

310565

15
873

2

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

15. kötet

1. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1973.

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

15. kötet

1. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal
BACSÓ J., BERÉNYI D., SZALAY S.: Új eredmények a röntgenfluoreszcencia analízisben és alkalmazásában	1
VARGA D.: Helyzetérzékeny proporcionális számláló	17
HORVÁTH L., KISS I., KOLTAY E.: Immerziós lencsével kombinált ablakos kvadрупól-lencse elektronoptikai leírása	23
BIBOK Gy.: Egycsatornás amplitudó analízátor.	41
BIBOK Gy., KERTÉSZ Zs., MÁTHÉ Gy., PAÁL A.: Univerzális számlálóberendezés magfizikai mérésekhez	49
MŰHELYÜNKBŐL-LABORATÓRIUMUNKBÓL	
TÖRÖK I.: Távvezérlő egység a ND-2020 sokcsatornás analízátorhoz	59
MESKÓ L., VALEK A.: Gáztarget cella magreakciók abszolút hatáskeresztmetszetének méréséhez	61
INTÉZETI HIREK	65
BIBLIOGRÁFIA	73

ÚJ EREDMÉNYEK A RÖNTGENFLUORESZCENCIA ANALIZISBEN ÉS ALKALMAZÁSÁBAN

BACSÓ JÓZSEF - BERÉNYI DÉNES - SZALAY SÁNDOR

Röviden áttekintjük a REA elvét, legújabb eredményeit és alkalmazását a különböző ipari és más területeken. Ismertetjük az intézetben REA céljaira rendelkezésre álló berendezéseket, azok teljesítőképességét egy-egy konkrét mérési eredménnyel illusztráljuk.

RECENT DEVELOPMENTS IN X-RAY FLUORESCENCE ANALYSIS AND ITS APPLICATIONS. The principles, some recent results of radioisotope X-ray fluorescence analysis and its applications are surveyed. The equipments concerned, available in our institute, are shown and their characteristics are illustrated by some results of our measurements.

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РЕНТГЕНОРАДИОМЕТРИЧЕСКИМ АНАЛИЗОМ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕМ. Коротко рассматривается принцип рентгенорадиометрического анализа, его новейшие результаты и применение в различных промышленных и других областях. Описываются приборы имеющиеся в институте для рентгенорадиометрического анализа и покажем их эксплуатационные возможности через примеры.

1. BEVEZETÉS

Az a rendkívüli fejlődés, amely generációnk élete folyamán a magfizikában játszódik le, nagyarányu elvi és metodikai ismereteket hozott, új lehetőségeket teremtett más tudományokban és a technikában is.

A magfizika a fejlesztésére hozott áldozatot nemcsak a civilizáció fejlődése szempontjából jelentős, új energiaforrás, az atomenergia feltárásával fizeti vissza, de anyagilag nehezen

mérhető fel az a haszon is, amit az új módszerek, lehetőségek alkalmazása más tudományokban és az iparban jelent. Természetes, hogy e lehetőségek alkalmazása a többi tudományokban és a technikában bizonyos fáziskéséssel jelentkezik, de ez a fáziskésés kisebb, mint bármikor azelőtt más területeken volt. Nagy arányban elterjedt már az izotópok alkalmazása sugárforrásként, nyomjelzőként, folyamatvezérlésben és így tovább, az orvosbiológiai tudományokban, az agrártudományokban és a technika, gyártástechnológia számtalan területén.

További új alkalmazások lehetőségét ismerik fel egymásután, egyrészt a nukleáris gyorsítók, másrészt a magfizika által kifejlesztett korszerű detektálási módszerek, elektronika és digitális adatfeldolgozás felhasználásával.

E cikkünkben egy olyan alkalmazásról szeretnénk beszámolni, amely az utóbbi években egyre jobban fejlődik és rohamosan terjed. Ez a röntgenfluoreszcencia sugárzás felhasználása analitikai célokra, korszerű magfizikai-detektorokkal, és radioizotópos gerjesztéssel.

A röntgensugarakat már régen felhasználják próbák /fém-ötvezet minta, érc minta stb./ elemi összetételének gyors meghatározására. Kristálydiffrakciós röntgenfluoreszcenciás analitikai berendezések már évtizedek óta készen kaphatók. Ezekben a berendezésekben a vizsgálandó mintát tablettává préselve röntgensugárból eredő sugárzásnak teszik ki, és így gerjesztik a mintában lévő elemek K_{α} , K_{β} , L_{α} , L_{β} stb./ vonalait.

Az atommagfizika fejlődése a módszer elvét megtartva, rendkívüli egyszerűsítéseket tett lehetővé. Röntgensugár helyett használhatunk beta-sugárzó vagy lágy gamma-sugárzó radioaktív izotópot, és így elesnek egy komplex röntgenberendezés jelentős költségei és idővesztései. A szilícium és germánium félvezető-detektorok felbontó képességét annyira sikerült fokozni, hogy 150-200 eV felbontóképesség is elérhető a legjobb detektorokkal. Ez elegendő ahhoz, hogy két szomszédos rendszámú elem karakterisztikus röntgensugárzását a detektor jól megkülönböztesse, le egészen kb. $Z = 11$ -ig. Ilyen módon feleslegessé válik a Bragg-féle forgókristályos röntgenspektrométer, és a mintában jelenlévő összes elemek karakterisztikus vonalait egyszerre mérhetjük, ha a detektor impulzusait megfelelő erősítés után sokcsatornás analizátorban nagyság szerint szelektáljuk. Egy ilyen félvezető-detektoros röntgenfluoreszcenciás analitikai berendezés sokkal egyszerűbb, olcsóbb, és egyszerre veszi fel az összes elemek spektrumát. A kapott információ a sokcsatornás analizátor csatornáiban digitálisan jelentkezik és számítógéphez is könnyen csatlakozhat. A berendezés a Bragg-féle diffraktométerhez képest összehasonlíthatatlanul szélesebb szögben, kedvezőbb geometriával fogja be a detektálandó sugárzást, és ez nemcsak bőségesen kárpótol a röntgensugár nagy intenzitásáért, hanem lehetővé teszi, hogy aránylag gyenge radioaktív preparátumokat használjunk a gerjesztésre, és rövid idő alatt elvégezzük a mérést. Az új eljárás már 1-2 perc nagyságrendű idő alatt szolgáltatja az egész spektrumot, amely fejlett, digitális elektronikával automatikusan kiértékelhető és pl. folyamatvezérlésre is alkalmazható. Így nagy jelentősége van az új módszer-

nek a folyamatos termelés ellenőrzésében és elektronikus vezérlésű automatikus szabályozásában. Könnyen ellenőrizhetjük vele érczagyok dusicításának eredményes előrehaladását, fémkohászati termékek összetételét, filmre, vagy papírszalagra folyamatosan felkent réteg /pl. fotoemulzió/ összetételét, szabályozását, és így tovább. Félvezető-detektor kombinálása radioaktív izotópos fluoreszcencia-gerjesztő forrással és félvezető-elektronikával lehetővé teszi olyan leegyszerűsített, száraztelepes, terepen hordozható kis készülékek konstrukcióját is, amelyek néhány elem helyszíni gyors kvantitatív meghatározására alkalmasak, és így nagy jelentőségük lehet például a geológiában és ércutatásban.

Ha a fluoreszcencia-sugárzást elektronok vagy röntgen-sugárzás helyett nehézrészecskékkel /proton, alfa stb./ gerjesztjük, akkor kiemelten vizsgálhatunk nagyon vékony felszíni rétegeket, és a módszer érzékenysége nagyságrendekkel megnő, a fékezési sugárzási háttér lecsökken. Különleges alkalmazás pl. a Hold felszíne elemi összetételének analizálása radioaktív alfa-sugárzó preparátummal gerjesztett röntgenfluoreszcencia-sugárzással, és az információknak mikrohullámu csatornán a Földre történő továbbítása.

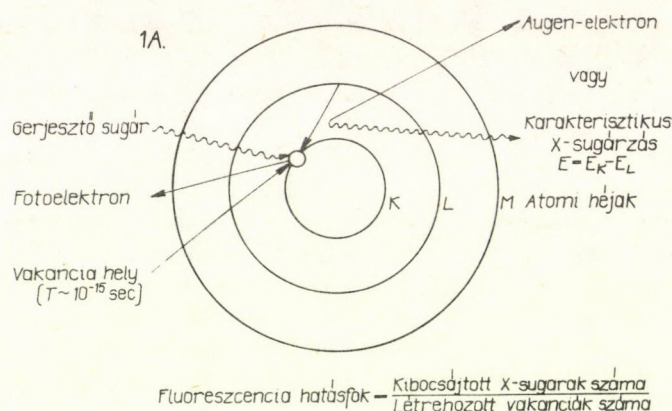
A módszer előnye az, hogy a radioaktív izotópok a röntgensővel szemben monoenergetikus gamma-sugárzást bocsátanak ki, és így természetesen csak a saját energiájuknál kisebb energiájú karakterisztikus röntgenfluoreszcencia vonalakat gerjesztik. Minthogy sokféle különböző energiájú gamma-sugárzást kibocsátó radioaktív izotóp áll rendelkezésre, a gerjesztő forrás megfelelő megválasztásával a berendezést bizonyos általunk különösen keresett elemekre érzékennyé tervezhetjük, és más elemek zavaró hatását háttérbe szoríthatjuk.

1.1. A röntgenemissziós analízis elve. A következőkben néhány mondatban összefoglaljuk a REA jól ismert elvét.

Az 1A. ábra szemlélteti a fluoreszcencia-gerjesztés folyamatát az atom elektronburkában. Ha a primer gerjesztő sugárzás /röntgensugárzás, elektron, proton, hélium ion, stb./ energiája nagyobb, mint a legbelső héjon kötött elektron kötési energiája, akkor ionizálja a legbelső héjat, és az üres helyre alternative beléphetnek a magasabb héjakon lévő elektronok. Egyszerre gerjesztődnek különböző intenzitással a K_α , K_β ... L_α , L_β stb. karakterisztikus vonalak, amelyek a közepes és nagyobb rendszámú elemeknél lágy és keményebb röntgensugárzás tartományába esnek. / $Z = 22$, titán esetén $K_\alpha = 4.51$ KeV, $Z = 92$, uránium esetén $K_\alpha = 98.1$ KeV, $L_\alpha = 13.6$ KeV/.

Az 1B. ábra egy leegyszerűsített vázlatos elvi sémát mutat radioaktív preparátummal való gerjesztés esetén fluoreszcenciás analitikai berendezés felépítésére.

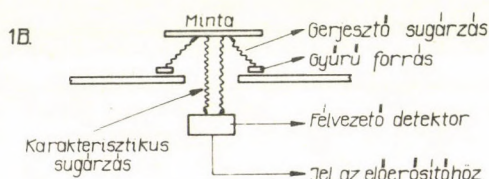
A REA érzékenysége igen nagy mértékben függ a konkrét körülményektől, a mintában jelenlévő elemek számától és minőségétől, valamint relatív mennyiségétől. A kimutathatóság alsó határára - durva tájékoztatással - nagyságrendben 10-100 ppm /0,001-0,01 %/ adható meg.



1A. ábra. Karakterisztikus röntgensugárzás gerjesztési folyamata.

Fig. 1A. Excitation process of characteristic X-rays

Рис. 1A. Процесс возбуждения характеристического излучения.



1B. ábra. Röntgenemissziós anyagvizsgálat elvi elrendezése.

Fig. 1B. The scheme of the arrangement for radioisotope X-ray fluorescence analysis.

Рис. 1B. Принципиальная схема установки рентгенорадио-метрического анализа.

1.2. Új irányok a röntgenemissziós analízisben /REA/. A röntgenemissziós vagy régebbi, megszokottabb nevén röntgenfluoreszcencia analízis nem tekinthető új analitikai módszernek, mint láttuk az előzőekben. Már a század huszas éveiben felismerték a röntgensugárzással besugárzott mintában gerjesztett fluoreszcens karakterisztikus röntgensugárzás vizsgálatának jelentőségét az analitikai kémiában. Mégis az utóbbi évtizedben, de különösen a legutóbbi néhány évben, a módszer több vonatkozásban is olyan jelentős fejlődésen ment keresztül, ami alkalmazási területét nagymértékben kiszélesítette.

Ezek főleg a következők:

1. Radioizotópok alkalmazása röntgencsővek helyett gerjesztő forrásként.
2. Röntgenemissziós analitikai berendezések kombinálása elektronikus számítógépekkel.
3. Nagy feloldóképességű félvezető röntgendetektorok felhasználása a REA-ben.
4. Nehéz töltött részecske /proton, deuteron, többszörösen töltött ionok/ gerjesztés bevezetése.

A felsorolt módszereket természetesen egymással és a REA „klasszikus” módszerével, a kristály diffrakciós röntgenspektrométerekkel /amelyek időközben szintén nagy fejlődésen mentek keresztül/ kombinálva is megtaláljuk. Mindezekről igen hosszú beszámolót lehetne írni, itt csak néhány szóval utalunk az egyes, az előbbieken felsorolt fejlődési irányok hatására a REA-ben.

A radioizotópok alkalmazása nagyban egyszerűsíti a REA módszert és lehetővé teszi a hordozható REA készülékek használatát. Az elektronikus számítógépek REA-sel kombinált alkalmazása a termelési folyamatok automatikus szabályzását teszi lehetővé a különböző iparágakban. A félvezető- /szilícium és germanium/ detektorok sok esetben a REA-ben nagyobb szelektivitást tesznek lehetővé, mint a klasszikus kristály diffrakciós berendezések, viszont érzékenyséjük minden esetben nagyobb az egyes elemek kimutatására. A minták gyorsítóban, töltött részecskékkel történő besugárzása a REA érzékenységét nem egyszer nagyságrendekkel növeli.

Igy érthető, hogy újabban valósággal röpirat hangú cikkek jelennek meg a fejlett országok műszaki folyóirataiban, amelyekben sürgetik ezeknek a módszereknek a bevezetését az ipari anyagvizsgálatba, mivel gyorsaságuk /általában csak néhány perces mérési idő/, roncsolásmentességük, flexibilitásuk lehetővé teszi a termelési folyamatba történő korrigáló beavatkozást vagy a terepen történő analízist.

2. ALKALMAZÁSI TERÜLETEK

Ebben a fejezetben tájékoztatásul egy-egy példát szeretnénk bemutatni a REA igen különböző és szerteágazó alkalmazási területeiről a folyóiratokban közölt cikkek alapján.

2.1. Nyersanyagkutató. Hordozható REA berendezéssel, amelyben a mintát radioaktív-forrással sugározták be / $^3\text{H}(\text{Zr})$ /, és a detektor egy röntgenérzékeny GM-cső volt, végeztek Fe-meghatározást vasércben, és Cu-meghatározást rézércben [4] bányakörülmények között. A mérési idő a kb. 50 % Fe-tartalmu vasérc esetében 1 percet, a rézérc esetében néhány percet vett igénybe /Cu-tartalom 15 %-ig/. A mérés pontossága vas esetében $\pm 0,4$ %, a réznél pedig 0,1-0,5 %. Megemlítjük - anélkül, hogy részletekbe mennénk -, hogy a megfelelő karakterisztikus sugárzások kiválasztására az ún. differenciálszűrő módszert alkalmazták /részleteket lásd pl. [2]-ben/. A mérőfej egyébként a bányában közvetlenül hozzányomható volt a kőzethez, annak

előzetes, gyors lesimitása után. Laboratóriumi körülmények között, proporcionális detektort használva és gondosan korrigálva az un. matrixeffektusokra /azaz arra, hogy a vizsgált elem milyen más elemek környezetében fordul elő/, a meghatározás pontossága még növelhető. A pontosabb vizsgálatoknál az ércet előzetesen elporítják. A minta tömege ilyenkor néhány grammot tesz ki.

Hasonló vizsgálatokat, főleg elporított mintákkal, nagy számban végeztek a legkülönbözőbb ércek és ásványok esetében. Így Ti-t 0,2 %-os, Sn-t szintén 0,2 %-os pontossággal, Ni-t 0,14 %-os, Mo-t 0,01 %-os és i.t. pontossággal határoztak meg érceikben. A detektálás alsó határa Ti-nál 400 ppm /0,04 %/ Sn-nél 200 ppm /0,02 %/, Ni-nél 800 ppm, Mo-nél 100 ppm /0,01 %/ értéknek adódott. Ezüst esetében viszont 20 ppm mennyiséget is sikerült meghatározni. Arany- és ezüstércek analizisében sikerrel alkalmazták a REA módszereit félvezető-detektorok felhasználásával.

Megjegyezzük végül, hogy a módszert tervezetszerűen furatminták analizisében is széleskörűen alkalmazták.

2.2. Bányatermék feldolgozás. A kibányászott ércek dúsítási és feldolgozási folyamataiban is egyik legalkalmasabb módszer a REA, sok esetben folyamatszabályzással egybekötve.

Ilyen alkalmazás pl. a Pb-tartalom mérése a flotációt tápláló zagyban, a feldolgozó üzem körülményei között [5]. A NaI kristályos mérőfej közvetlenül a flotációt tápláló csővezetékben nyert elhelyezést. Az alkalmazott radioaktív forrás 10 mCi erősségű ^{153}Gd volt. A 14-20 % ólomtartalom tartományban a meghatározás pontossága 0,4 % Pb volt.

Hasonló mérési rendszerek egyre nagyobb számban kerülnek alkalmazásra ércfeldolgozó üzemekben. Még több azoknak a száma, amelyek jelenleg a laboratóriumi előkészítés stádiumában vannak ugyanezzel a végső céllal. Így mérték az ónt, a báriumot, a rezt, a nióbiumot stb. a megfelelő érczagyokban, többé-kevésbé hasonló módon, mint az ólom esetében.

2.3. Metallurgia. A fémkohászat különböző területein a fémbevonatok vizsgálatában is alkalmazzák a REA-t, legfontosabb szerepe azonban mégis az ötvözetek vizsgálatában van.

Példaképpen említjük az ötvözött acélok vizsgálatát [6]. A berendezés üzemi körülmények között használható, a szcintillációs mérőfej egyszerűen hozzányomható a mérendő acéltárgy felületéhez. A mérőfejbe bele van építve a besugárzó radioaktív izotóp is. Az így végzett mérésekkel megkülönböztethető pl. a 0,7 % mangántartalmu lágy acél az 1,2-1,5 %-os mangántartalmu kemény acéltól. Kimutatható az acélok ólomtartalma /0,05 %-os alsó határig/, jól elkülöníthetők az alacsony /3 %-ig/ és magas /12-26 %/ Cr-tartalmu acélok. A meghatározás hibája az utóbbi esetben kb. 0,1 %. A mérési idők általában néhány percesek. A különböző ötvözetek kimutatásához általában különböző gerjesztő radioaktív forrásokat és különböző szűrőket /röntgenabszorbens szűrők/ kell használni.

A REA módszerével természetesen nemcsak acélötvözetek vizs-

gálatát lehet elvégezni. Igen kiterjedt az alkalmazási lehetőség a rézötvtözetek vizsgálatában is, továbbá az Al, az Sn és i.t. ötvözőinek vizsgálatában.

2.4. Ipari folyamatszabályozás. Nemcsak a már említett ércfeldolgozási folyamatokban /2.2. fejezet/, hanem egyéb ipari eljárások folyamán is lehetőséget nyújt a REA a termelési folyamat különböző fázisaiban analitikai ellenőrző vizsgálatra, és ezt követően a szükséges beavatkozásra. Ennek egyik igen jellemző példája a cementgyártás. Erre kissé részletesebben a 3.1. fejezetben térünk vissza.

A szén hamutartalmának folyamatos ellenőrzése, amelyet a módszer lehetővé tesz, nemcsak a szén, de az elektromos-, acél- és kémiai-iparban is fontos az égési hatásfok automatikus szabályozása szempontjából.

A további példák közül kiemeljük a kén meghatározását nyersolajban [7], [2]. A módszer és berendezés nagyon hasonló ahhoz, amit a REA-ben használunk, de itt a röntgensugárzás abszorpcióját használják ki. Az elért pontosság 0,03-0,05 % 4-5 %-os S-tartalomig.

2.5. Biológia. A REA sokat ígérő alkalmazást nyer a biológiai és orvosi kutatásokban. Itt a vizsgálatokat két nagyobb területre lehet bontani. Egyik az alapkutatással kapcsolatos nyomelem analízis. Ismeretes, hogy a vér kis mennyiségben tartalmaz Mn-t, Cr-ot, Ni-t, Zn-et, Cu-t stb. A krómnak a vörösvértestek fejlődésében van szerepe, de ismeretes az is, hogy krómsavval dolgozók között az átlagosnál gyakoribb a tüdőrákban történő megbetegedések száma. A jövő feladata tisztázni, hogy a krómsav, vagy maga a Cr milyen szerepet játszik a káros elváltozás folyamatában. Feltehető, hogy a nyomelemek gyors és pontos meghatározása a különböző testszövetekben összefüggéseket enged felismerni, azok mennyisége és bizonyos káros elváltozások között.

A másik csoportba sorolhatók a gyakorlati gyógyításban alkalmazott REA-i vizsgálatok. Igen fontos a vér K-tartalmának gyors meghatározása sebészeti beavatkozások közben. Ennek mérési módszerét már kidolgozták. Ugy szintén kidolgozták a Cu, Na és P koncentrációjának meghatározását a vérplazmában.

Végeztek koncentráció-meghatározást protein-frakcióban in vitro, és mértek J-koncentrációt speciális átfolyó kamrában cirkuláló vérmintában.

Hoffer [8] és munkatársai REA módszerrel a J K_{α} vonalának detektálása útján határozták meg a pajzsmirigy nagyságát élő szervezetben. A módszer előnyeként említik, hogy a szervezet így 5-10-szer kevesebb sugárzást kap, mintha a szokásos radioaktív J-módszerrel végzik a mérést.

Lehetséges, és már kísérletek is folynak lokális vérátömlés meghatározására in vivo, a vérben abszorbeált Xe röntgensugarának mérése útján [9].

2.6. Régészet. Nehéz elképzelni olyan tudományágat, amelynek a fejlődéséhez, problémáinak megoldásához, a REA ne tudna segítséget nyújtani. A régészeti kutatásoknál - csak úgy, mint sok más esetben - a REA roncsolásmentes vizsgálati módszere miatt kap különös jelentőséget. A régészeti emlékek eredete tisztázható anélkül, hogy azok megszűnnének az emberiség közkinccse lenni.

Ismeretes, hogy a rézércek mindegyike tartalmaz S-t, de kisebb-nagyobb mennyiségben a Fe, Sn, Sb és As is jelen vannak. A kísérő elemek koncentrációja jellemző az egyes lelőhelyek ércére, és így a belőlük készült réz- és bronztárgyakra is. A néhány ezer éve készült réz- és bronztárgyak nyomelemeinek vizsgálata alapján megállapítható, hogy anyaguk melyik lelőhelyről származik. Így a régészeti emlékek analízise tisztázhatja, hogy egy adott korban kialakult kultúra honnan szerezte a rézet, hatósugara meddig terjedt, kikkel álltak kereskedelmi kapcsolatban.

A régészeti leletek vagy azoknak vélt hamisítványok eredetiségének eldöntése sem lehet közömbös a régészet számára. A római Faustina királynő i.u. 176-ban bekövetkezett halála után a szenátus őt istenséggel ruházta fel és emlékére, arcképével ezüst dinárokat veretett, 75 % ezüstitartalommal. A dinárok vásárlóértéke magas volt. Az egyik állami pénzverde az ezüstöt Ni-Zn-Cu ötvözzel helyettesítve, igen magas haszonra tett szert. A REA derített fényt erre a korai pénzhamisításra. Hasonló és másfajta példák egész sorát lehetne felsorolni a módszer teljesítőképeségének demonstrálására.

2.7. Művészettörténet. Az igen szép és régi képzőművészeti tárgyak reprodukálása régóta szokásos. A másolatok nem egyszer könnyű pénzszerzési vágyból születnek. Némely jól sikerült másolat a megkülönböztethetetlenenségig hasonlít eredetijéhez, és nem egyszer hoztak zavarba neves műszakértőket.

A REA alkalmas a mű eredeti voltának gyors és biztos megállapítására, anélkül, hogy a festményt akár érinteni is kellene. E célból néha elegendő csak a minőségi analízis elvégzése, máskor mennyiségi meghatározásra is szükség van. A problémakör teljes ismertetésére való törekvés nélkül szeretnénk bemutatni, hogyan lehet az eredeti remekművet megkülönböztetni a jól sikerült hamisítványoktól.

Ismeretes pl. hogy a különböző országokban és korokban más-más alapanyagot használtak festégyártásra az idők folyamán. Pl. fehér festéket készítenek ólomoxidból, cinkoxidból és titánoxidból, de cinkoxidból csak 1870, és titánoxidból csak 1900 után kezdtek festéket készíteni. Ezért, ha egy reneszánsz festményben pl. Zn vagy Ti található, az vagy hamisítvány, vagy a festményt restaurálták, az új festékanyagok megjelenése óta. A restaurálás ténye igen könnyen eldönthető pl. úgy, hogy az adott szín kémiai összetételét a festmény különböző helyein megvizsgálják.

Azonos korban és országban készült remekmű és másolat is megkülönböztethető, ha figyelembe vesszük és felhasználjuk azt,

hogy a különböző festők egy adott szín előállításához a különböző festékeket más-más arányban keverik. A keverési arány betartása az egyes festőkre jellemző, tudatalatti sajátság. Ilyen esetben mennyiségi meghatározást kell végezni a képre legjellemzőbb szinekről pl. fül, homlok, esetleg medáliáról.

3. AZ ATOMKI-BEN RENDELKEZÉSRE ÁLLÓ LEHETŐSÉGEK

Ebben a fejezetben az intézetben eddig végzett vizsgálatokról és a rendelkezésre álló vizsgálati lehetőségekről szeretnénk képet adni.

Az ATOMKI-ben többféle módszer és berendezés rendelkezésre áll REA-re. Ezek segítségével mind minőségi mind mennyiségi meghatározásokat lehet végezni. Meg kell jegyezni, hogy berendezéseink dinamikusan fejlődő rendszerek, és azok közül többön jelenleg is iparilag hasznos mérések folynak.

Az egyik mérőrendszer-típus NaJ(Tl) szcintillátorral detektálja a röntgensugarakat. Kisebb technikai felkészültséget igényel. Felbontóképessége a hasonló típusu berendezések közt nagyon jó, és ipari körülmények között is használható. Folyamatos minőségellenőrzésre és folyamatszabályozásra alkalmas.

A másik típus Si(Li) detektort alkalmaz. Energiafelbontóképessége $460 \text{ eV} / 6,4 \text{ keV}$ röntgenenergiánál/, de cseppfolyós nitrogén hűtést igényel. Inkább laboratóriumi használatra, vagy 'semi-field' berendezésnek ajánlható. Jó energia-felbontóképessége igen nagy szelektivitást biztosít. Segítségével igen kis mennyiségek gyors és megbízható kimutatása $/10-100 \text{ ppm}/$ és mennyiségi meghatározása válik lehetővé.

Folynak az előzetes kísérletek atomgyorsítóink felhasználásával előállított nehézionokkal gerjesztett REA-i vizsgálatra. Különösen az alacsony rendszámú atomokban az atomi héjak gerjesztése nehéz töltött részecskékkel sokkal jobb hatásfoku, mint röntgensugárzással, továbbá a fékezési röntgensugárzás elmaradása következtében a zavaró háttér lényegesen kisebb ilyen gerjesztésnél.

A kimutatható mennyiségek alsó határa több nagyságrenddel csökken. Így pl.: $1,5 \text{ MeV}$ -es p-okkal történő gerjesztés esetén $0,3 \times 10^{-12} \text{ g Ca}$, 10^{-12} g Cu és $20 \times 10^{-12} \text{ g Ba}$ már kimutatható. De, ha a p energiáját optimálisan választjuk meg, már $7 \cdot 10^{-14} \text{ g Ca}$, $5 \times 10^{-14} \text{ g Cu}$ és $2 \times 10^{-14} \text{ g Ba}$ is kimutatható [10]. Így p, d vagy alfa-gerjesztés esetén a REA jelenleg a legérzékenyebb analitikai módszer.

Lehetőségeink közt meg kell említeni a proporcionális számlálót is, mint kész berendezést, ami lágy röntgensugarak detektálásánál igen gyakran használatos.

3.1. Lehetőségek a REA szcintillációs detektálási technika felhasználásával. A szcintillációs berendezés NaJ(Tl) kristály segítségével detektálja a röntgensugárzást. A fényjeleket fotoelektron-sokszorozó erősíti és alakítja át elektromos jelekké,

előerősítő és lineáris erősítővel tovább erősítjük és formáljuk. További elektronikus egységek /differenciál diszkriminátor, számláló/ válogatják és regisztrálják a vizsgálni kívánt elemektől származó jeleket. Így elérhető, hogy a kénnél nagyobb rendszámú elemeket meghatározhatjuk jelenleg is. A minta gerjesztésére radioaktív preparátumot használunk, pl. ^{55}Fe -t, $^3\text{H}/\text{Zr}$ -t stb. /lásd pl. az [1]-[3] kitűnő összefoglaló cikkekben/. A gerjesztő sugárzás, illetve izotóp kiválasztása attól függ, hogy milyen elemet, milyen mátrixban kívánunk meghatározni.

Az ATOMKI-ben gyors Ca-meghatározási módszert dolgoztunk ki szcintillációs számláló felhasználásával. Néhány perc alatt meghatározható a Ca üzemi körülmények között a néhány tized %-tól egészen a 100 %-ig terjedő tartományban, különböző összetételű mátrixok esetén.

A módszer igen fontos pl. a cementgyártásban, ahol lehetővé teszi az égetőkemencébe adagolandó nyersanyag Ca-tartalmának gyors meghatározását, és a cementtermeléshez a folyamatszabályzás megvalósítását.

Hasonló szcintillációs rendszerű berendezéssel /a Ca-S alatti elemek esetén proporcionális detektor felhasználásával/ meg tudunk oldani az ATOMKI-ben egy sor egyéb feladatot is, mint pl. a kén meghatározását petróleumban vagy W, Mo-tartalmat acélokban és i.t.

3.2. REA Si(Li) félvezető-detektorral. A berendezés legfontosabb része a Si(Li)-detektor, amely $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra van hűtve cseppfolyós nitrogénnel. A hűtőkamrában nyer még elhelyezést az előerősítő első fokozata.

A hűtőkamra bemenő ablaka 0,2 mm vastag Be, ami lehetővé teszi a Si-nál nagyobb rendszámú elemek vizsgálatát. A rendszer teljes energiafelbontóképessége /az elektronikáját is beleértve/ 460 eV. Fe K_{α} vonalára /6,4 keV/.

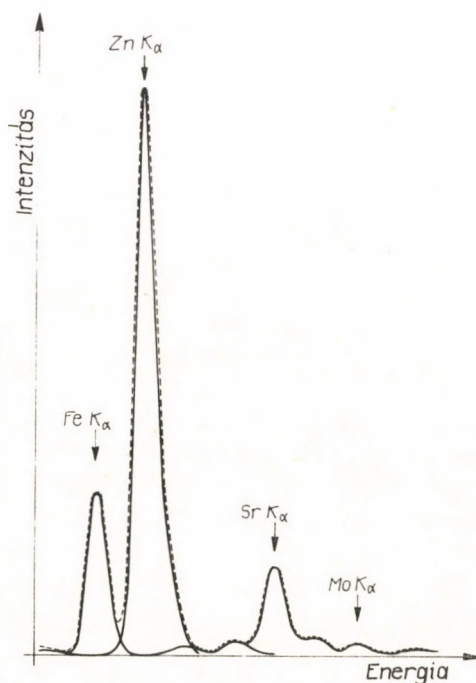
A detektor az öt ért röntgensugárzás energiájával szigorúan arányos elektromos jeleket ad, amiket az előerősítő és főerősítő megfelelő nagyságu és alaku jelekké formál. Az így kapott jeleket amplitúdó-analizátor válogatja nagyság szerint külön csoportokba, amik egy-egy elemnek felelnek meg.

Rendszereink valamelyikén az előzőekben leírt vizsgálatok közül bármelyik elvégezhető, megfelelő gerjesztő forrás alkalmazása esetén. Itt néhány olyan konkrét vizsgálatot szeretnénk röviden megemlíteni, - a rendszer és a módszer demonstrálása céljából - amiket már elvégeztünk.

3.3. Mesterséges kőzetminták vizsgálata. Tekintettel arra, hogy a REA módszer nyersanyagkutatóban igen komoly szerepet kaphat, kísérleteket végeztünk mesterséges könnyű mátrixban / Al_2O_3 és MgO 50-50 %-os keverésben/ nehezebb elemek kimutatására és koncentrációjuk meghatározására. A mintákba bevitt elemek: Fe, Zn, Co, Sr, Mo voltak. Ezeket az egyes mintákban különböző mennyiségekben szerepeltettük. Így nagyobb %-os tartalomig vizsgáltuk pl. a Fe /20 %/ Zn /12 %/ koncentrációja és a röntgenfluoreszcencia-hozam közötti összefüggést, de más elem

pl. Mo esetén vizsgáltuk a nyomokban előforduló szennyezés kimutathatóságát /5 ppm/.

A módszer alkalmazhatóságának vizsgálatára méréseket végeztünk olyan esetben, amikor a mintában előforduló elemek vonalai teljesen különválnak. Ez esetben a kiértékelés rendkívül egyszerű, mivel a vonalak intenzitásának meghatározásában a szomszédos csucok nem zavarják /2. ábra/.



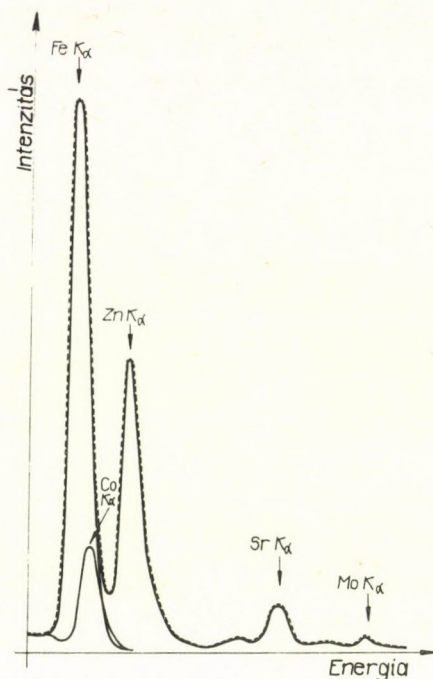
2. ábra. „Mesterséges kőzet” röntgenspektruma félvezető Si(Li) detektorral felvéve.

Fig. 2. X-ray spectrum of „artificial rock” taken by Si(Li) semiconductor detector.

Рис. 2. Рентгеновский спектр „искусственного руда”, полученный с помощью Si(Li) детектора.

Vizsgáltuk szomszédos elemek részben fedésben lévő csúcsainak kiértékelhetőségét. E célból a spektrumot számítógépen tiszta elem spektrum-alakjának felhasználásával analizáltuk. Még ilyen esetben is különösebb nehézség nélkül többször sikerült elérni a tized-abszolút-százalékos pontosságot.

Ugyanezen eredményre jutottunk, ha a számítógépes kiértékelés helyett az analizátor egyik kiegészítő egységével az összetett spektrumból a tiszta elem spektrumok levonogatásával határoztuk meg a spektrum vonalainak intenzitását /3. ábra/. Sőt, nyomelem kimutatásnál ez a kiértékelési módszer még meg-



3.ábra. „Mesterséges kőzet” röntgenspektruma félvezető Si(Li) detektorral felvéve.

Fig. 3. X-ray spectrum of „artificial rock” taken by Si(Li) semiconductor detector.

Рис. 3. Рентгеновский спектр „искусственного руда”, полученный с помощью Si(Li) детектора.

bizhatóbbnak bizonyult.

Ezek a vizsgálatok az ugynevezett „semi-field” készülék alkalmazása szempontjából fontosak. Ilyen „semi-field” berendezésnek kell tekinteni egy cseppfolyós nitrogénnel hűtött Si(Li) detektorral működő spektrométert, radioizotópos gerjesztés esetén sokcsatornás analizátorral kiegészítve. Ezek ugyanis a szükséges feszültségforrással együtt teherautóra rakhatók, és a kívánt vizsgálat a helyszínen, egyszerre több elemre is, gyorsan elvégezhető. Nagy előnye, hogy a berendezés mindig a helyszíntre szállítható. Nem mondható el ugyanez röntgensővel működő berendezés vagy nedves analitikai laboratórium terepesítéséről józan költségkeretek között.

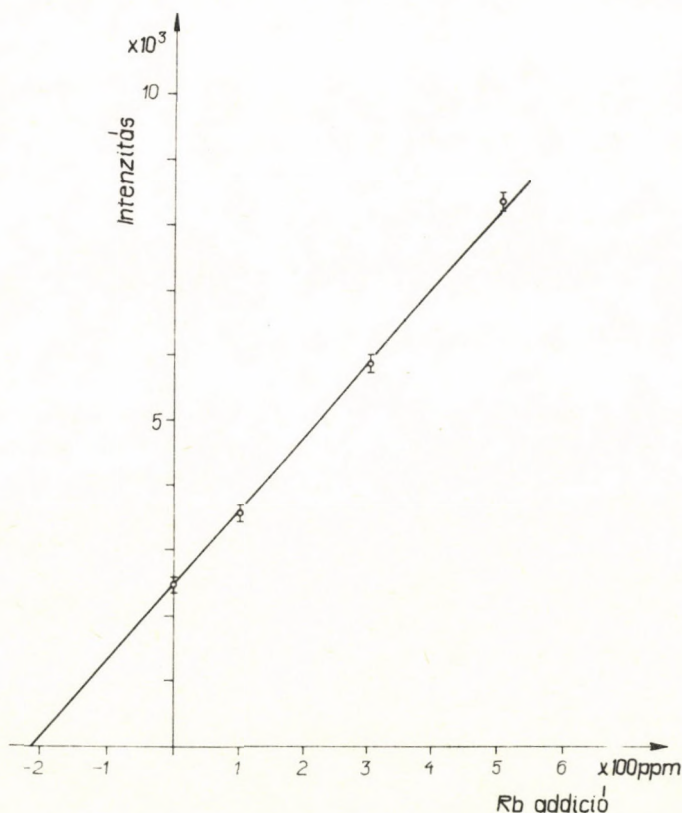
3.4. Természetes kőzetek Rb- és Sr-tartalmának vizsgálata.

A természetes kőzetek kis mennyiségben /10-100 ppm/ tartalmazzanak Rb-ot és Sr-ot is. A ^{87}Rb bomlásakor ^{87}Sr keletkezik. Ezért, ha a kőzetet hosszú ideig /évmilliók/ kémiai behatás nem éri, benne a ^{87}Sr feldusul. A feldusulás mértéke függ a Rb/Sr aránytól. Ez a folyamat savanyu kőzetekben /bazalt/, és különösen a bennük előforduló csillámokban /ahol a Rb-tartalom eléri a néhány száz ppm mennyiséget/, jól mérhető izotóparány-eltolódást eredményez.

Meghatározva a Rb/Sr- és a $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ -arányokat, a kőzet életkora kiszámítható.

E célból meghatároztuk néhány hazai bazalt és andezit Rb- és Sr-tartalmát.

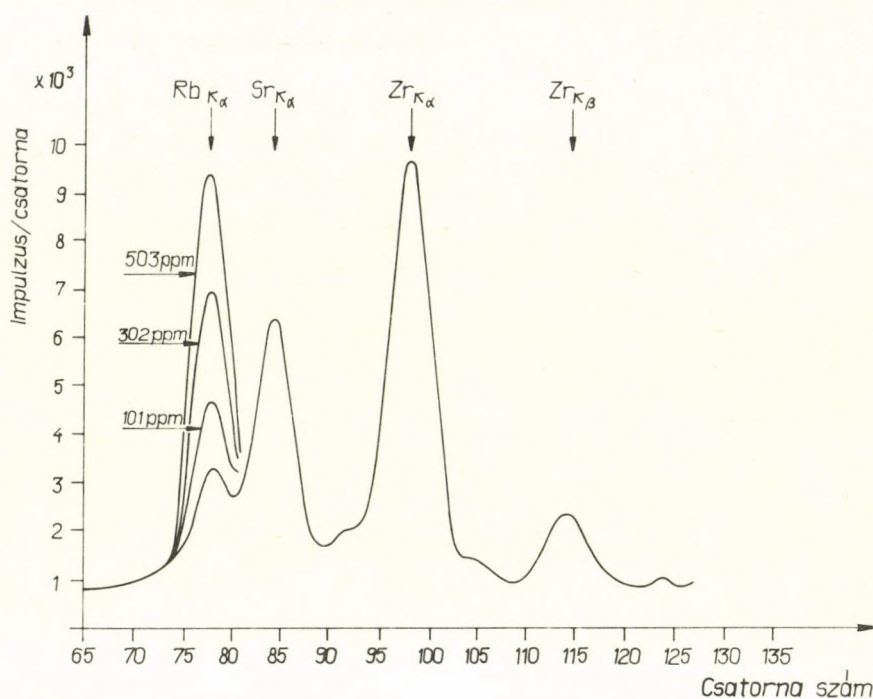
E vizsgálatainkat a REA „belső standard” és „higitásos” módszerével végeztük. A standardok tökéletes elkészítése végett a kőzetet golyósmalomban porítottuk, majd meghatározott mennyiségű Rb-ot adtunk a standard sorozat egyes mintáihoz. A vizsgált Rb-mennyiség /20-700 ppm/ tartományában lineáris összefüggést találtunk a gerjesztett röntgensugárzás intenzitása és a Rb-tartalom között /4. ábra/. Méréseink pontosságát elsősorban a még ésszerű mérési idő alatt begyűjtött impulzusszám statisztikus hibája határozta meg. A vizsgált kőzet Rb-tartalma 220 ± 14 ppm $[(2,2 \pm 0,14) \times 10^{-2} \text{ \%}]$, ami jó egyezésben van más módon /tömegspektrometriai uton/ történt meghatározással [11]. Esetünkben a kimutathatóság alsó határa Rb-ra ~ 10 ppm $/10^{-3} \text{ \%}/$. Mind a mérés hibája, mind a kimutathatóság alsó határa kb. tízede csökkenthető az adott berendezéssel ~ 5 -10 mCi intenzitású gerjesztő forrás használata esetén, miközben a mérési idő is csökken. Az 5. ábrán egy standard sorozat spektruma látható Rb-meghatározáshoz.



