

W 1974 r. w Sztokholmie zbudowano 50 MeV mikrotron sektorowy, który pracuje na Politechnice do chwili obecnej i jest intensywnie wykorzystywany w technice radiacyjnej [42,65]. Energia elektronów w tym mikrotronie może być regulowana płynnie w zakresie 6-55 MeV. Maksymalny prąd w impulsie wyprowadzony z 15 orbity jest równy około 30 mA, przy energii elektronów 50 MeV. Największa wartość prądu średniego przy tej energii nie przekracza 20 μ A. Moc wiązki elektronów jest równa połowie mocy generowanej przez klistron, zastosowany w tym mikrotronie jako źródło mocy w.cz. Prąd wiązki na ostatniej orbicie stanowi około 15% prądu wtryskiwanego do akceleratora liniowego za pomocą działka elektronowego.

W mikrotronie sztokholmskim zastosowano 6-wnękowy akcelerator liniowy, w którym wnęki krańcowe są skrócone do połowy. Osiągany w nim przyrost energii może być regulowany w zakresie 2,7-3,7 MeV. Średnica akceleratora liniowego jest na tyle duża, że elektrony w drodze powrotnej na pierwszej orbicie uderzają w jego ścianki. Dla zapewnienia bezkolizyjnego ruchu elektronów na pierwszej orbicie przez akcelerator liniowy przepuszczona jest specjalna rura oddalona od jego osi o około 30 mm.

Magnes składa się z 2 półokrągłych sektorów, w których szczelina między biegunami ma stały wymiar równy 16 mm. Jeden z sektorów magnetycznych jest ruchomy, dzięki czemu odległość między sektorami może być regulowana w zakresie 480-500 mm. Dla zapewnienia fokalizacji osiowej zastosowano w obszarze pól brzegowych 2 dodatkowe magnesy o polu skierowanym przeciwnie niż pole głównych magnesów [66]. To dodatkowe pole magnetyczne powoduje również, że orbity elektronowe przyjmują kształt mało różniący się od kształtu idealnego. Dzięki takiemu kształtowi orbity błąd fazowy jest niewielki. Masa każdego sektora wraz z uzwojeniem równa jest około 650 kg. Indukcja magnetyczna w szczelinie magnesów głównych jest regulowana w zakresie 0,55-0,77 T, w zależności od stosowanego przyrostu energii.

Elektrony są emitowane z katody LaB_6 i wtryskiwane do akceleratora liniowego za pomocą działka elektronowego oraz układu 2 magnesów iniekcyjnych. OZIAŁKO umieszczone jest poza osią akceleratora liniowego. Napięcie wtrysku jest regulowane w zakresie 20-40 kV. Celem ustawienia katody w optymalnym położeniu działko elektronowe

może być w czasie pracy mikrotronu przesuwane wzdłuż własnej osi oraz wokół niej obracane.

Wyprowadzenie wiązki elektronów na zewnątrz mikrotronu odbywa się za pomocą specjalnego magnesu ekstrakcyjnego, który odchyła tor wiązki w taki sposób, jak schematycznie przedstawiono na rysunku 25. Magnes ekstrakcyjny może być przesuwany wzdłuż czoła magnesu i ustawiany na różnych orbitach.

W mikrotronie sektorowym nawet małe niedokładności w ustawieniu głównych zespołów mogą spowodować znaczne obniżenie sprawności procesu akceleracji elektronów. Dla uniknięcia tego w mikrotronie sztokholmskim zostały zainstalowane dodatkowe magnesy korekcyjne, za pomocą których można korygować położenie orbit w płaszczyźnie do prostopadłej oraz centrować wiązkę elektronów w stosunku do kanału ekstrakcyjnego.

Na Uniwersytecie w Lund zbudowany został 100 MeV mikrotron sektorowy, który zastosowano jako iniektor pierścienia akumulacyjnego [67]. Prąd impulsowy wyprowadzony z 19 orbity na zewnątrz mikrotronu jest równy 25 mA. Jego zasadnicza konstrukcja podobna jest do 50 MeV mikrotronu zbudowanego w Sztokholmie, jednak zupełnie inaczej przebiega ruch elektronów na pierwszej orbicie. Elektrony po przejściu po raz pierwszy przez 8-wętkowy akcelerator liniowy są do niego zawracane i ponownie w nim przyspieszane, ale w kierunku przeciwnym niż przy pierwszym przejściu. Ruch elektronów na dalszych orbitach odbywa się w taki sam sposób, jak w innych mikrotronach sektorowych. W wyniku dwukrotnej akceleracji energia elektronów na pierwszej orbicie jest około 2 razy większa od przyrostu energii w akceleratorze liniowym równym 5,3 MeV. Dzięki temu promień pierwszej orbity jest również dwukrotnie większy niż w wyżej opisanych mikrotronach i elektrony na pierwszej orbicie nie uderzają w ścianki akceleratora liniowego.

Ze wszystkich znanych w chwili obecnej mikrotronów sektorowych pracujących w warunkach impulsowych mikrotron w Lund pozwala uzyskać największe energie elektronów. Taką samą energię mają osiągać elektrony w mikrotronie sektorowym w Madison, USA [42].

Wyżej wspomniana już firma szwedzka Scanditronix uruchomiła produkcję jednostkową mikrotronów sektorowych MM50 przeznaczonych przede wszystkim do zastosowań klinicznych. Ich konstrukcja oparta jest również na 50 MeV mikrotronie sztokholmskim. Maksymalna energia osiągnięta w nich przez elektrony jest równa 50 MeV.

5.3. PORÓWNANIE MIKROTRONU SEKTOROWEGO Z KOŁOWYM

W podsumowaniu tego bardzo pobieżnego przeglądu konstrukcji i parametrów niektórych z dotychczas zbudowanych mikrotronów należy podkreślić, że stosunkowo prosta konstrukcja stanowi niewątpliwie główną zaletę mikrotronu kołowego. Natomiast do jego głównych wad należy przede wszystkim: mały przyrost energii, duży wymiar szczeliny między nabiegunnikami magnesu oraz ograniczony zakres regulacji energii. Mały przyrost energii w rezonatorze zmusza do zwiększania liczby orbit. Dla osiągnięcia energii równej 30 MeV elektrony muszą przebyć około 30 orbit i to pod warunkiem stosowania sposobu wtrysku oznaczonego II na rysunku 28. Przy takiej liczbie orbit masa magnesu osiąga 5 ton. Przy metodzie wtrysku przedstawionej na rysunku 27 liczba orbit wzrasta prawie 2-krotnie. Ze wzrostem liczby orbit wzrasta nie tylko masa magnesu, ale również niekorzystny wpływ na orbitalny ruch elektronów wszelkich niedokładności w wykonaniu i montażu magnesu, co prowadzi do zmniejszenia prądu wiązki na końcowych orbitach.