4. ábra. Kalibrációs görbe Rb-meghatározáshoz.

Fig. 4. Calibration curve in the determination of Rb content.

Рис. 4. Калибровочная кривая для определения Rb.



5. ábra. Különböző Rb-tartalmu standardok röntgenspektruma. Felvéve Si(Li) detektorral /FWHM = 500 eV/

Fig. 5. X-ray spectra of standards of different Rb content taken by a Si(Li) semiconductor detector.

Рис. 5. Рентгеновские спектры проб содержащих различные количества Rb. Спектры получены с полупроводниковым детектором Si(Li).

A REA könnyebb esete a minőségi meghatározás, amikor csak arra vagyunk kíváncsiak, hogy egy adott mintában milyen elemek fordulnak elő, de nem érdekes azok mennyisége. Ez esetben a mérés és kiértékelés egyaránt igen gyors. Jól megválasztott gerjesztő forrással egy analízis időtartama kb. 1-2 perc.

Köszönetet mondunk a munkában való részvételért a Mag-spektroszkópai I. csoport tagjainak, valamint Dr. Balogh Kadosa és Király József fizikus kollégáknak.

MEGJEGYZÉS A KORREKTURÁNÁL:

Rendszereink dinamikus fejlődésére jellemző, hogy a dolgozat megjelenésekor Si(Li) rendszerünk felbontóképessége 460 eV helyett 390 eV /teljes szélesség a csúcspól félmagasságánál FWHM/.

IRODALOM

- [1] C. G. Clayton, "Nuclear Techniques and Mineral Resources". IAEA, Vienna, 1968. p. 293.
- [2] Radioisotope X-Ray Fluorescence Spectrometry. Techn. Reports Series No. 115. IAEA, Vienna, 1970.
- [3] C. G. Clayton, "Nuclear Techniques for Mineral Exploration and Exploitation". Panel Proceedings Series. IAEA, Vienna, 1971. p. 59.
- [4] T. Florkowski, B. Dziunikowski, A. Koriara and M. Wasilewska, in "Radiochemical Methods of Analysis". Vol. 2. IAEA. Proceedings Series, 1965. p. 419.
- [5] W. K. Ellis, R. A. Fookes, V. L. Gravitis and J. S. Watt, Int. J. Appl. Rad. Isotopes 20 /1969/ 691.
- [6] J. R. Rhodes, T. W. Packer and I. S. Boyce, "Radioisotope Instruments in Industry and Geophysics". Vol. 1. IAEA, Proceedings Series, Vienna, 1966. p. 127.
- [7] J. R. Rhodes, T. Florkowski, T. Camron, UKAEA Res. G. Report, AERE-R3925 /1962/.
- [8] P. B. Hoffer, W. J. Barclay, R. B. Crawford, A. B. Beck, A. Gottschalk, Radiology 90, 2 /Febr. 1968/.
- [9] CONF-710901-408, Grenoble 1971.
- [10] T. B. Johansson, R. Akselsson and S. A. E. Johansson, Nucl. Instr. Meth. 84 /1970/ No I. p. 141-143.
- [11] Balogh K., személyes közlés.

ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ К МЕСТУ ПОПАДАНИЯ ЧАСТИЦ

Д. ВАРГА

Были изготовлены месточувствительные пропорциональные счетчики двух типов. В первом анодные нити, работающие независимо друг от друга давали точность определения координаты частиц 1,5 мм. Во втором применялся высокоомная катодная спираль и полученное координатное разрешение составляло 0,4 мм.

HELYZETÉRZÉKENY PROPORCIONÁLIS SZÁMLÁLÓ. Két különböző típusu helyzetérzékeny proporcionális számlálót készítettünk. Az egyik független anódszálakkal 1,5 mm-es pontosságot adott a részecske koordinátájának meghatározásában. A másik nagyellenállású spirálkatóddal készült és helyzetfeloldása 0,4 mm.

POSITION SENSITIVE PROPORTIONAL COUNTER. Two different types of position sensitive proportional counters have been built. The accuracy in the localization of particles given by the first counter working with independent anod wires amounts to 1,5 mm. The space resolution of the second counter working with high resistance spiral cathode is 0,4 mm.

В большом магнитном бета-спектрографе нашего института [1], как и в большинстве магнитных спектрографов применяются фотопластинки для регистрации электронов. Этот метод простой, но обладает известными недостатками:

а./ точность определения интенсивности линий невысока, особенно в случае больших разностей в относительных интенсивностях.

б./ для получения достаточного почернения пластинки необходимо большое число падающих электронов и поэтому даже при большой экспозиции требуются относительно сильные источники, что в случае многих изотопов не получается в достаточно тонком виде.

в./ Неудобство, связанное с тем, что спектр не виден в ходе измерений, только после длительной экспозиции и проявления.

Таким образом, настоящий метод детектирования электронов ограничивает область применения магнитного спектрографа, а также и получаемую точность определения относительной интенсивности конверсионных линий. Вопрос определения относительной интенсивности является актуальным для нас тем более, что магнитный спектрограф /максимальный радиус 75 см, разрешение $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ / применяется для изучения внутренней конверсии с разных подболочек и в этом случае мы имеем в спектре ряд близлежащих линий во многих случаях с сильно отличающимися относительными интенсивностями.

Заменить в магнитном спектрографе фотопластинку на другой метод регистрации электронов стоит только в том случае, если:

а./ спектрограф остается "многоканальным" прибором, т.е. все точки в данном диапазоне спектра снимаются одновременно.

б./ детектор не искажает спектр заметно, т.е. разрешение детектора по координате не больше полуширины (Δs) приборной линии спектрографа /в нашем случае $\Delta s \approx 0,6$ мм/.

При подходящем решении указанной выше инструментальной задачи возможности исследований на бета-спектрографе заметно расширяются /больше чувствительность, точнее определяются интенсивности и спектр виден в ходе измерений/.

За последние годы появилось очень много работ по детекторам, чувствительным к положению попадания частицы. Особенно много статей относится к разработке различных вариантов пропорциональных счетчиков /см. напр. [2], [3] и т.д./.

Мы тоже начали заниматься в 1969 г. разработкой пропорциональных счетчиков, чувствительных к одной координате падающей частицы [4]. В начале мы изготовили многонитевые счетчики в которых отдельные анодные нити работали независимо друг от друга. Данные одного из счетчиков этого типа: анодные нити 25 мк на расстоянии 1,5 мм друг от друга, асимметрично располагались между высоковольтными катодами на расстояниях 3 и 8 мм; нити присоединялись к делителю сопротивления, а импульсы снимались с катода и с одного конца делителя. При расстояниях между нитями больших одного миллиметра счетчики работали хорошо, стабильно, но ниже миллиметра мы не получили достаточно надежных результатов даже в том случае, когда между анодными нитями были расположены нити с промежуточным потенциалом. Таким образом мы отказались от применения счетчиков такого типа в бета-спектрографе.

Был изготовлен и испытан другой счетчик, работающий на основе деления двух импульсов. Конструкция этого счетчика видна на рис. 1. В счетчике имеется одна анодная проволока с толщиной 50 мк, натянутая вдоль измеряемой координаты. Катодом служит спираль, намотанный на двух изоляторах с диаметром 7 мм, на которые предварительно нарезалась мелкая резьба с шагом 0,2 мм. Спираль изготовлена из тонкой Ni-Cr проволоки с $\varnothing$ 12 мк и высоким удельным сопротивлением ~ 120 ом/см.

Таким образом мы получили высокоомный катод 45 ком/см с равномерным распределением сопротивления вдоль измеряемой координаты, практически независимо от неоднородностей самой проволоки, что имеет большое значение для данного метода определения координаты.

Катодная спираль состоит из трех секций, для измерений

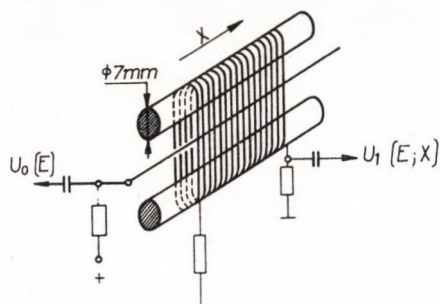


Рис. 1. Схематическое изображение счетчика с высокоомным спиральным катодом.

1. ábra. Nagyellenállású spirál-katódos számláló vázlatos rajza.

Fig. 1. Scheme of the counter with high resistance spiral cathode.

используется только средняя, а две крайние заземляются и служат для улучшения распределения электрического поля в измерительной секции, длина которой 24 мм. Камера счетчика наполнялась смесью $A+25\% \text{ CH}_4$ при давлении $\sim 0,5$ атм. Счетчик был включен соответственно рис. 1. В зависимости от координаты образования лавины ток в высокоомном катode распределяется между двумя ветвями соответственно отношению сопротивлений. Если импульс $U_1(E, x)$, снятый с одного конца спирали поделить на импульс анода $U_0(E)$, то получаем линейную функцию $f(x) = U_1(E, x)/U_0(E)$ от координаты попадания частицы. Чтобы получить координатный спектр необходимо иметь либо относительно точную электронику деления двух импульсов, либо фиксировать дифференциальным дискриминатором значение импульса $U_0(E_0)$ и в совпадении с этим измерять спектр $U_1(E_0, x)$ с помощью многоканального анализатора. Второй способ мало эффективен и пригоден прежде всего для испытания счетчика.

При испытании счетчика мы не имели делителя импульсов поэтому применяли второй способ и α -источник. Счетчик облучался подвижным коллимированным источником α -частиц $\text{Th}(B+C)$ с шириной пучка $\sim 0,15$ мм. После выбора оптимальной ширины окна дифференциального дискриминатора получили координатный спектр источника в трех положениях, показанный на рис. 2. Расстояние между пиками соответствует 1 мм. Видно, что разрешение по координате не превышает 0,4 мм.

На рис. 3. изображена характеристика счетчика т.е. зависимость положения пика на многоканальном анализаторе от положения источника. Линейный участок характеристики составляет 15 мм из 24 что в случае такого короткого счетчика вполне объясняется краевыми эффектами и геометрией электродов счетчика. Счетчик

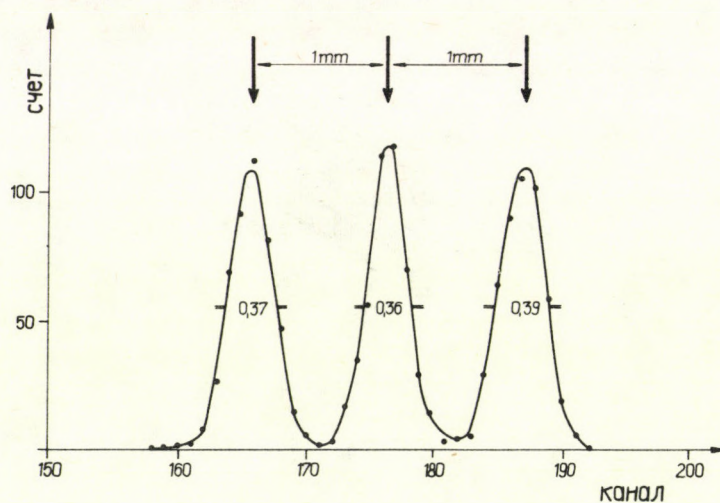


Рис. 2. Амплитудный спектр счетчика соответствующий трем положениям источника.

2.ábra. A számláló amplitudó spektruma három forrás-helyzet esetén.

Fig. 2. Amplitude Spectrum of the counter from three different place of the radioactive source.

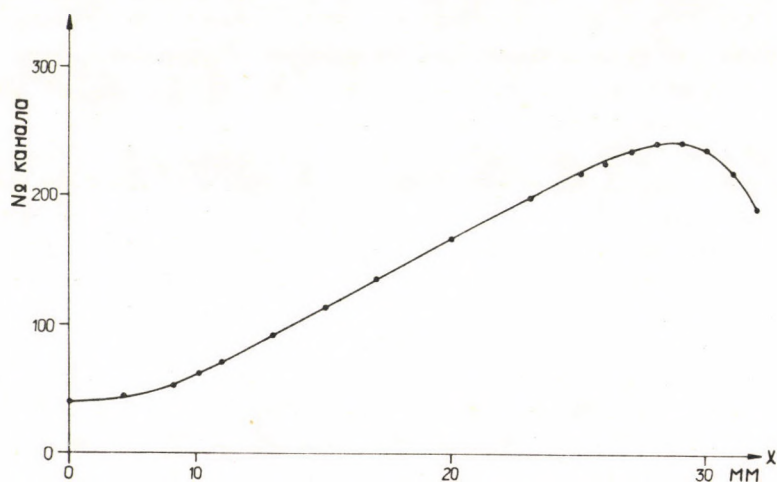


Рис. 3. Характеристика месточувствительного счетчика.

3.ábra. A helyzetérzékeny számláló kalibrálási görbéje.

Fig. 3. Calibration curve of the position sensitive counter.

работал стабильно в течение 5 месяцев и давал результат лучше того, что мы получили многократными счетчиками.

Полученное разрешение 0,4 мм удовлетворяет требованиям магнитного спектрографа, однако надо отметить, что при увеличении длины счетчика требования к точности и стабильности электроники деления импульсов растут линейно.

В заключении автор выражает благодарность дипломанту Л. Пирош за участие в начальном этапе работы и Д. Берени и И. Кадар за консультации и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] F. Illés, D. Berényi and J. Schadek, Nucl. Instr. Meth. 106 /1972/
- [2] Symposium über Ortsbestimmende Detektoren in der Kernphysik Herausgeber: S. Martin, C. Mayer-Böricke Kernforschungsanlage Jülich 1969.
- [3] G. Charpak, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20 /1970/ 195.
- [4] Piross L., Diplomamunka Debrecen, 1969.

IMMERZIÓS LENCSEVEL KOMBINÁLT ABLAKOS KVADRUPOLENCSE ELEKTRONOPTIKAI LEIRÁSA

HORVÁTH LAJOS*, KISS ILDIKÓ, KOLTAY EDE

Uj elektrosztatikus lencsét javasolunk vonal alakú ionnyaláb formálásához elektrosztatikus gyorsítóknál. Megadjuk az új lencsetípus közelítő elektronoptikai leírását.

ELECTRON-OPTICAL DESCRIPTION OF A COMBINED WINDOW-TYPE QUADRUPOLE AND IMMERSION LENS. A new type of electrostatic lens is proposed as a tool for forming line shaped beams for high voltage accelerators. A first order electron-optical description is also presented.

ОПИСАНИЕ КВАДРУПОЛЬНОЙ ЛИНЗЫ С ОТВЕРСТИЯМИ КОМБИНИРОВАННОЙ ИММЕРСИОННОЙ ЛИНЗОЙ. Предлагается новая электростатическая линза для формирования ионного пучка в линию в электростатических ускорителях. Дается приближительное электронно-оптическое описание нового типа линзы.

1. BEVEZETÉS

Töltött részecske gyorsító berendezésekben a részecske-nyaláb formálása és irányítása elektrosztatikus és mágneses ionoptikai elemek segítségével történik. Sok esetben előnyös lehet a hagyományos körkeresztmetszetű nyaláb helyett vonal alakú nyalábforma alkalmazása.

Nehéz ionok [1] vagy többszörösen töltött ionok [2] gyorsítása esetén a gyorsítócső előtt rendszerint egy kétdimenziós eltérítő terekből álló rendszer helyezkedik el, amely a fajlagos töltés szerinti analizátor szerepét tölti be. Az ionforrásból kilépő nyalábban megtalálható neutrális atomi komponens [3] [4] kiküszöbölésére is szokás kétdimenziós eltérítő tereket használni.

* Kossuth Gimnázium, Sátorajjaujhely

A ferdeterű gyorsítócsövekben [5], [6], [7], [8] a homogénterű csöveknél használatos környilású elektródákat résnyílásuakkal helyettesítjük [9]. A maximális megengedhető szekundér elektron energiára tett kikötés az elektródnyílás méretét ugyanis csak a transzverzális térerő komponens tartalmazó irányban korlátozza, az erre merőleges irányban a nyílás szélessége növelhető anélkül, hogy az elektronkivonási sajátságok megváltoznának. Ebben az irányban egyébként a gyorsítócső térszerkezete által előírt speciális nyalábdivergencia korlátozások sem lépnek fel. Mindez azt jelenti, hogy a nyalábszélesség az említett két irányban különböző lehet, azaz a ferdeterű csőben előnyösen gyorsíthatunk vonal alakú nyalábot. Az analizáló mágnes belépő rése a kör keresztmetszetű gyorsított nyalábból egy vékony, vonal alakú részt vág ki. Az ilyenkor fellépő intenzitásvesztesség csökkenthető, ha a belépő résre vonalban fókuszált nyaláb érkezik. Ilyen nyaláb előállítására kvadrupollencséből álló fókuszáló rendszereket használnak egyes esetekben [10], [11], azonban sokkal egyszerűbb megoldás adható, ha az előbbieken mondtaknak megfelelően az egész gyorsítócsövön vonal alakú nyalábot gyorsítunk.

Axiális fókuszálás nélküli mágneses nehéz részecske spektrográf alkalmazásánál lehetőség van arra, hogy a targetre vonal alakú nyalábot ejtsünk. A nyaláb méreteit ez esetben csak a spektrográf belépő részére merőleges irányban kell korlátoznunk, minthogy a nyalábvonal hossza csak a magasabbrendű effektusokon keresztül szól bele a berendezés felbontóképességébe. Különös előny a vonalfókuszú bombázás olyan esetben, amikor a target készítése axiális fókuszálás nélküli tömegszeparátorban történik, itt ugyanis a felrakott targetfolt tömegeloszlása a szeparátor vonalszerű fókuszának alakját követi.

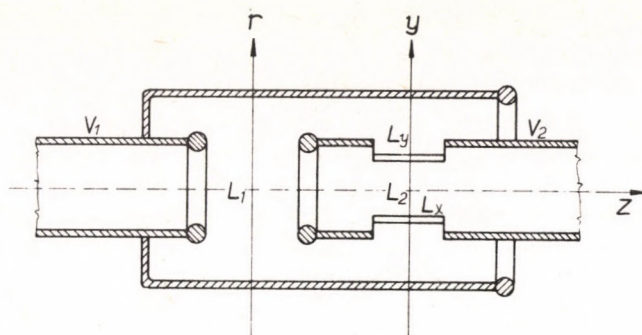
Az elmondott indokok alapján előnyösnek tartjuk a vonalfókuszú nyalábvezetés alkalmazását speciális célú nagyfeszültségű gyorsítóberendezésekben.

Megmutatjuk, hogy a Heijn és Bouwers által ismertetett immerziós hengerszimmetrikus lencse [12] és egy Gregory-Sanders féle [13], [14] ablakos kvadrupolszinglet 1. ábra szerinti kombinálásával olyan egyszerű lencserendszert nyerünk, amely az ionforrásból kivont hengerszimmetrikus nyalábot a kívánt vonal alakba deformálja a gyorsítócsőbe való belépés előtt. Bemutatjuk az itt használt elektródelrendezésekre vonatkozó térszerkezeti vizsgálatok eredményeit és közelítő leírást adunk a javasolt új lencserendszer fókuszálási sajátságaira.

2. TÉRSZERKEZETI VIZSGÁLATOK

A javasolt új lencserendszer elemeinek térszerkezetét elektrolittankban végzett mérések útján vizsgáltuk.

Az 1. ábrán L_1 -gyel jelzett gyorsító-lencse térszerkezetére vonatkozó adatokat egy korábbi közleményünkben vettük át [15]. Ezekben a mérésekben a külső árnyékolóhenger teljes hossza a belső elektródaátmérő 2,5-szerese volt, jelen alkalmazá-



1. ábra. Immerziós hengersizmetrikus lencse $/L_1/$ és ablakos kvadrupólszinglett $/L_2, L_x, L_y/$ kombinációja.

Fig. 1. The combined window-type quadrupole $/L_2, L_x, L_y/$ and immersion $/L_1/$ lens.

Рис. 1. Комбинация иммерсионной цилиндрической линзы и квадрупольной линзы с отверстиями $/L_2, L_x, L_y/$.

sainknál ez az arányszám maximálisan 4-ig változott. A gyorsítóter szerkezetében emiatt fellépő kismérvű változást mérés-technikai nehézségek miatt nem tanulmányoztuk, s a 3. pontban ismertetett közelítő számításoknál az előbbi esetre vonatkozó adatokat használtuk. A közelítés adott fokán ez az elhanyagolás megengedhető.

A térmérések eredményeiből itt csupán azt idézzük, hogy a gyorsítóresben mért tengelypotenciál menet a

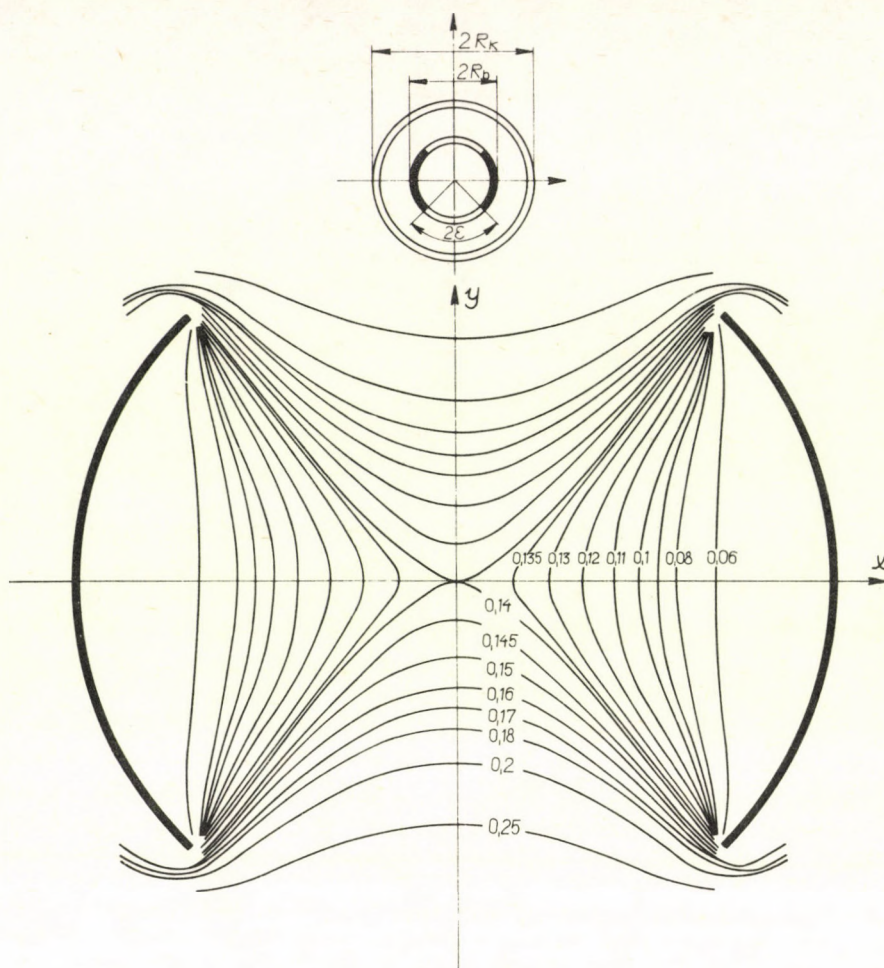
$$\phi(0,0,\frac{z}{R_b}) = \frac{v_1+v_2}{2} + \frac{v_2-v_1}{1,7724} \int_0^{-0,7033z/R_b} \exp(-x^2) dx -$$

$$-(v_2-v_1) \begin{cases} 0,175 \exp[-(\frac{z}{R_b} - 0,075)^2/0,537]; & \text{ha } \frac{z}{R_b} \geq 0,075 \\ 0,175 \exp[-(\frac{z}{R_b} - 0,075)^2/1,68]; & \text{ha } \frac{z}{R_b} < 0,075 \end{cases} \quad (1)$$

formulával közelíthető, ahol az első két tag a külső árnyékoló-henger nélküli szimmetrikus felépítésű lencse tengelypotenciál formuláját adja.

Az árnyékolóhenger és a belső, kivágásokkal ellátott hengerelektróda között a belső henger belsejében kvadrupóljellegű tér alakul ki [13], [14], ez a tér felel meg L_2, L_x, L_y -nal jelzett kombinált lencsének.

Az ablak középsíkjától mért z koordináta 0 értékére a $\phi(x,y,0)$ potenciáeloszlást az $R_k/R_b=2,2$ és $\ell=2R_b$, illetve $R_k/R_b=2,2$ és $\ell=0,9 R_b$ adatokkal jellemzett elektródelrendezésre a 2. és 3. ábrán mutatjuk be. Látható, hogy a $\phi(x,y,z)=v_2-(v_2-v_1)p$ alakban felírt potenciál p változója szerint ábrázolt ekvipotenciálisok alakja az ablakhossz csökkenésével egyre inkább eltér



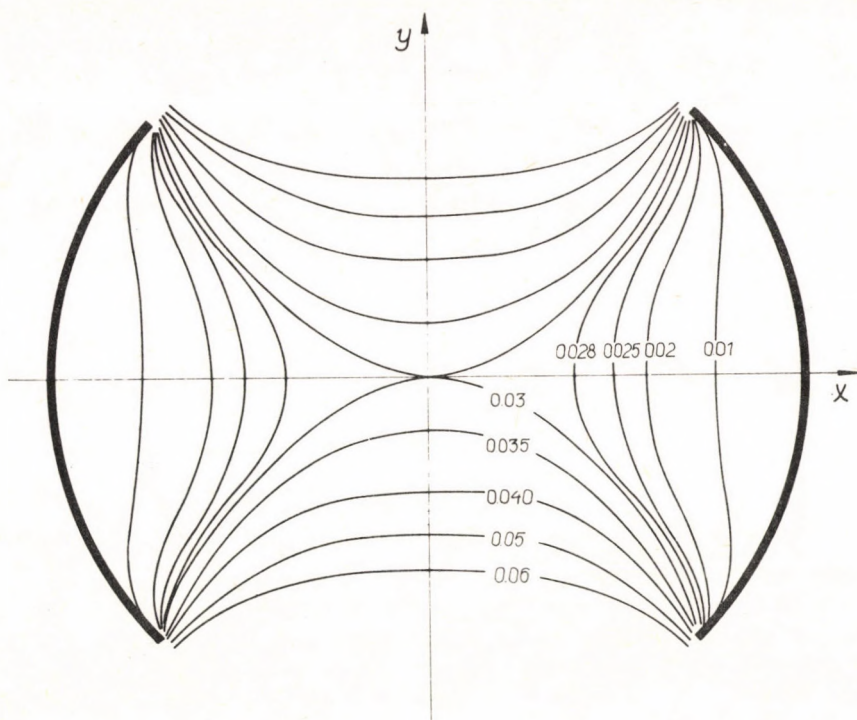
2.ábra. Mért potenciáeloszlás az ablak középsíkjában $l=2R_b$ esetén.

Fig. 2. Measured potential distribution in the lens reference plane for $l=2R_b$.

Рис. 2. Экспериментальное распределение потенциала в средней плоскости отверстия $l=2R_b$.

a szimmetrikus kvadrupól szerkezettől. Az x illetve y tengely menti változás eltérő jellege jól szemléltethető két különböző ablakhossz $l=\infty$ és $l=0,5$ esetében az $R_k/R_b=1,5$ sugárviszonyhoz tartozó 4. ábrán. Másik szembetűnő térszerkezeti sajátosság a központi f potenciál ablakhossz-függése. Erre vonatkozó görbék mutat be az 5. ábra $R_k/R_b=2,2$ illetve $R_k/R_b=1,5$ mellett a $0,6 R_b$ -től $2,2 R_b$ -ig változó ablakhosszak esetére. A görbék további menetét mérés technikai nehézségek miatt nem tudtuk követni, a szaggatott vonalak az $l=\infty$ ablakhosszhoz tartozó mért központi potenciál adatokat jelzik. A tér z tengely menti változását a 6. ábra szemlélteti, ezen az egyes görbék a $p(x_0, 0, z)$ illetve $p(0, y_0, z)$ függvény $x_0=0; 0,2 R_b; 0,4 R_b; 0,6 R_b$ illetve $y_0=0,2 R_b; 0,4 R_b; 0,6 R_b$ értékek mellett mutatott z függését

adják meg.



3.ábra. Mért potenciáeloszlás az ablak középsíkjában $l=0,9 R_b$ esetén.

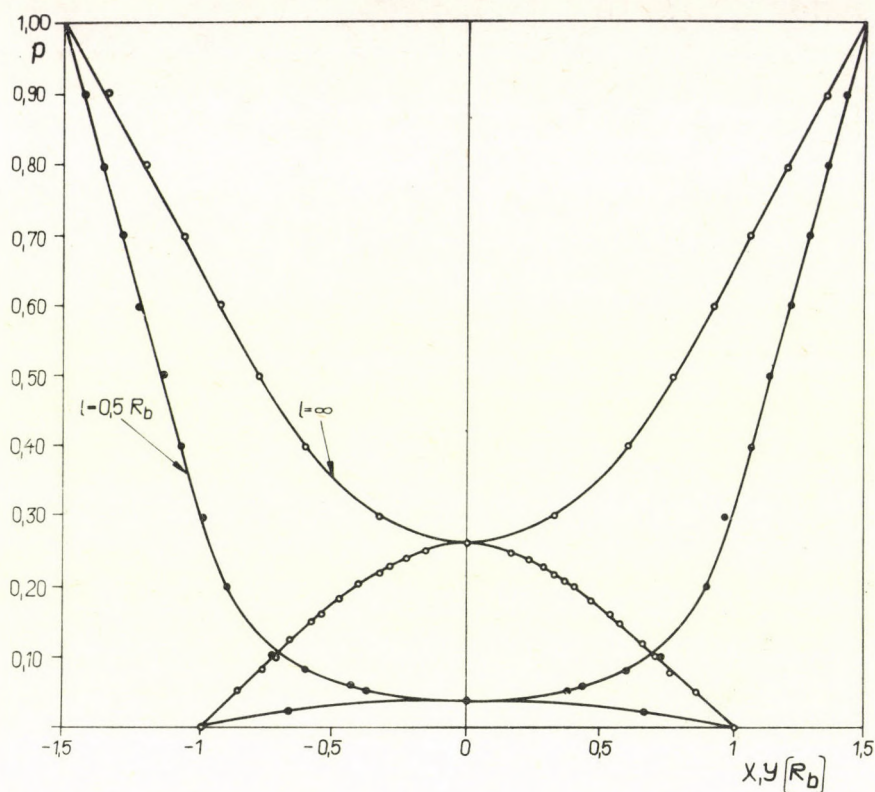
Fig. 3. Measured potential distribution in the lens reference plane for $l=0,9 R_b$.

Рис. 3. Экспериментальное распределение потенциала в средней плоскости отверстия $l=0,9 R_b$.

A z koordinátától való függést a szokásos [16]

$$g(z) = \frac{p(x_0, y_0, 0)}{\left\{1 + \left(\frac{z}{q}\right)^2\right\}^2} \quad (2)$$

függvénnyel pontosan ki lehet írni, amint azt a 6. ábráról vett $p(0,0,z)$ kísérleti potenciáeloszlásra illesztett, számított görbének a mért pontokkal való egyeztetése mutatja [7. ábra]. Ilyen alapon kézenfekvő volt a teljes potenciáeloszlást a véges ablakhosszakra Fishkova és munkatársai által eredményesen használt formulának [14] a fenti faktorial bővített alakjából kiindulni.



4.ábra. x illetve y tengely menti potenciálváltozás $R_k/R_b=1,5$ sugárviszonynál $l=\infty$ és $l=0,5 R_b$ ablakhosszakra.

Fig. 4. Potential distributions along the x and y axis for $R_k/R_b=1,5$ with window length values $l=\infty$ and $l=0,5 R_b$.

Рис. 4. Изменение потенциала вдоль оси x и y / $R_k/R_b=1,5$, $l=\infty$, и $l=0,5 R_b$ /.

Első lépésként a

$$\phi(x, y, z) = v_2 - (v_2 - v_1) \left\{ K_0 + \frac{K_2}{R^2} (x^2 - y^2) \right\} \left\{ 1 + \left(\frac{z}{q} \right)^2 \right\}^{-2} \quad (3)$$

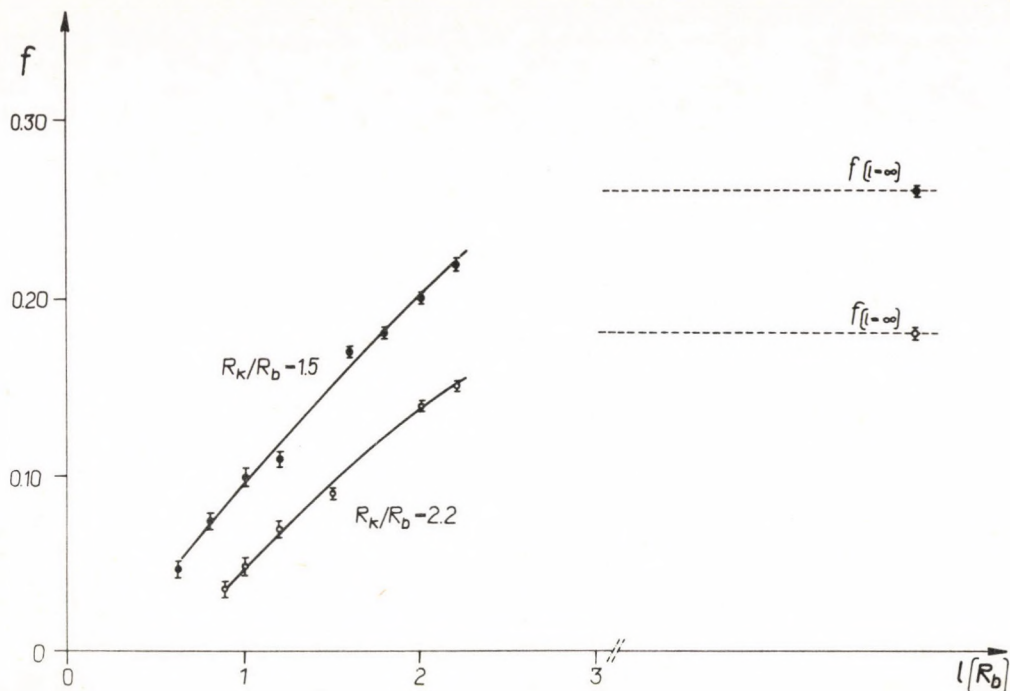
ahol

$$R = \frac{R_b + R_k}{2}$$

formulát alkalmaztuk, s a $\phi(x, y, 0)$ kísérleti pontok felhasználásával a legkisebb négyzetek módszerével határoztuk meg K_0 és K_2 értékét. A koordinátákban a negyedfoku tagokat figyelembe véve a

$$\phi(x, y, z) = v_2 - (v_2 - v_1) \left\{ K_0 + \frac{K_2}{R^2} (x^2 - y^2) + \frac{K_4}{R^4} (x^4 - 6x^2y^2 + y^4) \right\} \left\{ 1 + \left(\frac{z}{q} \right)^2 \right\}^{-2} \quad (4)$$

közelítés adódik, itt K_0 , K_2 és K_4 együtthatók meghatározása hasonló módon történt.



5. ábra. Az f középponti potenciál ablakhossz függése.

Fig. 5. Central potential vs. window length.

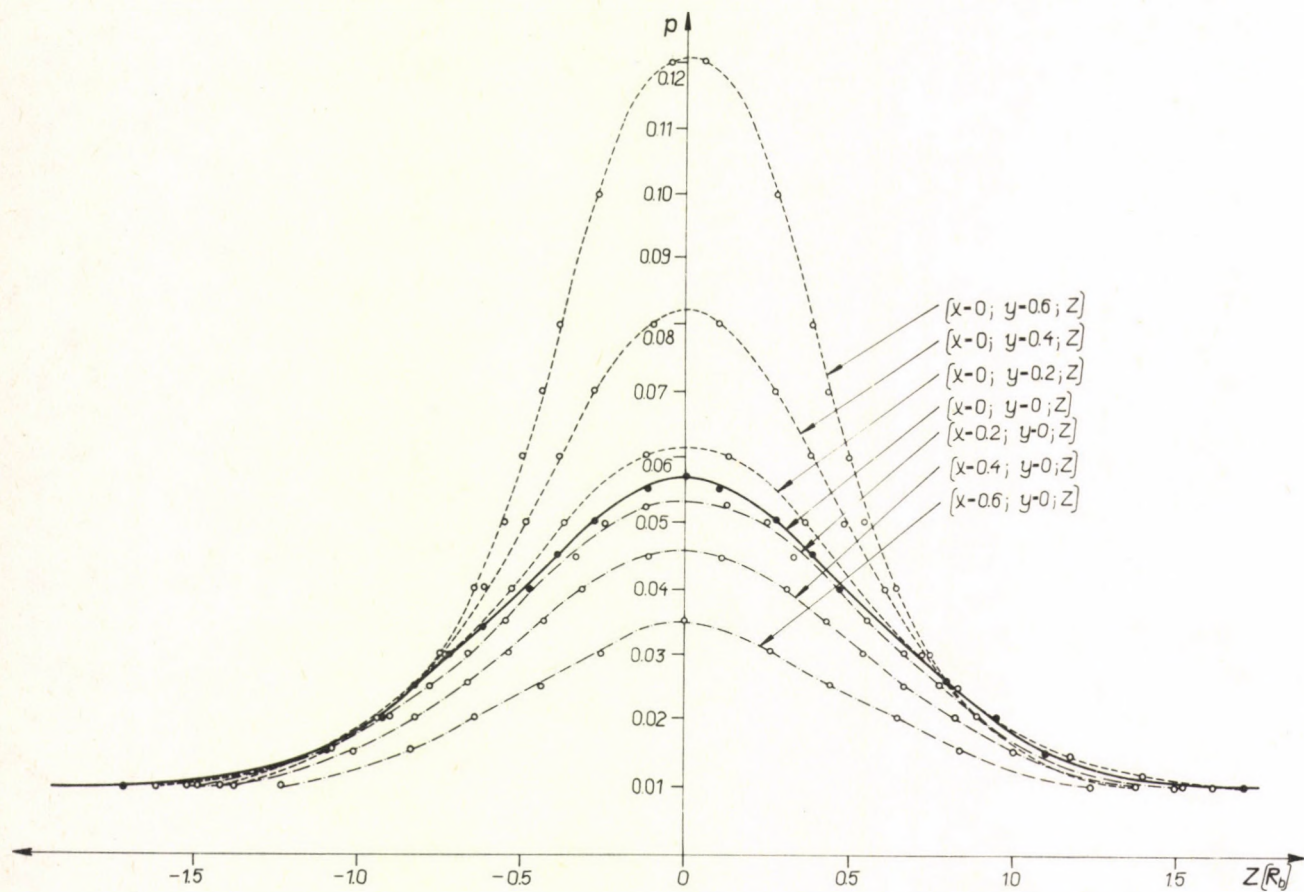
Рис. 5. Зависимость центрального потенциала от длины отверстия.

A mérési eredményeket a (3) és (4) formulából számított pontokkal $R_k/R_b=2,2$ sugárviszony mellett az $\ell=R_b$ illetve $\ell=2R_b$ ablaknyílásokra a 8. illetve 9. ábrán hasonlítjuk össze. Az ábrákon $\circ$ a (3), $\bullet$ a (4) formulából adódó pontokat, + és a folytonos vonal a kísérletileg talált eloszlásokat jelzi. Látható, hogy a felírt formulák csak szűk tengelyközeli tartományban írják le helyesen a véges ablakhosszuságú lencse terét. Emiatt a potenciáeloszlást úgy módosítottuk, hogy az figyelembe vegye az x illetve y irányban a különböző elektródatávolságot s az e szakaszokon eső különböző feszültségeket. Ezt a feltételt a következő egyszerű eloszlás teljesíti:

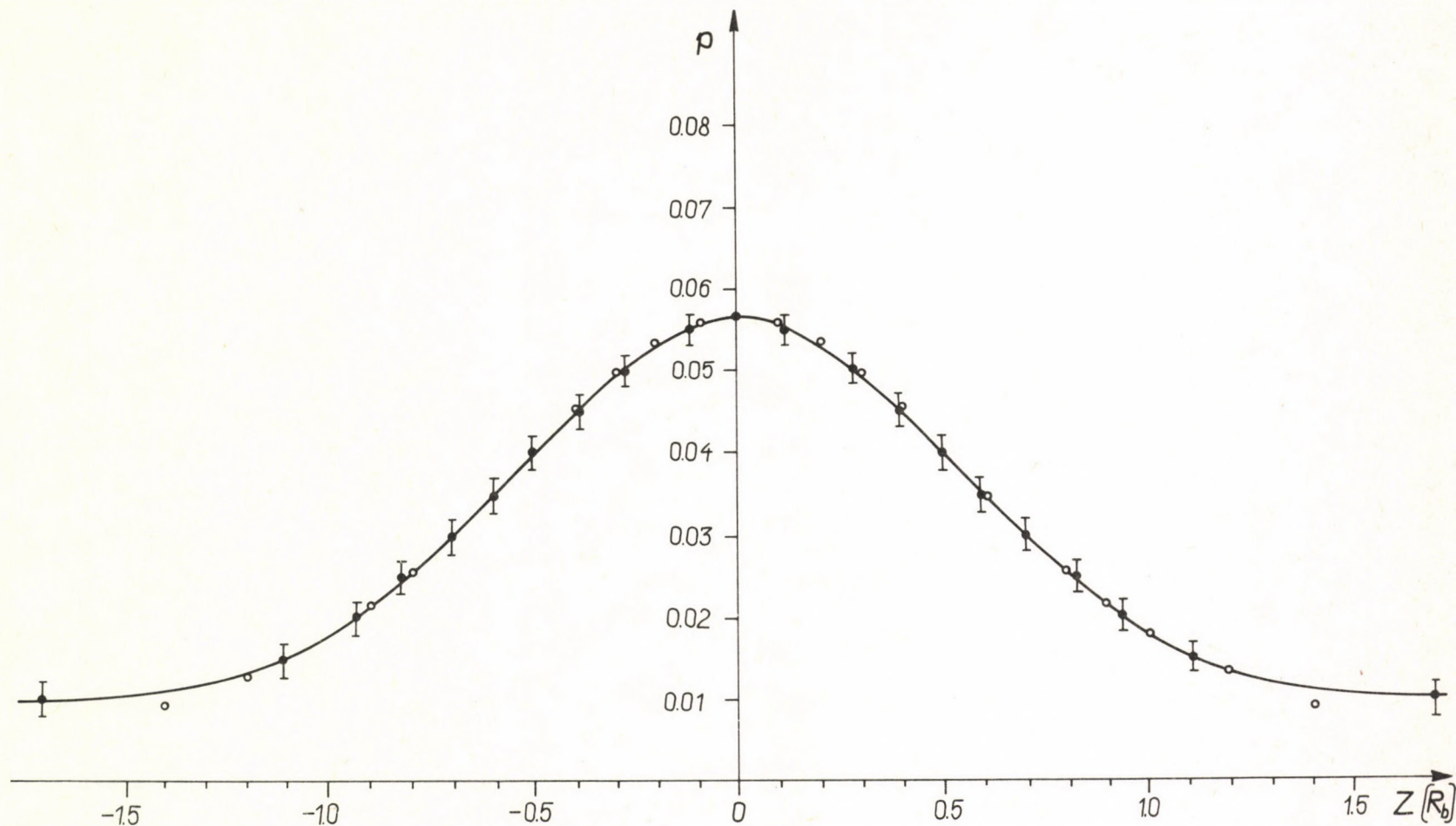
$$\phi(x, y, z) = v_2 - (v_2 - v_1) \left\{ f + k \left[(1-f) \left(\frac{y}{R_k} \right)^2 - f \left(\frac{x}{R_b} \right)^2 \right] \right\} \left\{ 1 + \left(\frac{z}{g} \right)^2 \right\}^{-2}. \quad (5)$$

A 8. illetve 9. ábrák esetére meghatározott konstansok értéke $f=0,057$, $k=0,8$ illetve $f=0,14$, $k=1,47$.

Az ezekkel számított potenciálértékek /az ábrán $\circ$ -rel jelezve/ az előbbieknél jobban közelítik a mért eloszlásokat.



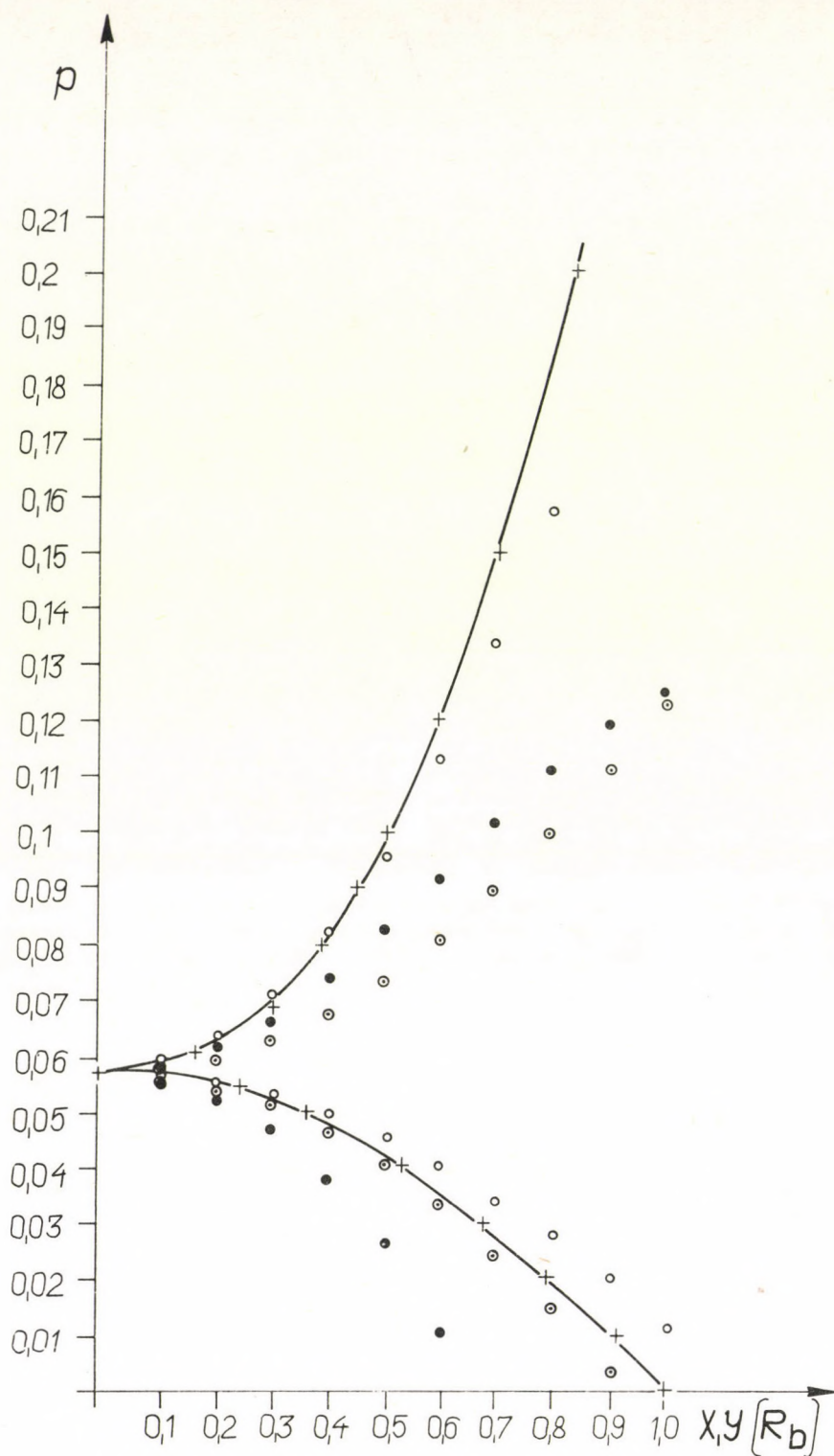
6.ábra. Mért z tengely menti potenciáeloszlások $/\ell=R_b, R_k/R_b=2,2/$.
 Fig. 6. Measured potential distribution along z axis $/\ell=R_b, R_k/R_b=2.2/$.
 Рис. 6. Экспериментальные распределения вдоль оси z $/\ell=R_b, R_k/R_b=2,2/$.



7.ábra. Mért z tengely menti potenciáeloszlás összehasonlítása a (2) formula szerinti görbével.

Fig. 7. Comparison of the measured potential distribution with a curve calculated from Equation 2.

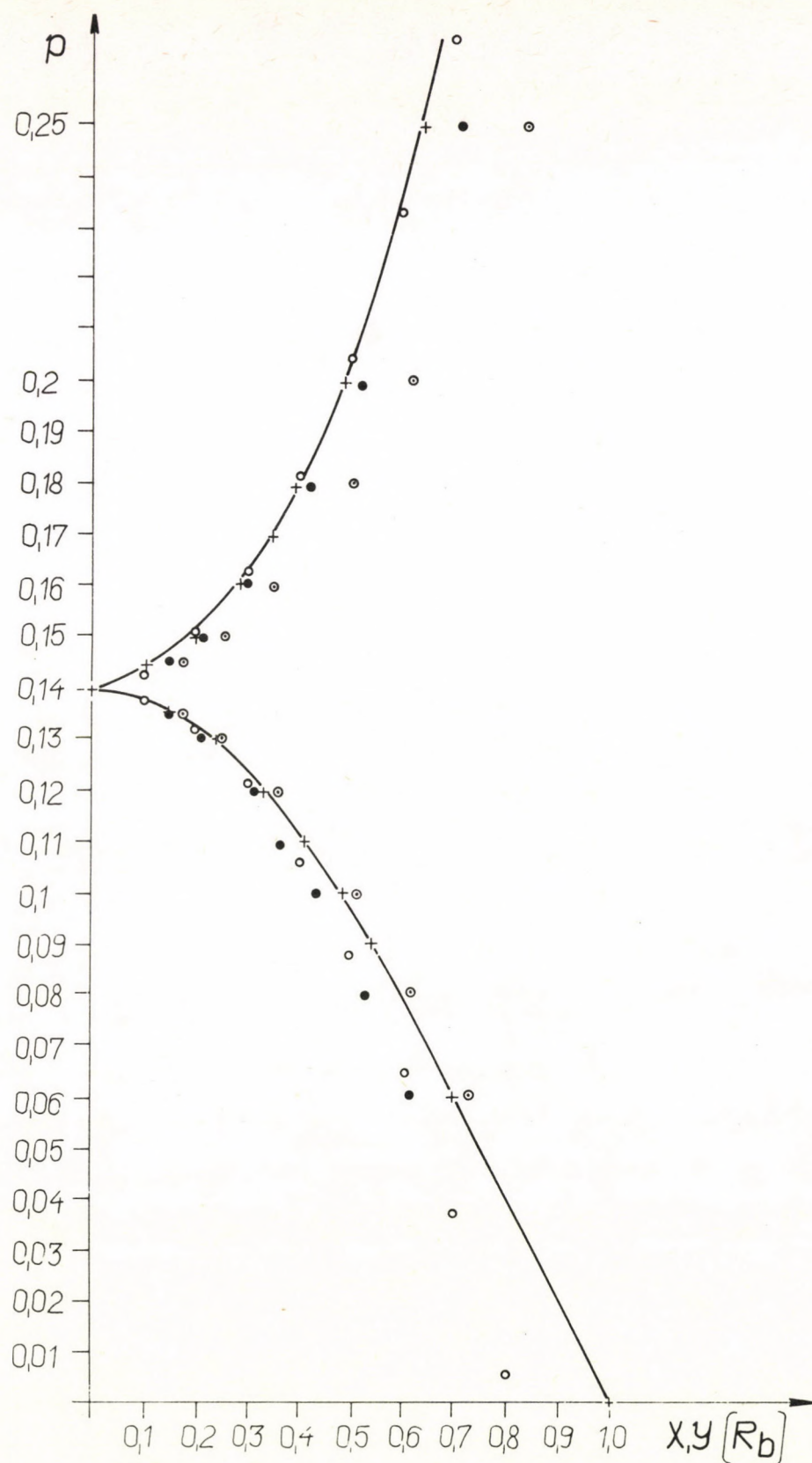
Рис. 7. Сравнение экспериментального распределения потенциала вдоль оси z и расчетного по формуле (2).



8.ábra. $p(x, 0, 0)$ és $p(0, y, 0)$ mért és számolt potenciál eloszlások $l=R_b$, $R_k/R_b=2,2$ esetén.

Fig. 8. Measured and calculated $p(x, 0, 0)$ and $p(0, y, 0)$ potential distributions for $l=R_b$, $R_k/R_b=2.2$.

Рис. 8. $p(x, 0, 0)$ и $p(0, y, 0)$ экспериментальные и расчетные распределения потенциала $l=R_b$, $R_k/R_b=2,2$.



9.ábra. $p(x,0,0)$ és $p(0,y,0)$ mért és számolt potenciáeloszlások $l=2R_b$, $R_k/R_b=2,2$ esetén.

Fig. 9. Measured and calculated $p(x,0,0)$ and $p(0,y,0)$ potential distributions for $l=2R_b$, $R_k/R_b=2.2$.

Рис. 9. $p(x,0,0)$ и $p(0,y,0)$ экспериментальные и расчетные распределения потенциала $l=2R_b$, $R_k/R_b=2,2$.

A (2) függvényalaknak a mérésekkel való összevetéséből q meghatározható. A 8. illetve 9. ábra esetére R_b egységekben $q=1,14$ illetve $q=1,52$ értékeket nyertünk. Innen az esetünkre

$$L_{eff} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} p(x_0, y_0, z) dz}{p(x_0, y_0, z_0)} \quad (6)$$

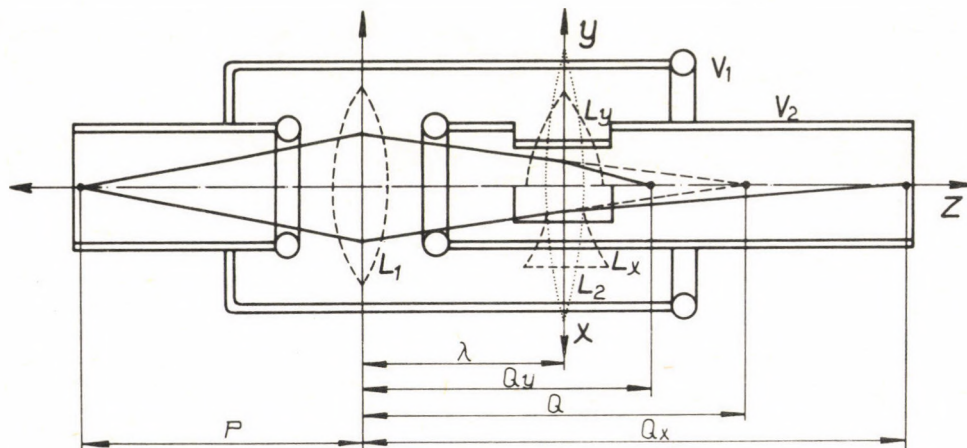
alakban felírható effektív hossz (2) szerint

$$L_{eff} = \frac{1}{2} \pi q \quad (7)$$

értékei az előbbi esetekre $L_{eff}=1,79$ illetve $L_{eff}=2,40$.

3. ELEKTRONOPTIKAI SAJÁTSÁGOK.

Az előbbieken nyert potenciálformulák lehetővé teszik a terek elektronoptikai tulajdonságainak közelítő leírását. További megfontolásainkban a sugármenet megszerkesztésével és egyes optikai elemek helyzetével foglalkozó 10. ábrára támaszkodunk. Ugyanitt adjuk meg a használt jelölések meghatározását.

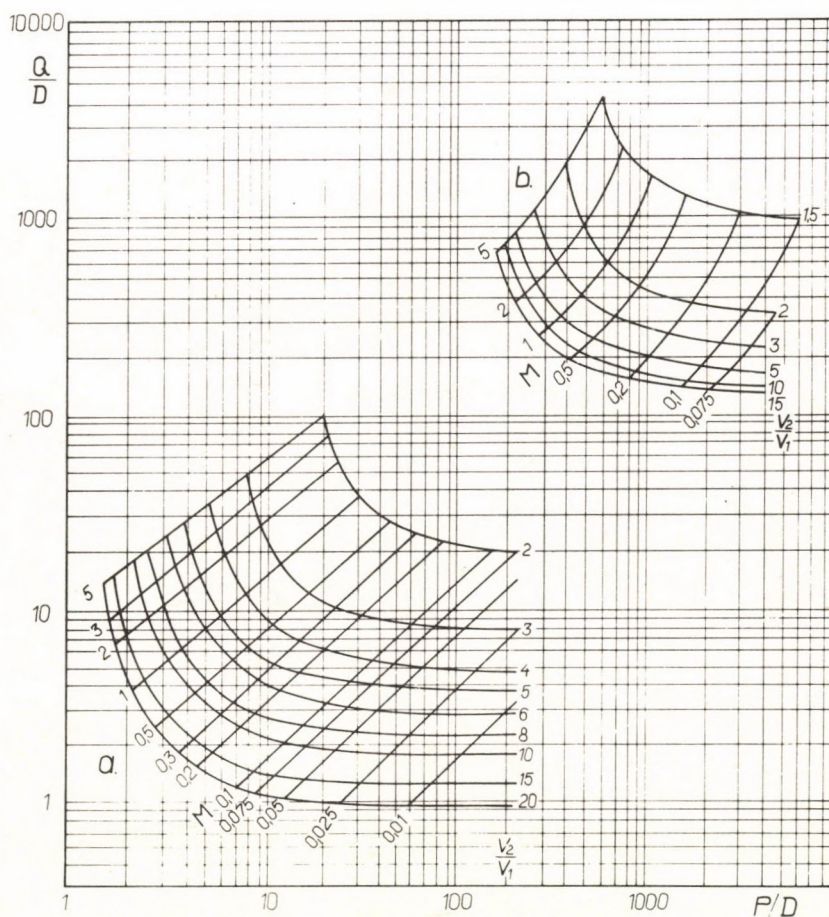


10.ábra. Az alkalmazott lencsekombináció az elektronoptikai sajátosságok meghatározásához szükséges jelölésekkel.

Fig. 10. The combined lens with the notations used.

Рис. 10. Комбинация линз с необходимыми символами.

Az L_1 forgásszimmetrikus lencse optikai karakterisztikáit idézett korábbi vizsgálatainkban [15] a Gans-féle poligonmódszerrel végzett pályaszámítások feldolgozásával határoztuk meg. Ezekből az eredményekből az összetartozó tárgy- és képtávolságokat, a feszültségviszony függvényében bemutató P-Q diagramot idézzük fel a 11. ábra "a" görbeseregében. A megfelelő fókusz távolság-görbék a 12. ábra a. részében láthatók. Itt F_i illetve f_i a középsíktól illetve a fősíktól mért fókusz távolságokat jelenti, $i=1$ illetve 2 a tárgy- illetve képoldali adatokra utal.



11. ábra. P - Q diagramok

a. L_1 lencse

b. L_2 lencse

Fig. 11. P - Q diagrams

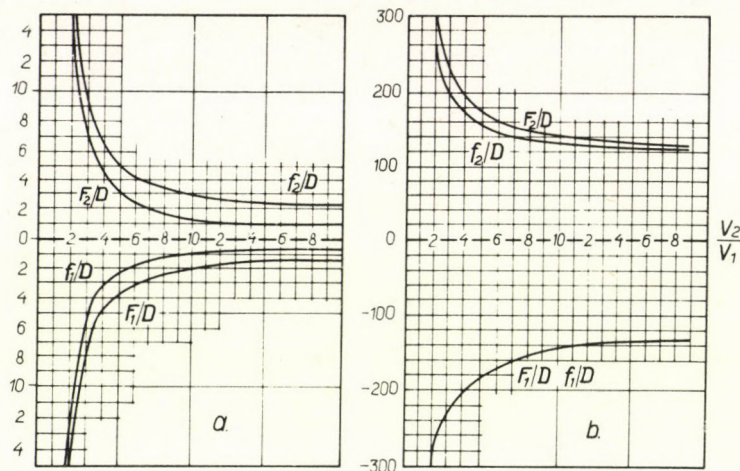
a. L_1 lens

b. L_2 lens

Рис. 11. P - Q диаграммы

a. линза L_1

b. линза L_2



12. ábra. Fókusz távolsággörbék

a. L_1 lencse

b. L_2 lencse

Fig. 12. Focal length diagrams

a. L_1 lens

b. L_2 lens

Рис. 12. Фокусные расстояния

a. линза L_1

b. линза L_2

Az ablak terében az (5) formula szerint a tengelypotenciál nullától különböző:

$$\phi(x, y, z) = v_2 - (v_2 - v_1) f \left\{ 1 + \left(\frac{z}{q} \right)^2 \right\}^{-2}. \quad (8)$$

Ez az eloszlás egy hengerszimmetrikus lencsét reprezentál L_2 , amelynek optikai sajátosságai könnyen nyerhetők az L_1 esetéhez hasonlóan keresztülvitt Gans típusú számításokból. A 11. ábra "b" görbeserege, illetve a 12. ábra b. része az L_2 lencsére nyert megfelelő adatokat mutatja. Az ábrapárok összehasonlításából látható, hogy L_2 az L_1 -hez képest elhanyagolhatóan gyenge.

Az ablak terének hatása legegyszerűbben úgy vehető figyelembe, ha a vékonynek tekintett L_x illetve L_y lencsét a két egymásra merőleges irányban az

$$f_x = - \frac{1}{\beta_x^2 L_{eff}} \quad \text{illetve} \quad f_y = \frac{1}{\beta_y^2 L_{eff}} \quad (9)$$

fókusz távolsággal jellemezzük, ahol β_x -et illetve β_y -t

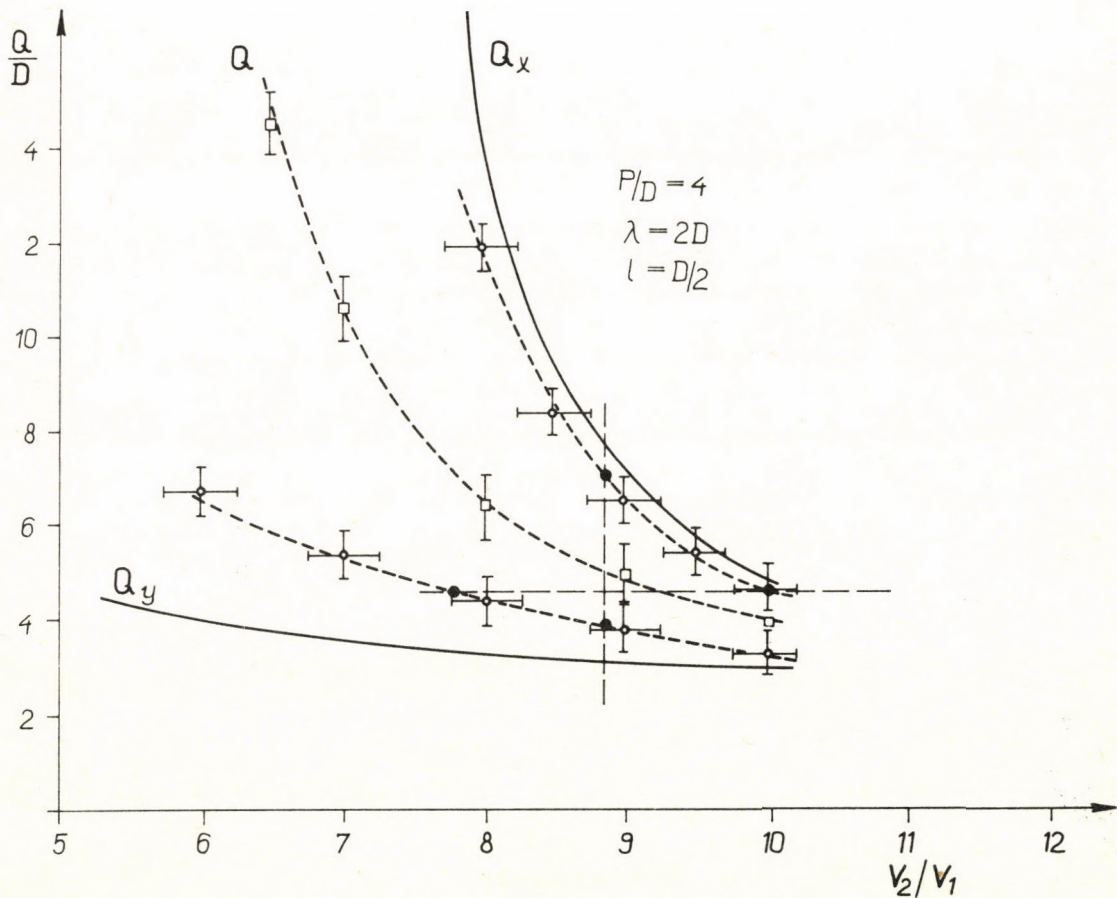
$$x'' - \frac{1}{2\phi_0} E_x = 0 \quad \text{illetve} \quad y'' - \frac{1}{2\phi_0} E_y = 0 \quad (10)$$

trajektóriaegyenlet

$$x'' - \beta_x^2 x = 0 \quad \text{illetve} \quad y'' - \beta_y^2 y = 0$$

átjelölésével vezetjük be. Az (5) potenciálformulából a fókusz-távolságok esetünkre

$$f_x = - \frac{1}{(1 - \frac{v_1}{v_2}) \frac{Kf}{R_b^2} L_{eff}} \quad \text{illetve} \quad f_y = \frac{1}{(1 - \frac{v_1}{v_2}) \frac{K(1-f)}{R_k^2} L_{eff}}. \quad (11)$$



13. ábra. A mért és számolt képtávolság adatok összehasonlítása.

Fig. 13. Comparison of measured and calculated image distances for the combined lens.

Рис. 13. Сравнение экспериментальных и расчетных данных изображения.

E lencsék hatása különbözőképpen módosítja az (x, z) illetve (y, z) síkban a képtávolságokat, eredményül különböző Q_x illetve Q_y eredő képtávolságokat nyerünk a defókuszáló, illetve fókuszáló síkban. A sugármenetek elemi szerkesztéséből adódnak a következő formulák [17]:

$$Q_y = \lambda + \frac{Q - \lambda}{1 + (Q - \lambda) \left(1 - \frac{v_1}{v_2}\right) \frac{K(1-f)}{R_k^2} L_{eff}} \quad (12)$$

$$Q_x = \lambda + \frac{Q - \lambda}{1 - (Q - \lambda) \left(1 - \frac{v_1}{v_2}\right) \frac{Kf}{R_b^2} L_{eff}} \quad (13)$$

azaz L_1 lencsére ismert Q értékéből, valamint a geometriai és potenciáladatokból a két egymásra merőleges síkban mérhető képtávolság egyszerűen meghatározható.

Az előbbi tárgyalás ellenőrzésére végzett mérések eredményeit a 13. ábrán mutatjuk be. Egy ionforrás előfókuszáló rendszerében használt ablakos gyorsító-lencse által adott x illetve y irányú képtávolságokat hasonlítjuk össze a (12) illetve (13) formulákból számolt megfelelő adatokkal. Látható, hogy a számított görbék jól követik a mért görbék menetét. A tárgyalás finomítására illetve a gyakorlati alkalmazások lehetőségeinek tisztázására további vizsgálatokat folytatunk.

A szerzők egyike, Horváth Lajos köszönetet mond a Magyar Tudományos Akadémiának és az Atommag Kutató Intézet igazgatójának, hogy e munka elvégzését középiskolai tanári ösztöndíj biztosításával számára lehetővé tette.

IRODALOM

- [1] F. G. Ruedenauer, I.E.E.E. Trans. Nucl. Sci. NS-16, No 3. /1969/ 35.
- [2] P. H. Rose, K. H. Purser, A. B. Wittkower, I.E.E.E. Trans. Nucl. Sci. NS-12, No 3. /1965/ 251.
- [3] K. Firth, D. R. Chick, J. Sci. Instr. 30 /1953/ 117.
- [4] D. Bódizs, E. Koltay, A. Szalay, Nucl. Instr. Meth. 94 /1971/ 537.
- [5] R. J. Van de Graaff, P. H. Rose, A. B. Wittkower, Nature, 195 /1962/ 1293.
- [6] E. Koltay, Physics Letters, 4 /1963/ 66.
- [7] B. Gyarmati, E. Koltay, Nucl. Instr. Meth. 66 /1968/ 253.

- [8] E. Pásztor, P. Klostka, E. Klopfer, I.E.E.E. Trans. Nucl. Sci. NS-18, No 3. /1971/ 82.
- [9] K. H. Purser, A. Galejs, P. H. Rose, R. J. Van de Graaff, A. B. Wittkower, Rev. Sci. Instr. 36 /1965/ 453.
- [10] P. Bretonneau, M. Dumail, P. Kerzreho, Journal de Physique Appliquée 26 /1965/ 35A.
- [11] А. В. Андросов, Э. Колтаи, Г. М. Осетинский, Д. Сабо, И. А. Чепурченко, О.И.Я.И.-Л.Н.В. 9-2922 /1966/
- [12] F. A. Heijn, A. Bouwers, Phil. Techn. Rundschau 6 /1941/ 46.
- [13] B. C. Gregory, K. F. Sanders, Journal of Electronics and Control 13 /1962/ 123.
- [14] Т. Ya. Fishkova, E. V. Shpak, M. Szilágyi, S. Ya. Yavor, Periodica Polytechnica Elektr. Eng. 12 /1968/ 301.
- [15] B. Gyarmati, E. Koltay, ATOMKI Közlemények 9 /1967/ 319.
- [16] С. Я. Явор, Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами, АТОМИЗДАТ Москва 1968.
- [17] I. Kiss, E. Koltay, A. Szalay, E. V. Shpak, Nucl. Instr. Meth. megjelenés alatt.

EGYCSATORNÁS AMPLITUDÓ ANALIZÁTOR

BIBÓK GYÖRGY

A cikk egy integrált áramkörökkel felépített egycsatornás amplitudó analizátort ismertet. A berendezés eredményesen használható különböző alakú bemenőjelek esetén, kis holtidővel, stabil diszkriminációs szinttel és csatornaszélességgel rendelkezik.

SINGLE CHANNEL AMPLITUDE ANALYZER. A single channel amplitude analyzer on IC-s is described. The instrument can be successfully used at different input pulse shapes, it has a short dead time, stable threshold of discrimination and channel width.

ОДНОКАНАЛЬНЫЙ АНАЛИЗАТОР АМПЛИТУДЫ. В публикации описано построение и данные одноканального анализатора на интегральных схемах. Прибор успешно может быть использован при измерении амплитудного спектра импульсов разных форм. Устройство имеет малое мертвое время, стабильный порог дискриминации, и стабильную ширину канала.

Az egycsatornás amplitudó analizátor áramkörökkel szemben általában a következő igényeket támasztjuk [1]:

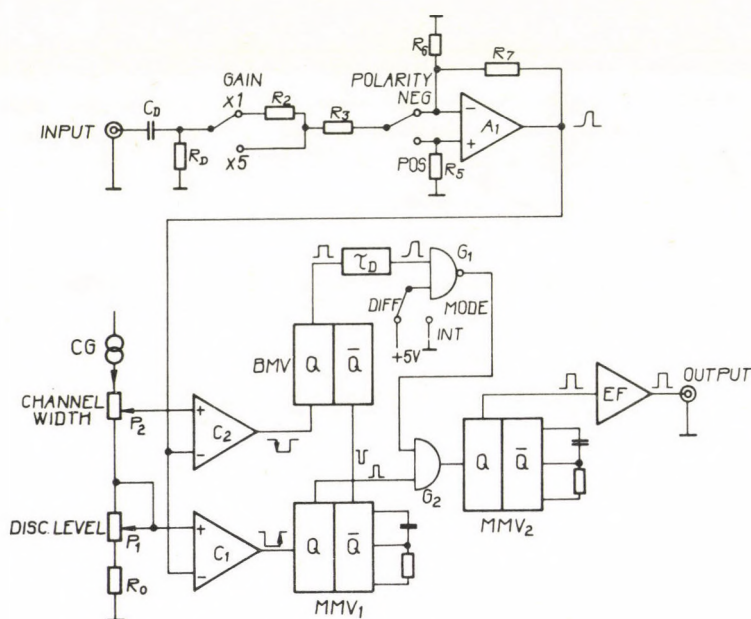
- 1/ a diszkriminációs szint és a csatornaszélesség jó stabilitása,
- 2/ kis holtidő,
- 3/ a diszkriminációs szint és a csatornaszélesség jelalaktól, jel nagyságtól és a jel másodpercenkénti beütésszámától való függetlensége,
- 4/ koincidencia méréseknél ezen felül még a kimenőjel a bemenőjelhez viszonyított késleltetésének minimális időszórása.

Az alábbiakban leírt berendezés egyszerű felépítésű, nagy megbízhatóságu integrált áramkörös készülék, mely a fenti első

három követelményt teljesíti, és eredményesen felhasználható különböző alaku jelsorozat amplitudó eloszlásának meghatározásához, amennyiben a mérőrendszer koincidencia áramköröket nem tartalmaz. A berendezés működési elvéből következően igen kis holtidővel rendelkezik.

A BERENDEZÉS MŰKÖDÉSE

A készülék blokkvázlata az 1. ábrán látható. A bemenőjelet a C_D - R_D tagokból álló passzív differenciáló kör formálja $\tau=100 \mu\text{sec}$ időállandóval. A kívánt erősítést a GAIN kapcsoló segítségével állíthatjuk be $\times 1$ vagy $\times 5$ értékre, úgy, hogy az A_1 jelű műveleti erősítő soros bemenő tagját változtatjuk R_2 , R_3 /, miközben az R_7 visszacsatoló ellenállás állandó. A POLARITY kapcsolóval választhatjuk ki a bemenőjel polaritását úgy, hogy az A_1 műveleti erősítő kimenetén a jel polaritása mindig pozitív legyen. Ezt a jelet vezetjük a C_1 és C_2 jelű komparátorok invertáló bemeneteire. A C_1 komparátor nem-invertáló bemenetére adjuk a diszkriminációs szintnek megfelelő feszültséget.

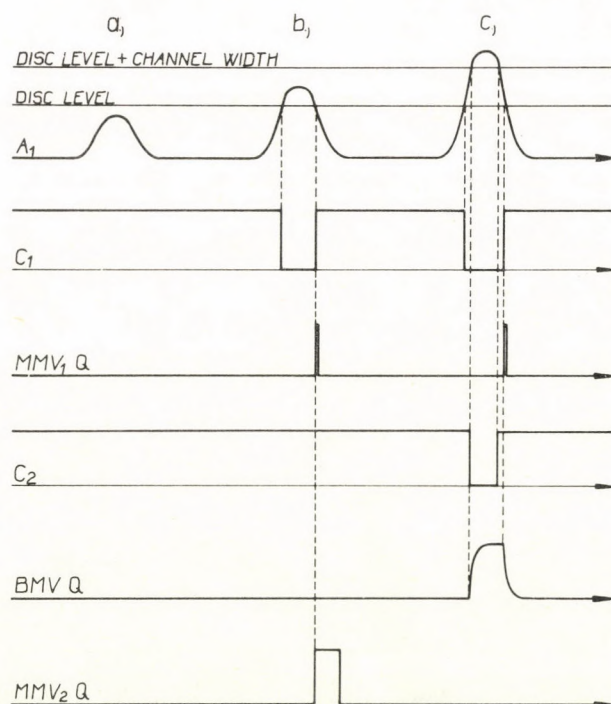


1. ábra. Az egycsatornás amplitudó analízátor blokkvázlata.

Fig. 1. Block diagram of the single channel analyzer.

Рис. 1. Блок-схема одноканального анализатора.

Ezt a CG áramgenerátorból, a P_1 DISC LEVEL és P_2 CHANNEL WIDTH feliratu potencióméterekből, és az R_0 ellenállásból álló előfe-szítő hálózat állítja elő. R_0 szabja meg a minimális diszkrimi-nációs szintet, míg a P_1 potencióméterrel a diszkriminációs szint folyamatosan szabályozható. Amennyiben az A_1 erősítő kimenőjele nem éri el P_1 potencióméteren beállított DISC LEVEL szintet, a C_1 komparátor nem billen be, és kimenőjelet sem kapunk /2a. áb-ra./. Ha a komparátor bemenőjelenek amplitúdója meghaladja a P_1 potencióméterről levett feszültséget, a C_1 komparátor kimenetén logikai "0" impulzust kapunk /2. ábra C_1 impulzusok/. Ennek az impulzusnak a visszafutó ága billenti be a MMV_1 tüimpulzust előállító generátort. Ha a MODE kapcsoló INT állásban van, a be-rendezés integrál diszkriminátorként működik. Ekkor a G_1 kapu kimenetén - függetlenül a BMV jelű multivibrátor állapotától - logikai "1" szint van, ami nyitja a G_2 kaput, és az MMV_1 multi-vibrátor Q kimenőjele indítja az MMV_2 multivibrátort, ami 1 μ sec hosszúságú pozitív logikai impulzust ad. Az impulzus az EF jelű emitterkövetőn keresztül csatlakozik a kimenetre. A MODE kapcsoló DIFF állásában a berendezés differenciál diszkriminátorként működik. Ha az A_1 erősítő kimenőjele a DISC LEVEL szintet eléri, de a P_2 , CHANNEL WIDTH feliratu potencióméterről levehető, a diszkriminációs szintnél a beállított csatornaszélességgel na-gyobb szintet nem éri el, akkor a C_1 komparátor bebillen, a C_2 viszont nem, s így a BMV multivibrátor sem. A G_1 kapu kimenetén a szint továbbra is logikai "1" marad, az MMV_1 Q kimenetének impulzusai átjutnak a G_2 kapun /2b. ábra./.



2. ábra. Impulzusalakok az egyes fokozatok kimenetén.

Fig. 2. Pulse shapes at the outputs of blocks

Рис. 2. Формы импульсов на выходах блоков анализатора.

Ha az A_1 kimenőimpulzusa a C_2 komparátort is bebillenti /2c. ábra/, a komparátor kimenőjelének negatív éle billenti a BMV binstabil multivibrátort. Ennek pozitív kimenőimpulzusa a G_1 kapun keresztül tiltja a G_2 kaput, így a MMV_1 kimenőimpulzusa nem tudja indítani az MMV_2 multivibrátort, kimenőimpulzust nem kapunk. A BMV multivibrátort az MMV_1 tüimpulzusa billenti vissza, a két jel minimális fedését szolgálja a T_D késleltető tag.

ÁRAMKÖRI FELEPÍTÉS

A készülék elvi kapcsolási rajzát a 3. ábrán láthatjuk. A bemenőjelet a $C_1 = 100 \text{ nF}$ - $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$ -os RC tag differenciálja $\tau = 100 \text{ }\mu\text{sec}$ időállandóval. A bemeneti erősítő egy SN72702 típusu integrált áramkörös műveleti erősítő /IC-1/. A negatív polaritású bemenőjeleket az invertáló, a pozitív bemenőjeleket pedig a nem-invertáló bemenetre vezetjük, így az áramkör kimenőjele mindig pozitív. A két bemenet azonos lezárását szolgálják az $R_5 = R_6 = 510 \text{ }\Omega$ ellenállások. Az erősítést az $R_2 - R_3 - R_7$ ellenállások segítségével állíthatjuk be. A fokozat erősítése a POLARITY kapcsoló NEG ill. a GAIN kapcsoló x1 állásában:

$$A_1^I = \frac{R_7}{R_2 + R_3} ,$$

GAIN kapcsoló x5 állásában:

$$A_5^I = \frac{R_7}{R_3} .$$

Pozitív polaritású bemenőjelek esetén, a GAIN kapcsoló x1 állásában:

$$A_1^{NI} = /1 + \frac{R_7}{R_6} / \cdot \frac{R_5}{R_2 + R_3 + R_5} \approx \frac{R_7}{R_2 + R_3} ,$$

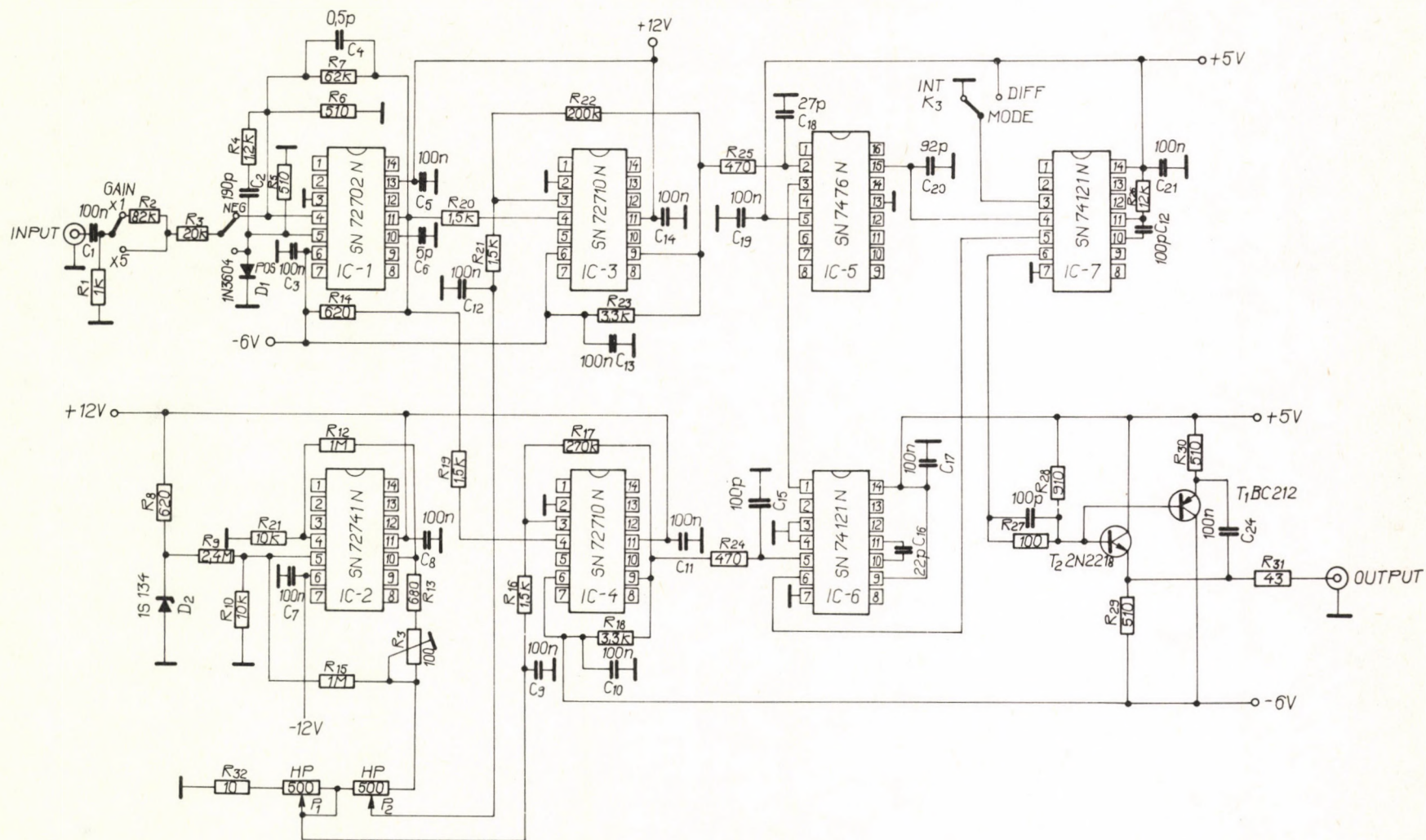
x5 erősítés esetén

$$A_5^{NI} = /1 + \frac{R_7}{R_6} / \cdot \frac{R_5}{R_3 + R_5} \approx \frac{R_7}{R_3} .$$

R_2 és R_3 értékét úgy választjuk meg, hogy a bemenő impedancia ne változzon az erősítés és polaritásváltáskor, azaz $R_2 \gg R_1$ és $R_3 \gg R_1$.