Duży wymiar szczeliny między nabiegunnikami wynika z konieczności umieszczenia w niej rezonatora. Przy częstotliwości organ w.c.z. równej około 3 Ghz wymiary rezonatora są takie, że szczelina między nabiegunnikami musi być równa około 100 mm. Dla otrzymania w takiej szczelinie odpowiedniej indukcji magnetycznej i iloczynu liczby zwojów oraz prądu wzbudzenia elektromagnesu musi mieć bardzo dużą wartość.

Zakres regulacji energii elektronów uzależniony jest nie tylko od możliwości wyprowadzenia wiązki z różnych orbit, ale również od możliwości zmiany przyrostu energii w rezonatorze. Przy zastosowaniu wtrysku z działka elektronowego według układu przedstawionego na rysunku 27 zakres możliwych zmian jest niewielki i zależy praktycznie od zakresu zmian napięcia wtrysku oraz możliwości korekcji położenia działka w stosunku do rezonatora. Przy metodzie wtrysku według rysunku 28 zakres płynnej regulacji przyrostu energii w rezonatorze jest znacznie większy i zależy od wysokości rezonatora oraz odległości katody od jego osi. Należy jednak zaznaczyć, że przy tej metodzie wtrysku ze zmianą przyrostu energii zmienia się współczynnik uchwytu elektronów, a w związku z tym - również prąd wiązki.

Ze stosowanych obecnie 2 sposobów wtrysku elektronów do rezonatora, tzn. wtrysku z działka elektronowego (rys.27) oraz wtrysku

z katody umieszczonej w ścianie rezonatora (rys.28), drugi z nich jest niewątpliwie prostszy i pozwala uzyskiwać prawie 2-krotnie większe przyrosty energii w rezonatorze. Główną jego wadą jest jednak stosunkowo niewielka trwałość katody oraz konieczność częstej regeneracji rezonatora.

Z powyższego przeglądu wynika, że w mikrotronie sektorowym udało się usunąć podstawowe wady mikrotronu kołowego.

Zwiększony został przyrost energii na jednej orbicie, zmniejszono szczelinę między nabiegunnikami magnesu do kilku mm, a także zapewniono szeroki zakres regulacji energii. W wyniku tego, w porównaniu z mikrotronem kołowym, zmniejszyły się wymiary i masa magnesu oraz zmalało rozproszenie elektronów w trakcie ich ruchu orbitalnego. Skomplikowała się jednak konstrukcja całego akceleratora, głównie ze względu na konieczność wprowadzenia dodatkowych magnesów odchyłających. Przede wszystkim, konieczne jest wprowadzenie 2 dodatkowych magnesów o polu przeciwnie skierowanym w porównaniu z polem magnesów głównych. Konieczne jest również stosowanie magnesów korygujących położenie wiązki na każdej orbicie. Także układ wtrysku jest bardziej skomplikowany, ponieważ trzeba stosować specjalny układ magnetyczny do odchylenia wtryskiwanych elektronów. Natomiast układ ekstrakcji wiązki jest prostszy niż w mikrotronie kołowym i również zapewnia wyprowadzenie wiązki elektronów w tym samym miejscu oraz kierunku, niezależnie od numeru orbity. Pewną komplikację stanowi natomiast konieczność zapewnienia ruchu jednego z sektorów magnetycznych w zakresie około 10 mm. Dla ustawienia katody, optymalnego ze względu na uzyskanie maksymalnego prądu wiązki, pożądana jest również możliwość przesuwu działka elektronowego wzdłuż jego osi oraz niewielkiego obrotu dookoła tej osi.

Konieczność zainstalowania w mikrotronie sektorowym kilku dodatkowych elektromagnesów i zbudowania dla nich odpowiednich zasilaczy komplikuje jego budowę w porównaniu z mikrotronem kołowym. Jednak przewaga jego zalet, zwłaszcza wyraźna w zakresie 20-50 MeV, w pełni uzasadnia wybór mikrotronu sektorowego do zastosowań w analizie aktywacyjnej.

6. KONSTRUKCJA 30 MeV MIKROTRONU SEKTOROWEGO

6.1. OPIS OGÓLNY

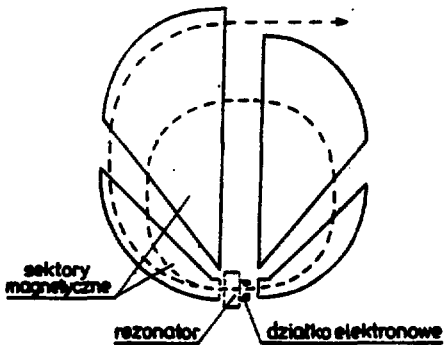
Niżej przedstawiona koncepcja budowy mikrotronu sektorowego oparta została na następujących założeniach:

1. Przyjęcie rozwiązania konstrukcyjnego zastosowanego w 50 MeV mikrotronie sektorowym zbudowanym na Politechnice Sztokholmskiej [42, 65].

2. Zastosowanie biperiodycznej struktury przyspieszającej o rodzaju drgań $\pi/2$ opracowanej dla 4 MeV akceleratora liniowego, który został zbudowany w Zakładzie Doświadczalnym Aparatury Jądrowej Instytutu Problemów Jądrowych w Świerku [68].

Oparcie się na konstrukcji mikrotronu sztokholmskiego wynika przede wszystkim z tego, że została ona sprawdzona co najmniej w kilku dotychczas zbudowanych mikrotronach i na jej temat istnieje najwięcej informacji technicznych. Istotnym czynnikiem jest również możliwość uzyskania pewnej pomocy technicznej w postaci komputerowych programów obliczeniowych, konsultacji, a nawet fragmentów dokumentacji.

Problem struktury przyspieszającej ma zasadnicze znaczenie dla całej koncepcji. Zastosowanie struktury opracowanej w IPJ umożliwia wykorzystanie układów w.cz. stosowanych w akceleratorach liniowych NEPTUN 10P oraz LIMEX 4 MeV. Należy jednak podkreślić, że połączenie



Rys.30. Układ sektorów magnetycznych w pierwszym mikrotronie sektorowym [56]

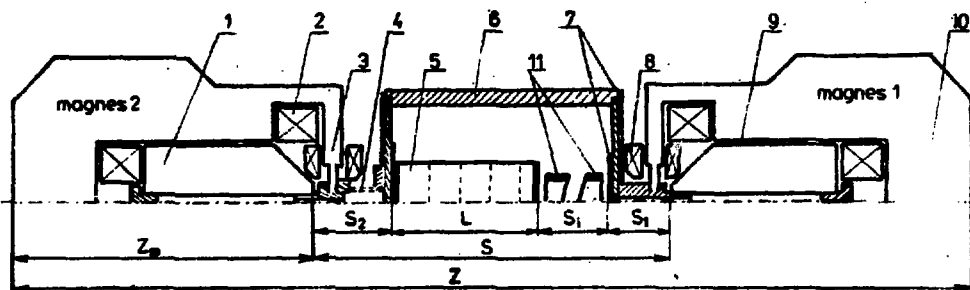
konstrukcji mikrotronu sztokholmskiego z tą strukturą przyspieszającą wymaga przeprowadzenia w niej dosyć istotnych zmian konstrukcyjnych.