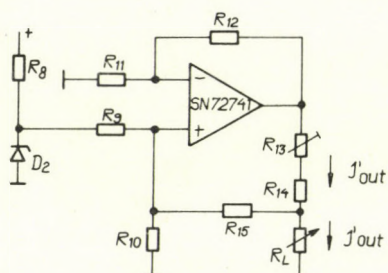
A $C_2 - R_4$ valamint C_6 elemek frekvenciakompenzációt a D_1 dióda a nem-invertáló bemenet védelmét szolgálják.

Az áramgenerátort SN72741 típusu integrált áramkörre építettük fel. Mivel az áramgenerátor terhelése erősen változó /a mindenkori diszkriminációs szinttől függ/, szükség van nagy



3.ábra. A készülék elvi kapcsolási rajza.
 Fig. 3. Circuit diagram of the single channel analyzer.
 Рис. 3. Принципиальная схема анализатора.

kimenő impedanciára a jó integrális linearitás érdekében. Az SN72741 műveleti erősítő nyílthurku erősítése ~ 50.000 . Az áramgenerátor felépítésének egyszerűsített vázlata a 4. ábrán látható.



4.ábra. Az áramgenerátor felépítése.
Fig. 4. The current generator circuit.
Рис. 4. Схема генератора тока.

A referenciafeszültséget a D_2 jó hőstabilitású Zener dióda adja, mely az R_9 - R_{10} osztón keresztül kerül az áramkör bementére. A hőmérsékleti stabilitás érdekében $R_{10} \times R_9 \times R_{15} = R_{11} \times R_{12}$. Az integrális linearitás érdekében $R_{15} \gg R_L$, így $I'_{out} = I_{out}$. Ha $R_{15} = \infty$, az áramkör feszültségerősítése

$$A_u = \frac{U_{out}}{U_{in}} = 1 + \frac{R_{12}}{R_{11}}.$$

Ha R_{15} véges ellenállás, a kör zárthurku feszültségerősítése

$$A'_u = \frac{A_u}{1 - A_u \beta_u},$$

ahol

$$\beta_u = \frac{R_L}{R_L + R_{13} + R_{14}} \cdot \frac{R_{10}}{R_{10} + R_{15}}.$$

Ebből a kimenő áram értéke:

$$I_{out} = \frac{U_{out}}{R_{13} + R_{14} + R_L} = \frac{U_{in} / (R_L + R_{13} + R_{14}) // (R_{12} + R_{11})}{(R_L + R_{13} + R_{14}) // (R_{13} + R_{14}) \cdot R_{11}} \approx U_{in} \frac{R_{12}}{R_{11}} \cdot \frac{1}{R_{13} + R_{14}}$$

azaz a terhelőellenállás értékétől független.

A diszkriminációs szintet és a csatorna szélességet egyaránt 500 Ω -os, 10 fordulatu helikális potencióméterrel állítjuk be. Így a terhelőellenállás maximális változása $\Delta R_L = 500 \Omega$.

Ha $R_{15} = 1 \text{ M}\Omega$, az ebből származó integrális linearitási hiba

$$\Delta_{\max} = \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta R_L}{R_{15}} = \pm 0.25 \cdot 10^{-3}.$$

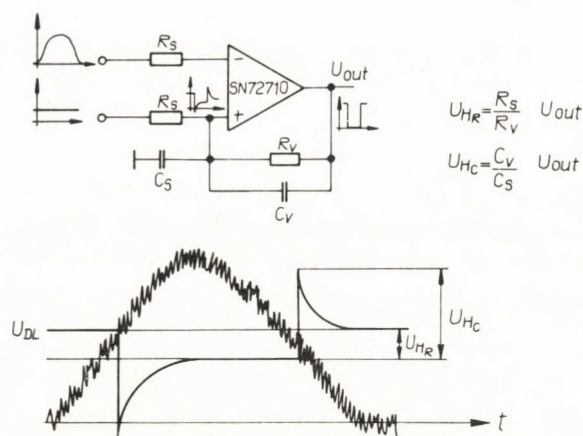
Az alkalmazott potencióméterek linearitása $= \pm 1 \cdot 10^{-3}$.

A diszkriminációs szint komparátor az IC-4 jelű, a csatornaszélesség komparátor az IC-3 jelű integrált áramkör. Tipikus terhelőáram $I_b = 15 \mu\text{A}$, melynek változása számottevő linearitási hibát nem okoz. A biztonságos működés érdekében hiszterézist alkalmaztunk $/R_{17}$ ill. $R_{22}/$. Ilyenkor az integrális linearitási hiba megnövekszik. $R_{17} = 200 \text{ k}\Omega$ esetén

$$\Delta_{\max} = \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta R_L}{R_{17}} = \pm 1.25 \cdot 10^{-3}.$$

A teljes linearitási hiba tehát $= \pm 2.5 \cdot 10^{-3}$.

A biztonságos működést igen zajos impulzusok esetén u.n. kapacitív hiszterézis alkalmazásával érhetjük el, a linearitási hiba számottevő növekedése nélkül /5. ábra/.



5. ábra. Kapacitív hiszterézis alkalmazása

Fig. 5. Hysteresis with capacitor.

Рис. 5. Использование емкостного гистерезиса.

A tüimpulzusokat a diszkriminációs szint komparátor kimenőjelenek pozitív éléből az SN74121 MMV /IC-6/ generálja. Az R_{18} - R_{24} - C_{15} elemek az analóg áramkört illesztik a TTL logikához. A bistabil multivibrátor az IC-5 jelű SN7476 típusú integrált áramkör. A kapuáramköröket és a kimenő formáló áramkört az IC-7 jelű SN74121 típusú multivibrátor adja. A kimeneten alkalmazott kettős emitterkövető $/T_1$ - $T_2/$ alkalmas hosszú

kábelek meghajtására, 50 Ω -os kimenő impedancia mellett.

A BERENDEZÉS MŰSZAKI PARAMÉTEREI

Bemeneti polaritás:	pozitív, vagy negatív, átkapcsolható
Bemeneti impedancia:	1 K Ω ; AC
Bemeneti időállandó	100 μ sec
Bemenő fokozat erősítése:	x1, x5; átkapcsolható
Bemenőjel amplitudója:	0-1 V /x5 erősítésnél/ 0-5 V /x1 erősítésnél/
Bemenőjel szélessége:	> 0,2 μ sec
Üzem mód:	differenciális, vagy integrális, átkapcsolható
Diszkriminációs szint:	50 mV - 5.050 V
Integrális nonlinearitás:	$\pm 0,25$ %
Diszkriminációs szint hőmérsékletfüggése:	$5 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$
Csatornaszélesség:	0 - 5 V
Csatornaszélesség stabilitása:	± 5 mV /0,1 %/
Kimenőimpulzus szélessége:	1 μ sec
	polaritása: pozitív
	fel- és lefutási ideje: 10 nsec
Kimenő impedancia:	50 Ω , DC

Az ismerttetett berendezés az NK-801 univerzális számlálóban és az NP-801 egycsatornás amplitudó analizátorban került alkalmazásra.

A készüléket PS-1 típusú integrált áramkörös tápegység látja el a szükséges feszültséggel, melyet Gaál János tud. segédmunkatárs tervezett.

A készülék gondos megépítéséért köszönetet mondok Pénzes Gyula szakmunkásnak.

IRODALOM

- [1] SZABÓ LÁSZLÓ: Impulzustechnika, Egyetemi jegyzet, Budapest, 1969.

UNIVERZÁLIS SZÁMLÁLÓBERENDEZÉS MAGFIZIKAI MÉRÉSEKHEZ

BIBOK GYÖRGY - KERTÉSZ ZSOLT - MÁTHÉ GYÖRGY - PAÁL ANDRÁS

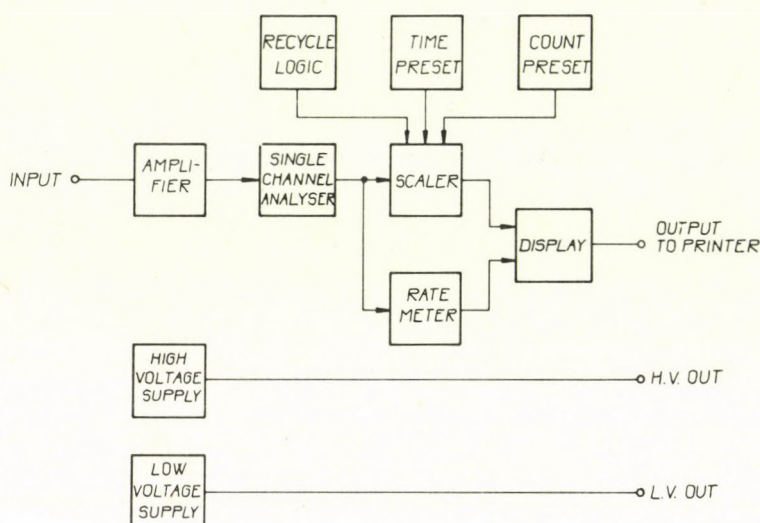
A cikk az ATOMKI Elektronikus Osztályán kifejlesztett univerzális számlálóberendezést ismerteti, mely erősítőt és egycsatornás analizátort, számlálót és digitális ratemetert, kis- és nagyfeszültségű tápegységet tartalmaz. A készülék kis méreténél, megbízhatóságánál és sokoldalúságánál fogva előnyösen használható magfizikai mérésekre kutató laboratóriumokban, orvosi és ipari alkalmazásban.

UNIVERSAL COUNTER FOR NUCLEAR MEASUREMENTS. The description of a universal counter, developed at the Electronic Department of ATOMKI is given. The unit contains an amplifier and a single channel analyzer, a counter and digital ratemeter, low- and high voltage power supply. Owing to its small size, reliability and versatility the instrument can be used for nuclear measurements in research laboratories, as well as for medical and industrial purposes.

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ПРИБОР ДЛЯ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ. В публикации описано построение и данные универсального пересчетного устройства, выработанного в отделе Ядерной Электроники АТОМКИ. Прибор содержит усилитель и одноканальный анализатор, счетчик и цифровой измеритель скорости счета, источники питания высокого и низкого напряжения. Благодаря малых размеров, надежности и многосторонности прибор успешно применим в лабораториях, в медицине, а также в промышленности для ядерно-физических измерений.

A cikkben ismertetett univerzális számlálóberendezés szcintillációs detektorok, proporcionális számlálók, GM csövek jeleinek feldolgozására készült. A műszer a detektor jeleinek erősítésére, egycsatornás analizálására és számlálására alkalmas. A számláló szám- és időelőválasztási lehetőséggel rendelkezik, és digitális ratemeter üzemben is működtethető. Automatikusan végez sorozatméréseket és vesz fel lebomlási görbé-

ket /Recycle/. Stabilizált nagy- és kisfeszültségű tápegysége lehetővé teszi a részecske-detektor és a csatlakozó előerősítő feszültség-ellátását. A mérési eredmények digitális számkijelző csöveken jelennek meg, illetve a számlálóhoz csatlakoztatható nyomtatóval rögzíthetők. A készülék általános blokk-vázlata az 1. ábrán látható.



1. ábra. A készülék általános blokk-vázlata.
 Fig. 1. General block diagram of the instrument.
 Рис. 1. Общая блок-схема прибора.

AZ ERŐSÍTŐ ÉS EGYCSATORNÁS ANALIZÁTOR MŰKÖDÉSÉNEK LEIRÁSA

A készülékbe beépített erősítő és egycsatornás analízator működése, blokkvázlata megegyezik az NP-801 típusu műszerrel, melyet egy másik közleményben ismertettünk [1]. Az áramkör elvi kapcsolása az NP-801 típusu készüléktől az áramgenerátor felépítésében különbözik. Itt áramgenerátorként egy 2N 3640 típusu tranzisztort alkalmaztunk, melyet hőmérsékletre stabilizáltunk. Mivel az analízator kimenete lapon belül csatlakozik a számláló bemenetére, ezért kimeneti emitterkövetőt nem használtunk.

SZÁMLÁLÓ ÉS IDŐZITÓ EGYSÉG

A számláló és időzítő egység blokk-vázlata a 2. ábrán látható. Az egycsatornás amplitúdó analízatorból érkező pozitív impulzusok a kapuáramkörön keresztül hat dekádból álló számlálóra kerülnek $/10^0, 10^1 \dots 10^5/$. A számláló dekádok BCD ki-

menetei egyrészt a DECODER áramkörökhöz, másrészt a hátlapon elhelyezett PRINTER sokpólusú csatlakozóhoz kapcsolódnak. A DECODER áramkörök biztosítják a 6 Nixie cső meghajtását. Amikor a 10^5 Dekád tartalma "9"-ről "0"-ra változik, a dekád kimenetén negatívba menő él jelenik meg. A formálás után keletkezett 3 V amplitudóju, negatív tüimpulzus átbillenti a OVERFLOW bistabil multivibrátort /BMV₁/, ennek hatására az előlapon elhelyezett OVERFLOW lámpa kigyullad. A formált negatív impulzus a hátlapon lévő OF feliratu BNC csatlakozón is megjelenik, lehetővé téve a számlálókapacitás bővítését.

A számlálás indítása, leállítása és nullázása a START, STOP és RESET nyomógombokkal történik.

A 2K8 kapcsoló által kiválasztott számláló dekád kimenetéről, az előválasztott szám elérése esetén a K6-os kapcsoló COUNT, illetve a K7-es kapcsoló SCALER állásában, negatív impulzus vehető le. Ez az impulzus a START/STOP bistabil multivibrátort /BMV₂/ olyan állapotba billenti, hogy az a Q kimenetén megjelenő logikai "0" szinttel lezárja a Gate áramkört. Ha a BMV₂ "START" állapotban van /Q=1/ a hátlapi SP feliratu BNC csatlakozón +3,5 V-os logikai "1" szint jelenik meg, illetve az előlapi BUSY lámpa kigyullad. "STOP" állapotban /Q=0/ pedig az ST feliratu BNC csatlakozón jelenik meg a +3,5 V-os szint. A számláló dekádok tartalma a PRINTER feliratu csatlakozón, párhuzamos BCD kódban jelenik meg:

logikai "1" $\geq + 2,4 \text{ V}$

logikai "0" $\leq + 0,8 \text{ V}$

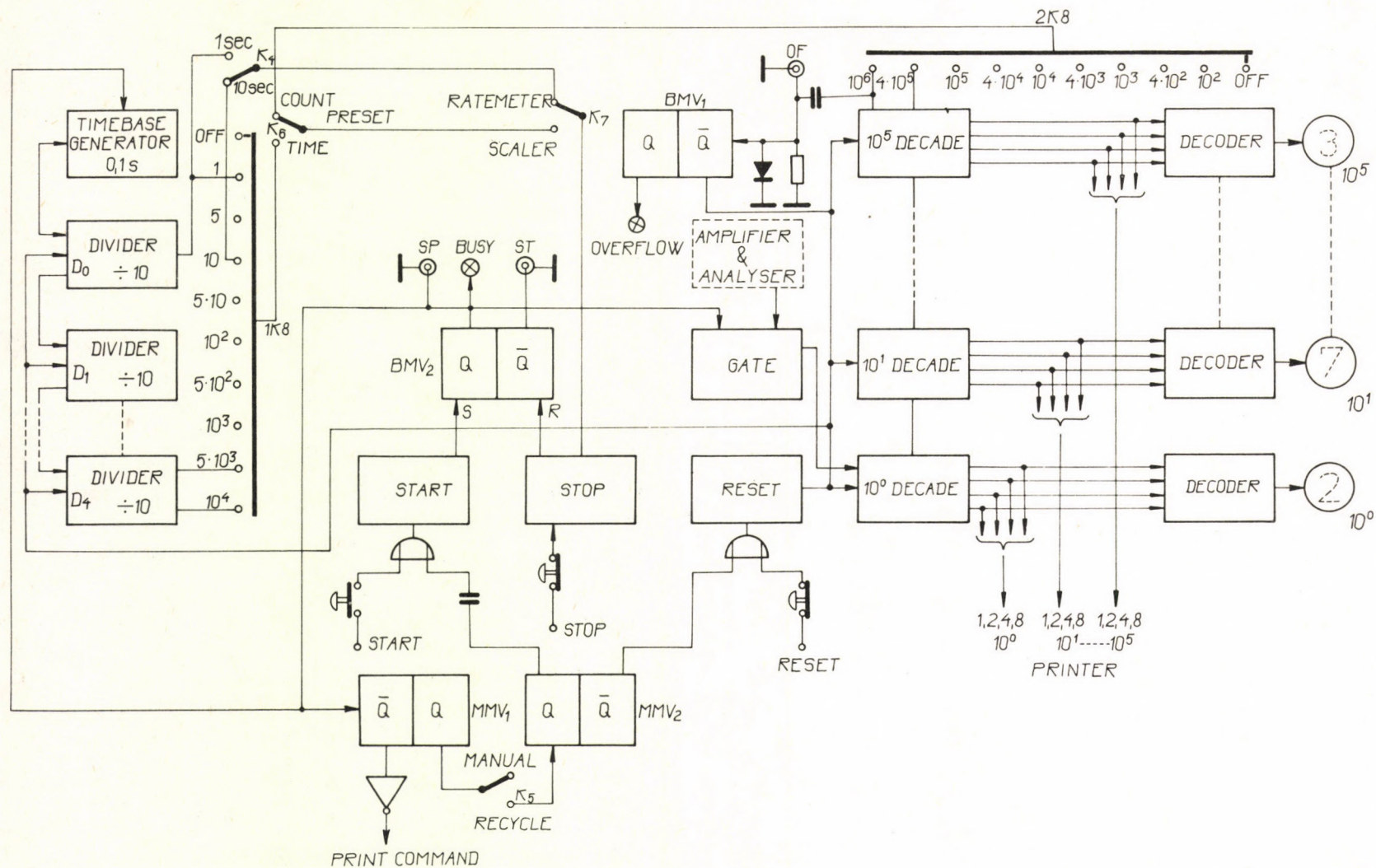
Időzítés

A berendezés tartalmaz egy - a START gomb nyomására induló - két monostabil multivibrátorból felépített 10 Hz frekvenciájú TIMEBASE generátort. Az ezt követő 5 dekadikus osztó /D₀, D₁ ... D₄/ Divider 10, 10⁴ sec-ig időelőválasztást tesz lehetővé 9 lépésben /1,5, 10, 50, ... 10⁴ sec/, a PRESET kapcsoló /K6/ TIME, valamint K7 kapcsoló SCALER állásában.

Mind a szám, mind az időelőválasztás a K8-as fokozatkapcsoló OFF állásában kiiktatódik.

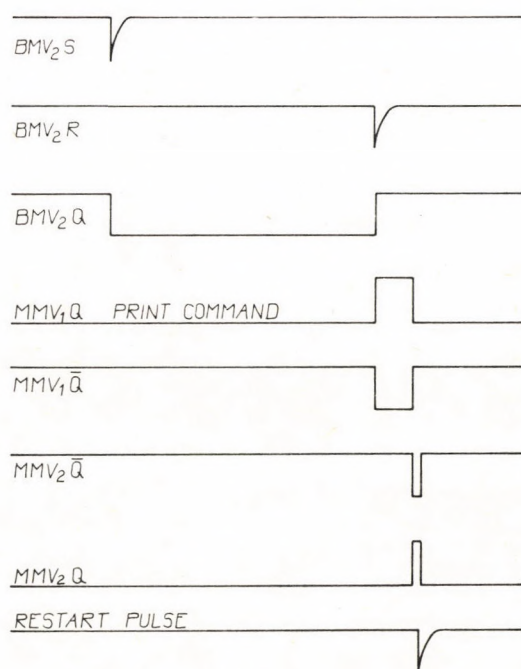
Vezérlő áramkör

A BMV₂ bistabil multivibrátor "STOP" állapotba billenésekor /Q→0/ az MMV₁ Q kimenetén 2 sec széles negatív nyomtatásvezérlő impulzust generál /3. ábra/, mely invertálás után a hátlapi PRINTER csatlakozón jelenik meg /PRINTER COMMAND/. RECYCLE üzemben /K5/, az MMV₁ Q kimenetén megjelenő pozitív impulzus lefutó éle indítja az MMV₂ multivibrátort. Az MMV₂ Q kimenetén keletkező impulzus lefutó éléből a RESET áramkör pozitív tüimpulzust formál, mely nullázza a számláló dekádokat /10⁰ 10¹ ... 10⁵/, illetve a TIMEBASE generátort követő dekadikus osztókat /D₀, D₁ ... D₄/. Az MMV₂ Q kimenetén megjelenő pozitív



2.ábra. Az erősítő és egycsatornás analizátor elvi kapcsolási rajza.
 Fig. 2. Circuit diagram of the amplifier and the single channel analyzer.
 Рис. 2. Принципиальная схема усилителя и анализатора.

impulzus lefutó éléből formált negatív tüimpulzus a START áramkörön keresztül átbillenti a BMV_2 -t /Q→1/. Ezáltal a Gate áramkör kinyit, lehetővé téve egy új mérési ciklus megkezdését. A vezérlő áramkör egyes elemeinek kimenő impulzusai a 3. ábrán láthatók. A vezérlő egység biztosítja a műszer digitális RATE-METER üzemmódját 1 sec vagy 10 sec-os időalapokkal /K4/, a K7-es kapcsoló RATEMETER állásában.



3.ábra. Számláló és időzítő egység blokk-vázlata.

Fig. 3. Block diagram of the scaler and timer.

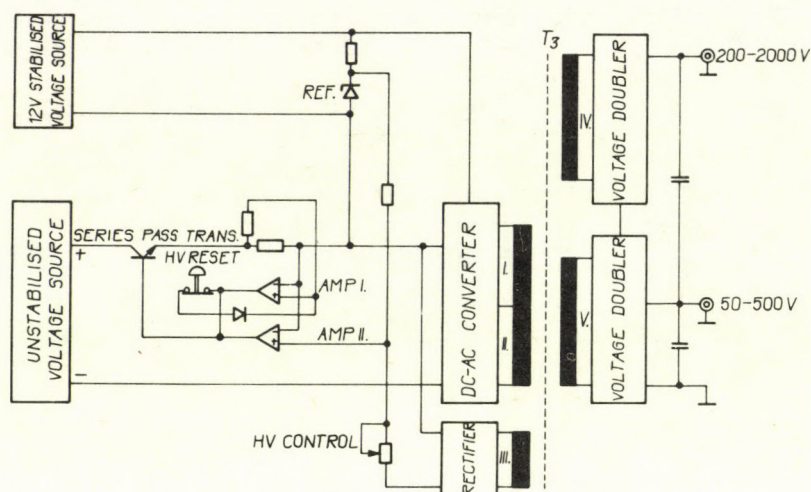
Рис. 3. Блок-схема счетчика и датчика времени.

A NAGYFESZÜLTSGÜ TÁPEGYSÉG LEIRÁSA

A nagyfeszültségű tápegység fontosabb paramétereinek - kimenő feszültség-tartomány, stabilitás, terhelhetőség - megválasztásánál alapvető szempont volt, hogy a tápegység alkalmas legyen különböző részecske-detektorok feszültségellátására.

A tápegység blokk-vázlata a 4. ábrán látható. A nagyfeszültségű tápegység alapegysége egy 3-30 V között szabályozható /HV CONTROL potencióméter/ stabilizált feszültségforrás, mely egy DC-AC feszültségátalakítót táplál. A hibajel a Tr_3 transzformátor III. jelű tekercsének egyenirányított feszültsége, és egy hőkompenzált Zener dióda által előállított referenciafeszültség különbségeként jön létre. A hibafeszültség erősítőn keresztül soros áteresztőelemet szabályoz. A Tr_3 transzformátor IV.

és V. tekercsein lévő váltófeszültséget egymásraültetett feszültségkétszerező áramkörök egyenirányítják.



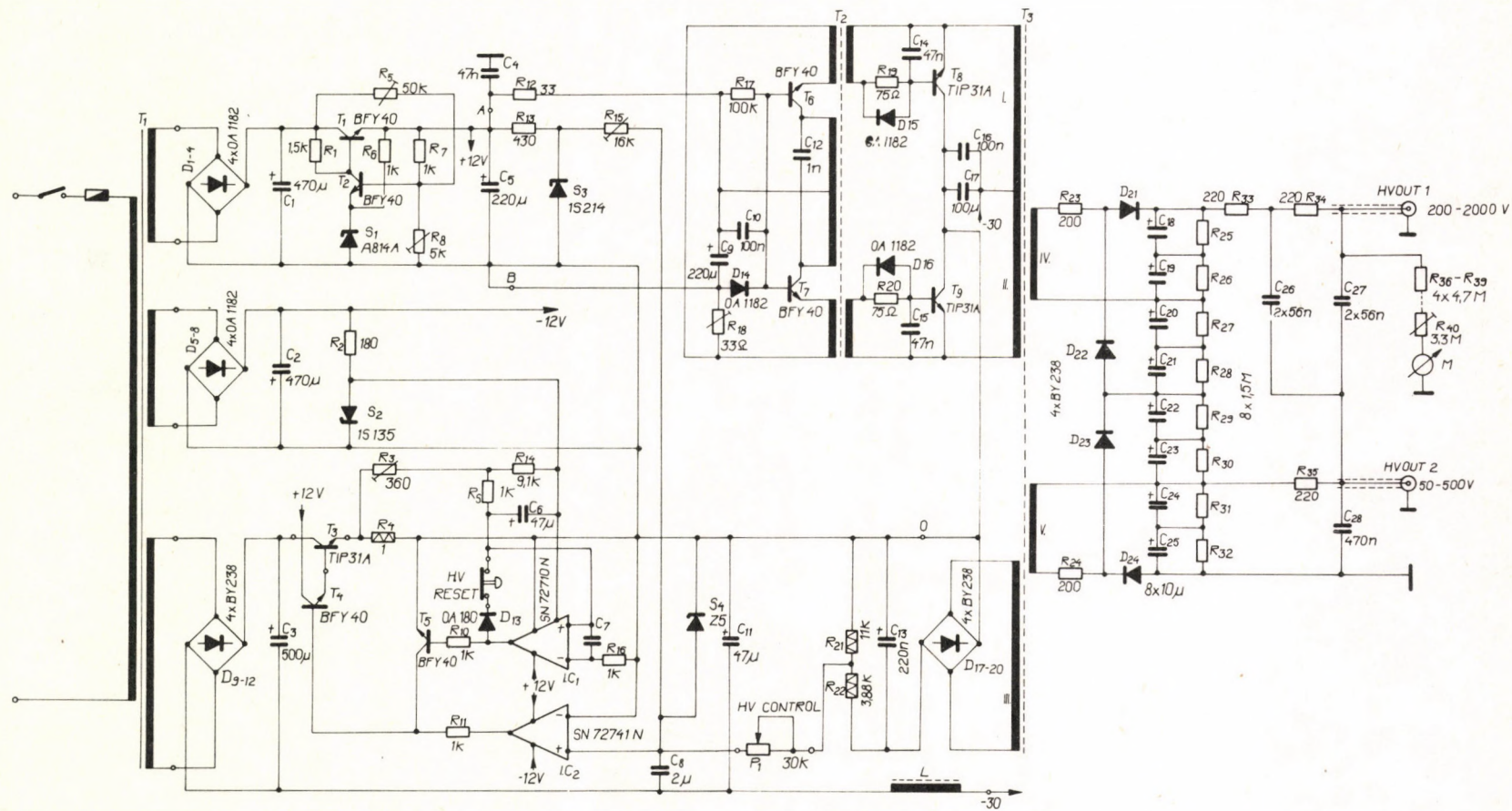
4.ábra. Impulzusalakok a vezérlőáramkör egyes elemeinek kimenetén.

Fig. 4. Pulse shapes in the outputs of blocks of the control unit.

Рис. 4. Формы импульсов на выходах блоков устройства управления.

A nagyfeszültségű tápegység elvi kapcsolási rajza az 5. ábrán látható. A D9-12 diódák által előállított stabilizálatlan egyenfeszültség soros áteresztő tranzisztort tartalmazó T_3 feszültségstabilizátort táplál. Az áteresztő elem szabályozó feszültségét az IC_2 jelű erősítő biztosítja. Az IC_2 erősítő nem-invertáló bemenetére kerül a kimenőjellel arányos feszültség és az S_3 hőkompenzált Zener dióda által létrehozott referenciafeszültség különbsége. A kimenőfeszültséggel arányos váltófeszültség a Tr_3 transzformátor III. tekercsén indukálódik, melyet a D₁₇₋₂₀ diódák egyenirányítanak. Az IC_1 jelű, SN72710 típusú komparátor a tápegység túláramvédelmét biztosítja. Túlterhelés esetén az R_4 ellenálláson keletkezett feszültség hatására a komparátor átbillen, és a T_5 tranzisztoron keresztül lezárja a T_3 áteresztő tranzisztort. A biztosító áramkör az adott kapcsolásban öntartó, a visszaállítás az alapállapotba a HV RESET nyomógombbal történik.

A T_1 és T_2 tranzisztorokkal felépített 12 V-os stabilizált feszültségforrás a hőkompenzált referencia Zener S_3 előstabilizátora és egyuttal stabil egyenfeszültséget szolgáltat a DC-AC átalakító meghajtó oszcillátora számára. A T_6 és T_7 tran-



5.ábra. Nagyfeszültségű tápegység blokk-vázlata.
 Fig. 5. Block diagram of the high voltage power supply.
 Рис. 5. Блок-схема высоковольтного источника питания.

zisztorokból álló oszcillátor fokozat a T_2 transzformátoron keresztül vezérli a T_8 - T_9 tranzisztorokból felépített végfokozatot. A T_3 transzformátor IV. és V. tekercsein megjelenő feszültséget a D_{21-24} és C_{18-25} elemekből álló, egymásra ültetett feszültségkétszerező áramkörök egyenirányítják.

A kimenő feszültség a HV OUT 1 jelű csatlakozón 200 - 2000 V, a HV OUT 2 csatlakozón pedig 50 - 500 V között szabályozható.

MŰSZAKI ADATOK

Erősítő

polaritás:	pozitív, vagy negatív, átkapcsolható
amplitudó:	0 - 5 V /GAIN x1/ 0 - 1 V /GAIN x5/
bemeneti ellenállás:	1 k Ω , AC
erősítés:	x1, vagy x5, átkapcsolható

Analizátor

üzemmód:	integrál, vagy differenciál, átkapcsolható
diszkriminációs szint:	50 mV - 5,05 V folyamatosan szabályozható 10 fordulatu helikális potencióméterrel
integrális linearitás:	< $\pm 0,5$ %
csatornaszélesség:	0 - 5 V, folyamatosan szabályozható 10 fordulatu helikális potencióméterrel
csatornaszélesség stabilitás:	< $\pm 0,25$ %

Számláló

kapacitás:	$10^6 - 1$
számelőválasztás:	10^2 , $4 \cdot 10^2$, 10^3 , $4 \cdot 10^3$ 10^6 , ill. kiiktatható
időelőválasztás:	1, 5, 10, 60, 10^2 10^4 sec, ill. kiiktatható
belső időalap stabilitása:	< $10^{-3}/^\circ\text{C}$
indítás, leállítás, nullázás:	a./ Manual üzemben nyomógombokkal eszközölhető b./ recycle üzemben: start gombbal indítva, a számlálási ciklus végén nyomtatást vezérel, majd 2 sec múlva töröl és újra indul a ciklus
kijelzés:	6 db dekadikus számkijelző cső, és tulcsordulás kijelzés

Digitális ratemeter

időállandók: 1 és 10 sec, átkapcsolható

Nagyfeszültségű tápegység

polaritás:	pozitív
feszültséghatár:	50 - 500 V és 200 - 2000 V 10 fordulatú helikális potenció- méterrel szabályozható
kimenő áram:	1 mA
feszültségstabilitás:	$< 1 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ ill. $< 1 \cdot 10^{-4} / \pm 10 \%$ hálózati feszült- ségváltozás

Alacsonyfeszültségű kivezetés
előerősítők számára: $\pm 12 \text{ V } 50 \text{ mA}$

A készülék feszültségellátását integrált áramkörös tápegység biztosítja.

A műszer kifejlesztését Dr. Szalay Sándor akadémikus, intézetünk igazgatója kezdeményezte. Értékes tanácsaiért ezúton mondunk köszönetet. Köszönjük továbbá Dr. Csongor Éva tudományos főmunkatárs segítségét a műszer specifikációinak kialakításában és a prototípus bemérésében.

IRODALOM

[1] Bibok György: ATOMKI Közlemények 15, /1973/.

MŰHELYÜNKBŐL - LABORATÓRIUMUNKBÓL

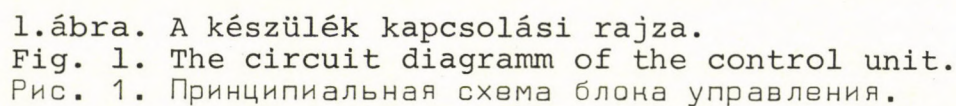
TÁVVEZERLŐ EGYSÉG A ND-2020 SOKCSATORNÁS ANALIZÁTORHOZ

TÖRÖK ISTVÁN

Az Intézet neutrongenerátoránál folyó sorozatmérések, amelyek néhány másodperces időközönkénti üzemmód-átkapcsolásokat kívántak meg, szükségessé tették az analizátornak a detektor helyéről jövő jelekkel való gyors automatikus kapcsolását. Az aktivált minta a detektorhoz érve egy fotodiódára eső fény útjában áll meg. A fotodióda jelét használjuk fel az analizátor gyűjtési üzemmódjának indítására. Az analizátor a „Spectrascaler” tartozékkal kiegészítve multianalizátor üzemmódban dolgozik. A fotodióda jelének kell indítania a „Spectrascaler”-t és az azt időzítő „Clock/Time-Base” egységet is. A mérés elkezdésekor az analizátor kézi üzemmód kapcsolóját „Acquire” gyűjtési helyzetbe kell hozni, ugyanis csak ebben hatásos a távvezérlés. Ezután egy külső jellel kell az analizátort „Stop” üzemmódba hozni. Erre szolgál berendezésünkben egy nyomógommbal vezérelt áramkör. Az áramkör jelét kapuzni kell az analizátor X7 elnevezésű jelével. Ez megakadályozza, hogy egy memóriaciklus folyamán álljon le a berendezés, és ekkor meg nem engedett kombinációba álljanak be az analizátor vezérlő áramkörei. Így elkerülhető az esetleges információ-veszteség.

A tulajdonképpeni mérések ezután a „Stop” üzemmódból kezdődhetnek. A fotodióda jelét /feszültségugrás/ egy tranzisztoros inverter fokozat illeszti az integrált áramköri monostabil /SN 74121N/ Schmitt-trigger B bemenetéhez. A TTL monostabil kb. 1 sec hosszú kimenő jelének ideje alatt a detektor fölé csőposztával érkező minta nyugalmi helyzetbe kerül. Az 1 secundumos jel hátsó éle indít egy DTL monostabil multivibrátort, amely az analizátor rendszer távvezérlő bemeneteivel kompatibilis jelet ad. A negatív impulzus /néhány μ s szélességű/ indítja az analizátort és a „Spectrascaler”-t, a pozitív a „Clock/Time-Base” egységet. A mérés elején szükséges „Stop” jelet az előbbihez hasonló DTL monostabil multivibrátor állítja elő az „Ext Stop” gomb megnyomására, a különbség csak annyi, hogy a multivibrátor kapuzási lehetőségét itt kihasználtuk; az X7 jellel egyidőben mehet csak ki a billenőkör jele. A sorozatméréseknél a gyűjtési üzemmód leállítását a „Spectrascaler” végzi.

A berendezés kapcsolási rajzát az 1. ábra mutatja.



IRODALOM

- [1] ND 2200 analízátorrendszer gépkönyvei
- [2] Intermetall: Integrierte Schaltungen DTL-Serie MIC 930. 1970/71. Katalog.
- [3] Texas Instruments: TTL Integrated Circuits 1969-1970. Catalog.

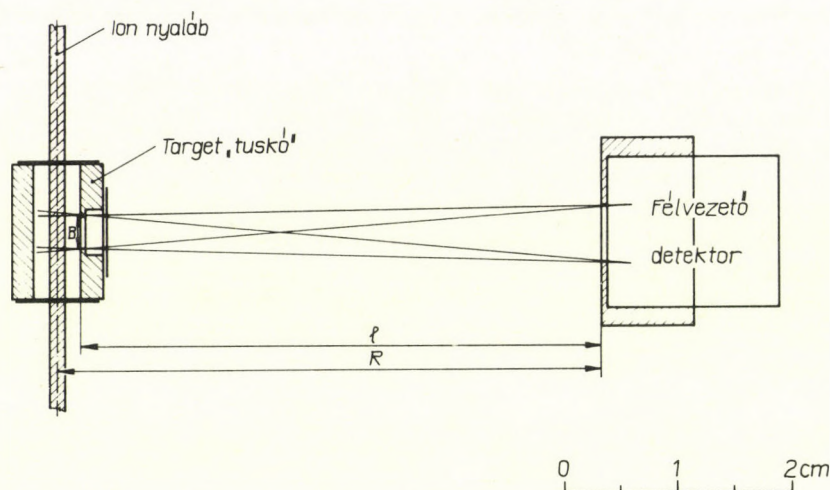
GÁZTARGET CELLA MAGREAKCIÓK ABSZOLUT HATÁSKERESZT- METSZETÉNEK MÉRÉSÉHEZ

MESKÓ LÁSZLÓ és VALEK ALADÁR

Az ATOMKI 800 keV-es kaszkád generátorán folyó $^{14}\text{N}(\text{d}, \text{p})^{15}\text{N}$ és $^{14}\text{N}(\text{d}, \alpha)^{12}\text{C}$ magreakció mérések szükségessé tették egy alacsony bombázó energiánál alkalmazható speciális gáztarget és ezzel kapcsolatos mérési technika kidolgozását. A fenti programban a reakciótermékek relatív szögeloszlását mértük különböző bombázó energiáknál szilárd adenine $\text{C}_5\text{N}_5\text{H}_5$ targeten. Az abszolút hatáskeresztmetszeteket azonban a target vegyület bomlékonysága, ill. a targetben levő atomok számának pontatlan meghatározási lehetősége miatt csak nagy hibával tudtuk volna megadni. Az N_2 gázzal töltött target cella alkalmazásával vált lehetővé a target atomok számának és ezzel együtt a differenciális hatáskeresztmetszet abszolút értékének kellő pontosságú meghatározása.

Az alkalmazott mérési geometria az 1. ábrán látható. Az acél „targettuskó” a szögeloszlás mérésekhez kifejlesztett szórókamra [1] centrumában volt elhelyezve. A tuskón átmenő 4 mm-es furat az 1,2 mm átmérőjű kollimált ionnyaláb akadálytalan áthaladását biztosította, a reakciótermékek a 3 x 4 mm-es ablakon kilépve jutottak el a nyaláb irányához képest 90° alatt elhelyezett detektorba. Ezt az elrendezést a targettuskó egyszerű mechanikai megmunkálása és a térszögszámolás szempontjából kedvező mérési geometria indokolta.

A cella terét a gyorsító nagyvákuumától elválasztó fóliák megválasztása sok problémát okozott. A bombázó ionnyaláb energiája az adott méréseknél 300 - 700 keV között változott, így a cella lezárására csak vékony $< 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ fóliák használhatók, melyeknél az energiaveszteség nem túl nagy és ugyanakkor a targetben uralkodó nyomást és az ionbombázást is bírják. Ilyen követelményeket kielégítő fémfólia beszerzése illetve előállítása



1. ábra. A target-detektor elrendezés vázlatos rajza.
Fig. 1. The schematic drawing of target-detector geometry.

Рис. 1. Схематическое изображение измерительной геометрии.

nem járt eredménnyel, így a bizonyos szempontból kényes /rideg, szigetelő/ Al_2O_3 fóliákat alkalmaztuk. A fóliák előállítása a szokásos anódikus oxidációval [2] történt. A targetcella homlok- és hátlapjának lezárására az Al_2O_3 fóliákat „Epokitt”-tal ragasztottuk fel, az oldalsó nyílásra általában 1 mg/cm^2 -es Al fóliát ragasztottunk. Az így lezárt targetcellákat 30 Hgmm nyomáson lepróáltuk és méréseinknél 20 Hgmm nyomáson használtuk.

Az Al_2O_3 fóliák vastagságának meghatározására a targetet freon gázzal töltöttük meg és megmértük a $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ magreakció 340 keV -es rezonancia vonalának eltolódását. Tipikus adatként $E_p = 350 \text{ keV}$ -es protonokra $\Delta E = 23.5 \text{ keV}$ -es energiavesztést kaptunk, ez a $dE/dp \times$ értékek alapján kb. $65 \mu\text{g/cm}^2$ felületi sűrűségnek felel meg [3].

A targetcellát a külső töltő rendszerrel csővezetékekkel kapcsoltuk össze, a gáznyomást alacsony gőztenzióju olajjal mértük. A töltő rendszer a vákuumkamrával együtt nagyvákuumra leszívható volt, a gázadagolás a gázpalackból egy tűszelepen keresztül történt.

A hatáskeresztmetszet-mérések előtt megvizsgáltuk az Al_2O_3 fóliák ellenálló képességét és tulajdonságait az ionbombázás hatására. A targetcellát 20 Hgmm nyomásra töltöttük és különböző ionáram erősségeknél vizsgáltuk a target élettartamát. Azt tapasztaltuk, hogy a cellában a nyomás néhány órás besugárzás hatására csak $0,5 \mu\text{A}$ feletti ionáramoknál csökkent lényegesen, így méréseinknél $0,2 - 0,3 \mu\text{A}$ -re korlátoztuk a bombázó ionáramot.

Megfigyeltük, hogy a bombázás hatására a fóliák vastagsága megnövekszik, a fóliára ráakódó szénréteg miatt. Ez a vastagságnövekedés csak a bombázás kezdetén jelentős, és kb. 1200 μCb besugárzás után telítődés áll be. Ezt a vastagságnövekedést $E_p = 350 \text{ keV}$ és $I_p = 0,25 \mu\text{A}$ esetén átlagosan $2,5 \mu\text{g/cm}^2$ -nek találtuk, feltételezve, hogy a fóliára ráégett réteg összetétele C_nH_{2n} .

Az abszolút hatáskeresztmetszet meghatározásához szükséges N_T targetatomszám gáztarget esetén a térfogategységben lévő targetatomok száma $/n/$ és a mérési geometria által meghatározott targethossz $/t/$ alapján számolható [4]:

$$N_T = n \cdot t \quad [\text{atom/cm}^2] \quad (1)$$

$$n = 2,688 \cdot 10^{19} \cdot \frac{P}{760} \cdot 0,9955 \cdot \frac{273,2}{T+273,2} \cdot K \quad [\text{atom/cm}^3] \quad (2)$$

$$t = \frac{B \cdot \ell}{R} \quad [\text{cm}] \quad (3)$$

ahol P a targetcellában a nyomás Hgmm-ben, T a gáz hőmérséklete $^\circ\text{C}$ -ban és K egy gázmolekulában lévő targetatomok száma. A geometriától függő B , ℓ és R mennyiségek jelentése az 1. ábrán látható.

A térfogategységre eső targetatomszám meghatározásánál hibát követhetünk el, amennyiben a gáz hőmérséklete a targetcellában az ionnyaláb által leadott energia következtében eltér a környezeti hőmérséklettől. Ennek eldöntése érdekében megvizsgáltuk a hozam áramfüggését a $0,08 - 0,4 \mu\text{A}$ tartományban. A $2,5 \%$ -os pontossággal végrehajtott méréseink azt mutatták, hogy ilyen jellegű korrekció alkalmazása nem szükséges. Hasonló mérési pontossággal megvizsgáltuk a reakció hozamának függését a targetcellában uralkodó nyomástól is, ezt lineárisnak találtuk.

A közölt mérési technikánál az N_T targetatomszám meghatározásának hibája becslésünk szerint $3,5 \%$ és ez főleg a targethosszuságot meghatározó geometriai adatok méréséből származik.

IRODALOM

- [1] Schlenk B., Papp I., Meskó L., ATOMKI Közl., 8 /1966/ 232.
- [2] Somorjai E., ATOMKI Közl., 4 /1962/ 125.
- [3] C. Williamson, J. P. Boujot, J. Picard, Rapport CEA-R3042 /1966/
- [4] C. L. Yuan, Chien-Shiung Wu, Methods of Experimental Phys. Vol. 5. Szerk. Luke /Academic Press 1963./ p. 420.

INTÉZETI HIREK

Az MTA Magfizikai Albizottságának kezdeményezésére az ATOMKI és a KFKI 1972. május végén közös szemináriumot tartott Debrecenben a Van de Graaff generátorokkal kapcsolatos kutatási területek áttekintésére. A szemináriumon elhangzott 18 előadásban a két intézetben ilyen irányban folyó, ill. tervezett alap- és alkalmazott kutatások eredményeiről és lehetőségeiről számoltak be az előadók.

Az év folyamán több alkalommal ülésezett az Intézet év elején megalakult Igazgatói Tanácsa. A tanácsüléseken megtárgyalásra kerültek - többek között - a fiatalok helyzetének javításával kapcsolatban tervezett intézkedések, a Gazdasági Osztály szervezetének kérdései, a Nukleáris Elektronikai Osztály folyó évi eredményei és kapacitásának felosztása az év hátralévő részére. Foglalkozott az Igazgatói Tanács az Intézetnek "Az ember természeti környezetének védelme" c. kiemelt kutatási témában való részvételével.

A könyvtár szakmai felügyeletét ellátó Könyvtári Bizottság az év folyamán háromszor ült össze. Az üléseken az 1973. évi könyv- és folyóiratrendeléssel kapcsolatos kérdéseket vitatták meg és döntés született az ETO rendszerű új szakkatalógus elkészítéséről.

Az 1972 szeptemberében alakult intézeti Műszerbizottság az év folyamán egy ízben ült össze, amikor az Intézet 1973. évi műszer- és gépbeszerzési javaslatai kerültek megvitatásra.

* * * *

1972 májusában az Akadémia Közgyűlésén dr. Fényes Tibor, a fizikai tudományok doktora, valamint az általa vezetett tudományos kutató csoportból dr. Mahunka Imre és dr. Trón Lajos tud. munkatársak akadémiai díjat kaptak a neutrondeficites izotópok tanulmányozásában elért jelentős eredményeikért: több eddig ismeretlen radioaktív izotóp felfedezéséért.

Hazánk felszabadulásának 27. évfordulója alkalmából Sári Kálmán ellátási- és üzemeltetési csoportvezető és Lipcsei János szakmunkás "Kiváló Dolgozó" kitüntetésben részesültek.

Az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat 1972. decemberi közgyűlésén dr. Szalay Sándor akadémikus, az intézet igazgatója "Az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat Érme" kitüntetésben részesült.

Az MTA Főtitkára dr. Medveczky László intézeti igazgatóhelyettest és dr. Kovách Ádámné int. titkárt - az intézet hároméves beszámoló jelentésének készítésével kapcsolatos munkájuk elismeréseként - jutalomban részesítette.

Az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat - a Fizikai Szemle Szerkesztőbizottságának javaslatára - a Társulat 1972. évi nivódiját dr. Somogyi György - dr. Medveczky László - Nagy Mihály szerzőknek ítélte "Szilárdtest nyomdetektorok az oktatásban" c. cikkükért.

* * * *

1972. március 29-én Óváry Miklós, az MSzMP Központi Bizottságának titkára látogatást tett az ATOMKI-ben, Karakas László, az MSzMP Központi Bizottságának tagja, a Megyei Pártbizottság első titkára, Sikula György, a Megyei Pártbizottság titkára és dr. Szilágyi Gábor, a Városi Pártbizottság első titkára kíséretében. E látogatás során a vendégek tájékoztak az Intézet munkájáról és megtekintettek néhány laboratóriumot.

1972. június 7-én Tóth Dezső, a Központi Bizottság osztályvezetőhelyettese látogatott az Intézetbe.

1972. november 8-án a Magyar Ujságírók Országos Szövetségének Tudományos-Technikai Klubja látogatást szervezett az ATOMKI-be. A napi- és hetilapok, folyóiratok tudományos-technikai ujságírói először egy előadás keretében kaptak tájékoztatást az intézet létesítéséről, fejlődéséről és jelenlegi kutatási területeiről, majd megtekintették az intézet egyes laboratóriumait.

* * * *

1972. év folyamán az ATOMKI több mint 30 külföldi vendéget fogadott, a vendégek közül többen előadást is tartottak az Intézetben.

Az egyiptomi-magyar kulturális egyezmény keretében Intézetünkben tartózkodott dr. M. H. Said Bakr, a kairói Atomic Energy Establishment munkatársa, aki 1972 szeptemberében fejezte be egyéves vendégkutatói munkáját.

A magyar-vietnami kulturális egyezmény alapján 1972 júliusában az Intézetbe érkezett Dank Huy Uyen vietnámi ösztöndíjas aspiráns, aki az ATOMKI 5 MeV-es elektronikus gyorsítóján fogja végezni aspiránsi témájával kapcsolatos vizsgálatait.

1972 júniusában néhány napos látogatást tett az Intézetben dr. R. P. Feynman Nobel-díjas tudós, a californiai Müegyetem /Pasadena/ professzora.

Dr. R. Chastel, a bordeauxi Egyetem Magfizikai Laboratóriumának professzora 1972. július 26-án a maghasadásra vonatkozó legújabb eredményeiről és kutatási terveiről tartott előadást.

Egyhetes magyarországi tartózkodása során 1972. szept. 4. és 5-én dr. F. El-Bedewy professzor, a kairói Ain Shams' Egyetem Fizikai Tanszékének vezetője megtekintette az ATOMKI egyes laboratóriumait és megbeszélést folytatott az Intézet vezető kutatóival.

MTA - NAS egyezmény keretében Magyarországra látogatott dr. L. L. Marton professzor, aki 1972. szeptember 28-án tett látogatást az ATOMKI-ben, és előadást tartott az elektronsugaraknak az anyagok jellemzésére és tulajdonságaik vizsgálatára vonatkozó felhasználásáról. Másnap szűkebb körű szeminárium megbeszélésen találkozott az intézet kutatóival.

Dr. Frank T. Manheim, a Woods Hole Oceanographic Institution főmunkatársa 1972. október 13-án "Investigations on the Geochemistry and Occurrence of Manganese Nodules" címmel előadást tartott az intézetben, majd megtekintette az intézet néhány laboratóriumát és megbeszélést folytatott az intézet igazgatójával és a téma iránt érdeklődő munkatársakkal.

* * * *

1972. évben az Intézet számos kutatója utazott hosszabb vagy rövidebb külföldi tanulmányutra.

Hároméves dubnai munkavállalásuk befejeztével ez év februárjában tértek haza dr. Mahunka Imre és Máté Zoltán tud. munkatársak. Hock Gábor tud. segédmunkatárs az év folyamán folytatta munkáját a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben.

1971-ben kezdett ösztöndíjas utját három kutató fejezte be az év folyamán: dr. Schlenk Bálint tud. munkatárs, aki 6 hónapot töltött Oxfordban /NAÜ ösztöndíjjal/; dr. Vertse Tamás tud. munkatárs egy éves oxfordi ösztöndíjas tanulmányutját november végén; míg dr. Meskó László tud. munkatárs UNDP ösztöndíjas birminghami kiküldetését szeptember végén fejezte be.

1972 januárjában kezdte meg egyéves NAÜ-ösztöndíjas tanulmányutját Lakatos Tamás tud. munkatárs, aki az év folyamán nukleáris elektronikai tanulmányokat folytatott a római Nukleáris Elektronikai Kutató Központ Laboratóriumában.

Utrechtbe, 10 hónapos NAÜ-ösztöndíjas tanulmányutra utazott 1972. novemberében dr. Somorjai Endre tud. munkatárs, míg dr. Kádár Imre tud. munkatárs a "Japan Society for the Promotion of Science" egyéves ösztöndíjával ugyancsak november hónapban

Az év folyamán külföldi rendezvényekre, illetve rövidebb tanulmányutakra 27 kutató utazott az intézetből, e rövidebb időre történő kiutazások száma az év folyamán összesen 49 volt.

Dr. Berényi Dénes tud. oszt. vez. - korábbi felkérésre - az OAB-nek állandó magyarországi képviselője az "International Working Group on Nuclear Structure and Reaction Data" bécsi ülésein. Dr. Berényi Dénes az év folyamán két ízben utazott Bécsbe e munkacsoport összejövetelére.

Dr. Berényi Dénes és dr. Vatai Endre mint "meghívott előadók" kaptak meghívást az Atlantában /USA/ 1972 áprilisában rendezett "International Conference on Inner Shell Ionization Phenomena" reprezentatív rendezvényre. A konferencián dr. Vatai Endre vett részt és tartott előadást.

* * * *

Az Elektrosztatikus Gyorsító Osztály folytatta a korábbi években kialakított és igen eredményes együttműködését a leningrádi A. F. Joffe Fizikai Technikai Intézettel. Az együttműködés keretében a leningrádi intézet egyik munkatársa két hetet töltött az ATOMKI-ben, az Intézetből pedig két kutató utazott ki Leningrádba kettő, ill. egy hétre.

A Magspektroszkópiai Osztály és a Lengyel Tud. Akadémia Atommag Kutató Intézet /Varsó-Swierk/ megfelelő osztálya közötti együttműködés keretében az ATOMKI-ből dr. Berényi Dénes tud. osztályvezető rövid, néhány napos látogatást tett a fenti intézetben. E látogatás során az együttműködés jövő terveire vonatkozóan folytatott megbeszélést a lengyel Intézet vezető kutatóival.

A Magspektroszkópiai Osztály és a Lett Tudományos Akadémia rigai Fizikai Intézete közötti együttműködés keretében a rigai intézet egy munkatársa egy hónapot töltött az intézetben, az eddigi eredmények kiértékelése, közös mérések végzése és a további tervek megvitatása céljából.

Az ATOMKI és a dubnai Egyesített Atomkutató Intézet egyes laboratóriumai között 1972-ben is folytatódott a több témában korábban kialakult tudományos együttműködés.

Az Intézet Fényes Tibor által vezetett magspektroszkópiai kutató csoportja hosszabb dubnai munkavállalásból hazatérve ez évben kezdte meg az Egyesített Atomkutató Intézet Magproblémák Laboratóriumában nyert mérési eredmények feldolgozását. Az elért eredményekről előadást tartottak az EAI-ben és az ATOMKI-ben.

Az EAI - ATOMKI - Kisérleti Fizikai Intézet között fél-

vezető detektorok fejlesztésével kapcsolatos együttműködés keretében dr. Bacsó József tud. munkatárs rövid, néhány napos munkaértekezletre utazott ki Dubnába; a dubnai Magreakciók Laboratóriumának egyik munkatársa pedig egy hétre jött Debrecenbe a témával kapcsolatos problémák megbeszélése és tapasztalatcsere céljából.

* * * *

A Nukleáris Elektronikai Osztály által tervezett és kivitelezett elektronikus műszer család bemutatásra került a Budapesti Nemzetközi Vásáron, és a METRIMPEX rendezésében több külföldön rendezett műszerkiállításon is. Így részt vettünk a brnói őszi vásáron, a moszkvai Nukleáris Műszerbemutatón, a dubnai Elektronikus és Mérőműszer Kiállításon valamint a baseli Nuclex-72 Műszerkiállításon.

* * * *

Az 1971 februárjában, a Középiskolai Matematikai Lapokon keresztül, középiskolások részére kiírt "Kristálynövesztés" c. pályázat második fordulójában a kiértékelés 1972 tavaszán történt meg. A 19 pályázó között 3 első és 4 második díj került kiosztásra.

Az 1972/73-as tanévre meghirdetett pályázat témája "Fizikai jelenségek megfigyelése fényképezés segítségével". Az előzetes terv - melyben a szerzők a vizsgálat célkitűzéseit és módszereit ismertetik - beküldési határideje 1972. május 15. volt. A beérkezett 13 tervben a pályázók a mechanikától az atomfizikáig a legkülönbözőbb témákkal és technikai megoldásokkal foglalkoznak. A pályázatok beküldésének határideje 1973. márc. 15.

* * * *

1972-ben az intézeti referáló délutánok keretében az alábbi előadások hangzottak el:

- Fényes Tibor: Beszámoló a JASZNAPP program jelenlegi helyzetéről - A magyar kutatócsoport négyéves munkájának eredményei a JASZNAPP programban - Ujdonságok az Egyesített Atomkutató Intézetből
- Czeglédy Sándor: Beszámoló angliai tanulmányutról
- Pantó Gábor /KLTE Ásványtani Tanszéke/: Fizikai elvű átrendezés a földtudományi alapismeretekben
- Berényi Dénes: Eredményeink és terveink a magspektroszkópia alkalmazására

- Novák Dezső: Szupravezető mágnesek
- Kövér Ákos: Belső konverziós vizsgálatok az $\text{In}^{113\text{m}}$ izotóp magasabb héjain a sávspektrográf-fal
- Kiss Árpád: Beszámoló franciaországi tanulmányutról
- Makra Zsigmond /KFKI/: Reaktorok baleseti dozimetriája
- Medveczky László: Neutronradiográfia
- Koltay Ede: Vizsgálatok elektrosztatikus gyorsítóberendezések néhány fizikai problémájával kapcsolatban
- Marx György /ELTE Atomfizikai Tanszék/: A földi izotópok keletkezésének helye és ideje
- Török István: Az ATOMKI HP 9100 számológépe és periferiái
- R. Chastel /Bordeaux-Gradignan Magkutató Központ/: A maghasadás formái és könnyű részecskék emissziója
- Ivo Petr /Czechoslovak Uranium Industry, Research Base/: The Properties of a Combined Scintillation Detector in an Omnidirectional Radiation Field
- Lovas Rezső: Rezonáns végállapotok leírása stripping reakciókban
- L. Marton /Smithsonian Institution, The Museum of History and Technology, Washington/: Áttekintés az elektronsugarak korai felhasználásáról az anyag jellemzésére és tulajdonságaik megértésére
- Dr. Frank T. Manheim /Woods Hole Oceanographic Inst./: Investigations on the Geochemistry and Occurrence of Manganese Nodules
- Gál János: Félvezető detektorok jeleinek spektroszkópiai igényű feldolgozása
- Czeplédy Sándor: Ólomhalogenid kristályok lumineszcenciája
- Szalay Sándor: A tözeghuminsavak jelentősége uránium és más ritkafémek geokémiai feldusulásában
- Oleg Fjodorovics Nyemec /Ukrán Tud. Akad. Magkutató Intézete/: Az atomenergia jelenlegi helyzete és perspektívája a Szovjetunióban
- Somogyi György: Beszámoló a VIII. nemzetközi "Nukleárisfotográfia és szilárdtest nyomdetektor" konferencián szerzett tapasztalatokról
- Berecz István: "Tiszta" vákuum előállításának gyakorlati lehetőségei

Berényi Dénes:

Gondolatok a magfizika jelenlegi problémáiról és távlatairól egy amerikai konferencia és egy magyar "Vélemény" kapcsán

Fényes Tibor:

A ^{197}Tl bomlása /Vandlik J., Vandlik T., Zajceva N. G., Mahunka I., Mahunka M., Máté Z., Tyrroff H. és Fominih V. I. társszerzőkkel/

- Beszámoló a dubnai Egyesített Atomkutató Intézet Alacsony Energiájú Fizikai Tanácsának XV. üléséről

Bohátka Sándor:

Az ATOMKI-ban kifejlesztett quadropól tömegspektrométeres gázanalizátorral kapcsolatos tapasztalatokról

AZ MTA ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETÉNEK PUBLIKÁCIÓI 1972-BEN

BEVEZETÉS

E bibliográfia a következő kiadványcsoportokat tartalmazza:

TUDOMÁNYOS PUBLIKÁCIÓK	Oldal
Cikkek	74
Disszertációk	81
Diplomamunkák	82
Szerkesztett munkák és egyebek	82
TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK	84
ISMERETTERJESZTŐ ELŐADÁSOK	90
ISMERETTERJESZTŐ- és EGYÉB KÖZLEMÉNYEK	91

A tudományos publikációkat tartalom szerint a következő tárgykörökbe soroltuk:

- I. MAGREAKCIÓK VIZSGÁLATA
1, 9, 12, 13, 14, 22, 24, 29, 57, 59, 61, 63
- II. MAGSPEKTRÓSZKÓPIA
4, 5, 6, 7, 17, 19, 20, 21, 49, 50, 51, 54,
55, 56, 62, 65
- III. MAGFIZIKAI ESZKÖZÖK ÉS MÓDSZEREK FEJLESZTÉSE
10, 15, 16, 18, 25, 26, 27, 28, 30, 31, 32, 33,
35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 47, 52, 53, 58, 60,
66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73
- IV. MAGFIZIKAI ÉS RADIOAKTIV MÓDSZEREK ALKALMAZÁSA
MÁS TUDOMÁNYOKBAN
3, 8, 23, 34, 42, 43, 44, 45, 46, 48, 64
- V. MÁS SZAKTERÜLETEK
2, 11

A közleményekből különlenyomatot, vagy egyéb másolatot, a Könyvtárunkhoz, vagy a szerzőkhöz címzett kérésekre, a lehetőségek szerint, szívesen küldünk.

TUDOMÁNYOS PUBLIKÁCIÓK

Cikkek

1. BAKR, M. H. S.
ALI, M. A.
OMAR, H. M.
Fluctuation Analysis of the $^{29}\text{Si}(d,p_0)^{30}\text{Si}$ Reaction.
ATOMKI Közlemények, 14, 189-196 /1972/.

2. BERECH I.
BOHÁTKA S.
KOVÁCS Á.
PAÁL A.
Egy saját készítésű kvadrupól maradék-gáz analizátor.
/Műhelyünk-ből-laboratóriumunkból/
ATOMKI Közlemények, 14, 81-89 /1972/.

3. BERÉNYI D.
Ujabb eredmények a modern fizikai módszerekkel végzett oxigén meghatározásban.
Magyar Kémikusok Lapja, 16, 635-639 /1971/.

4. BERÉNYI D.
Kutatási irányok a pozitron szétsugárzás vizsgálatában.
Fizikai Szemle, 22, 75-81 /1972/.

5. BERÉNYI D.
SEIF EL-NASR, S. A. H.
Basic Facts and Current Research on the Positron Annihilation Process.
/Review/
ATOMKI Közlemények, 13, 137-163 /1971/.

6. BERÉNYI D.
EL-NASR, S. A. H. S.
KÁDÁR I.
UJHELYI Cs.
Line-Shape on the High Energy Side in Scintillation Gamma-Spectroscopy.
ATOMKI Közlemények, 14, 1-9 /1972/.

7. BERÉNYI D.
HUTCHEON, D. A.
START, D. F. H.
WEAVER, J. J.
Beta Decay of ^{27}Si .
Nuclear Physics, A178, 76-82 /1971/.

8. BORNEMISZA-PAUSPERTL P. Növények roncsolásmentes elemzésé-
nek lehetősége gyors-neutron-aktívá-
ciós analízissel.
ATOMKI Közlemények, 13, 173-180
/1971/.

9. GAZDY B. Numerikus eljárás rezonanciaállapot-
beli várható érték számítására.
ATOMKI Közlemények, 13, 201-206
/1971/.

10. GÁL J. Baseline Restorer spektrometriai
mérésekhez.
ATOMKI Közlemények, 13, 193-200
/1971/.

11. GERGELY L.
NOVÁK D.
KEDVES F. J.
CZELLÁR S. Double Chamber Cryostat for Electrical
Resistance Measurements between 80°
and 300°K.
Acta Universitatis Debreceniensis
de L. Kossuth Nominatae, Ser.
Physica et Chimica, 17, 95-100
/1971/.

12. GYARMATI B.
KRISZTINKOVICS F.
VERTSE T. On the Expectation Value in Gamow
State.
Physics Letters, 41B, 110-112 /1972/.

13. GYARMATI B.
VERTSE T. Easy Method for Calculating the
Resonance Parameters of the Isobaric
Analogue Resonance.
Nuclear Physics, A182, 315-320 /1972/.

14. HÁRI J. Wigner-Cuspek vizsgálata egy egzak-
tul megoldható modellben.
ATOMKI Közlemények, 14, 197-231
/1972/.

15. ЯВОР, С. Я.
ОВСЯННИКОВА, Л. П.
KOLTAY E. Сильнофокусирующие элементы для
управления пучком в системах транс-
портировки пучка.
Труды второго всесоюзного совещания
по ускорителям заряженных частиц,
Москва, 11-18 Ноября 1970 г. Том. 2.
Москва, 1972, Изд. "Наука". pp. 204-
210.

16. KAS J.
NOVÁK D. A Calculation Method for Designing
Accelerator Target Cooling Systems.
Nuclear Instruments and Methods, 99,
359-363 /1972/.

17. KÁDÁR I. Az elektronbefogást kísérő belső fé-
kezési sugárzásra vonatkozó elméleti
eredmények.
Fizikai Szemle, 21, 366-371 /1971/.

18. KOLTAY E.
KISS I.
БАРАНОВА, Л. А.
ЯВОР, С. Я. Эффективные длины дипольных, квад-
рупольных и октупольных электронно-
оптических элементов с вогнутыми
электродами.
Радиотехника и Электроника, 17,
1906-1910 /1972/.

19. KÖVÉR Á. Belső konverzió magasabb héjakon.
/Összefoglaló közlemény/
ATOMKI Közlemények, 14, 283-298
/1972/.

20. KÖVÉR Á. Komplex spectrum vonalak szétválasz-
tása számítógép segítségével.
ATOMKI Közlemények, 14, 57-63 /1972/.

21. KÖVÉR Á.
BERÉNYI D.
CSONGOR J. Internal Conversion at the Higher
Shells in the Decay of ^{113}In /100
min/.
Zeitschrift für Physik, 254, 418-423
/1972/.

22. KRISZTINKOVICS F. Az r^2 -operátor általánosított mátrix-
eleme.
ATOMKI Közlemények, 13, 181-186 /1971/.

23. LANDY L.
SÁMSONI Z.
SZALAY S.
SZILÁGYI M. Mikroelem permetezéses szabadföldi
kísérlet az Enying környéki láptala-
jon.
Agrokémia és Talajtan, 21, 193-196
/1972/.

24. LOVAS R. Solution of Coupled Square Well
Modells.
ATOMKI Közlemények, 14, 161-187 /1972/.

25. MEDVECZKY L. On the Processing of thin Emulsions.
7e Colloque International de Photographie Corpusculaire et des
Detecteurs Visuels Solides, Barcelone
7-11 Juillet 1970.
Strasbourg, 1971, Laboratoire de
Physique Corpusculaire de Strasbourg.
pp. 71-74.

26. MEDVECZKY L. Audiovisual Discrimination for Track
Measurements in Emulsions.

7e Colloque International de Photographie Corpusculaire et des
Detecteurs Visuels Solides, Barcelone
7-11 Juillet 1970.
Strasbourg, 1971, Laboratoire de
Physique Corpusculaire de Strasbourg.
pp. 671-674.

27. MEDVECZKY L. Whole-Body Autoradiography.
 HALÁSZ T.
 DZVONYÁR J. Radioisotopy, /Czechosl./ 13, 515-523
 /1972/.

28. MEDVECZKY L. Szilárdtest nyomdetektorok felhasználása a radioaktivitás tanításában.
 SOMOGYI Gy.
 NAGY M. A Fizika Tanítása, 11, 48-51 /1972/,
 No. 2.

29. MESKÓ L. High-Spin Levels in ^{95}Mo and ^{97}Mo
 NILSSON, A. from (α ,xn) Reactions.
 HJORTH, S. A. Nuclear Physics, A181, 566-588 /1972/.

30. NAGY M. Rutherford-szórás demonstrációja a
 kémia-órán szilárdtest nyomdetektorral.
 A Kémia Tanítása, 11, 91-93 /1972/.

31. NAGY M. Maghasadás demonstrációja az oktatásban.
 MEDVECZKY L.
 SOMOGYI Gy. A Fizika Tanítása, 11, 173-179 /1972/.

32. RUBECZ M. Preciziós impulzusgenerátor magfizikai mérésekhez.
 ATOMKI Közlemények, 13, 187-192 /1971/.

33. RUBECZ M. Elektromos zavarok nukleáris mérések-nél.
ATOMKI Közlemények, 13, 207-212 /1971/.
34. SÁMSONI Z. Néhány táptalaj és azon termett takar-
SZALAY S. mány nyomtápelem vizsgálata.
SZILÁGYI M. Agrokémia és Talajtan, 20, 353-360
/1971/.
35. SOMOGYI Gy. Néhány magfizikai kísérlettel kap-
csolatos gondolat.
Országos Középiskolai Fizikatanári
Ankét anyaga, Győr, 1971. IV. 8-10.
18 p.
36. SOMOGYI, G. /Gy/. Methods for Improving Radiograms in
GULYÁS J. Plastic Detectors.
Radioisotopy, /Czechosl./ 13, 549-568
/1972/.
37. SOMOGYI, G. /Gy/. Investigations on Alpha-Ray Patterns
SRIVASTAVA, D. S. in Dielectric Foils.
7e Colloque International de Photo-
graphie Corpusculaire et des
Detecteurs Visuels Solides, Barcelone
7-11 Juillet 1970.
Strasbourg, 1971, Laboratoire de
Physique Corpusculaire de Strasbourg.
pp. 711-718.
38. SOMOGYI, G. /Gy/. Effect of Irradiation in Vacuum on
SRIVASTAVA, D. S. the Optical Density Curves for
 α -Particles in Plastics.
7e Colloque International de Photo-
graphie Corpusculaire et des
Detecteurs Visuels Solides, Barcelone
7-11 Juillet 1970.
Strasbourg, 1971, Laboratoire de
Physique Corpusculaire de Strasbourg.
pp. 719-722.
39. SOMOGYI Gy. Nyomátmérő-kinetika szilárdtest nyom-
SZALAY A. S. detektorokban.
ATOMKI Közlemények, 14, 113-160
/1972/.
40. SZABÓ Gy. Kvadrupól szinglettek paraxiális kro-
matikus aberrációs együtthatóinak
vizsgálata.
ATOMKI Közlemények, 14, 45-56 /1972/.

41. SZABÓ Gy. Aszimmetrizált terü kvadrupóllencsék paraxiális kromatikus aberrációja.
ATOMKI Közlemények, 14, 19-44 /1972/.
42. SZILÁGYI M. Fémionok vegyérték változásai huminsavakkal kölcsönhatásban.
VI. Országos Szénkémiiai Ankét, Előadás-gyűjtemény.
43. SZILÁGYI M. The Role of Organic Material in the Distribution of Mo, V and Cr in Coal Fields.
Economic Geology, 66, 1075-1078 /1971/.
44. SZILÁGYI M. Геохимическая роль стандартного потенциала в взаимодействии гумусовых веществ с металлами.
Геохимия, 618-622 /1972/.
ATOMKI Közlemények, 14, 11-18 /1972/.
45. SZILÁGYI M. Humuszsavak helye az organikus reverzibilis redoxi rendszerek sorában.
ATOMKI Közlemények, 14, 265-272 /1972/.
46. SZILÁGYI M. Titán dúsulás vizsgálata tőzeg humuszsavakban.
/Műhelyünkből, laboratóriumunkból./
ATOMKI Közlemények, 14, 299 /1972/.
47. TÖRÖK I.
MISKOLCZI J.
LŐKÖS S. Preset számlálók audio-vizuális értékhatárjelzéshez.
ATOMKI Közlemények, 14, 65-79 /1972/.
48. UJHELYI Cs.
MÉNES A. ^{59}Ni preparátum radioaktiv tisztaságának vizsgálata: ^{54}Mn és ^{134}Cs szennyeződések eltávolítása.
ATOMKI Közlemények, 14, 239-250 /1972/.
49. ВАНДЛИН, Т. Б.
ВАНДЛИН, Я.
ЗАЙЦЕВА, Н. Г.
МАТЭ З.
МАНУНКА И.
МАНУНКА М.
ФЭНYES Т.
ТЫРРОФФ, Х.
ЯХИМ, М. Новый изотоп ^{189}Tl .
Дубна, 1972, Лаб. Ядерных Проблем, Объединенный Институт Ядерных Исследований. /Р6-6288./
ЖЭТФ Письма, 15, 386-389 /1972/.

50. ВАНДЛИН, Я.
ВАНДЛИН, Т. Б.
ЗАЙЦЕВА, Н. Г.
МАНУНКА И.
МАНУНКА М.
МАТЭ Z.
ТЫРРОФФ, Х.
FÉNYES T.
Схема уровней ^{192}Hg при распаде ^{192}Tl .
Тезисы докладов XXII. совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Киев, 25. I.-28. I. 1972. г. Част 1.
Ленинград, 1972, Изд. "Наука". р.158.
51. ВАНДЛИН, Я.
ВАНДЛИН, Т. Б.
ЗАЙЦЕВА, Н. Г.
МАНУНКА И.
МАНУНКА М.
МАТЭ Z.
ТЫРРОФФ, Х.
FÉNYES T.
Схема распада ^{190}Tl .
Тезисы докладов XXII. совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Киев, 25. I.-28. I. 1972. г. Част 1.
Ленинград, 1972, Изд. "Наука".р.156.
52. ВАНДЛИН, Я.
ВАНДЛИН, Т. Б.
ЗАЙЦЕВА, Н. Г.
МАТЭ Z,
МАНУНКА И.
Изучение летучести микроколичеств таллия из кристаллов PbF_2 , облученных высокоэнергетическими протонами. Быстрый газовый термохроматографический метод получения короткоживущих изотопов таллия.
Дубна, 1972, Лаб. Ядерных Проблем, Объединенный Институт Ядерных Исследований. 20 р. /P-12-6234/.
53. ВАСИЛЕНКО, А. Т.
МАНУНКА И.
МАТЭ Z.
NAGY J.
СОРОКО, В. М.
СТАНЧЕВА, Н. С.
СТАНЧЕВ, С. М.
УТНИН, В. А.
FÉNYES T.
Приемное Устройство масс-сепаратора для исследования короткоживущих изотопов.
Приборы и Техника Эксперимента, 34-36 /1972/. №. 2.
54. VATAI E.
Nuclear Beta-Decay Experiments and Second-Class Weak Current.
"Neutrino '72." Europhysics Conference, Balatonfüred, 11-17 June, 1972. Org. The Hung. Phys. Soc. Vol. 1. Budapest, 1972, OMKDK. pp. 261-268.
55. VATAI E.
Second Class Currents.
Physics Today, 25, 13 /1972/. No. 5.

56. E. VATAI
The Use of the Bühring-Stech-Schülke Theory to Determine the Effect of the Second Class Induced Tensor Interaction on K/β^+ Ratios.
ATOMKI Közlemények, 14, 233-238 /1972/.
57. ZIMÁNYI J.
GYARMATI B.
Line Broadening Around Threshold.
Physics Letters, 41B, 571-573 /1972/.
58. ZOLNAI L.
HZP-3: Monte-Carlo program elektrosztatikus terek potenciáeloszlásának meghatározására.
ATOMKI Közlemények, 14, 273-282 /1972/.

Disszertációk

Kandidátusi disszertációk

59. GYARMATI B.
A Gamow-állapotokról.
Kandidátusi értekezés. Debrecen, 1971, MTA Atommag Kutató Intézete. 74 p. 30 cm.
60. MÁTHÉ Gy.
Magfizikai detektorok zero-crossing rendszerű impulzusalak diszkriminációja.
Kandidátusi értekezés. Debrecen, 1969, MTA Atommag Kutató Intézete. 201 p. 30 cm.
61. SCHLENK B.
A $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ és a $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ magreakció vizsgálata alacsony bombázó energiáknál.
Kandidátusi értekezés. Debrecen, 1971, MTA Atommag Kutató Intézete. 120 p. 30 cm.

Egyetemi doktori disszertáció

62. KÖVÉR Á.

A ^{113m}In belső konverziójának vizsgálata a magasabb elektron héjakon sávspektrográffal.

Egyetemi doktori disszertáció.
Debrecen, 1972, MTA Atommag Kutató Intézete. 86 p. 30 cm.

Diplomamunkák

63. HÁRI J.

Küszöbjelenségek vizsgálata egy egzaktul megoldható modellben.

Diplomamunka. Témavezető: Gyarmati B.
Debrecen, 1972, MTA Atommag Kutató Intézete. 52 p. 30 cm.

64. KIRÁLY J.

A röntgenfluoreszcencia analízis módszerei és alkalmazásuk néhány hazai közet Rb, Sr tartalmának meghatározására.

Diplomamunka. Témavezető: Bacsó J.
Debrecen, 1971/72, MTA Atommag Kutató Intézete. 46 p. 30 cm.

65. SZABÓ E.

^7Be elektronbefogásának tanulmányozása.

Diplomamunka. Témavezető: Vatai E.
Debrecen, 1972, MTA Atommag Kutató Intézete. 50 p. 30 cm.

Szerkesztett munkák és egyéb

66. KARDON B.
KOLTAY E.
MAKRA Zs.

Neutronforrások.

Neutronfizika. Szerk. Kiss D.,
Quittner P. 3. fejezet, Bp. 1971,
Akadémiai Kiadó. pp. 49-129.

67. KROÓ N.
SZABÓ Gy. Polarizált neutronok előállítása.
Neutronfizika. Szerk. Kiss D.,
Quittner P., 14. fejezet, Bp. 1971,
Akadémia Kiadó. pp. 773-807.
68. LAKATOS T. Eljárás és berendezés egyetlen
amplitudó komparátorral működő mag-
fizikai detektorokból származtatott
elektromos négyyszög impulzusok egy-
csatornás amplitudó analizálására.
Szabadalom. 1970. X. 7, 1972. VII.31.
Alapszám MA-2147.
69. LAKATOS T.
MÁTHÉ Gy. Mintavételes eljárás és berendezés
különböző fel- és lefutó idővel és
időtartammal rendelkező magfizikai
részcskedetektorokból származó
elektromos impulzusok amplitudójá-
nak mérésére.
Szabadalom. 1970. X. 7, 1972. X. 9.
Alapszám MA-2150.
70. LAKATOS T.
MÁTHÉ Gy. Eljárás és berendezés magfizikai
detektorokból származó elektromos
impulzusok keletkezési idejének
meghatározására.
Szabadalom. 1970. X. 7, 1972. VI. 30.
Alapszám MA-2148.
71. MÁTHÉ Gy. Eljárás és berendezés magfizikai
detektorok által szolgáltatott
elektromos impulzusok alak szerinti
diszkriminálására.
Szabadalom. 1970. X. 7, 1972. V. 30.
Alapszám MA-2149.
72. MEDVE CZKY L.
SOMOGYI Gy.
NAGY M. Maghasadás demonstrációja.
Műv. Min. 77/1971. 1972. febr. 11.
Ujítás.
73. QUITTNER P.
BATA L.
DEME S.
MAKRA Zs.
NAGY T.
SOMOGYI Gy. Neutronok detektálása.
Neutronfizika. Szerk. Kiss D.,
Quittner P. 4. fejezet. Bp., 1971,
Akadémiai Kiadó. pp. 131-256.

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK

1. BACSÓ J.
Применение Si/Li детектора для рентген-флуоресцентного анализа.
Рабочее совещание по полупроводниковым детекторами и применениями, Дубна, 1972. jun. 20.
2. BERÉNYI D.
Inner Shell Ionization from Positron Annihilation.
International Conference on Inner Shell Ionization Phenomena - on the Production and Decay of Atomic Inner Shell Vacancies, Atlanta, Georgia, 1972. ápr. 17-21, and International Symposium on Future Applications of Inner Shell Ionization Phenomena, 1972. ápr. 22. /Abstract/
3. BERÉNYI D.
Oxfordi tapasztalatok elektrosztatikus gyorsítók magspektroszkópiái alkalmazásáról.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1972. máj. 29.
4. CSONGOR É.
Measurements on the Pollution of the Atmosphere by ^{85}Kr .
First Seminar, Radiation Protection, Environment and Man, Potsdam /GDR, NDK/, 1972. okt. 16-21.
5. CSONGOR É.
Mérések a légkör ^{85}Kr -nal való szennyezettségére vonatkozóan.
A "Radioaktiv környezetvédelem és etalonok" c. ankét az MTA Radioanalitikai Munkabizottsága és a Magyar Kémikusok Egyesülete Radioanalitikai Szakosztálya rendezésében, Sopron, 1972. nov. 1-4.

6. CZEGLÉDY S. Luminescence and Related Optical Characteristics of Mixed Lead Halides and of Lead Monoxide and Lead Oxychloride.
International Conference on Luminescence, Leningrád, 1972. aug. 17-24.
7. FÉNYES T. Magspektroszkópiai vizsgálatok monoenergetikus bombázó nyalábokban.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1972. máj. 30.
8. FÉNYES T. Распад ^{197}Tl .
Доклад на семинаре объединенного института ядерных исследований, Дубна, 1972. nov. 30.
9. GYARMATI B. Bomló állapotok vizsgálata.
Központi Fizikai Kutató Intézet, Magfizikai Főosztálya, Budapest, 1972. dec. 13.
10. HUNYADI I. Szilárdtest nyomdetektorok alkalmazása (He^3 , alfa) és (d , alfa) mérésekben.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1972. máj. 30.
11. KISS Á. Élettartam mérés Doppler attenuációs módszerrel.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1972. máj. 31.
12. KOLTAY E. Közbenső mag élettartamának mérése blocking effektus útján.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1972. máj. 31.
13. KOVÁCH Á. Radiogén izotópok, mint természetes nyomjelzők.
Az MTA X. Oszt. Izotópgeokémiai Albizottságának ülése, 1972. jan. 17.

14. KOVÁCH Á. Az izotópkormeghatározások helyzete és feladatai Magyarországon.
A Magyarhoni Földtani Társulat Általános Földtani Szakosztályának előadó-
ülése, Budapest, 1972. febr. 23.
15. KOVÁCH Á. Hazai eredmények a tömegspektrométeres geológiai kormeghatározás területén.
XV. Magyar Emissziós Szinképelemző Vándorgyűlés, Tatabánya, 1972. aug. 22.
16. KOVÁCH Á. Age Relationships in the Metamorphic Basement of Hungary.
II. ECOG. Europäisches Coll. für Geo-
chronologie Isotopengeologie, Kosmo-
chromatologie, Heidelberg, 1972. szept. 5.
17. KOVÁCH Á. Изотопы стронция в некоторых вул-
нических породах Камчатки и Каяказа.
IV. Всесоюзной симпозиум по применению
стабильных изотопов в геохимии,
Москва, 1972. сzept. 28.
18. KOVÁCH Á.
PANTÓ G. Neogén vulkanizmusunk eredete Sr izo-
tóp-meghatározások tükrében.
A Magyarhoni Földtani Társulat Alföldi
Szakosztályának előadóülése, Szeged,
1972. márc. 24.
- 19. MEDVECZKY L. A fotoemulziós módszer magfizikai al-
kalmazásának aktuális lehetőségei.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok
alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató
Intézete, Debrecen, 1972. máj. 30.
20. MEDVECZKY L. Die Festkörperspurdetektoren und ihre
Anwendungsgebiete.
Seminar, Zentralinstitut für Isotopen-
und Strahlenforschung, Leipzig, 1972.
nov. 13.
21. MEDVECZKY L.
NAGY M.
SOMOGYI, G. /Gy./ Some Educational Experiments with
Dielectric Track Detectors.
VI. Internationale Symposium "Auto-
radiography", Potsdam /DDR, NDK/,
1972. okt. 2-6.