Proponowane rozwiązanie konstrukcyjne zostało przedstawione w sposób uproszczony na rysunku 31. Główne części mikrotronu sektorowego - to przede wszystkim: próżniowa komora akceleracyjna, liniowa struktura przyspieszająca oraz dwa sektory magnetyczne, oznaczone na rysunku 31 jako Magnes 1 i Magnes 2.

Komora akceleracyjna składa się z 3 oddzielnych komór próżniowych połączonych ze sobą szeregowo. Obydwie skrajne komory są identyczne, a ich ścianki górne i dolne utworzone są przez nabiegunniki magnesów. W środku, pomiędzy tymi skrajnymi komorami, znajduje się trzecia ko-

mora próżniowa o znacznie większej pojemności. Umieszczone są w niej: struktura przyspieszająca, układ wtrysku elektronów oraz układ ekstrakcji wiązki na zewnątrz mikrotronu. Środkowa komora próżniowa połączona jest z komorą próżniową Magnesu 2 za pomocą stalowych mieszek, które umożliwiają elektronom w ich ruchu orbitalnym komunikację między komorą środkową oraz komorą Magnesu 2. Dzięki tym mieszkom Magnes 2 wraz ze swoją komorą próżniową może być przemieszczany celem dobrania odpowiedniej odległości między sektorami magnetycznymi. W celu ekranowania od pola magnetycznego komory środkowej na jej ściankach, od strony sektorów magnetycznych umieszczone są podwójne ekrany z 2 mm blachy żelaznej.

Każdy sektor magnetyczny składa się z 2 głównych oraz 2 pomocniczych nabiegunników o polu przeciwnie skierowanym. Nabiegunniki pomocnicze połączone są z głównymi i mają wspólne jarzmo. Dla skompensowania spadku pola szczelina między głównymi nabiegunnikami



Rys.31. Widok ogólny 30 MeV mikrotronu sektorowego: 1 - nabiegunnik główny, 2 - główna cewka wzbudzająca, 3 - nabiegunnik pomocniczy, 4 - mieszek, 5 - liniowa struktura przyspieszająca, 6 - komora próżniowa, 7 - ekran magnetyczny, 8 - pomocnicza cewka wzbudzająca, 9 - szczelina powietrzna, 10 - jarzmo, 11 - magnes iniekcyjny

zmniejsza się w kierunku nabiegunników pomocniczych od 16 mm do 15,8 mm. Dla polepszenia rozkładu pola magnetycznego w żelazie, pomiędzy jarzmem i głównymi nabiegunnikami, znajdują się dwie 1-mm szczeliny powietrzne.

Struktura przyspieszająca wzbudzana jest mocą w.c.z., która doprowadzana jest z magnetronu torem falowodowym połączonym do jednej z wnęk. Częstotliwość drgań jest równa około 3 GHz.

W obszarze iniekcyjnym, którego długość oznaczono na rysunku 31 symbolem S_1 , umieszczone są dwa magnesy iniekcyjne kierujące do wejściowej wnęki struktury przyspieszającej elektrony wystrzeliwane przez działko elektronowe. Elektrony emitowane są przez pośrednio żarzoną katodę, wykonaną z sześcioborku lantanu LaB_6 .

Wyprowadzenie wiązki z komory akceleracyjnej realizowane jest za pomocą magnesu ekstrakcyjnego według metody opisanej w p.6.3.4. Kierunek wyprowadzenia wiązki zaznaczony jest na rysunku 25.

6.2. CHARAKTERYSTYKA RÓŻNYCH WERSJI KONSTRUKCYJNYCH

Z rozważań przeprowadzonych w rozdziale 4 wynika, że zasadnicze znaczenie dla parametrów mikrotronu sektorowego ma przyrost energii osiągany w strukturze przyspieszającej. Dlatego też wybór akceleratora liniowego przesądza sprawę liczby orbit, indukcji magnetycznej, a także wymiarów magnesu i całego mikrotronu. Jak wspomniano już wyżej, cała koncepcja konstrukcji 30 MeV mikrotronu sektorowego opiera się przede wszystkim na wykorzystaniu biperiodycznej struktury przyspieszającej o rodzaju drgań $\pi/2$ opracowanej dla 4 MeV akceleratora liniowego [68]. Struktura ta jednak wymaga pewnych modyfikacji. W celu pokazania wpływu konfiguracji struktury na wymiary 30 MeV mikrotronu sektorowego, niżej rozpatrzone zostaną następujące 3 wersje konstrukcyjne, które różnią się układem łańcucha wnęk rezonansowych:

1. 9 wnęk, w tym 5 wnęk akceleracyjnych - analogicznie jak w urządzeniu LIMEX 4MeV;

2. 9 wnęk, w tym 5 wnęk akceleracyjnych, z których wnęka wejściowa (od strony działka elektronowego) jest skrócona do połowy, ten układ wnęk oznaczono umownie jako $\frac{1}{2} + 4$;

3. 7 wnęk, w tym 4 wnęki akceleracyjne o układzie $\frac{1}{2} + 2 + \frac{1}{2}$, co oznacza, że obydwie wnęki krańcowe są skrócone do połowy.

Podstawowe wymiary oraz parametry dla wszystkich tych wersji zestawiono w tabeli 5. Dla porównania przytoczono również dane mikrotronu sektorowego o energii 50 MeV pracującego na Politechnice Sztokholmskiej [65] oraz o energii 25 MeV, którego koncepcja przedstawiona została w pracy [69]. W obydwu tych mikrotronach zastosowano struktury przyspieszające, w których skrócono do połowy zarówno wnękę wejściową jak i wyjściową.

Podane w tabeli 5 wartości W_n , B , R_n , S , S_{\min} i S_{\max} obliczono na podstawie wzorów podanych w rozdziale 4. W obliczeniach założono, że $\lambda = 10$ cm, co odpowiada częstotliwości rezonansowej struktury przyspieszającej opracowanej w IPJ, oraz $\nu = 1$, ze względu na największą sprawność akceleracji.