22. MESKÓ L. Research Projects at ATOMKI, Debrecen, Hungary.
Informal Seminar, University of Birmingham, 1972. máj. 17.
23. MURÁNYI E.-né Állati szőrminták vétele és tisztításának problémái mikroelem vizsgálatok szempontjából.
Szakülés, a MÉM Talajerőgazdálkodási Kutatási Programjának Mikroelemanalitikai Munkabizottsága, Debrecen, 1972. máj. 5.
24. NOVÁK D.
TÁRKÁNYI F. Szupravezető mágneses in-beam konverziós elektronspektrométer tervezése.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1972. máj. 30.
25. PIETSCHMAN, H.
TADIC, D.
VATAI E. Second Class Weak Currents.
"Neutrino - 1972" Europhysics Conference, Balatonfüred, 1972. jun. 13.
26. SÁMSONI Z. Az emissziós szinképelemzés alkalmazása és feladatai a geokémiai, talajtani és agrokémiai kutatásban.
Magyar Kémikusok Egyesülete, Debrecen, 1972. máj. 3.
27. SÁMSONI Z. A mintavétel és a mintaelőkészítés jelentősége a növényminták mikroelem analitikai eredményei szempontjából.
Szakülés, a MÉM Talajerőgazdálkodási Kutatási Programjának Mikroelemanalitikai Munkabizottsága, Debrecen, 1972. máj. 5.
28. SÁMSONI Z. Az emissziós szinképelemzés szerepe az ATOMKI Analitikai Kémiai Laboratóriumában.
Ankét, MTA Kémiai Tudományok Osztálya, Spektrokémiai Munkabizottsága, Debrecen, 1972. jun. 1.

29. SÁMSONI Z. A növénymintavétel és a minta előkészítésének néhány problémája mikroelem analitikai nézőpontból.
3^e Colloque Europeen et Mediterranéen sur le Contrôle de L'Alimentation des Plantes Cultivées, Budapest, 1972. szept. 4-7.
30. SCHLENK B. Beszámoló az oxfordi tapasztalatokról.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1972.máj. 30.
31. SOMOGYI, G. /Gy./ On the Thermal Stability of Tracks in Plastics and some Uses in Radiography.
VI. Internationale Symposium "Autoradiography", Potsdam /DDR, NDK/, 1972. okt. 2-6.
32. SOMOGYI, G. /Gy./ Influence of Thermal Effects on the Track Registration Characteristics of Plastics.
8th International Conference on Nuclear Photography and Solid State Track Detectors, Bucharest, /Roumania/, 1972. jul. 10-15.
33. SOMOGYI, G. /GY./ Effects of Ozone Atmosphere on the Detecting Properties of Plastic Track Recorders.
8th International Conference on Nuclear Photography and Solid State Track Detectors, Bucharest, /Roumania/, 1972. jul. 10-15.
34. SOMOGYI, G. /Gy./
NAGY M. Remarks on Fission-Track Dating in Dielectric Solids.
8th International Conference on Nuclear Photography and Solid State Track Detectors, Bucharest, /Roumania/, 1972. jul. 10-15.
35. SOMORJAI E.
SZABÓ Gy. Nukleáris mikroanalitika alkalmazási köre.
Szimpózium a Van de Graaff generátorok alkalmazásáról, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1972. máj. 30.

36. SZABÓ Gy. Аберрации систем из квадрупольных линз.
Доклад в Ионно-Оптической Группе Физико-Технического Института АН СССР. Ленинград, 1972. сzept. 25.
37. SZALAY S. Uránium és más ritka fémek feldu-
sulása a természetben, tőzegekben
és szenekben.
Nehézipari Műszaki Egyetem, Miskolc,
1972. nov. 2.
38. VATAI E. Exchange Overlap Calculations in
Orbital EC.
International Conference on Inner
Shell Ionization Phenomena - on
the Production and Decay of Atomic
Inner Shell Vacancies, Atlanta,
Georgia, 1972. ápr. 17-21, and
International Symposium on Future
Applications of Inner Shell Ioniza-
tion Phenomena, 1972. ápr. 22.
/Abstract./
39. VATAI E. Nuclear Beta-Decay Experiment and
Second Class Currents.
Triangle Seminar, Zagreb, 1972.
máj. 26.
40. VATAI E. Az elektronbefogásos béta-bomlás
szerepe az atomi- és magfolyamatok
megismerésében.
Eötvös Loránd Fizikai Társulat,
Budapest, 1972. nov. 27.
41. VATAI E.
KÖVÉR Á. Исследовательская работа в области
ядерной физики в АТОМНИ.
Ustav Jaderného Vyzkumu, Rez, 1972.
dec. 19.
42. VERTSE T. Gamow Functions in a Simple
Description of Isobaric Analog
Resonances.
University of Liverpool, Chadwick
Laboratory, 1972. máj. 4.
43. VERTSE T. A Simple Description of the IAR
Using Gamow Functions.
University of Oxford, Nuclear
Physics Laboratory, 1972. okt. 31.

ISMERETTERJESZTŐ ELŐADÁSOK

1. BERÉNYI D. Eredmények és problémák a részecske fizikában.
Fizika tanárok továbbképzése, Gyula, 1972. febr. 4.
2. BERÉNYI D. Távlatok a fizikában.
A Kossuth L. Tudományegyetem Kollégiumának Fizikusklubbjában, Debrecen, 1972. febr. 22.
3. BERÉNYI D. Magfizikai módszerek a kémiában.
A Kossuth L. Tudományegyetem Kollégiumának Vegyészklubbjában, Debrecen, 1972. ápr. 18.
4. BERÉNYI D. A Short Review of the Research Work of the ATOMKI.
A Kossuth L. Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézetének - és az ATOMKI munkatársai, valamint külső vendégei részére, Debrecen, 1972. aug. 10.
5. KOVÁCH Á. Ismereteink fejlődése az anyag szerkezetéről a XX. században.
Gépipari Szakközépiskola Marxista Diákköre, Debrecen, 1972. dec. 6.
6. SZALAY S. Az atomenergia hasznosítása a villamos energia előállításánál.
Hajdu-Bihar megyei és Debreceni Művelődési Központ "Merre halad a világ?" c. népszerű természettudományos előadássorozat bevezető előadása.
Debrecen, 1972. dec. 4.
7. TÖRÖK I. Hol tart a tudomány?
"Pécsi Mihály" Építőipari Szakközépiskola. Debrecen, 1972. okt. 12.

ISMERETTERJESZTŐ- és EGYÉB KÖZLEMÉNYEK

1. BERÉNYI D. A ciklotron új szerepben.
Természet Világa, 103, 307-308 /1972/
7. szám
2. BERÉNYI D. Mégegyszer a vándorgyűlésről.
Fizikai Szemle, 22, 322 /1972/. /10.
sz. borítólapján./
3. BERÉNYI D. Mi fizika tanításunk alapkoncepciója?
Fizikai Szemle, 22, 64-66 /1972/.
4. BERÉNYI D. Miért nincs ciklotron Magyarországon?
Fizikai Szemle, 22, 24-25 /1972/.
5. BERÉNYI D. Nemzetközi munkacsoport alakult a
magadatok széleskörű alkalmazásának
elősegítésére.
Izotoptechnika, 15, 97-99 /1972/.
6. BERÉNYI D. Nemzetközi munkacsoport alakult a
Nemzetközi Atomenergia Ügynökség ke-
retében, amelyik a magstruktúra és
magreakciós adatok összegyűjtésének,
kiértékelésének és hozzáférhetővé té-
telének kérdéseivel foglalkozik.
Fizikai Szemle, 22, 252 /1972/.
7. FÉNYES T. Akadémiai díjasok - 1972, --, --,
MAHUNKA I. Trón Lajos.
Magyar Tudomány, 17, 480-481 /1972/.
8. NAGY M. Háromdimenziós atomnyomok. Miről me-
SOMOGYI Gy. sélnék a mikrocsatornák?
Delta, 6, 8-10 /1972/ 1. sz.
9. SOMOGYI Gy. Plazmafényes "Portrék".
Delta, 6, 33-35 /1972/. 2. sz.
10. SZALAY S. Visszaemlékezés Rutherfordra.
Fizikai Szemle, 21, 353-355 /1971/.

Nem intézeti szerzők

ALI, M. A.	Atomic Energy Establishment, Cairo, EAR
BAKR, M. H. S.	Atomic Energy Establishment, Cairo, EAR
БАРАНОВА, Л. А.	Физико-Технический Институт, им. Иоффе, Ленинград
BATA L.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
BRENNER, M.	Åbo Akademi, Åbo, Finland
CSONGOR J.	Debreceni Orvostudományi Egyetem Központi Laboratóriuma, Debrecen
CZELLÁR S.	Kossuth Lajos Tudományegyetem Alkalmazott Fizikai Intézete, Debrecen
DEME S.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
DZVONYÁR J.	Orvostudományi Egyetem Szülészeti és Nőgyógyászati Klinika, Debrecen
GERGELY L.	Kossuth Lajos Tudományegyetem Alkalmazott Fizikai Intézete, Debrecen
HALÁSZ T.	Agrártudományi Egyetem, Növényvédelmi Tan- szék, Debrecen
HJORTH, S. A.	Research Institut for Physics, Stockholm, Sweden
HOLMLUND, O.	Åbo Akademi, Åbo, Finland
HUTCHEON, D. A.	Nuclear Physics Laboratory, Oxford, England
ЯХИМ, М.	Объединенный Инсттут Ядерных Исследований Дубна
ЯВОР, С. Я.	Физико-Технический Институт, им. Иоффе, Ленинград
KARDON B.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
KAS J.	Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete, Debrecen
KEDVES F.	Kossuth Lajos Tudományegyetem Alkalmazott Fizikai Intézete, Debrecen
KROÓ N.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
LANDY L.	Enying, Ady E. u. 38.
MAKRA ZS.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
MÉNES A.	Tanítóképző Intézet, Debrecen

MISKOLCZY J.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
NAGY M.	Református Gimnázium, Debrecen
NAGY T.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
NILSON, A.	Research Institut for Physics, Stockholm, Sweden
OMAR, H. M.	Atomic Energy Establishment, Cairo, EAR
ОВСЯННИКОВА, Л. П.	Физико-Технический Институт им. Иоффе, Ленинград
PANTÓ G.	Kossuth Lajos Tudományegyetem Ásvány- és Földtani Intézete, Debrecen
PIETSCHMAN, H.	Institut für Theoretische Physik, Universität Wien, Wien
QUITTNER P.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
SRIVASTAVA, D. S.	Aligarh Muslim University, Aligarh, India
START, D. F. H.	Nuclear Physics Laboratory, Oxford, England
SZALAY A. S.	Eötvös Loránd Tudományegyetem, Atomfizikai Intézete, Budapest
СОРОКО, В. М.	Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна
СТАНЧЕВ, С. М.	Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна
СТАНЧЕВА, Н. С.	Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна
TADIC, D.	Institute "Rudjer Boskovic", Zagreb
TYRROFF, H.	Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна
ЧТКИН, В. А.	Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна
VANDLIK J.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
ВАНДЛИК, Т. Б.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest
ВАСИЛЕНКО, А. Т.	Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна
WEAVER, J. J.	Nuclear Physics Laboratory, Oxford, England
ЗАЙЦЕВА, Н. Г.	Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна
ZIMÁNYI J.	Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irá-
nyu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója

Példányszám: 500
1973/1.

MTA KESZ Sokszorosító

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 15

№ 1

ATOMKI

BULLETIN

Volume 15

Number 1

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

Page

- J. BACSÓ, D. BERÉNYI, A. SZALAY: Recent Developments in X-Ray Fluorescence Analysis and its Applications 1
- D. VARGA: Position Sensitive Proportional Counter 17
- L. HORVÁTH, I. KISS, E. KOLTAY: Electron-Optical Description of a Combined Window-Type Quadrupole and Immersion Lens 23
- Gy. BIBOK: Single Channel Amplitude Analyzer 41
- Gy. BIBOK, Zs. KERTÉSZ, Gy. MÁTHÉ, A. PAÁL: Universal Counter for Nuclear Measurements 49

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

- I. Török: Remote Control Unit for a ND-2020 Multichannel Analyzer 59
- L. MESKÓ, A. VALEK: Gastarget Cell for Absolute Cross Section Measurements 61

NEWS OF THE INSTITUTE 65

BIBLIOGRAPHY OF REPORTS PUBLISHED BY THIS INSTITUTE IN 1972 73

310565

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

15. kötet

2. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1973

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

15. kötet

2. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

D oldal

- LŐKÖS S.: Analóg plotter illesztése Nuclear Data gyártmányu, 50/50 típusu nukleáris adatgyűjtő és feldolgozó rendszerhez 95
- LŐKÖS S., ZOLNAI L.: Rajzolóprogramok több-paraméteres függvények ábrázolására. /Az ND 50/50 rendszer programkönyvtárának bővítése I./ 107
- SZTARICSKAI T.: Kettős fényimpulzus generátor időmérő rendszerek beállításához 111
- LŐKÖS S., MISKOLCZI J., TÖRÖK I.: Félautomatikus digitális koordinátamérő mikroszkóp tárolós számlálója 125
- VERTSE T.: Rugalmatlan folyamatok részecske átvadó reakciókban /összefoglaló közlemény/ 139

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBŐL

- BERECZ I., BOHÁTKA S., RUBECZ M.: Lyukkeresés Orbitron típusu getter-ion szivattyú segítségével 155

ANALÓG PLOTTER ILLESZTÉSE NUCLEAR DATA GYÁRTMÁNYÚ, 50/50 TÍPUSÚ NUKLEÁRIS ADATGYŰJTŐ ÉS FELDOLGOZÓ RENDSZERHEZ

LŐKÖS SÁNDOR

A cikk az NE 230 típusú EFKI gyártmányú analóg plotter illesztését ismerteti egy Nuclear Data gyártmányú 50/50 rendszerhez. Leírja az illesztő egység felépítését és működését, valamint részletesen ismerteti néhány áramköri megoldást.

A plotter a PDP-8/I kiszámítógép 50, 51 és 52-es készülékkódjait foglalja le. Az illesztő egység nyolc utasítás dekódolására és végrehajtására képes és három flag segítségével figyeli a plotter állapotát.

A gyors és pontos digitál-analóg konverterek módját adnak az illesztő egység széleskörű felhasználására.

INTERFACEING AN ANALOGUE PLOTTER TO A NUCLEAR DATA ACQUISITION AND PROCESSING SYSTEM OF NUCLEAR DATA 50/50 TYPE. An analogue plotter, type NE 230, manufactured by EFKI, was interfaced to a NUCLEAR DATA 50/50 system. The principle of operation and some circuits of the interface are given.

The plotter uses the following device codes of the PDP-8/I small computer: 50, 51 and 52. The interface unit is apt to decode and perform 8 instructions, the status of the plotter is monitored using three flags.

The high speed, accurate digital-analogue converters ensure a wide range of applications for the interface.

СОГЛАСОВАНИЕ АНАЛОГОВОГО САМОПИСЦА X-Y К СИСТЕМЕ НАКОПЛЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ЯДЕРНО ФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ ТИПА NUCLEAR DATA 50/50 В АТОМНИ. В статье описано согласование аналогового самописца X-Y типа NE 230 /сделано в EFKI/ к системе NUCLEAR DATA 50/50. Дана блок-схема принципа работы, и подробно описаны некоторые схемы.

Самописец занимает кодов 50, 51 и 52 из кодов устройства малой ЦВМ типа PDP-8/I.

Согласующее устройство способно на декодирование и выполнение восьми команд, и наследование состояния самописца пользуясь тремя флагами.

Быстрые и точные цифрово-аналоговые преобразователи дают возможность широкого применения согласующего устройства.

1. BEVEZETÉS

Intézetünkben 1971 vége óta működik egy NUCLEAR DATA gyártmányú 50/50 típusu adatgyűjtő és feldolgozó rendszer, amely egy DIGITAL EQUIPMENT CORPORATION PDP-8/I kissetszámítógépből és egy, a géphez illesztett 4K csatornás impulzus analizátorból áll az alábbi konfigurációban: 4K/24 bit tároló, 2 db 8K felbontású 100 MHz-es ADC, 8 bemenetű routing, display, interface az analizátor és a számítógép illesztésére, PDP-8/I /4K/, teletype, lyukszalag ki- és bemenet a számítógéphez illesztve.

Az 50/50 típusu megoldásnak számos előnye van mind a számítógéppel mind a hardware-programozott analizátorral szemben, de az előnyök csak akkor jelentkeznek és válnak kihasználhatóvá, ha egy adott feladatnak legjobban megfelelő konfigurációt sikerül kialakítanunk. A mi esetünkben a ráfordítható összeg korlátozta a konfiguráció méretét, és ezen belül kellett célszerűen megválasztani az összeállítást. A választás a gyakorlat alapján sikeresnek mondható, rendelkezésünkre áll egy olyan, az alapfeladatok széleskörű megoldására közvetlenül alkalmas működő bázis, amely tetszőlegesen bővíthető. Célszerű ráfordítással e rendszer lehetővé teszi az egyre bonyolultabb feladatok gyors, hajlékony megoldását.

A bővítés egyik legkézenfekvőbb módja az Intézetben belüli lehetőségek kihasználása, ha erre igény mutatkozik. A lehetőség egy NE 230 típusú EFKI gyártmányú analóg plotternek az 50/50 rendszerhez való illesztése volt, amely találkozott azzal az igénnyel, hogy a rendszerrel felvett adatokat /spektrumokat/ ne csak a megjelenítő ernyőn kapjuk meg, hanem felrajzolva, maradandóan is rendelkezésre álljanak, de a rajzolás emberi energia megkímélésével történjék.

2. A PLOTTER MINT SZÁMÍTÓGÉP PERIFÉRIA

A magfizikai mérések gépi feldolgozásánál nagyon sok esetben szükséges a mérési adatok, pl. spektrumok olyan jellegű ábrázolása, amely a végső feldolgozás és kiértékelés szempontjából ugyan nem teljes értékű, de módot ad előzetes becslésekre és vizuális vizsgálattal meghozható döntésekre. Ilyen jellegű ábrák készítésére kiválóan alkalmas egy átlagos teljesítményű analóg plotter, perifériaként a mérőrendszerhez illesztve. Az 50/50 rendszerrel a plottert célszerű a számítógéphez illeszteni.

2.1. Analóg és digitális plotterek

Az esetek nagy részében a számológépekhez digitális plottert illesztenek. Ennek magyarázata az, hogy az illesztés egyszerűbb, nem szükségesek az elég kényes digitál-analóg konverterek, a digitális plotter működése gyors, megbízható és pontos,

rajzfelülete az analóg plotterrel összehasonlítva rendkívül nagy. Ezek a plotterek viszont elég drágák és egyoldalúak a más célra való alkalmazást illetően, ezért mérsékelt igények és kis kihasználás esetén nem célszerű alkalmazni őket.

Az analóg plotter illesztése mind hardware, mind software szempontból nehezebb a digitális plotterénél, de maga az interface és a plotter több célra is felhasználható.

2.2. Az NE 230 plotter főbb tulajdonságai [2]

	NE 230	általában
Hasznos rajzfelület	380x260 mm /A3/	A3, A4
Papírrögzítés	elektrosztatikus	vákuum, mechanikus, elektrosztatikus
Átfutási sebesség	30 cm/s	30 cm/s
Beállási idő	kisebb mint 1,5 s	-
Pontosság	$\pm 0,5 \%$	$\pm 0,2 \%$
Linearitás	$\pm 0,5 \%$	$\pm 0,1 \%$
Visszaállítás	-	$\pm 0,1 \%$
Nulldetektor	nincs	választható, van
Folytonos és pontirási lehetőség	van	van

Látható, hogy a feladat megoldására rendelkezésünkre álló NE 230 plotter pontossága valamivel szerényebb az átlagnál, amit feltétlenül figyelembe kell venni, ha a plotter teljesítő-képességét vizsgáljuk. Egyetlen példát említünk. Pontrajzolásnál a pontosság az NE 230-nál $0,5 \%$ -nak vehető, szemben az átlagos $0,1 \%$ -kal. Tekintsük a kézi rajzolás pontosságát $0,5 \text{ mm}$ -nek. Általában tehát a plotterek maximálisan $500 \times 500 \text{ mm}^2$ -es felületen még biztosítani tudnák a $0,5 \text{ mm}$ -es rajzolási pontosságot, míg ez a felület az NE 230-nál $100 \times 100 \text{ mm}^2$, illetve ha a visszaállási pontosságot $0,25 \%$ -nak tekintjük a linearitást figyelmen kívül hagyva, ez a felület $200 \times 200 \text{ mm}^2$, ami kisebb a hasznos rajzfelületnél. Ennek ellenére a teljes felületet használjuk a pontosság rovására.

Az általunk készített illesztő egység analóg kimenetei ezzel szemben egy $2,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ -es felületen tudják biztosítani a $0,5 \text{ mm}$ -es rajzolási pontosságot. Ezt a nagy pontosságot a BURR-BROWN cégtől vásárolt digitál-analóg konverterek /DAC-k/ szolgáltatják. /A DAC-k típusa: DAC 20-12U-USB, digitális bemenet 12 bit, analóg kimenet 0 V és -10 V között, konverziós idő $1,5 \mu\text{s}$./ A konverterek kiváló tulajdonságai lehetővé teszik, hogy az illesztő egység analóg kimeneteit a plotter vezérlésén túl egyéb célra is felhasználjuk.

3. A PDP-8/I KISSZÁMITÓGÉP

Párhuzamos üzemű, 1,5 μ s. ciklusidejű harmadik generációs ferrit memóriás kisméretű számítógép. Az ATOMKI-ban használt 50/50 rendszerbe 4K-s alapmemóriával van beépítve.

A külső perifériális egységek úgynevezett "bus" rendszeren keresztül kapcsolódnak a központi egységhez [1]. Ez azt jelenti, hogy az input/output /I/O/ információ egy-egy közös vonalon halad, amely minden perifériát érint. Az I/O információ lehet adat vagy utasítás jellegű.

3.1. Az I/O utasítások szerkezete

A három fő utasítás típus: a memória-referenciás, az I/O, és az aritmetikai utasítások közül röviden az I/O utasítások szerkezetét ismertetjük. Ezen utasításoknál a számítógép szó 0.-2. bitjeinek oktális értéke mindig 6. /A 12 bites bináris számot a könnyebb kezelhetőség miatt 3 bitenként csoportosítva, egy négyjegyű oktális számmal helyettesítjük./ A számítógép szó 3.-8. bitjeinek megfelelő kétjegyű oktális szám az un. készülék kiválasztó kód. Ezzel címezzük meg a megfelelő perifériát. Értéke maximálisan 778, azaz 63_{10} lehet, amely egyben a perifériák maximális száma is. A 9.-11. biteknek megfelelő oktális számjegy a tulajdonképpeni utasítás. Tehát a négy oktális jegyű I/O utasítás első jegye a típust mutatja, a második és harmadik együtt a készülék címét, amelyre utasítást akarunk kiküldeni, és az utasítás maga a negyedik jegy.

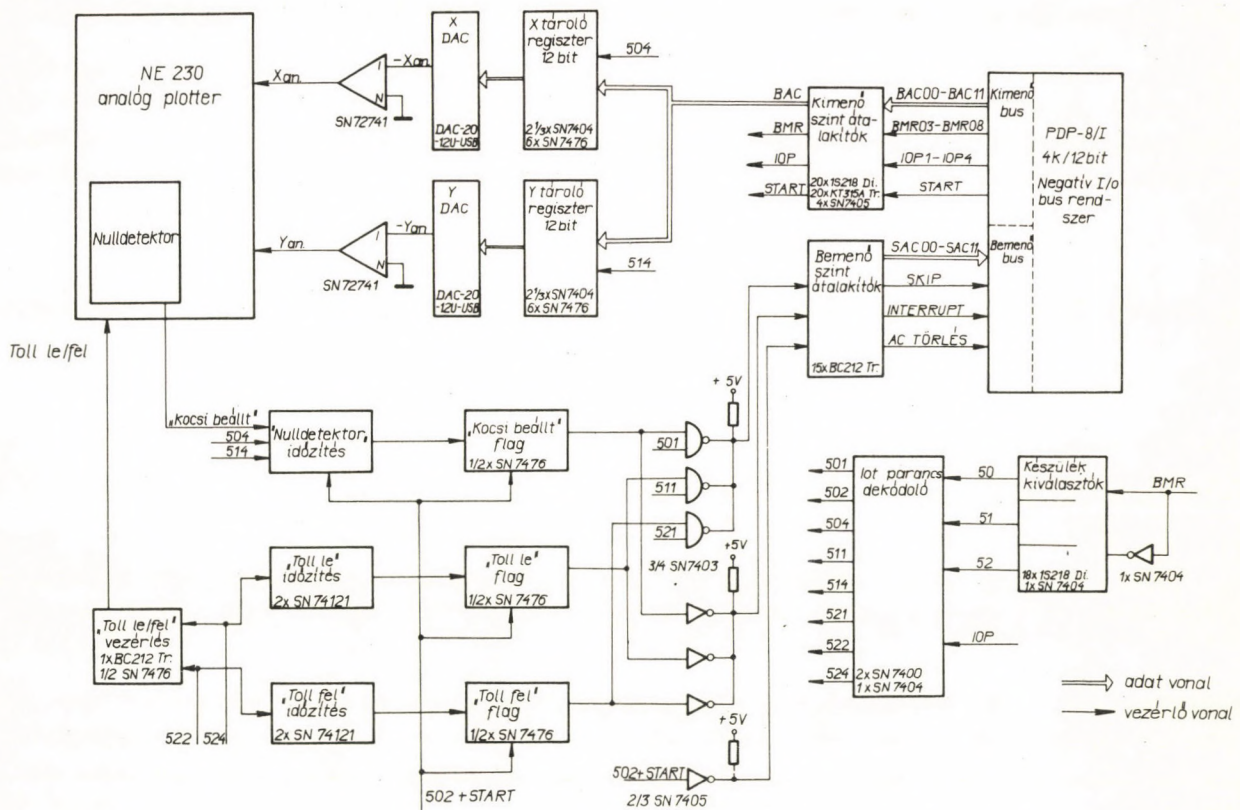
4. A PLOTTER ILLESZTŐ EGYSÉGE

A plotter a számítógéphez egy illesztő, un. "interface" egységen keresztül csatlakozik. Az illesztő egység blokk-sémája az 1. ábrán látható. /A rajzon a logikai jelek jelöléseinél elhagytuk a negálást, ez a lényegi összefüggést nem befolyásolja, viszont az ábrát könnyebben követhetővé teszi./ A számítógép I/O jeleinek két típusát, az adat jeleket és a vezérlő jeleket a nyílak különbözőségével érzékeltetjük a rajzon.

4.1. A plotter és a gép nyelve

A plotter két analóg jelet X_{an} és Y_{an} fogad, amelyekkel arányosan mozdul el a plotter rajztoll tartó kocsija két egymásra merőleges /X és Y/ irányban. Fogad egy kapcsoló jelet, amelynek hatására leteszi illetve felemeli a rajztollat. Ezek mellett a vezérelhetőséghez még szükséges, hogy visszajelezzen, amikor a kocsi az analóg jeleknek megfelelően beállt. Ezt oldja

meg a beépített nulldetektor.



1.ábra. Az illesztő egység vázlatos rajza.
Fig. 1. Block scheme of the interface unit.
Рис. 1. Блок-схема согласующего устройства.

A gép input-output jeleinek ismertetésénél és a továbbiakban az [1] irodalom jelöléseit alkalmazzuk. A gép az akkumulátor regiszterét rá tudja kapcsolni az I/O bus-ra a BAC00-BAC11 jelek előállítására, illetve a SAC00-SAC11 jelek fogadására, ezáltal lehetővé téve az adat ki- és bevitelt. A BMR03-BMR08 jelek a memória regiszter 3.-8. bitjei, az I/O utasítás cím részét adják. Az IOP4-IOP1 jelek a memória regiszter 9.-11. bitjeinek felelnek meg oly módon, hogy az IOP1 jel a BMR jelek után 1 μ s, az IOP2 jel 2 μ s és az IOP4 jel 3 μ s múlva jelenik meg. IOP impulzusokról is szokás beszélni, ha a megfelelő memória regiszter bit "1", van IOP impulzus, ha "0", nincs IOP impulzus. A számítógép a címhez hozzátéve valamilyen IOP kombinációt, utasítást tud kiküldeni a megadott címre egy háromjegyű oktális szám formájában. /A négyjegyű utasítás első jegye csak a számítógépnek szól./

A START jellel tudatja kifelé a gép, hogy dolgozni kezdett,

és ez a jel hozza alaphelyzetbe a perifériákat. Az AC TÖRLÉS jel segítségével pedig a perifériák kérhetik a gép akkumulátorának nullázását.

A számítógép I/O utasításainak nagy részét a perifériák csak hosszabb idő alatt tudják végrehajtani. A gép ilyenkor a programtól függően kétféleképpen cselekedhet. Első esetben ki várja egy programhurokban míg a periféria az utasítást végrehajtja. A hurokból csak akkor tud kilépni, amikor a SKIP vonalon jelzést kap az utasítás végrehajtásáról. Második esetben az I/O utasítások kiadása után nem várja meg azok végrehajtását, hanem folytatja a programot tovább, mindaddig, amíg valamelyik periféria a közös INTERRUPT vonalon nem jelzi az utasítás végrehajtását, ami egyben programmegszakítás kérést is jelent. Ekkor, ha megengedett az éppen folyó program megszakítása, a gép automatikusan egy új, ún. periféria-vizsgáló programba kezd. Erre azért van szükség, hogy meg tudja találni és ki tudja szolgálni a programmegszakítást kérő készüléket. Kiszolgálás után visszatér az eredeti programba a következő megszakítás kérésig.

4.2. A plotter illesztő egység tervezése és működése

Az illesztő egység tervezése a kétoldali igények és feladatok felmérésével kezdődött. A plotternél meg kellett oldani az analóg jelek előállítását a számítógép szavaiból, vezérelni kellett a rajztoll függőleges helyzetét, detektálni kellett a kocsi beállítását, valamint figyelembe kellett venni a toll le-fel mozgásának idejét. A számítógépnél a gyár által előírt feltételek mellett biztosítani kell az I/O jelek fogadását és feldolgozását [1].

A megépített egység működése az 1. ábra alapján követhető. A felhasznált készülékkódok az 50, 51 és 52. Ha BMR impulzusok ezek valamelyikét cimezik, a címnek megfelelő készülék kiválasztó áramkör kimenetén logikai "1" jelenik meg. A készülék kiválasztók kimenő jele az IOT parancs dekódoló áramkörre kerül, az IOP impulzusokkal együtt. A készülékkódok /v. készülékszámok/ és az IOP impulzusok logikai ÉS kapcsolata révén a dekódoló kimenetén megjelennek logikai "1" formájában az ún. IOT utasítások, amelyeket a megfelelő I/O utasítások utolsó három oktális jegyével jelölünk. Az IOT utasítások indítják a periféria egyes műveleteit.

A periféria pillanatnyi állapotát ún. flag-ek /bistabil multivibrátorok/ tartják nyilván. Alaphelyzetben minden flag kimenete logikai "0". Kövessük végig egy pont kirajzolásának a menetét! Bevisszük a gép akkumulátorába a pont X koordinátáját. Ezután a 6504-es utasítás az akkumulátor /AC/ tartalmát átírja az X tároló regiszterbe és megjelenik az X_{an} jel. Az Y koordinátát a 6514-es utasítás viszi át az AC-ből az Y tároló regiszterbe az Y_{an} jel előállításához. Ezután a gép egy programhurokba lép, amelyben a 6501-es utasítással kb. 6 μ s-onként megvizsgálja a "Kocsi beállt" flag állapotát.

Amikor a kocsi az X_{an} és Y_{an} jeleknek megfelelő pozícióba beáll, a nulldetektor az időzítő áramkörön keresztül megváltoz-

tatja a "Kocsi beállt" flag állapotát, a flag megengedő jelet ad az ÉSNEM kapura. A következő 6501-es flagvizsgáló utasítás hatására keletkezett 501-es IOT parancs most már átjut a nyitott kapun és a SKIP vonalon jelzi a gépnek az utasítás végrehajtását. A számítógép a váróhurokból kilépve a 6502-es utasítással folytatja a programot. Az ennek megfelelő 502-es IOT parancs alaphelyzetbe állítja az összes flag-et és a nulldetektor-időzítő áramkört, és törli a gép akkumulátorát.

Ezután a 6522-es utasítás hatására a "Toll le/fel" vezérlő áramkör leteszi a tollat, ugyanekkor indul a "Toll le" időzítés, amely a toll leérésének megfelelő idő elteltével aktivizálja a "Toll le" flag-et. A gép most a 6511-es flagvizsgáló utasítással kérdezi le az előzőhöz hasonló módon a flag állapotát. A 6522-es utasítás végrehajtása után ismét alapállapotot hozunk létre a 6502-es utasítással.

A toll felemelését és a "Toll fel" időzítést a 6524-es utasítással indítjuk, és a "Toll fel" flag állapotát a 6521-es flagvizsgáló utasítás kérdezi le. Végül ismét egy 6502-es utasítás hozza alapállapotba a rendszert.

Az illesztő egység, ha csak a leírt módon szándékoznánk üzemeltetni a plottert, megoldható lenne egyetlen állapotjelző flag segítségével is. A váróciklusos üzemeltetés azonban csak az egyik, egyszerűbb üzemmód. Nyilvánvaló hátránya, hogy a kiszolgálásra fordított idő csak elenyésző része a várakozással töltött időnek. /A rajzolási sebesség kb. 200 pont/perc./

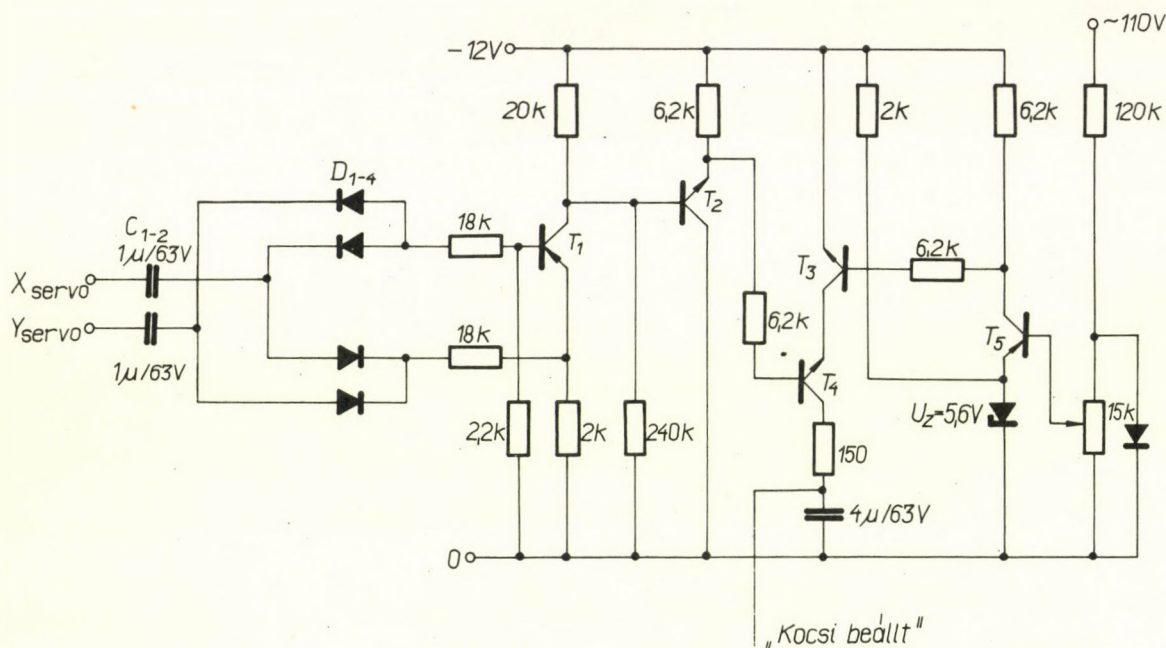
Sokkal jobb kihasználást biztosít a programmegszakításos üzemeltetés, ebben az esetben ugyanis várakozás helyett más feladattal tud foglalkozni a gép. Miután ebben az esetben a gép nem küld ki flagvizsgáló utasításokat a periféria állapotának figyelésére, más módon kell jelezni az utasítás végrehajtását. Az 1. ábrán látható, hogy minden flag kimenete a SKIP vonalon kívül rácsatlakozik az INTERRUPT vonalra is, és azon keresztül is képes állapotának megváltozását jelezni a gép felé. A gép az INTERRUPT vonalon érkező jelzés hatására programmegszakítást hajt végre a már leírt módon és kiszolgálja a perifériát. Ez az üzem egyetlen flag esetén csak ún. software kapcsolók segítségével valósítható meg, ami lényegesen bonyolítja az amúgy sem egyszerű megszakításos programok megírását, így inkább vállaltuk a több flag alkalmazásával járó hardware bonyolultságot.

4.3. Az egyes áramkörök

A tervezésnél az [1], [2] és [3] irodalmak szolgáltak alapul. Részletesebben csupán két egységet szeretnénk ismertetni, a nulldetektort, és a nulldetektor-időzítő áramkört.

4.3.1. A nulldetektor

Kapcsolási rajza a 2. ábrán látható. Feladata az X és Y szervoerősítők kimeneteinek /plotter/ érzékelése révén a kiegyenlített állapot detektálása.



2.ábra. A nulldetektor kapcsolási rajza.

Fig. 2. Circuit diagram of the null-detector.

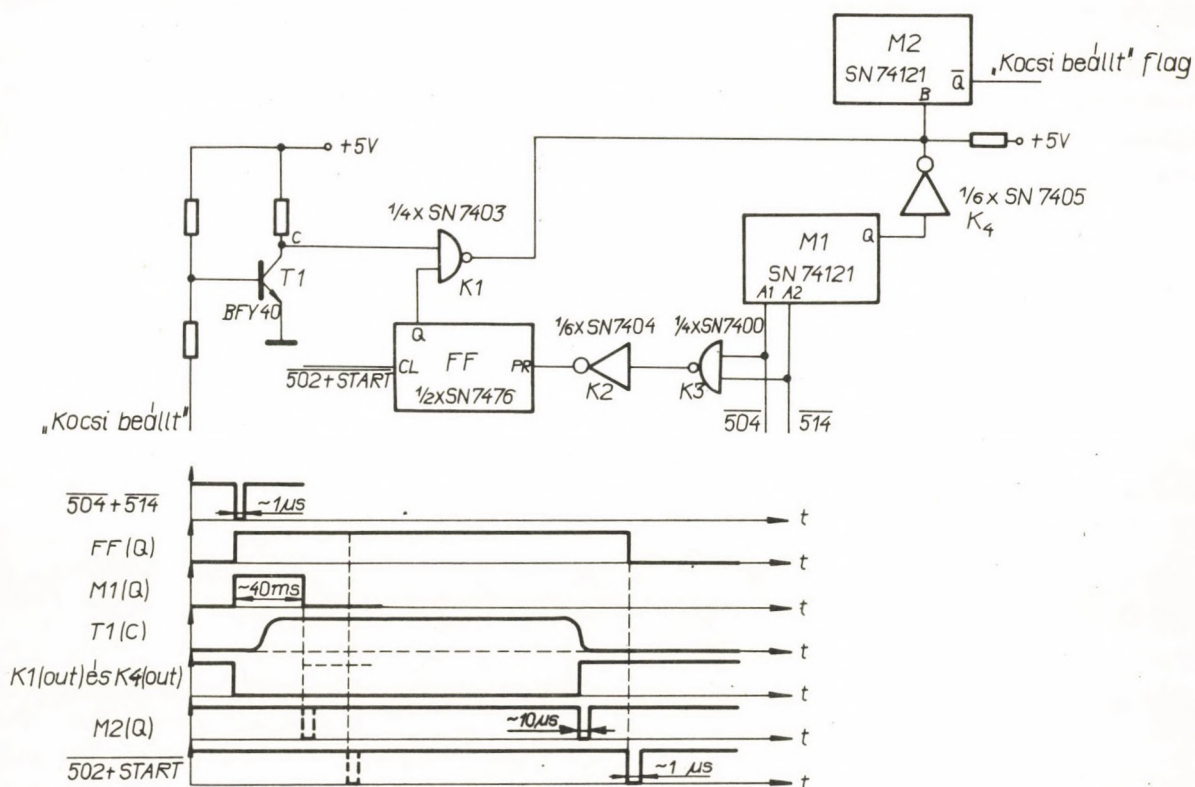
Рис. 2. Принципиальная схема детектора нуля.

A D_{1-4} diódákból álló hidegyenirányító sarkain megjelenő egyenfeszültség ingadozás megfelelően leosztva előfeszíti a T_1 tranzisztort. T_1 kollektoráról T_2 emitterkövetőn keresztül T_4 bázisára kerül a már felerősített jel. A hid sarkain azonban nem csak a kiegyenlítettenségből származó feszültség-ingadozás, hanem bizonyos zajfeszültség is megjelenik. A zajfeszültség viszont leválasztható, mert a kiegyenlítettenségből származó hibajel maximuma egybeesik a meghajtó motorok váltófeszültségének /110 V/ egyik irányu maximumával. A váltófeszültségből leosztás és egyutas egyenirányítás után a T_5 segítségével egy változtatható szélességű négyszögimpulzus sort állítunk elő a T_3 tranzisztor vezérlésére. Ily módon a T_3 és T_4 tranzisztorokból álló ÉS kapu csak akkor nyithat, ha a T_4 -re jutó feszültség egybeesik a váltófeszültség maximumához tartozó impulzus sorral, azaz a kiegyenlítettenségből származó hibajellel.

A $4 \mu\text{F}$ és a "Kocsi beállt" időzítő kör bemenetén levő ellenállás alkotta RC kör időállandója olyan nagy, hogy az első töltő impulzus után a $4 \mu\text{F}$ -os kondenzátor feszültsége az impulzusok közötti időben is -12 V közelében marad, és az utolsó impulzus után kb. 100 ms múlva éri csak el a nulla-szintet.

4.3.2. Nulldetektor időzítő áramkör

Az áramkör kapcsolási rajza és idő-diagramja a 3. ábrán látható.



3.ábra. A nulldetektor-időzítés áramkör és idő-diagramja.

Fig. 3. The timing circuit and its time diagram.

Рис. 3. Схема и временные диаграммы датчика времени.

Az 504 vagy az 514 IOT utasítás a K2 és K3 kapun keresztül bebillenti az FF bistabil multivibrátort /FF Q kimenete logikai "1" lesz/, valamint közvetlenül indítja az M1 monostabil multivibrátort. M1 Q kimenetén megjelenő pozitív impulzus K4-en áthaladva invertálódik és nullába viszi M2 monostabil multivibrátor B bemenetét. FF Q kimenete megengedő jelet ad a K1 ÉSNEM kapu egyik bemenetére. A regiszterek betöltése után kicsit késve megjelenik T₁ kollektorán a "Kocsi beállt" jel, aminek hatására a K1 kimenete a huzalozott VAGY kapcsolatban aktivan is logikai "0" lesz.

Normális esetben, nagyobb X v. Y változás esetén az M1 impulzusánál hosszabb "Kocsi beállt" impulzus vége indítja az M2 monostabilt, amely néhány μs széles negatív impulzusával aktivizálja a "Kocsi beállt" flag-et. Előfordul azonban kis X és Y

változásánál, hogy "Kocsi beállt" impulzus nem jelenik meg, ebben az esetben M1 biztosítja M2-nek egy megadott időkésleltetéssel történő indítását.

"Kocsi beállt" impulzust azonban nemcsak az X_{an} és Y_{an} jelek változása idézhet elő, hanem a kocsi kívülről történő elmozdítása is. Ez azzal a veszéllyel járhatna, hogy a plotter kocsijához nyulva programmegszakítást idéznénk elő. Az ilyen véletlen megszakítás kiküszöbölésére szolgál az FF bistabil multivibrátor, amely a K1 kapura adott logikai "1" szinttel csak az X vagy Y tároló regiszterek betöltése után engedi meg, hogy a "Kocsi beállt" jel indítsa az M2 monostabil multivibrátort. A megengedés a 6502-es utasítás kiadásáig tart, amely visszabilentíti az FF bistabil multivibrátort.

5. A PLOTTER UTASÍTÁSOK ÖSSZEFOGLALÁSA

Lehetséges "Mnemonic" kód	Oktális kód	Jelentés
SFCR	6501	Ugorj, ha a "Kocsi beállt" flag "1"! /SKIP IF CARRIAGE IS READY/
RALF	6502	Töröldj minden flag-et és az AC-t! /RESET ALL FLAGS/
SXR	6504	Töltsd be az X regisztert! /SET X REGISTER/
SFPD	6511	Ugorj, ha a "Toll le" flag "1"! /SKIP IF PEN IS DOWN/
SYR	6514	Töltsd be az Y regisztert! /SET Y REGISTER/
SFPU	6521	Ugorj, ha a "Toll fel" flag "1"! /SKIP IF PEN IS UP/
PDN	6522	Toll le! /PEN DOWN/
PUP	6524	Toll fel! /PEN UP/

6. AZ ILLESZTŐ EGYSÉG EGYÉB CÉLOKRA VALÓ FELHASZNÁLHATÓSÁGA

Röviden két olyan felhasználási lehetőséget említek meg csupán, amelyek megvalósítására az illesztő egység minden módosítás nélkül alkalmazható.

a./ Display oszcilloszkóp vezérlés. A gyors és nagy felbontású digitál-analóg konverterek lehetővé teszik, hogy az X_{an} és Y_{an} jeleket felhasználjuk spektrumok display ernyőn való ábr-

rázolására, vagy a számítógép memória egy részének a megjele-
nitésére.

b./ Általános célú nagypontosságú analóg vezérlő jel elő-
állítás egy vagy két csatornán. A konverterek $2,5 \times 10^{-4}$ -es pon-
tossága lehetővé teszi, hogy számítógép segítségével analóg ve-
zérlő jel formájában esetleg igen bonyolult függvényeket nagyon
nagy pontossággal szimuláljunk. Az 50/50 analizátorának analóg-
digitál konverterét felhasználva pedig speciális esetekre zárt
vezérlő rendszer alakítható ki a számítógép felhasználásával.

IRODALOM

- [1] Small Computer Handbook, 1970. Digital Equipment Corporation
kiadvány.
- [2] X-Y író műszerkönyve. EFKI 1971.
- [3] 7590C/7690CR Automatic Plotting System. Operating and Service
Manual. Hewlett Packard/Moseley Division 1965.

RAJZOLÓPROGRAMOK TÖBBPARAMÉTERES FÜGGVÉNYEK ÁBRÁZOLÁSÁRA /AZ ND 50/50 RENDSZER PROGRAMKÖNYVTÁRÁNAK BŐVÍTÉSE I./

LŐKÖS SÁNDOR ÉS ZOLNAI LÁSZLÓ

Három assembler szintű, PDP-8/I /4k/-ra irt plotter-programot ismertetünk, amelyek alkalmasak többparaméteres eloszlások ábrázolására a rendszerhez illesztett analóg plotteren.

PROGRAMS FOR PLOTTING MULTIPARAMETRIC FUNCTIONS.
/EXTENSION OF THE PROGRAM LIBRARY OF ND 50/50 SYSTEM. I./
Three programs of assembler levels compiled on a PDP-8/I /4k/ computer, are given. They are suitable for drawing multiparametric distributions on an analogue plotter interfaced to a system ND 50/50.

РИСОВАЛЬНЫЕ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ФУНКЦИЙ
НЕСКОЛЬКИХ ПЕРЕМЕННЫХ. /РАСИТРЕНИЕ БИБЛИОТЕКИ-ПРОГРАММ
СИСТЕМЫ ND 50/50 I./ Описаны программы для изображения
функций нескольких переменных на аналоговой рисовальной
машине системы ND-50/50. При расчетах применялась ЭВМ
типа PDP-8/I.

A cikkben ismertetendő programok az [1] közleményben le-irt plotter periféria működtetésére szolgálnak, egy folyamatosan felépülő plotterprogram-csomag részeként. A részletes leírás előtt röviden bemutatjuk azt a már meglevő software alapot, amelyet felhasználtunk.

1. A PROGRAMKÖNYVTÁR

Rendelkezésünkre állnak a PDP-8/I /4K/ kisszámítógéphez a Digital Equipment Corporation által és az 50/50 rendszerhez a Nuclear Data által kifejlesztett problémaorientált assembler szintű programcsomagok, amelyek biztosítják az analízátor és más perifériákkal való kapcsolatot.

Az ND programcsomag /Physics Analyzer/ szerkezetileg egy alapprogramra és erre épülő ugynevezett "overlay" programokra tagozódik. Az alapprogram tartalmazza a gyakran előforduló rutinokat, a hívási eljárást, annak táblázatait, valamint egy 6 szám-

jegy pontosságu lebegőpontos számolásra alkalmas programot.

A kétkarakteres kódokkal hívható eljárások általában kezdeti beszélgetéssel indulnak, amelyben az input paramétereket közöljük a programmal. A művelet végrehajtását a teletype-on kiírt "asterisk" karakter jelzi.

A programrendszer bővítését a jelentkező igények figyelembevételével, a fenti szerkezeti forma megtartása mellett igyekeztünk megoldani. Minőségi ugrást jelentene a fejlesztésben a tárolási kapacitás megnövelése /memóriabővítés és tömegtároló/.

2. PLOTTERPROGRAM KÉTDIMENZIÓS SPEKTRUMOK RAJZOLÁSÁHOZ

2.1. Program összefoglaló

A program neve: "SPEK PLOT 01"

Katalógus szám: "73-A-L/1-PAL"

Számítógép: PDP-8/I /alapkonfiguráció/

Program nyelve: PAL-III

Használt perifériák: ASR-33, EFKI plotter, ND analízátor

A program feladata: a számítógéphez illesztett ND analízátor memóriájából single spektrumok kirajzolása részletesebb megfigyelés és közelítő kiértékelés céljára.

Ábrázolási forma: kalibrált tengelyekkel kijelölt derékszögű koordináta rendszerben pontokkal felrajzolt csatornaszám-csatornatartalom függvény.

Rajzolási sebesség: átlagosan 200 pont/perc, a spektrum alakjától függ.

Megjegyzés: a program "overlay", "off-line" típusu.

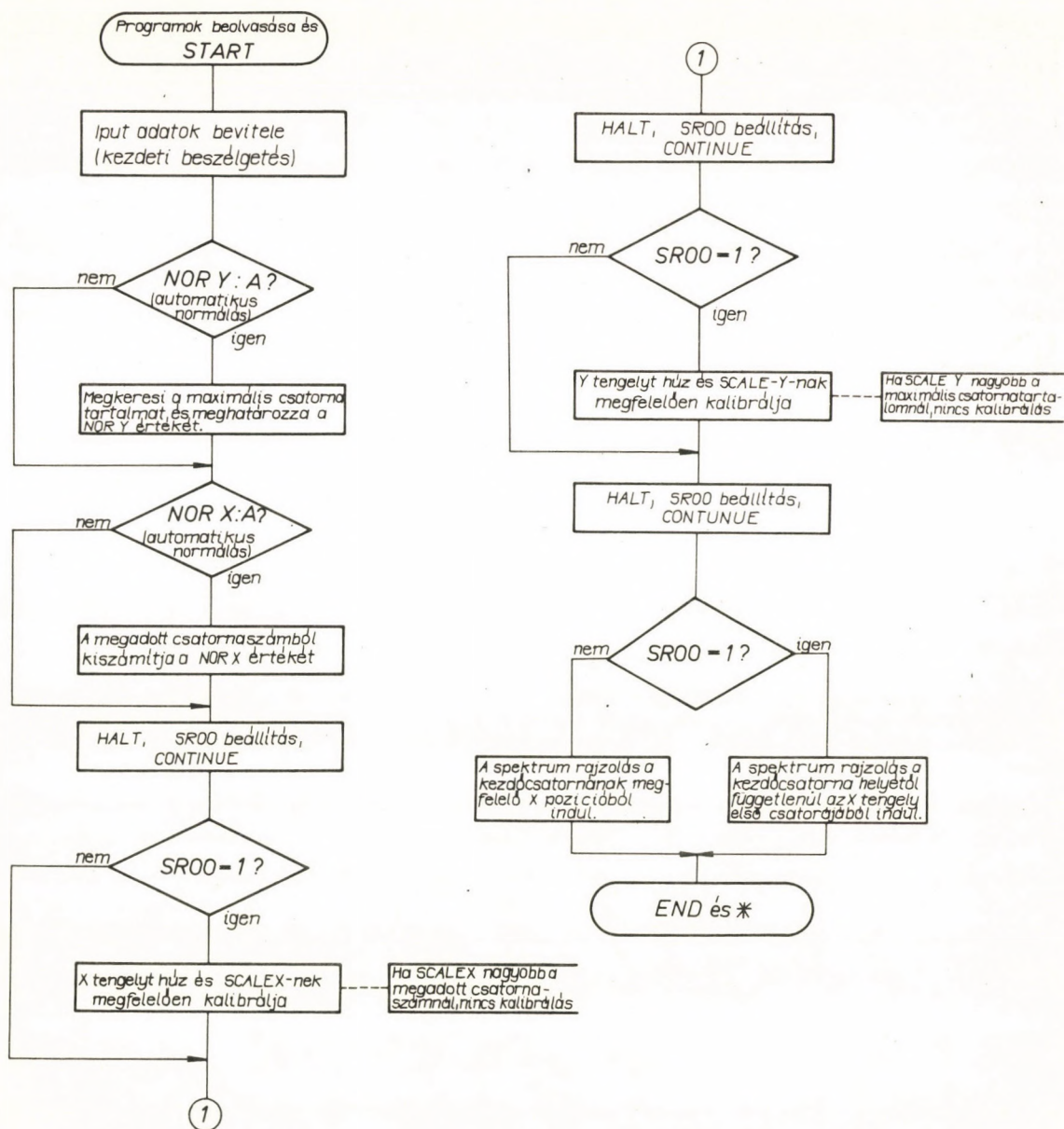
2.2. A program részletes leírása

Működését az 1. ábrán látható folyamatábra szemlélteti. Az input adatok közlése a programmal kezdeti beszélgetésen keresztül történik, amelynek általános formája:

/az aláhuzott részt a használó gépeli/

```
* PP /ALT MODE röv: '/ PLOT SPECTRUM
  IN GROUP A1' FROM A2' TO A3'
  SIZE X: B1' Y: B2' [X,Y]: B3', B4'
  SCALE X: C1' Y: C2'
  NOR X: D1' Y: D2'
```

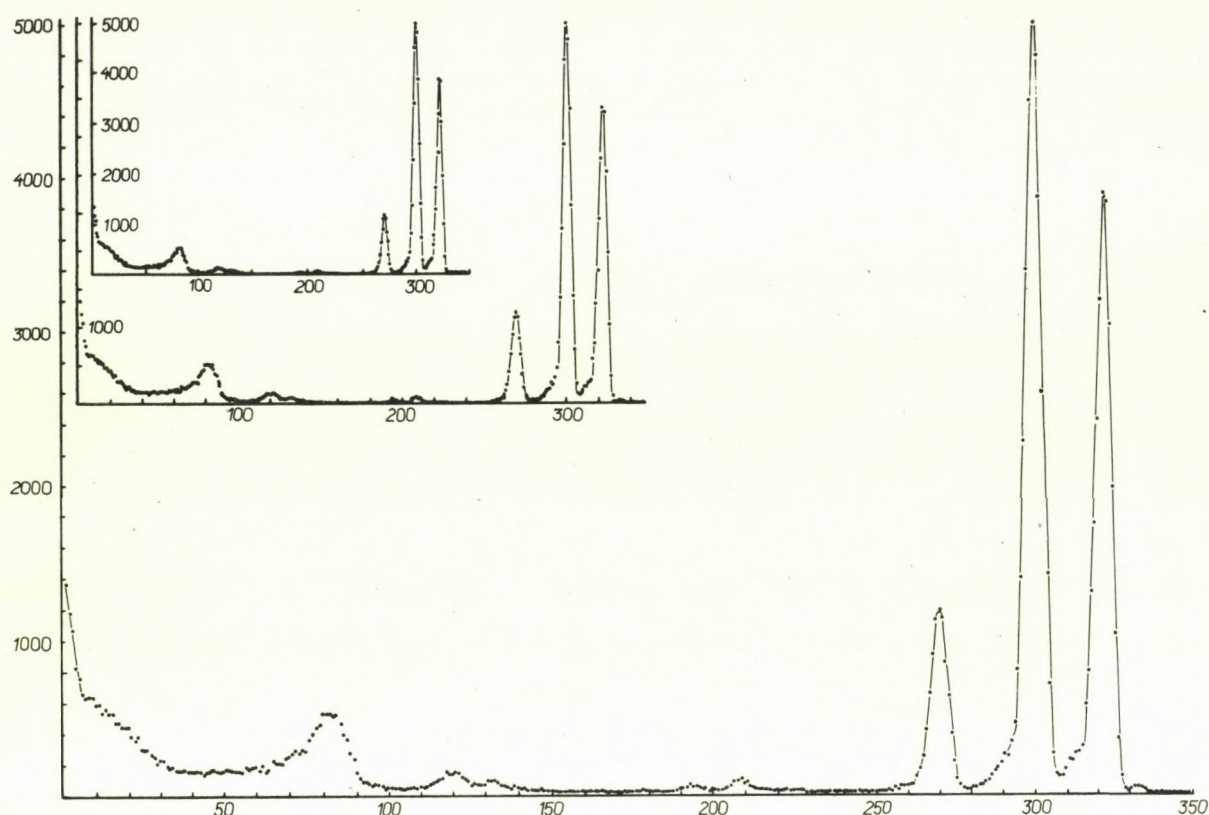
Az ALT MODE nyomtatásban nem látható.



1. ábra. A "SPEK-PLOT 01" program folyamatábrája.
Fig. 1. The flow-chart of the program "SPEK PLOT 01".
Рис. 1. Блок-диаграмма программы "SPEK PLOT 01".

Az egyes bemenő adatok:

- A1 a spektrumot tartalmazó memória rész sorszáma,
- A2 és A3 a csoporton belül a kirajzolandó rész első és utolsó csatornájának sorszáma,
- B1 és B2 a rajzfelület X és Y irányu egyenletes felosztására szolgál,



2.ábra. Spektrumok rajzolása különböző méretben automatikus normálással.

Fig. 2. Drawing spectra in different sizes with automatic normalizing.

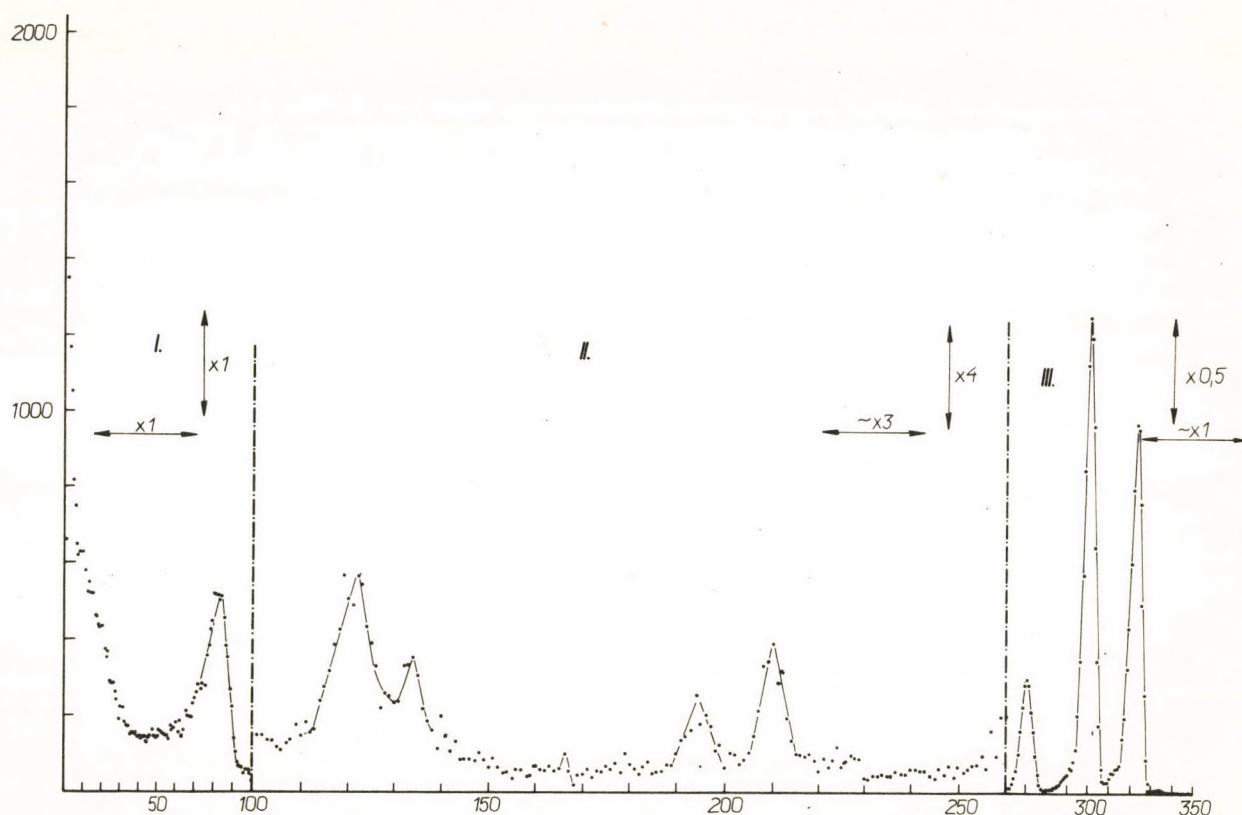
Рис. 2. Рисование спектров в разных форматах автоматическим нормированием.

- B3 és B4 az egyenletesen felosztott felületen egy részfelület kiválasztását teszi lehetővé.

Például B1=3 és B2=2 értékekkel az illusztráció szerinti felosztást nyerjük, a téglalapokba a hozzájuk tartozó B3 és B4 értékpárok vannak beírva.

1,2	2,2	3,2
1,1	2,1	3,1

- C1 az X tengely menti osztásvonalak távolsága, dimenziója csatorna,



3.ábra. X és Y irányu nagyítás változtatása egyetlen spektrumon belül.

Fig. 3. Change of enlargement in directions X and Y within one spectrum.

Рис. 3. Разные увеличивании для X и Y в одном спектре.

- C2 az Y tengely menti osztásvonalak távolsága, dimenziója csatornatartalom,
- D1 és D2:

- a./ D1 és D2 egyenlő A esetén automatikus normálás történik mindkét irányban, az ábrázolandó spektrum lehetőleg jobban kitölti a rajzolásra kiválasztott felületet,
- b./ D1 és D2-nek valamilyen számértéket adva külső normálás történik ezen értékek szerint,
- c./ D1 és D2 egyenlő ALT MODE vezérlő karakter segítségével kiirathatjuk az előző futtatás normálási tényezőit, illetve felhasználhatjuk további futtatáshoz.

/D1 és D2-re külön-külön használható a./, b./, c./ bármelyike./

A kezdeti beszélgetés után a program megáll, és az 1. ábrán látható döntésekre ad lehetőséget a kapcsoló regiszter nulladik bit-jén keresztül.

A program bármely megállás után a 200₈-as címről újra-indítható. Ezt a lehetőséget használhatjuk fel bonyolultabb rajzolási feladatok megoldásánál.

Megjegyzés:

A 2. és 3. ábra illusztrálja a programmal megoldható rajzolási feladatokat. Mindkét esetben ugyanazt a spektrumot dolgoztuk fel. A spektrumot az ATOMKI 5 MV-os Van de Graaff generátora segítségével, néhány komponensből álló céltárgyon végzett nagyszögű alfaszórási kísérletből nyertük mikroanalitikai vizsgálatokban.

3. PLOTTERPROGRAM "DISPLAY"-HŰ KIRAJZOLTATÁSHOZ

3.1. Program összefoglaló

A program neve: "IT SEEMS"

Katalógus szám: "73-A-Z/21-PAL"

Számítógép: PDP-8/I /alapkonfiguráció/

Programozási
nyelv: PAL-III.

Memóriaigény: cca. 1600₈ szó

Használt
perifériák: ASR-33, ND analízátor, EFKI plotter

Megjegyzés: "overlay", "off-line"

A program feladata: Az ND analízátor memóriatartalma display-oszcilloszkópon megjelenő képeinek kirajzoltatása.

A megoldási módszer: Megállapítjuk az analízátor memóriatartalmának memóriafelosztás szerinti jellemzőit, és egyszerű transzformációkkal megkapjuk a rajzolandó pontok plotterkoordinátáit.

3.2. A program részletes leírása

Az információ-rögzítés rajzban igen tömör, és rövid idő alatt kivitelezhető. A gyakorlatban azonban csak több próbálkozás után sikerül megfelelő, áttekinthető rajzot kapni. Ez a tény, figyelembevételével a plotternek, mint számítógép-perifériának, a "lassúságát", kívánatosá teszi a rajz paramétereinek biztos megállapítását.

Az ND 50/50 rendszer számos előnyös lehetőséget nyújt e probléma megoldásához:

1./ A rendszerhez csatolt display-oszcilloszkóp összehasonlítási eszközként szolgálhat a rajzolásnál.

2./ Az ND 50/50 rendszer "display and control" egységének kapcsolói lehetővé teszik a rajzolóprogram bemenő paramétereinek "kísérleti" uton történő beállítását.

A fentebbi szempontokat vettük figyelembe egy olyan program összeállításánál, amely a display-oszcilloszkópon megjeleníthető összes képet ki tudja rajzolni, valamint a probléma software-s megoldásából kifolyólag, a hardware-s kiépítés paramétereinél némely tekintetben többre is képes.

A program az analízátor egyes memóriahelyeihez két paramétert rendel /csoport és csatornaszám, X és Y/, és az ezekhez tartozó memóriatartalomnak /Z/ megfelelő pontot rajzolja ki. A jelenlegi hardware konfigurációban $\max(X) \times \max(Y) = 4096$ és $\max(Z) = 16$ millió.

A program az ND-40-1042 program overlay-je [2]. Egyetlen utasítás (PT) végrehajtására szolgál. Szerkezetére nézve két részre osztható:

Az első rész kezdeti beszélgetés, amely a program bemenő adatainak bevitelére, és néhány software-kapcsoló beállítására szolgál. A következőkben közöljük a (PT) utasítás kezdeti beszélgetését, azzal a megjegyzéssel, hogy a # jelzés olyan számbevitel lezárását jelenti, amelynél a terminátor karakter csak ALT MODE, K, vagy M lehet. Az utóbbi két karakter ebben az esetben 1024, ill. 1024²-nel való szorzást jelent.

*PT' PLOT

IN GROUP vagy CHANNEL A' FROM B' TO C'

INTENSIFY: ON vagy OFF

XY CONFIGURATION: D# X E#

Z FULL SCALE: F#

GAIN: X G'

MARKER: ON vagy OFF

ha ON akkor

ADRESS OF MARKER: H#

PRESENTATION: YZ vagy XZ vagy CONTOUR vagy ISO vagy REV

SCANMASTER: ON vagy OFF

ha ON akkor

GAIN: I'

POSITION: J'

BLOW UP: K'

CORNER OF FIGURE: [L' , M']

A program a kezdeti beszélgetés után megáll, lehetőséget nyújtva a perifériák beállítására, majd a következő részben megkezdi az utasítás műveleti részének végrehajtását.

Az alábbiakban sorra vesszük az egyes utasításrészletek hatását.

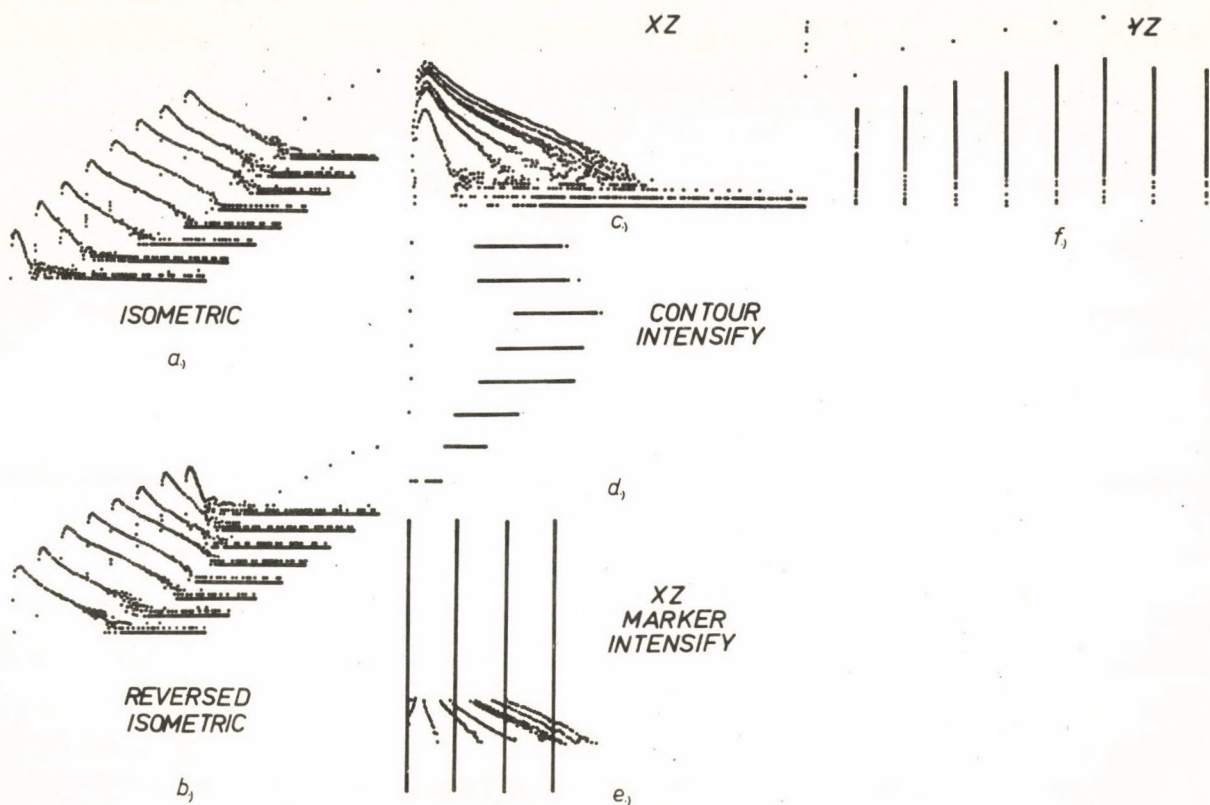
a/ IN GROUP vagy CHANNEL A' FROM B' TO C'

Ez a sor a megfelelő memóriaterület kiválasztására szolgál, a GR' utasításban megszabott memóriafelosztásnak megfelelően.

- b/ Az INTENSIFY: ON vagy OFF utasításrészlet lehetővé teszi, hogy a megjelölt memóriaterületen belül az analóg vágás potenciométereivel kijelölhessünk egyes részleteket.
- c/ XY CONFIGURATION: D + X E +
Ez a sor a kirajzolási memóriafelosztást végzi el, amely nem szükséges, hogy megegyezzen a software vagy az analizátorbeli memóriafelosztással.
- d/ A Z FULL SCALE: F +
utasításrészlettel a memóriatartalom normálási tényezőjét adjuk meg Z irányban. A normálás 4096 egységre történik.
- e/ GAIN: X G '
Ebben a sorban a Z irányu erősítést /a rajz Z irányu nagyságát/ tudjuk szabályozni.
- f/ A MARKER: ON vagy OFF
utasításrészlettel lehet eldönteni, hogy huzzunk-e marker-vonalakat a PRESENTATION programkapcsoló XZ állása esetén. A markervonalak egymástól való távolságát az X tengely mentén az ADDRESS OF MARKER: H + utasításrészlettel lehet beállítani.
- g/ PRESENTATION: Y Z vagy X Z vagy C ONTOUR vagy I SO vagy R EV
programkapcsolóval lehet kiválasztani az X, Y, Z tengelyek által kifeszített memóriatömb tulajdonképpeni nézőpontját. XZ esetén a vetítés a -X, XZ esetén a -Y, C ONTOUR esetén a Z irányból történik. Az I SO ill. R EV kapcsolóállások izometrikus ill. fordított izometrikus ábrázolást jelentenek.
- h/ A SCANMASTER: ON vagy OFF
programkapcsoló ON állásában lehet az ábrát X irányban nyújtani és eltolni. Az eltolás, ill. nyújtás mértékét a megfelelő potenciométerek állása mutatja, bevitelükre a GAIN: I ' és POSITION: J ' utasításrészletek szolgálnak.
- i/ BLOW UP: K '
sorban a végleges ábra nagyítását,
- j/ CORNER OF FIGURE: [L ' , M ']
sorban a (0,0,0) pontnak megfelelő pont plotterkoordinátáit adhatjuk meg.

A fentieken kívül, néhány rekesz kicserélésével, illetve a SR beállításával némileg eltérő üzemmódok is beállíthatók a programba. Ezeket a módosításokat a [3] leírás tartalmazza.

A program lehetőségeinek illusztrálására a 4. ábrán az "IT SEEMS" programmal készíthető rajzokat mutatunk be. A teljes memóriában levő nyolc spektrum az 5 MV-os Van de Graaff generátor ugyanazon feszültségénél a gyorsítócső hossza mentén különböző magasságokban felvett fékezési sugárzási spektrum. A rajzok a memóriatömb lehetséges nézeteit ábrázolják. A 4/e és 4/f ábrákon ugyanolyan mértékű Z irányu analóg vágást alkalmaztunk.



4. ábra. Az "IT SEEMS" program néhány alkalmazása.
 Fig. 4. Some applications of the program "IT SEEMS".
 Рис. 4. Применения программы "IT SEEMS".

4. PLOTTERPROGRAM KVAZI-HÁROMDIMENZIÓS ÁBRÁZOLÁSRA

4.1. Program összefoglaló

A program neve: "BRILLANT"

Katalógus szám: "73-A-Z/22-PAL"

Számítógép: PDP-8/I /alapkonfiguráció/

Programozási nyelv: PAL-III

Memóriaigény: cca 2600₈ szó

Használt perifériák: ASR-33, ND analizátor, EFKI plotter

Megjegyzés: "overlay", "off-line"

A program feladata: Az analizátor memóriatartalmának a 73-A-Z/21-PAL programnál általánosabb szempontok szerinti kirajzoltatása.

A megoldási módszer: A memóriatartalmat többparaméteres függvényként kezeljük, ezt egy kétdimenziós felületre vetítjük.

4.2. A program részletes leírása

A 73-A-Z/21-PAL program által szolgáltatott rajz az átfedések miatt nem mindig áttekinthető. Egy másik nehézség az, hogy a CONTOUR üzemmódban a rajzban sok - a memóriában jelenlevő - információ elvész. Sokszor fellépnek az előbbi program teljesítőképességét meghaladó igények is. Ez okokból célszerűnek látszott egy általános célú rajzolóprogram készítése.

A programot a következő elv felhasználásával készítettük el: A memóriatartalmat úgy tekinthetjük, mint egy háromdimenziós térbeli vektorhalmazt. Ezeket a vektorokat egyszerű lineáris transzformációkkal vetíthetjük a plotter koordinátarendszerébe. Az így meghatározott plotterpontra pontot, vagy a pont valamely jellemzőjével arányos nagyságu alakzatot /négyyszög, hasáb/ rajzolunk.

Maga a program szerkezete az előző programhoz hasonló szerkezetű. A kezdeti beszélgetés formája:

*PT' PLOT

IN GROUP vagy CHANNEL A' FROM B' TO C'

VIEW FROM: X: D# Y: E# Z: F#

XY CONFIGURATION: G# X H#

BLOW UP: I#

CORNER OF FIGURE: [J# , K#]

BOUND: ON vagy OFF

ha ON akkor

DELX: L# DELY: M#

HISTOGRAM: ON vagy OFF

BRILLANT: X: ON vagy OFF Y: ON vagy OFF
Z: ON vagy OFF

FULL SCALES: X: N# Y: O# Z: P#

GAINS: X: Q# Y: R# Z: S#

LOWER LEVELS: X: T# Y: U# Z: V# D: W#

UPPER LEVELS: X: X# Y: Y# Z: Z# D: AA#

AXIS: ON vagy OFF

A jelölések azonosak a fenti programnál az előző program jelzéseivel. Az ott megismert utasításrészletek jelentése változatlan, így csak az újabbakkal foglalkozunk:

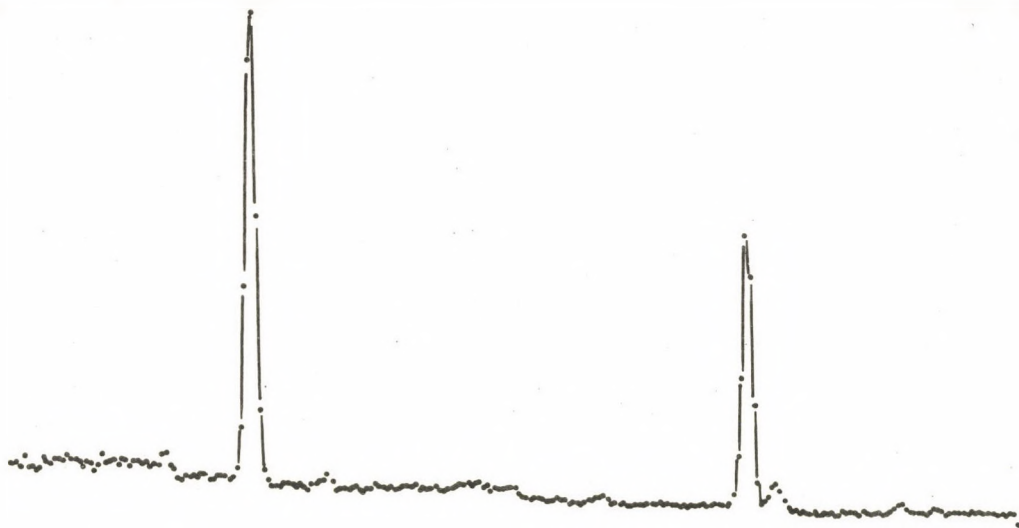
a/ VIEW FROM: X: D# Y: E# Z: F#

Ebben a sorban visszük be annak a vektornak a komponenseit, amelynek irányából a memóriatömböt vetíteni akarjuk a plotterfelületre.

b/ A BOUND: ON vagy OFF utasításrészlet

lehetővé teszi, hogy az olyan pontokat, amelyek plotterkoor-

dináta különbségei egy a DELX: L ill. a DELY: M utasításban megadott számot meghaladnak, a program automatikusan összekössön. Egy ily módon kirajzolt GeLi spektrumrészletet mutat az 5. ábra.

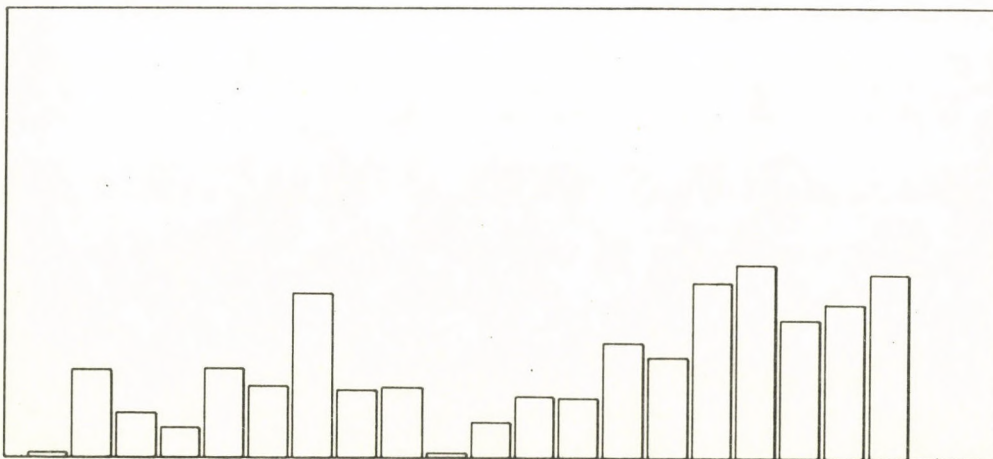


5.ábra. A "BRILLANT" program BOUND kapcsolójának hatása.
Fig. 5. The effect of the software-switch BOUND in the program "BRILLANT".

Рис. 5. Действие BOUND программ разветвления программы "BRILLANT".

c/ HISTOGRAM: ON vagy OFF

Ezzel az utasításrészlettel a kirajzolást hisztogramszerűvé lehet tenni. Alkalmazásként a 6. ábrán egy spektrumrészletet láthatunk.



6.ábra. A HISTOGRAM programkapcsoló hatása.

Fig. 6. The effect of software-switch HISTOGRAM.

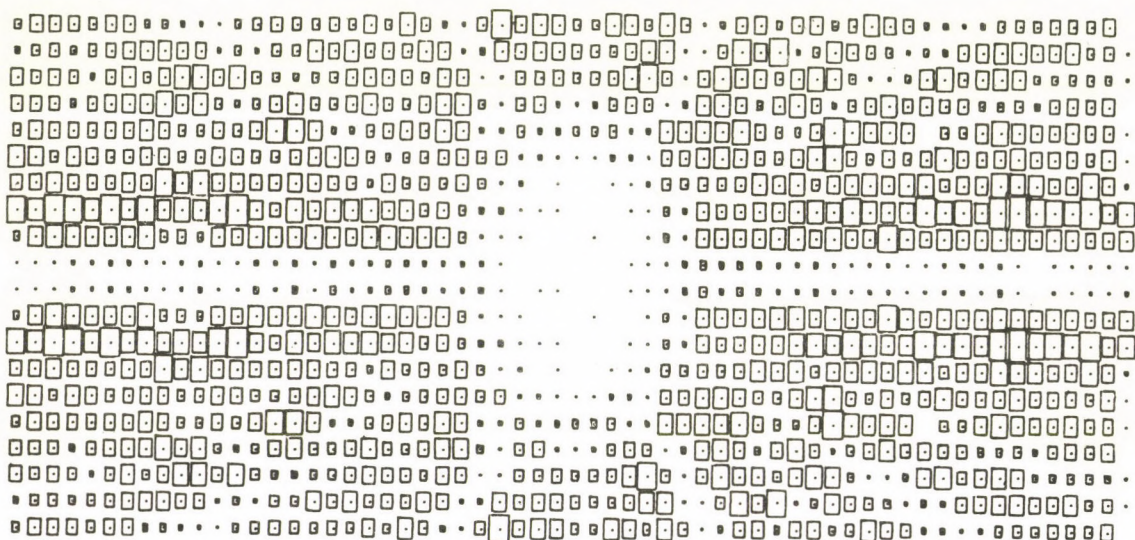
Рис. 6. Действие HISTOGRAM программ разветвления программы.

d/ BRILLANT: X: ON vagy OFF Y: ON vagy OFF Z: ON vagy OFF
 Ebben a sorban ha bármelyik software-kapcsoló ON állásban van az illető koordinátával arányos nagyságu négyszöget rajzolhatunk az adott helyre. Ez az utasításrészlet a c/ utasításrészlettel kombinálható.