Wersję 1 rozpatrzone dla przyrostu energii $\Delta W = 4$ MeV, tzn.

Tabela 5

Parametr	Jed- nos- tka	30 MeV			50 MeV	25 MeV	
		wersja 1	wersja 2	wersja 3	65	69	
Układ wnęk		5	5	1/2+4	1/2+2+1/2	1/2+4+1/2	1/2+2+1/2
W	MeV	4	3,7	3,3	2,5	3,3	2,5
n		8	8	9	12	15	10
U _i	kV	30	30	30	25	30	25
μ		11	11	11	9	11	9
W _n	MeV	32,5	30,1	30,2	30,5	50,0	25,5
B	mT	838,3	775,4	691,6	524,0	691,6	524,0
S	mm	493,2	492,6	491,8	389,3	491,8	389,3
R _n	mm	129,5	129,6	145,8	194,4	241,3	162,5
S _{min}	mm	489,9	489,0	487,7	383,9	487,7	383,9
S _{max}	mm	500	500	500	400	500	400
L	mm	256	256	231	156	256	156
S-L	mm	231,1	230,5	254,7	225,7	229,7	225,7
S-S _{min}	mm	3,3	3,6	4,1	5,4	4,1	5,4
S _i	mm	76	76	82	76	76	76
S ₁	mm	73,1	72,5	80,7	68,0	71,7	68,0
S ₂	mm	82,0	82,0	92,0	81,7	82,0	81,7
Z _m	mm	300	300	320	350	470	310
Z	mm	1093	1093	1130	1085	1430	1002
Y _m	mm	325	325	360	455	550	390
F _n	m ²	0,141	0,141	0,160	0,181	0,293	0,147
Masa	kg	342	342	405	507	1220	386

takiego samego, jak w akceleratorze LIMEX 4 MeV, oraz dla przyrostu energii obniżonego do 3,7 MeV. Przyrosty energii w wersjach 2 i 3 są takie same, jak w mikrotronach sektorowych na 50 MeV i 25 MeV.

Liczbę orbit n wybrano taką, żeby pełna energia elektronowa ostatniej orbicie nie była mniejsza od 30 MeV. Napięcie wtrysku U_i dobrano na podstawie wyników opublikowanych w pracach [65] i [69].

Dla wyznaczenia liczby μ , która powinna być możliwie jak najmniejsza, konieczne było przyjęcie pewnych założeń dotyczących wymiarów S_1 , S_1 , S_2 oraz L pokazanych na rysunku 31. Oparto się przy tym na doświadczeniach z 50 MeV mikrotronem sztokholmskim, z których wynika, że jest bardzo trudno uzyskać sumę wymiarów S_1 , S_1 i S_2 mniejszą niż około 225 mm. Natomiast wymiar L określono, zakładając, że suma długości wnęki akceleracyjnej i sprzęgającej wynosi 50 mm, a grubość denek jest równa 3 mm. Należy podkreślić, że różnice rzędu kilku mm w założonych wymiarach nie mają większego znaczenia dla prawidłowego określenia liczby μ .

Odległość S między głównymi magnesami, wyznaczona na podstawie wzoru (4.9) różni się oczywiście od wymiarów rzeczywistych lub wyników otrzymanych na podstawie dokładniejszych obliczeń numerycznych. Rzeczywista odległość jest mniejsza od wartości podanych w tabeli 5, przy czym w 50 MeV mikrotronie sztokholmskim różnica wynosi około 6,1 mm. Natomiast różnica ta dla 25 MeV mikrotronu sektorowego, określona na podstawie wyników obliczeń numerycznych [69], jest równa 7,6 mm.

Należy zaznaczyć, że takim samym błędem obarczony jest wymiar otrzymany za pomocą wzoru (4.11) dla odległości S_{\min} . Natomiast różnica $S - S_{\min}$, która charakteryzuje zakres regulacji S , niezbędny dla płynnej regulacji energii elektronów, różni się bardzo mało od wartości rzeczywistej.

Przy obliczaniu S_{\min} założono, że płynna regulacja energii powinna być zapewniona od wartości około 10 MeV, co wymaga przyjęcia we wzorze (4.11) $k=3$ dla wersji 1 i 2 oraz $k=4$ dla wersji 3. Z tabeli 5 wynika, że dla zapewnienia płynnej regulacji energii od wartości około 10 MeV, poza oczywiście, zmianą orbity, należy zapewnić dosyć precyzyjną regulację odległości między magnesami w zakresie kilku mm. Zakres ten jest najmniejszy w wersji 1, a największy w wersji 3 i jest równy odpowiednio 3,3 mm oraz 5,4 mm.

Długość Z_m jednego magnesu głównego oraz jego szerokość Y_m (porównaj rys.32) wyznaczono w sposób przybliżony, bazując również na doświadczeniach sztokholmskich.

Dla oszacowania wymiarów komory akceleracyjnej w tabeli 5 podano również powierzchnię ostatniej orbity, oznaczoną przez F_n . Rzeczywiste wymiary komory akceleracyjnej w płaszczyźnie orbit muszą być większe, ponieważ należy zachować odpowiedni dystans między ostatnią orbitą a wewnętrznymi ściankami komory.

W wersjach 2 i 3 założono skrócenie krańcowych wnek struktury przyspieszającej, przy czym w wersji 2 - tylko wnęki wejściowej, natomiast w wersji 3 - zarówno wejściowej, jak i wyjściowej. Zgodnie z wynikami obliczeń numerycznych, zweryfikowanych doświadczalnie na Politechnice Sztokholmskiej [65], takie skrócenie wnęki wejściowej zwiększa wychwyty elektronów. Skrócenie wnęki wyjściowej nie ma na ogół znaczenia dla poprawienia sprawności akceleracji, pozwala jednak zachować symetrię struktury przyspieszającej, co ma swoje zalety.

Jeżeli pominąć problemy związane z adaptacją struktury przyspieszającej, to z 3 rozpatrywanych wyżej konfiguracji wersja 2 wydaje się być stosunkowo najłatwiejszą realizacją.

Dotyczy to przede wszystkim magnesów, które mogą być bardzo podobne do magnesów stosowanych w 50 MeV mikrotronie sztokholmskim ze względu na taki sam przyrost energii $\Delta W = 3,3$ MeV. Ponieważ dostępne są dosyć szczegółowe informacje na temat konstrukcji tych magnesów, możliwe jest opracowanie ich projektu bez przeprowadzenia szczegółowych obliczeń numerycznych. Miałoby to istotne znaczenie dla przyspieszenia prac nad mikrotronem sektorowym. Zaletą tej wersji jest również stosunkowo duży, w porównaniu z wersją sztokholmską, zapas w wymiarach S_1 , S_1 i S_2 co znacznie ułatwia zaprojektowanie fragmentów konstrukcji znajdujących się na granicy poszczególnych komór próżniowych.

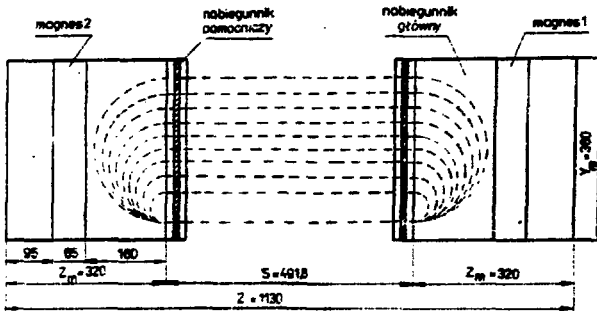
Z 3 rozpatrywanych wersji 30 MeV mikrotronu sektorowego wersja 1 charakteryzuje się największą indukcją magnetyczną oraz najbardziej zwartą budową. W związku z tym stwarza ona najwięcej problemów konstrukcyjnych przy projektowaniu i budowie sektorów magnetycznych. Zachowanie kształtu magnesu takiego samego, jak w wersji 2, grozi niebezpieczeństwem wejścia w zakres nasycenia magnetycznego w żelazie. W związku z tym konieczne jest przeprowadzenie na komputerze szczegółowych obliczeń obwodu magnetycznego celem określenia optymalnego kształtu całego sektora magnetycznego. Poza tym, konieczne jest zwiększenie prądu wzbudzenia albo zwiększenia liczby zwojów w cewkach wzbudzających. Wzrost prądu spowoduje zwiększenie wydzielania ciepła w cewkach, natomiast wzrost liczby zwojów wymaga również zmiany kształtu magnesu ze względu na brak miejsca na dodatkowe zwoje.

Ze względu na te problemy dla wersji 1 rozpatrzona została również możliwość zastosowania takiej samej struktury, ale z przyrostem energii zmniejszonej do 3,7 MeV. Jak wynika z tabeli 5, nie spowoduje to

większych zmian w wymiarach urządzenia, natomiast umożliwi zastosowanie takiego samego magnesu jak w wersji 2.

Wersja 3 oparta jest na 7-wnękowej strukturze przyspieszającej z 4 wnękami akceleracyjnymi. Dla tej wersji przeprowadzono dosyć szczegółowe obliczenia konstrukcyjne, których wyniki zawarte są w pracy [69]. Pozwoliły one na zoptymalizowanie kształtu magnesu oraz podstawowych wymiarów całego urządzenia. Wersja ta jednak nie została zweryfikowana doświadczalnie. Charakteryzuje się ona najmniejszą indukcją magnetyczną, a w związku z tym mniejszą liczbą zwojów w cewkach przy takim samym prądzie wzbudzenia, jak w wersji 2. W porównaniu z pozostałymi, wersjami, wersja 3 ma najmniejszą długość, największą szerokość oraz największą powierzchnię zajmowaną przez ostatnią orbitę.

Z 3 rozpatrywanych konfiguracji wydaje się, że pierwszeństwo należy oddać wersji 2 ze względu na najlepsze rozeznanie konstrukcji i skrócenie w związku z tym czasu potrzebnego na opracowanie projektu. Układ orbit oraz niektóre wymiary tej wersji ilustruje w sposób schematyczny rysunek 32.



Rys.32. Główne wymiary 30 MeV mikrotronu sektorowego (wersja 2)

6.3. OPIS ZESPOŁÓW I UKŁADÓW

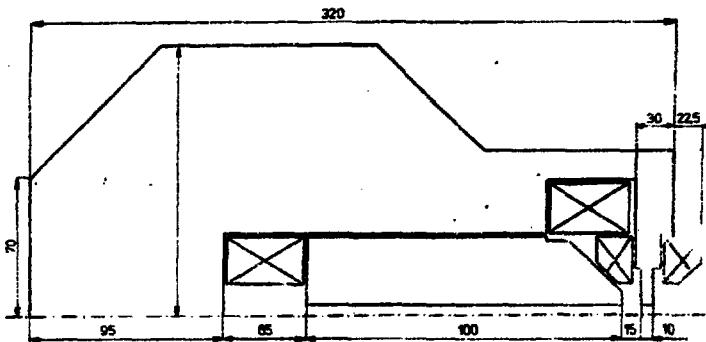
6.3.1. STRUKTURA PRZYSPIESZAJĄCA

Jak już zaznaczono wyżej, nie jest możliwe bezpośrednio zastosowanie struktury przyspieszającej używanej w akceleratorze liniowym LIMEX 4 MeV. Wynika to chociażby z tego, że powrotna droga elektro-

nów na pierwszej orbicie oddalona jest od osi łańcucha wnęk rezonansowych zaledwie o około 36,7 mm, podczas gdy promień struktury przyspieszającej jest większy. Konieczne jest więc przeprowadzenie szerokich prac adaptacyjnych, wynikających z konieczności wielokrotnego przepuszczenia wiązki przez łańcuch wnęk rezonansowych, umieszczenia ich w komorze próżniowej, zapewnienia bezkolizyjnego ruchu elektronów na pierwszej orbicie, skrócenia wnęki wejściowej itp.

6.3.2. MAGNES

Kształt pojedynczego sektora magnetycznego pokazany jest na rysunku 33. Jak już wspomniano wyżej, konstrukcja ta została sprawdzona w



Rys.33. Kształt sektora magnetycznego w 30 MeV mikrotronie sektorowym (wersja 2)

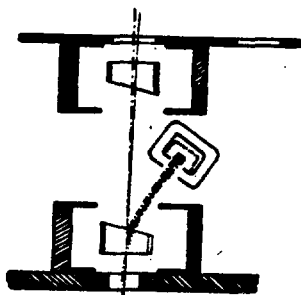
50 MeV mikrotronie sektorowym, opracowanym na Politechnice Sztokholmskiej. Należy jednak zaznaczyć, że w stosunku do mikrotronu sztokholmskiego, ze względu na mniejszą liczbę orbit, zmniejszone zostały wprawdzie niektóre wymiary, jednak kształt pozostał w zasadzie taki sam.

Każdy sektor ma 2 główne cewki wzbudzające o 40 zwojach oraz 2 pomocnicze o 243 zwojach. Przy prądzie wzbudzenia równym 145 A w cewkach głównych oraz 6 A w cewkach pomocniczych, indukcja magnetyczna w szczeliny między głównymi nabiegunnikami jest równa 0,75 T i -0,2 T między nabiegunnikami pomocniczymi. Uzwojenie cewek głównych wykonane jest z rurki miedzianej, chłodzonej wodą. Rozkład pola w takim obwodzie magnetycznym był sprawdzany na komputerze [69]. Z obliczeń wynika, że rozkład pola w żelazie jest dosyć równomierny i na ogół war-

tość średnia indukcji magnetycznej nie przekracza 1,55 T. Największe natężenie pola występuje w jednym z obszarów nabiegunnika pomocniczego, gdzie indukcja osiąga wartość 1,7 T.

6.3.3. UKŁAD WTRYSKU ELEKTRONÓW

Układ wtrysku, schematycznie przedstawiony na rysunku 34, składa się z działka elektronowego i systemu 2 magnesów iniekcyjnych, umieszczonych w komorze akceleracyjnej. Jeden z magnesów przymocowany jest do struktury przyspieszającej, a drugi - do wewnętrznej ścianki komory próżniowej. Konieczność stosowania specjalnych magnesów iniekcyjnych wynika z tego, że działko nie jest umieszczone na osi struktury przyspieszającej. Jak wykazały doświadczenia z mikrotronem sektorowym oraz obliczenia na komputerze, taki system wtrysku, w porównaniu z działkiem o konstrukcji pierścieniowej umieszczonym na osi struktury przyspieszającej, zapewnia znacznie lepsze dopasowanie emi-



Rys.34. Układ wtrysku elektronów [65]

tancji działka do akceptancji mikrotronu sektorowego. Problem ten jest dosyć szczegółowo rozważany w publikacji [65].

Maksymalna indukcja w magnesach iniekcyjnych jest równa około 40 mT. Obudowy tych magnesów muszą być chłodzone wodą, chociaż moc wydzielana w ich uzwojeniach jest równa zaledwie kilka W.

Za pomocą 2 niewielkich silników działko może być przesuwane wzdłuż osi oraz wokół niej obracane w celu ustawienia optymalnej pozycji katody oraz kąta wtrysku elektronów. W działku elektronowym umieszczona jest katoda z LaB_6 , wykonana w postaci płaskiego cylindra o średnicy 2,5 mm, przylutowanego do renowej tasiemki. Prąd żarzenia katody, przepuszczany bezpośrednio przez tę tasiemkę, jest równy 20 A a napięcie żarzenia - około 1,7 V. Katoda pracuje w warunkach nasycenia i jest źródłem prądu o wartości 0,5-1,5 A w impulsie. Napięcie działka jest regulowane w zakresie 15-45 kV, w związku z czym działko

musi być zasilane z oddzielnego impulsatora. Szerokość impulsu nie może być mniejsza od szerokości obwiedni impulsu w.cz. Częstotliwość powtarzania impulsów musi być zsynchronizowana z modulatorem.

6.3.4. UKŁAD EKSTRAKCJI WIĄZKI

Sposób wyprowadzenia wiązki z dowolnej orbity na zewnątrz komory akceleracyjnej przedstawiony jest na rysunku 25. Małym magnesem, który za pomocą silnika może być przesuwany na dowolną orbitę, odchyła wiązkę o niewielki kąt. Wielkość tego kąta jest tak dobrana, że wiązka elektronów wchodzi w szczelinę Magnesu 1 w miejscu orbity bezpośrednio poprzedzającej orbitę, z której jest ona wyprowadzana. Po zawróceniu w Magnesie 1 wiązka opuszcza go pod tym samym kątem i przechodząc przez falowód wchodzi do układu transportu wiązki. W celu wprowadzenia wiązki dokładnie w środek kanału układu transportu, tuż przed opuszczeniem komory akceleracyjnej, wiązka przechodzi przez niewielki magnes, który koryguje jej położenie w płaszczyźnie orbit.

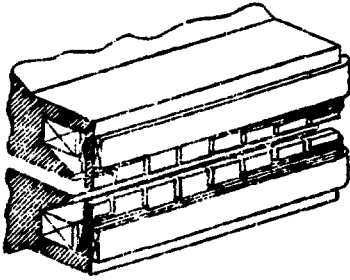
6.3.5. UKŁAD KOREKCJI POŁOŻENIA WIĄZKI

Dla stabilnej pracy mikrotronu sektorowego konieczne jest zapewnienie bardzo dokładnego wykonania magnesów oraz ich montażu. Istotne znaczenie ma ustawienie obydwu sektorów magnetycznych w stosunku do siebie. Przede wszystkim należy zapewnić pokrycie się płaszczyzn symetrii obydwu sektorów, a także zachować równoległość i prostopadłość odpowiednich płaszczyzn magnesów. Nawet bardzo małe niedokładności w ustawieniu magnesów mogą zakłócić proces akceleracji elektronów, ponieważ powodują odchylenie wiązki zarówno w płaszczyźnie orbit, jak i w kierunku do nich prostopadłym.

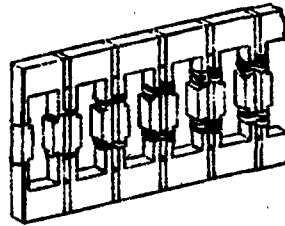
Ze względu na bardzo duże trudności związane z wyeliminowaniem tych błędów należy przewidzieć korekcję położenia wiązki metodą elektryczną. Jest ona dokładnie opisana w pracy [65] i polega na zastosowaniu 2 dodatkowych układów magnetycznych do korekcji położenia wiązki w kierunku promieniowym (w płaszczyźnie orbit) oraz osiowym (prostopadle do płaszczyzny orbit).

Układ elektromagnesów do korekcji promieniowej przedstawiony jest na rysunku 35. W nabiegunkach magnesów pomocniczych nacięte są szczeliny, w których umieszczone cewki o liczbie zwojów wzrastającej

proporcjonalnie do numeru orbity. Liczba utworzonych w ten sposób dodatkowych małych elektromagnesów równa jest liczbie orbit. Prąd w każdym z tych elektromagnesów może być zdalnie regulowany w zależności od potrzeb.



Rys. 35. Układ korekcji promieniowej [65]



Rys. 36. Układ korekcji osiowej [65]

Układ korekcji osiowej o konstrukcji przypominającej drabinę, pokazany jest na rysunku 36. Zbudowany jest on z małych elektromagnesów, których nabiegunniki są prostopadłe do płaszczyzny orbit. Każda orbita, poczynając od drugiej, ma jeden taki elektromagnes. Liczba zwojów w cewkach również wzrasta proporcjonalnie z numerem orbity. Uzwojenia 3 kolejnych cewek łączone są szeregowo w grupy, w których możliwa jest zdalna regulacja prądu. Układ korekcji osiowej umieszczony jest w środkowej komorze próżniowej i przymocowany do jej ściany położonej bliżej Magnesu 2.

6.3.6. UKŁAD PRÓŻNIOWY

Dla poprawnej pracy mikrotronu sektorowego próżnia w komorze akceleracyjnej powinna być rzędu 10^{-4} Pa. W mikrotronie sektorowym stosowanych jest bardzo dużo połączeń rozbieralnych, uszczelnianych za pomocą uszczelki gumowych. W ten sposób wykonane są m.in. połączenia środkowej komory próżniowej z bocznymi, a także z pokrywami górnymi, ścianką boczną, ruchomym układem ekstrakcji, kanałem transportu wiązki na zewnątrz mikrotronu, ruchomym działkiem elektronowym oraz układem pompowym. Analogicznie wykonane są połączenia 2 zewnętrznych ko-

mór próżniowych z głównymi nabiegunnikami oraz toru falowodowego ze ścianą boczną środkowej komory próżniowej. Tak duża liczba połączeń rozbiernalnych decyduje o konieczności stosowania układu pompowego, pracującego w sposób ciągły.

Przy wyborze układu pompowego należy dążyć do wyeliminowania pomp olejowych. Pompy te są źródłem par oleju, które pomimo stosowania wymrażarek mogą przenikać do struktury przyspieszającej i osiadać na jej wewnętrznych ściankach, co znacznie zwiększa niebezpieczeństwo wystąpienia przebiegów elektrycznych. W związku z tym w technice akceleracyjnej klasyczne układy z pompami olejowymi są zastępowane przez układy z pompami sorbcyjnymi i jonosorbcyjnymi z zimnymi katodami, albo też przez układy z pompami turbomolekularnymi. Układ sorbcyjny wymaga krótkotrwałego stosowania pompy obrotowej, natomiast pompa turbomolekularna wymaga zazwyczaj na wyjściu próżni rzędu 1 Pa, co oznacza konieczność ciągłej współpracy z pompą obrotową.

Wydaje się, że ze względu na duży nacisk w mikrotronie sektorowym jego układ pompowy powinien być wyposażony w pompę turbomolekularną o prędkości pompowania około 400 l/s. Na jej wyjściu powinna pracować pompa obrotowa wyposażona w pułapkę olejową. Należy również zapewnić możliwość pompowania komory akceleracyjnej samą pompą obrotową przez specjalny kanał próżniowy omijający pompę turbomolekularną.

6.3.7. UKŁAD CHŁODZENIA

Konieczność chłodzenia niektórych zespołów znajdujących się w komorze akceleracyjnej stanowi istotne utrudnienie w konstrukcji i eksploatacji mikrotronu sektorowego. Chłodzenie wodne należy zapewnić przede wszystkim strukturze przyspieszającej, a także magnesom iniekcyjnym oraz magnesowi ekstrakcyjnemu. Ten ostatni jest ruchomy, w związku z czym wodę należy doprowadzić za pomocą przewodów elastycznych, przystosowanych do pracy w próżni. Z zespołów znajdujących się poza komorą akceleracyjną, chłodzenia wymagają uzwojenia magnesów głównych i pomocniczych oraz niektóre podzespoły układu w.c.z.

6.3.8. UKŁAD WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI

Jak już wspomniano wyżej, w mikrotronie sektorowym planuje się wykorzystanie układu w.c.z. stosowanego w akceleratorach NEPTUN 10P

oraz LIMEX 4 MeV. cały ten układ łącznie z torem falowodowym opisany jest dokładnie w sprawozdaniu [68], dlatego też nie wydaje się celowe powtarzanie jego opisu w tym opracowaniu. Należy tylko zaznaczyć, że w układzie tym jest stosowany angielski magnetron przestrajany M5125X, generujący drgania w.cz. o mocy 2 MW w impulsie. Kilka lat temu w Z.E.LAMINA opracowany został jego polski odpowiednik oznaczony symbolem SM60.

7. ZAKOŃCZENIE

Zastosowanie akceleratorów elektronów daje duże możliwości analityczne zarówno przy wykorzystaniu metody gamma aktywacji, jak i wykorzystaniu akceleratorów do generacji neutronów i neutronowej aktywacji. Urządzenia te są proste i bezpieczne w porównaniu z reaktorami. Umożliwiają napromieniowanie dużych próbek (kilku- i kilkunastogramowych). Wydaje się, że do analiz prowadzonych w warunkach laboratoryjnych najwłaściwsze rozwiązanie stanowi mikrotron sektorowy o energii 30 MeV, w konstrukcji którego należy wykorzystać rozwiązania techniczne zastosowane w 50 MeV mikrotronie Politechniki Sztokholmskiej oraz krótką liniową strukturę przyspieszającą adaptowaną z akceleratorów liniowych opracowanych w ZDAJ w Świerku. Granice detekcji i dokładność wyników analizy są dostateczne dla tego, aby za pomocą akceleratorów elektronów rozwiązywać wiele zagadnień analitycznych. Wykorzystanie krótko- i długożyciowych izotopów wzbudzonych podczas napromieniowania pozwala oznaczyć zawartości 20-40 pierwiastków w próbkach geologicznych.

Literatura

1. B.Forkman, R.Petersson, Photoneuclear Cross-Sections, in Handbook on Nuclear Activation Data, Technical Reports Series No.273, IAEA Vienna, 1987.
2. G.J.Lutz, Anal.Chem., 43 (1971) 93.
3. Д.Н.Бурмистенко, Фотоядерный анализ состава вещества, Энергоатомиздат, Москва, 1989
4. L.J.Shiff, Phys.Rev., 70 (1946) 87L.
5. L.J.Shiff, Phys.Rev., 83 (1951) N2.
6. Ч.Шимане, М.Вогнар, В.Климски, Атомная техника за рубежом, Вып. II /1982/ 30.
7. С.П.Капица, В.Н.Самосюк, В.И.Фирсов, Д.М.Ципленок, Б.А.Чалыжников, Х. аналит. химии, 39 /1984/ 2101.
8. Г.П.Горазе, Оптимизация активационного анализа, Москва, Энергоатомиздат, 1985.
10. A.Strzalkowski, Wstep do fizyki jadra atomowego, PWN, Warszawa, 1978.
11. P.M.Lapostolle, A.L.Septier, Linear Accelerators, North Holland, Amsterdam, 1970.
12. С.П.Капица, В.Н.Мелехин, Микротрон, Издательство "Наука", Москва, 1969.
13. S.Rosander, M.Sedlaček, O.Wornholm, H.Babić, Nucl.Instr.Meth., 204 (1982) 1.
14. J.S.Hislop, O.R.Williams, Rep.AERE-R 6910.
15. T.Kato, I.Morita, N.Sato, J.Radioanal.Chem., 18 (1973) 97.
16. N.Sato, T.Kato, N.Suzuki, Radiochim.Acta, 21 (1974) 63.
17. N.K.Aras, W.H.Zoller, G.E.Gordon, G.J.Lutz, Anal.Chem., 45 (8) (1973) 1481.
18. A.Chattopadhyay, R.E.Jervis, Anal.Chem., 46 (1974) 1630.
19. T.Kato, K.Masumoto, N.Sato, N.Suzuki, J.Radioanal.Chem., 32 (1976) 51.
20. Т.Т.Киселева, В.Н.Самосюк, В.И.Фирсов, М.Н.Шулепников, Х. аналит. химии, 33 /1978/ 1050.
21. S.P.Kapitsa, V.N.Melekhin, V.N.Samosyuk, Yu.M.Isipenyuk, J.Radioanal.Chem., 16 (1973) 297.
22. Ch.Berthelot, G.Carravo, V.Verdinch, J.Radioanal.Chem., 60 (1980) 443.
23. Ch.Segebede, H.-U. Fusbán, Radiochem.Radioanal.Letters, 48 (1981) 311

24. Ch.Sagebade, M.Köhl, B.F.Schmitt, R.Neider, J.Radioanal.Chem., 72 (1982) 665.
25. V.Galatanu, Ch.Engelmann, J.Radioanal.Chem., 67 (1981) 143.
26. S.Landsberger, W.F.Davidson, Anal.Chem., 57 (1985) 196.
27. W.W.Givens, W.P.Mills, R.L.Calawell, Nucl.Instr.Meth., 80 (1970) 95.
28. P.Ila, P.Jagam, G.K.Muecke, D.S.Marty, Nucl.Instr.Meth., 159 (1979) 145.
29. H.U.Fanger, R.Pepelnik, W.Michnelis, J.Radioanal.Chem., 61 (1981) 147.
30. Yoshihiko Kondo, Radioisotopes, 27 (1978) 373.
31. А.Г.Белов, П.Г.Бондаренко, Ч.Кимане, М.Богнар, Препринт ОИЯИ, 1982, Р9-82-301.
32. L.A.Currie, Anal.Chem., 40 (1968) 587.
33. N.Bohr, J.A.Wheeler, Phys.Rev., 56, 426 (1939).
34. T.Gozani, Atomkernenergie, Vol.19, No.1-4 (1972).
35. R.L.Bramblett, T.Gozani, R.O.Ginaven, D.E.Rundquist, Nucl.Techn., 13 (1972).
36. D.L.Hill, J.A.Wheeler, Phys.Rev., 89, 1102 (1953).
37. Proc. of U.S.Atomic Energy Commission Symp. on "Safeguards Research and Development", WASH-1147 (1969).
Proc. of IAEA Karlsruhe Symp. on "Progress in Safeguards Techniques", IAEA-SM-133 (1970).
38. P.A.Redhead, H.LeCaine, W.Henderson, Can.J.Res., 28, Sec.A, 73 (1950).
39. C.Henderson, F.F.Heymann, R.E.Jennings, Proc.Phys.Soc., 66, Sec.B 654 (1953).
40. A.Corelli, F.Porreca, Il Nuovo Cimento, 6, 729 (1957).
41. D.K.Aitken, F.F.Heymann, R.E.Jennings, P.J.P.Kalaus, Proc.Phys. Soc., 77, 769 (1961).
42. S.Rosander, Report No.80-102, Royal Inst.Techn., Electron Ph., Stockholm (1980).
43. O.Wernholm, Arkiv för Fysik, 26, 527 (1964).
44. S.Rosander, TRITA-EPP-74-16, Royal Inst.Techn., Stockholm (1974).
45. W.Wolski, Report No.69-12, Royal Inst.Techn., Electron Ph., Stockholm (1969).
46. W.Wolski, Elektronika, 11, 149 (1970).
47. U.Bizzarri, A.Vignati, Il Nuovo Cimento, 68A, 513 (1970).

48. J. Österberg, The 7-th Intern. Conf. on NDT, Warszawa, June 1973.
49. Å. Junghem, J. Österberg, J. Weitman, British J. of NDT, 1 (1974).
50. H. Svensson, L. Jonsson, L.-G. Larsson, A. Brahma, B. Lindberg, O. Reistad, Acta Radiologica Therapy Physics Biology, 16, 145 (1977).
51. С.П. Капица, В.П. Быков, В.Н. Мележкин, ЖЭТФ, 39, 997 /1960/.
52. С.П. Капица, В.П. Быков, В.Н. Мележкин, ЖЭТФ, 41, 368 /1961/.
53. В.Д. Ананьев, П.С. Анцунов, С.П. Капица, И.М. Матора, В.Н. Мележкин, Л.А. Меркулов, Р.В. Харьзов, Атомная Энергия, 20, 106 /1965/.
54. E.M. Rowe, F.E. Mills, Part. Acc., 4, 211 (1973).
55. R. Kiełsznia, J. Grasz, W. Wolski, Nukleonika, 26, 645 (1981).
56. E. Brannen, H. Froelich, J. Appl. Phys., 32, 1179 (1961).
57. Е.М. Мороз, Атомная Энергия, 4, 238 /1958/.
58. H. Froelich, E. Brannen, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 11, 288 (1963).
59. V. Sells, H. Froelich, E. Brannen, J. Appl. Phys., 36, 3264 (1965).
60. V. Sells, F.C. Choo, E. Brannen, H. Froelich, Proc. IEEE, 54, 552 (1966).
61. H.R. Froelich, E. Brannen, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-14, 756 (1967).
62. H.R. Froelich, J.J. Manca, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-22, 1758 (1975).
63. J.J. Manca, D.S. Edmonds Jr., H.R. Froelich, Rev. Sci. Instrum., 47, 1148 (1976).
64. H.R. Froelich, A.S. Thompson, D.S. Edmonds Jr., J.J. Manca, J.W. Mc Gowan, J.C.F. Mac Donald, J. Beard, G. Bees, Nucl. Instr. Meth., 143, 473 (1977).
65. S. Rosander, M. Sedlaček, O. Wernholm, H. Babić, Nucl. Instr. Meth., 204, 1 (1982).
66. H. Babić, M. Sedlaček, Nucl. Instr. Meth., 56, 170 (1967).
67. M. Eriksson, Nucl. Instr. Meth., 196, 331 (1982).
68. W. Maciszewski, O-15/ZOAJ/87, Instytut Problemów Jądrowych, ZOAJ, (1987).
69. W. Wolski, TRITA-ACC-87-01, Royal Inst. Techn., Stockholm (1987).