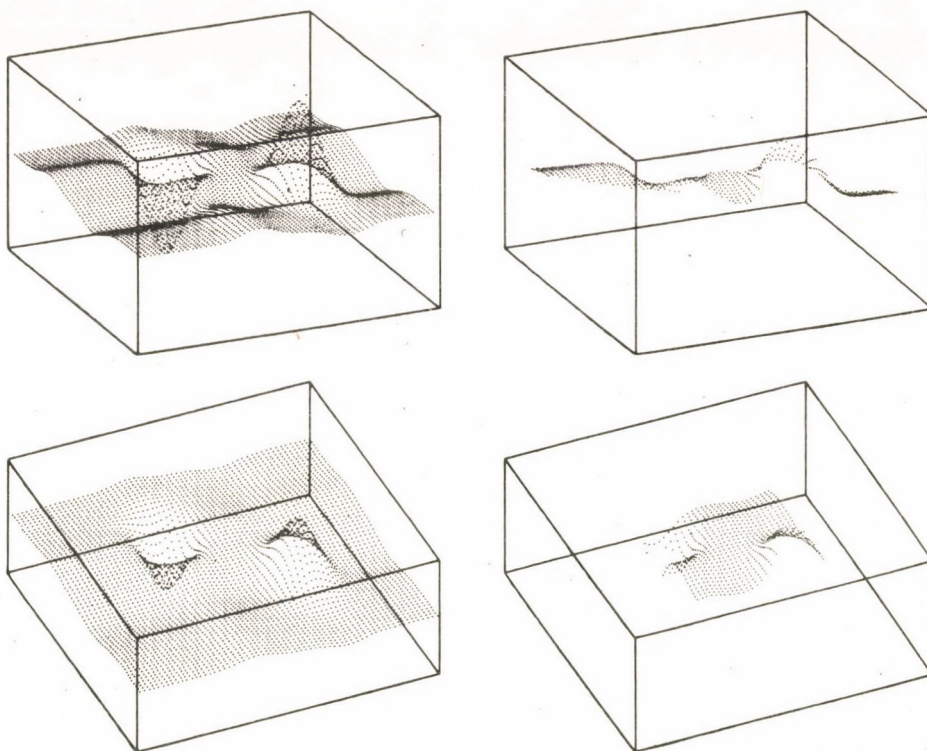
e/ LOWER LEVELS: X: Q Y: P Z: Q D: R
 UPPER LEVELS: X: S Y: Y Z: Z D: AA

Ezek a sorok kívülről bevezethető vágási szinteket tartalmaznak, mivel az analóg vágás csak bizonyos hibahatárokon belül működik. A D távolság a pont origótól való távolságának vetülete a vetítési irányra.

A d/ utasításrészletre egy példa a 7. ábrán látható, ahol Al egykristály $\langle 110 \rangle$ tengelyére, $\text{Al}^{27}(\text{p}, \alpha)\text{Mg}^{24}$ reakció blocking szögeloszlására Monte-Carlo módszerrel végzett számolást mutatunk be. A számítást a PDP-8/I számítógép végezte a nyert eloszlást az analizátor memóriában tároltuk. Az ábrázolás az (1,1,0) vektorral jelzett irányból készült.



7.ábra. A BRILLANT programkapcsoló hatása.
 Fig. 7. The effect of software-switch BRILLANT.
 Рис. 7. Действие BRILLANT програм.



8.ábra. Különböző vetítési irányok ill. vágási szintek hatása ugyanazon felület rajzára.

Fig. 8. The effect of different projections and cutting levels on the drawing of the same surface.

Рис. 8. Действии разных проектирующих направлений и уровней порога на изображение одной и той же поверхности.

A 8. ábrán az a/ és e/ utasításokra látunk példát; különböző irányokban rajzolt felület, ill. azoknak a lehetséges vágásokkal való kombinációjára.

f/ AXIS: ON vagy OFF

Ennek a softwarekapcsolónak a hatására a program meghuzza a memóriatömb éleinek megfelelő vonalakat /lásd 6. és 8. ábrák/. Megjegyezzük, a program kisebb módosítással négyparaméteres eloszlások szemléltetésére is alkalmas.

IRODALOM

- [1] Lőkös S., ATOMKI Közlemények 15 /1973/
- [2] Series 50/50 physics analyzer basic software instructional manual, /Nuclear Data, Inc., Illinois, 1970/206. o.
- [3] Zolnai L., A 73-A-Z/21-PAL és 73-A-Z/22-PAL programok teljes leírása /publikálatlan/.

KETTŐS FÉNYIMPULZUS GENERÁTOR IDŐMÉRŐ RENDSZEREK BEÁLLÍTÁSÁHOZ

SZTARICKAI TIBOR*

Fényemittáló diódák /LED/ felhasználásával kettős fényimpulzus generátort építettünk 50 ns széles, 3 ns felfutású, egymáshoz képest ± 500 ns tartományban 0,5 ns pontossággal eltolható fényimpulzusok keltésére. A generátort egyrészt hitelesítő, másrészt beállító segéd-eszközként használjuk koincidencia méréseknél.

DOUBLE LIGHT PULSE GENERATOR FOR SETTING TIME-MEASURING SYSTEMS. A double light pulse generator was built to produce light pulses of 50 ns width with a rise time of 3 ns, delayable in the range of ± 500 ns with 0,5 ns accuracy. The light pulses generator can be used as a calibrating and setting instrument in coincidence measurements.

ГЕНЕРАТОР ДВОЙНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ СИСТЕМ ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ. В статье описано построение генератора двойных световых импульсов, производящего импульсы с длительностью 50 нсек и временем нарастания 3 нсек. Задержки световых импульсов можно изменять в диапазоне ± 500 нсек. Генератор световых импульсов служит для калибровки, наладки и проверки схем совпадений.

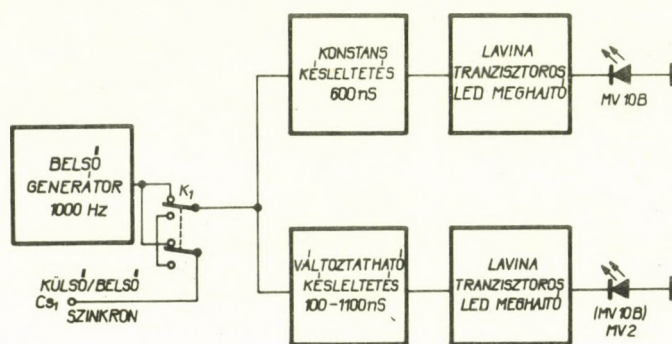
A fényimpulzusokkal történő kalibráció a nukleáris mérés-technikában közismert eljárás [1]. A koincidencia technika alkalmazásakor nagy segítséget jelent egy olyan kettős fényimpulzusokat keltő generátor, amelyik segítségével kísérleti berendezésünket a detektorokkal együtt tudjuk vizsgálni. Mivel a szcintillációs detektorokon kívül bizonyos félvezető detektorok is erősen fényérzékenyek, így fényemittáló diódás /LED/ eszközökkel félvezető detektorokat is tudunk vizsgálni.

Célunk volt egy olyan gyors - néhány ns felfutású és néhányszor 10 ns hosszúságú - fényimpulzusokat keltő generátor

* Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete, Debrecen

építése, amellyel mindkét detektor típus időmérő rendszerbe való beállítása megoldható, egymáshoz képest időben eltolható és különböző amplitudóju jel segítségével.

A berendezés a tápegységtől eltekintve a következő három főbb egységből áll: az 1000 Hz-es alapgenerátor, a késleltető és formáló monostabil multivibrátorok és a LED-eket meghajtó lavinatranzisztorok. A készülék blokkvázlatát az 1. ábra mutatja be.



1. ábra. A generátor blokk-vázlata.

Fig. 1. Block diagram of the generator.

Рис. 1. Блок-схема генератора.

Az alapgenerátor egyszerűastabil multivibrátor, amely két BC 149 tranzisztorból áll. A két késleltető multivibrátort vagy ez az astabil multivibrátor hajtja meg, vagy külső jelforrásról tápláljuk. A K_1 kapcsoló segítségével a belső üzemmódban a Cs_1 csatlakozón megjelenik a meghajtó astabil multivibrátor jele. A K_1 kapcsoló másik állásában a Cs_1 csatlakozón érkező jelek indítják a két késleltető SN74121N monostabil multivibrátort. A 2. ábra a generátor kapcsolási rajzát mutatja be.

A két késleltető egység igen egyszerű felépítésű [2]. A négyszög hullám vagy a külső meghajtó jel átbillenti a két első SN74121N-t. Az MV_1 monostabil billenési ideje 600 ns. Az MV_2 billenési ideje a 100 - 1100 ns tartományban a 25 k Ω -os helipot-tal folyamatosan változtatható. Ez azt jelenti, hogy a felső csatorna jele elé az alsó csatorna jele 500 ns-al, utána szintén 500 ns-al késleltethető. Ez a megoldás előnyt jelent a mérések beállításánál. A beállítás pontossága a 3600 $^\circ$ -os helipot 1000 osztásos értékállítója esetén 0,5 ns. Mindkét késleltető monostabil multivibrátor a Q kimenetről a lefutó éllel indítja a két másik formáló monostabil multivibrátort. Ezek billenési ideje kb. 80 ns. A jelformáló multivibrátorok Q kimenetéről egy differenciáló tagon keresztül jut a negatív impulzus az ASZ 23 lavinatranzisztorok bázisaira. A LED-eket /Monsanto MV 10B illetve MV 2 vörös ill. zöld típusok/ a lavinatranzisztorok emitterkörébe kapcsoltuk. Erre azért volt szükség, mert egyes LED-eknél az

lódása ennél kisebb. A rendszer hosszuidejű stabilitása kielégítő.

A kettős fényimpulzus generátort neutrongenerátorokon használjuk a társult részecske /APM/ módszerrel kijelölt neutronnyalábbal történő vizsgálatokhoz, a gyors koincidencia rendszer hitelesítésére és beállítására.

IRODALOM

- [1] Ш. Н. Акимов и др., Быстродействующая электроника для регистрации ядерных частиц, АТОМИЗДАТ, Москва /1970/.
- [2] Bibok Gy., АТОМКИ Közl. 13 /1971/ 21.
- [3] C. E. Tyler, Am. J. Phys. 37 /1969/ 1154.
- [4] R. Carroll, Electronics 44 /1971/ 59.

FÉLAUTOMATIKUS DIGITÁLIS KOORDINÁTAMÉRŐ MIKROSZKÓP TÁROLÓS SZÁMLÁLÓJA

LŐKÖS SÁNDOR, MISKOLCZI JÁNOS*, TÖRÖK ISTVÁN

Ismertetjük az ATOMKI félautomata digitális koordinátamérő mikroszkópjához kifejlesztett 3x5 dekádos számlálóegységet. A berendezés közbeni tároló regiszterek segítségével lehetővé teszi a mért koordináta adatok lyukszalagon történő rögzítését.

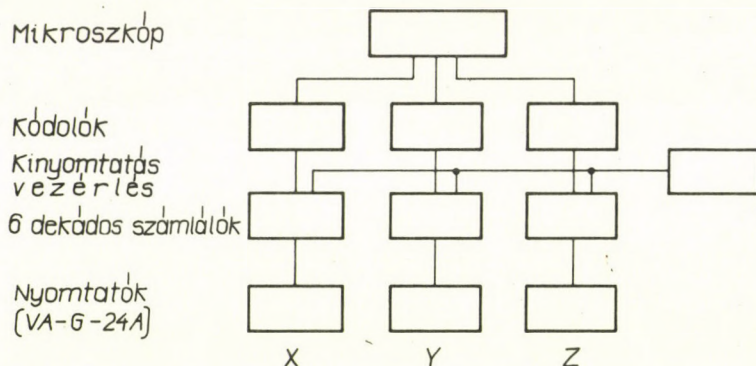
COUNTER CIRCUITS WITH STORAGE REGISTERS FOR A SEMIAUTOMATIC DIGITAL COORDINATE MEASURING MICROSCOPE. Description of a 3x5 decade counter unit developed for the semiautomatic digital coordinate measuring microscope of the ATOMKI is given. The instrument with its intermediate storage registers gives the possibility of recording measured coordinate data on punched paper tape.

ПЕРЕСЧЕТНОЕ УСТРОЙСТВО С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ЗАПОМИНАНИЕМ ДЛЯ ЦИФРОВОГО ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА ИЗМЕРЕНИЯ КООРДИНАТ. Дано описание 3x5 декадного пересчетного устройства разработанного для полуавтоматического цифрового микроскопа измерения координат в АТОМКИ. Устройство через свои регистры промежуточного запоминания дает возможность регистрации измеренных координатных данных на перфоленту.

1. BEVEZETÉS

Néhány évvel ezelőtt épült az Intézetben egy félautomata digitális koordinátamérő mikroszkóp [1]. Az 1. ábrán látható berendezés már kifejlesztett egységek egymáshoz illesztett rendszere. A mikroszkópra a három derékszögű koordináta tengelynek megfelelően HEIDENHAIN gyártmányú lineáris inkrementális fényelektromos kódolókat szereltünk. A kódolók tápegységeit, a jelek formáló köreit, és az iránydiszkriminátorokat tartalmazó

* MTA Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest.



1. ábra. A digitális koordinátamérő mikroszkóp első variánsának bloksémája.

Fig. 1. Block diagram of the first variant of the digital coordinate measuring microscope /microscope; coding devices; print control; decade counters; printers/.

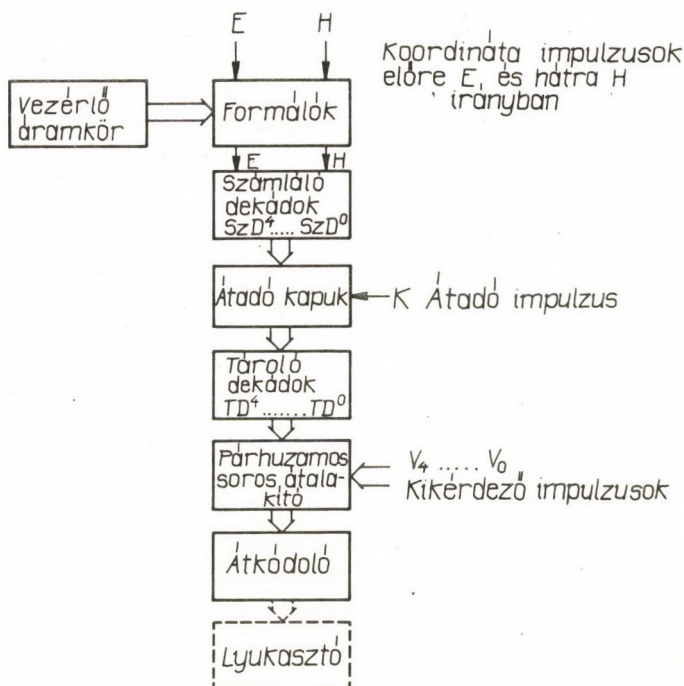
Рис. 1. Блок-схема первого варианта цифрового микроскопа измерения координат /микроскоп, кодирующие устройства, 6 декадные пересчетные устройства, цифropечатающие машины, блок управления/.

elektronikus egységeket szintén a fent említett cégtől vásároltuk. Az iránydiszkriminátorok impulzus-vonatai hatdekádos differenciaszámlálókra jutnak, amelyeket az Intézetben fejlesztettek ki általános célra [2]

Méréskor a fotoemulziós lemezen kiválasztunk egy vonatkoztatási pontot. Ezt a mikroszkóp hajszálkeresztje alá visszük és nullázzuk a számlálókat. A továbbiakban a mérendő nyomok kezdő-, törés- és végpontjait a hajszálkeresztrel fedésbe hozva a számlálók tartalma a vonatkoztatási ponttól való elmozdulást, azaz a mért pont koordinátáit adja. A három számláló tartalmát egy lábkapcsolóról jövő jel hatására három VAKUTRONIK VA-G-24A típusu sornyomtató olvassa ki és rögzíti papírszalagra. A körülbelül 1 s-ig tartó kiolvasás idejére a számlálók le vannak választva az iránydiszkriminátorok kimeneteiről, így nem képesek érzékelni a mikroszkóp elmozdulását ezen idő alatt. A hosszú kiolvasási idő miatt ez jelentős nullapont eltolódáshoz vezethet a hibák halmozódása révén. A mérőrendszer pontossága $\pm 1 \mu\text{m}$. A számlálók közvetlenül mikronban adják a koordináta értékeket.

Ha a sornyomtatók által rögzített koordináta adatokat az intézet ODRA 1013 számítógépével kívánjuk feldolgozni, akkor azokat előbb telexgépen megadott formában lyukszalagra kell lyukasztani. E művelet nagy időigényessége és sok hibalehetősége miatt határoztunk úgy, hogy a számlálók tartalmát közvetlenül lyukszalagon, telex kódban rögzítjük. A lyukszalag technika tulajdonságai miatt ez azt jelenti, hogy az egyes dekádok tartalmát időben egymásután /sorosan/, de egy-egy dekád tartalmát pár-

huzamosan kérdezzük ki. /Ellentétben a VA-G-24A nyomtatók dekád-
donként soros, az összes dekádra vonatkozóan parallel kikérde-
zési módjával./



2.ábra. Egy ötdekádos tárolós számláló egyszerűsített blokksémája.

Fig. 2. Simplified block diagram of a 5 decade counter with storage register /control circuit; pulse shapers; counting decades $SZD^0...SZD^4$; loading gates; storage decades $TD^0...TD^4$; parallel-serial coder; decoder; puncher; coordinate pulses in forward /E/ and backward /H/ direction; K load pulse; $V_0...V_4$ control pulses/.

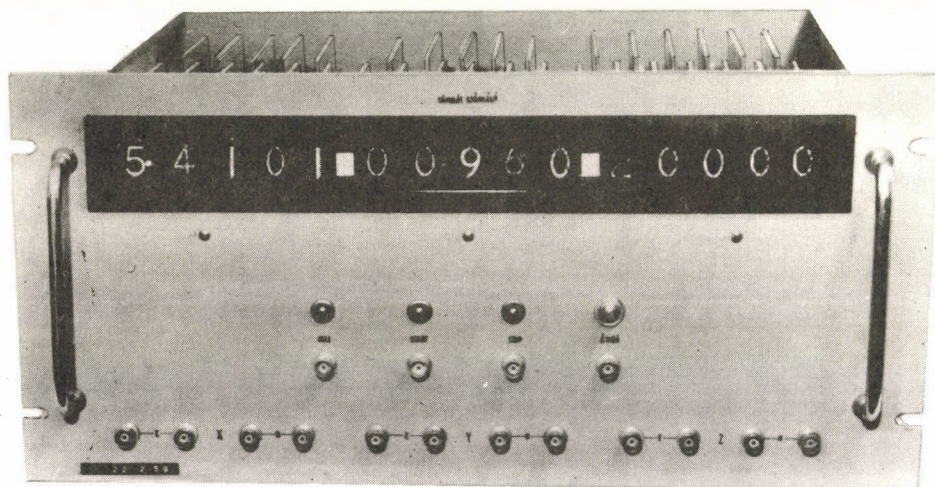
Рис. 2. Упрощенная блок-схема 5 декадного пересчетного устройства с запоминанием /управляющая схема, формирователи импульсов, пересчетные декады $SZD^0...SZD^4$, ворота передачи, запоминающие декады $TD^0...TD^4$, преобразователь параллельный-последовательный, дешифратор, перфоратор, координатные импульсы в направлении вперед /E/ и назад /H/, K: импульс считывания, $V_0...V_4$ импульсы опроса/.

Az új rendszer felépítésével meg kívántuk szüntetni a ki-
olvasáskor keletkező nullapont eltolódást is. Nem engedhető meg,
hogy a számláló dekádok tartalmát egymás után kiolvasva rögzit-
sük, mert a rögzítési idő hosszú, közben a rendszer elmozdulhat,
s ennek következtében helytelen koordináta értéket nyerhetünk.

A kilyukasztás idejére viszont nem választhatjuk le a számláló bemeneteket a jelforrásokról, mert a hosszú lyukasztási idő a már fentebb említett nullapont eltolódást okozza. A számlálónak a rögzítési parancs megkapásakor jelen lévő pillanatnyi tartalmát a lyukasztás viszonylag hosszú idejére tárolni kell oly módon, hogy az hozzáférhető legyen a dekádonkénti kiolvasó rendszer számára. Így jutottunk el egy közbenső tárolóregiszterrel rendelkező számláló kifejlesztésének gondolatához.

A tárolós számláló a [2] differenciaszámláló továbbfejlesztése. Egyszerűsített blokksémája a 2. ábrán látható. A bikvináris differenciaszámláló dekádok bemenetei állandó összeköttetésben vannak a kódolók iránydiszkriminátorainak kimeneteivel. Kiolvasáskor a K átadó jel nyitja az átadó kapukat és a dekádok pillanatnyi tartalma átíródik egy-egy bikvináris tárolóregiszterbe. Ezután a tárolóregiszterekbe párhuzamosan bejutott információ egy kikérdező rendszer a perforátor lyukasztási sebességének megfelelő ütemben egymásután dekádonként parallel átveszi; megfelelően kódolja és a perforátor kimenetére juttatja.

Egy külön vezérlő egység biztosítja a tárolós számláló részére a V_i soros kikérdező impulzusokat és a koordináták közötti elválasztó és vezérlő karaktereket. Az utóbbiak lehetővé teszik, hogy a koordinátákat tartalmazó lyukszalag közvetlenül felhasználható legyen, mint adatszalag a mérési eredmények számítógépes kiértékelésénél, továbbá lehetővé teszik a mért eredmények telexgépén való kiírását.



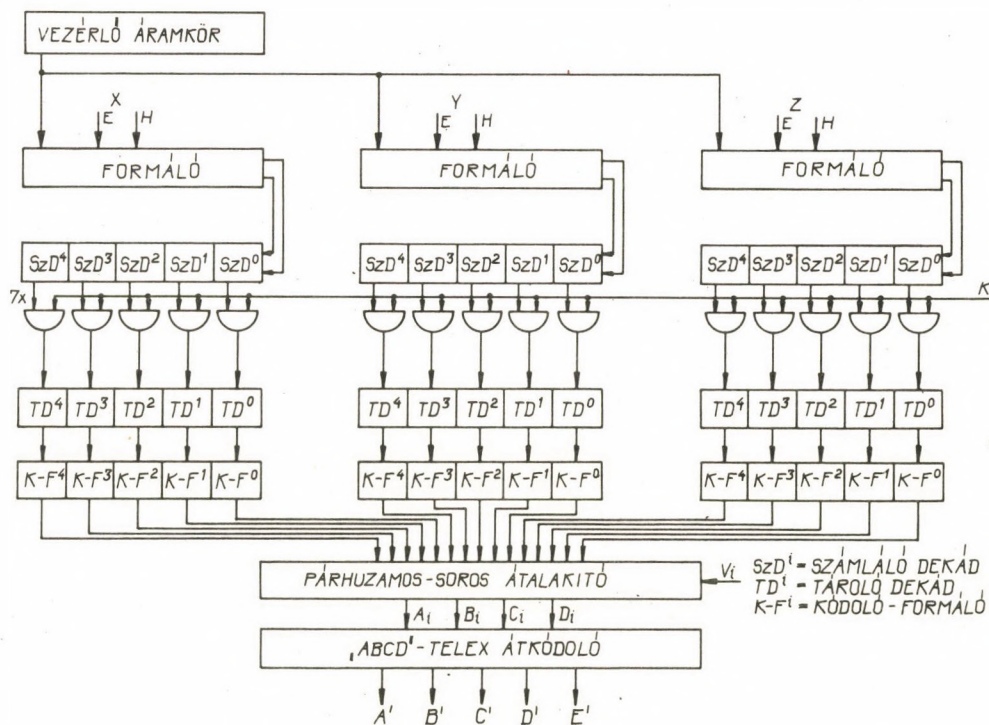
3. ábra. A digitális koordinátamérő mikroszkóp tárolós számlálójának fényképe.

Fig. 3. Photo of the counter with storage for the digital coordinate measuring microscope.

Рис. 3. Общий вид пересчетного устройства с запоминанием для цифрового микроскопа измерения координат.

Gazdaságossági megfontolásokból az X, Y, Z irányokhoz tartozó három, egyenként 5 dekádos számlálót és a hozzájuk tartozó bikvináris-telex átkódoló rendszert egyetlen rackfiókba

építettük. Tulajdonképpen ezt a fiókot nevezzük a mikroszkóp-rendszer tárolós számlálójának /3. ábra/. A berendezés részletebb bloksémáját a 4. ábrán láthatjuk. A számláló automatikus indítását, megállítást, nullázását a már fentebb említett külön vezérlő egység végzi. Jelen dolgozat a külön vezérlő egységet nem tárgyalja.



4. ábra. A berendezés bloksémája.

Fig. 4. Block diagram of the instrument.

Рис. 4. Блок-схема устройства.

2. AZ EGYES ÁRAMKÖRÖK RÉSZLETES ISMERTETÉSE

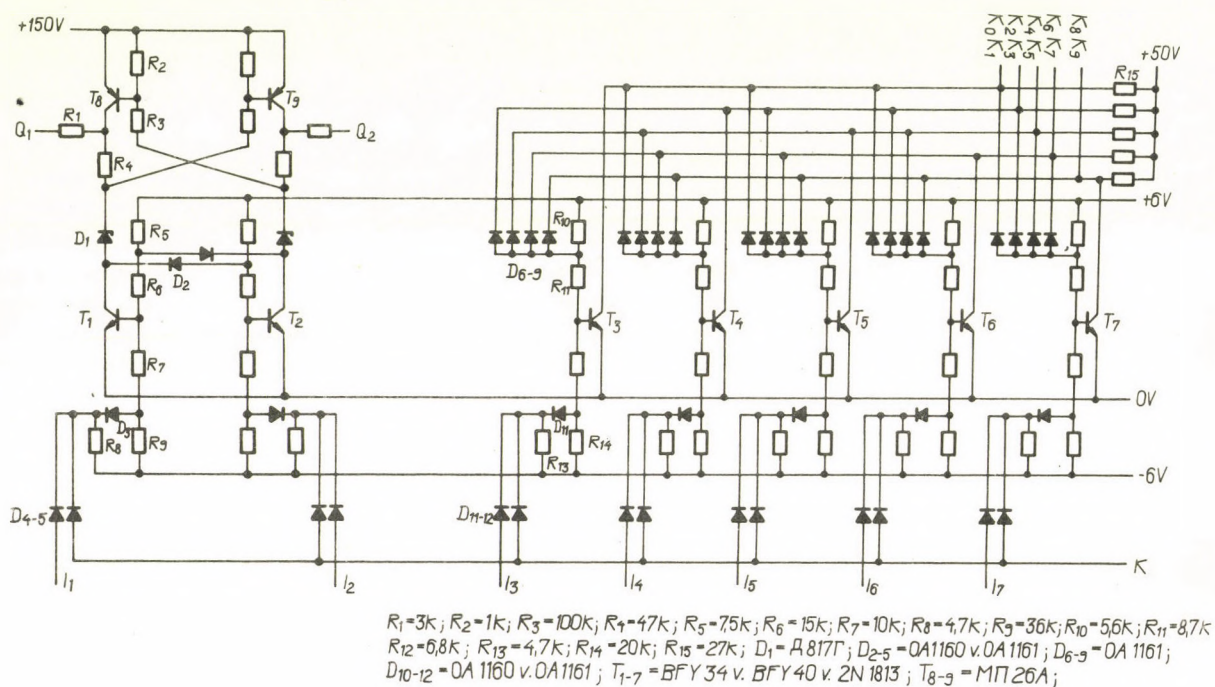
2.1. Az alapkészülékből átvett áramkörök

A számláló vezérlő körei - a külső vezérlő egységből érkező START, STOP, RESET jeleket formálják, és ezen jelek kézi generálását teszik lehetővé - hasonló felépítésűek, mint a [2]-ben leírt berendezéseknél. A bemenő formálók, maguk a számláló dekádok, a dekádok közötti formálók szintén a [2]-ben leírthoz hasonlóak. Csak olyan csekély módosításokat tettünk, mint az áramkör átrendezése az áramköri kártyán, vagy a dekádok közötti formálók ráépítése a számláló dekád kártyájára, a kijelző csövet

meghajtó egység helyére, mivel itt a kijelző csöveket a tároló dekádok működtetik. Továbbá a három, 5 dekádos számláló vezérlése közös, a 15 dekádot egyetlen vezérlő kör látja el START, STOP és RESET impulzusokkal.

2.2 A tároló dekádok, átadó kapuk és kijelzés

A tároló dekádot a számláló dekádból formáltuk át az 5. ábrán látható módon. Egy bistabil és egy ötstabil állapotú billenő körből áll, a számláló dekádotól eltérően hiányoznak a számlálást lehetővé tevő, fokozatok közötti csatolások. Az információt a D_{4-5}, R_8 illetve a D_{11-12}, R_{13} diódás ÉS kapuk engedik át a tároló dekádokba a K átadó impulzus hatására a számláló dekádok megfelelő kimenőpontjairól $/I_1-I_7/$. Mivel a tároló dekád T_1-T_7 tranzisztorai fázist fordítanak, a Q_1, Q_2 és $K_0, K_1, \dots, K_8, K_9$ kimenetek az $I_1, \dots, I_7$ inverzei.



5.ábra. A tároló dekád kapcsolási rajza.

Fig. 5. Circuit diagram of the storage decade.

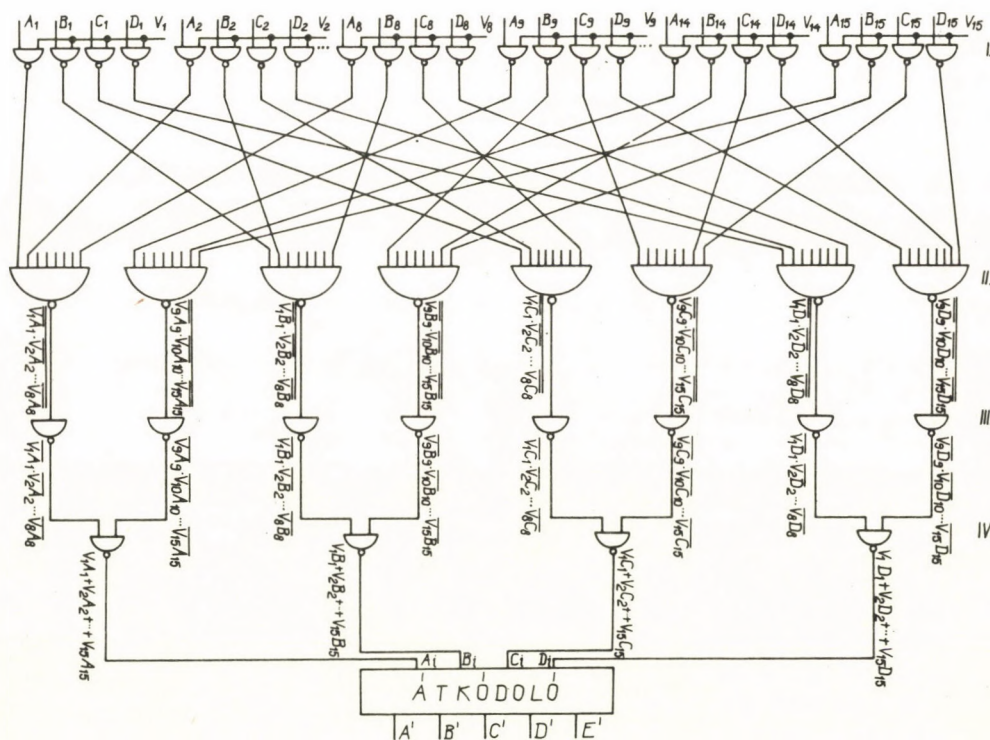
Рис. 5. Принципиальная схема запоминающего декада.

A számláló és általában az egész mikroszkóp rendszer könnyű ellenőrzésére, a már ismert koordinátájú pontok ismételt felkeresésére és beállítási célokra szükség van a koordináta értékek vizuális megjelenítésére. Ezt a problémát a tároló dekádokhoz csatlakozó gáztöltésű számkijelző csövekkel oldottuk meg. E célra igen alkalmas az NDK gyártmányú Z 870M típusú numerikus

kijelző cső [3]. Ezt a csőtipust közvetlenül bikvináris kódban levő információ tízes számrendszerbeli kijelzésére fejlesztették ki, az átkódolásban maga a cső is részt vesz. A tároló dekád tápfeszültségeit a kijelző cső követelményei szabták meg. Az ötstabil billenőkör $K_0K_1, \dots, K_8K_9$ pontjai a kijelző cső számformájú katódjaira, a Q_1, Q_2 pontjai a kijelző cső két anódjára csatlakoznak.

2.3. Átkódoló rendszer

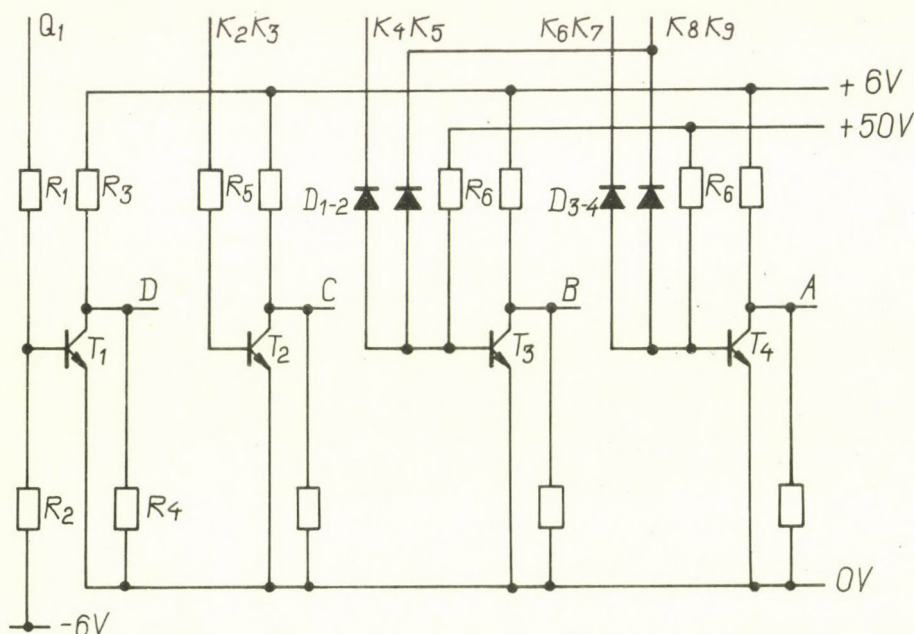
Az eredeti elképzelés szerint a tároló dekádok kiegészítő bikvináris kódja jut a párhuzamos-soros átalakítóra, illetve a telex kód kimenetet adó átkódolóra. A tároló dekádok logikai kimenő jelei - a számkijelző csöveket működtető feszültségszintek - közvetlenül nem alkalmasak az integrált áramkörökből álló párhuzamos-soros átalakító bemeneteinek meghajtására [4]. Szükséges egy közbelső formáló egység. Felvetődött továbbá, hogy a bikvináris kódot reprezentáló hét vezeték túl nagy redundáns információt hordoz, amikor ezt a 0-9 számjegyek továbbítására használjuk. Így jutottunk a kevesebb, minimálisan négy vezetékkel igénylő kódrendszerbe való átkódolás gondolatára, amely a módosított, megvalósított variáns.



6. ábra. Párhuzamos-soros átalakító logikai és kapcsolási rajza.

Fig. 6. Parallel-serial coder: logic and circuit diagram.

Рис. 6. Логическая и принципиальная схема преобразователя параллельный-последовательный.



$R_1=100k; R_2=8,2k; R_3=3k; R_5=300k; R_6=300k; D_{1-4}=0A1161; T_{1-4}=BFY40;$

7.ábra. A kódoló-formáló egység kapcsolási rajza.
Fig. 7. Circuit diagram of the decoder-pulse shaper unit.

Рис. 7. Принципиальная схема кодирующего-формировательного блока.

A két rendszer előnyeit és hátrányait egybevetve a következő eredményt kaptuk / 6. ábra/. Az első oszlop az eredeti rendszerben $15 \times 7 = 105$, a módosított rendszerben $15 \times 4 = 60$ kétbemenetű ÉSNEM kapuból áll. A második oszlop az eredeti rendszerben $7 \times 2 = 14$, a módosított rendszerben $4 \times 2 = 8$ nyolc bemenetű ÉSNEM kapuból áll. A harmadik oszlop az eredeti rendszerben 14, a módosítottban 8 invertert tartalmaz. A negyedik oszlopban az eredeti rendszerben 7, a módosítottban 4 kétbemenetű ÉSNEM kapu van.

A négy vezetékes tetradikus "ABCD" kódot valamivel bonyolultabb telex kódba átkódolni mint a bikvinárisat, ehhez az eredeti rendszerben 7 darab, a módosított rendszerben 11 darab integrált áramkör szükséges. "ABCD" kódot meg lehet úgy választani, hogy a bikvinárisból "ABCD" kódba való átkódolás dekádoként mindössze két diódás ÉS kaput igényel /7. ábra/. A közben-ső formáló mindkét esetben szükséges.

Az összehasonlításból egyértelműen kiderül a végül is megvalósított, módosított rendszer előnye az eredetivel szemben.

2.3.1. Kódoló-formáló egység

Rajza a 7. ábrán látható. A T_1 - T_4 tranzisztorok alkotják a közbelső formálót, bemenetükre a tároló dekád $Q_1, K_2, K_3, K_4, K_5, K_6, K_7, K_8, K_9$ jelei érkeznek a $D_{1-2}R_6$ és $D_{3-4}R_6$ és kapukon keresztül. Kimenetükről az A, B, C, D jelek a párhuzamos-soros átalakító bemeneteire jutnak. A kódoló egység logikai számítása az "ABCD" kód megválasztása után kapcsoló mátrixok segítségével történt [4]. A számítás eredményeként adódott Boole függvények:

$$\begin{aligned}\bar{A} &= K_6 K_7 \cdot K_8 K_9 \\ \bar{B} &= K_4 K_5 \cdot K_8 K_9 \\ \bar{C} &= K_2 K_3 \\ \bar{D} &= Q_1\end{aligned}\tag{1}$$

2.3.2. Párhuzamos-soros átalakító

Rajza a 6. ábrán látható. A logikai összefüggéseket SN74 sorozatu integrált áramkörök valósítják meg. Bemeneteire a 15 kódoló-formáló A, B, C, D jelnegyese érkezik. Az A_i, B_i, C_i, D_i kimenetek az "ABCD"-telex átkódolóra csatlakoznak. A párhuzamos-soros átalakító az első oszlopban a V_i kikérdező jelek segítségével sorban kikérdezi és a második-negyedik oszlopban levő kapurendszeren keresztül egy közös kimenetre juttatja a tároló dekádok tartalmát az ábrán feltüntetett logikai kapcsolat szerint.

2.3.3. "ABCD"-telex átkódoló

Rajza a 8. ábrán látható. Bemeneteire az A_i, B_i, C_i, D_i tetradikus kód érkezik a párhuzamos-soros átalakítóból. Kimenete $/A', B', C', D', E' /$ a telex kód. Az átkódoló logikai tervezése szintén kapcsoló mátrixok segítségével történt [4]. Érdekességgént felírjuk a számítás eredményeként nyert kimenő Boole-függvényeket:

$$\begin{aligned}A' &= \bar{A} \bar{B} \bar{C} + \bar{B} \bar{C} \bar{D} + \bar{A} \bar{B} \bar{D} + B \bar{C} D \\ B' &= \bar{A} B \bar{C} \bar{D} + A B \bar{C} D \\ C' &= \bar{B} \bar{C} + A \bar{C} \bar{D} \\ D' &= \bar{A} \bar{B} \bar{C} + B \bar{C} \bar{D} + \bar{A} \bar{B} \bar{D} + \bar{B} \bar{C} D \\ E' &= \bar{A} \bar{B} C + \bar{A} \bar{B} D + A \bar{B} \bar{C}\end{aligned}\tag{2}$$

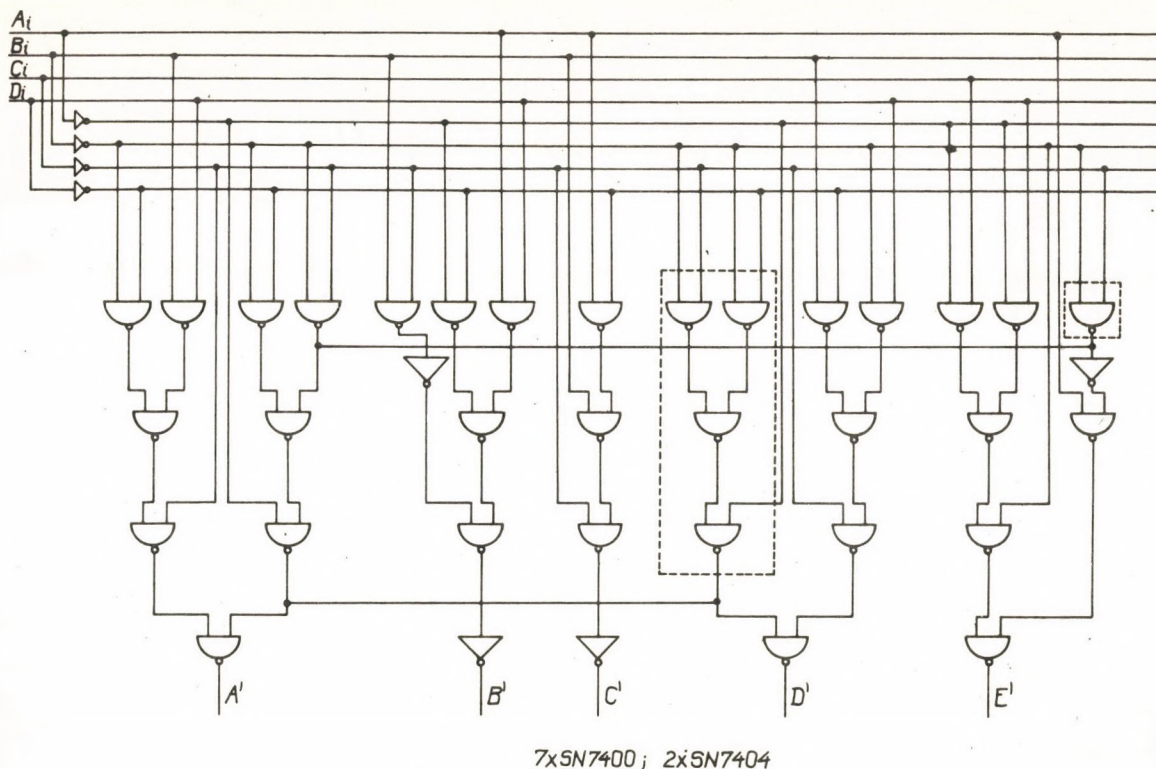
A logikai függvények ezen formája ugynevezett derékszögű mátrixból állítható elő [5]. A derékszögű mátrix helyett azonban ugynevezett "fa" mátrixot alkalmazva egyszerűbb megoldást kaptunk, amelynek realizálásához egységesen kétbemenetű ÉSNEM kapukat és invertereket használhattunk. A kimenő Boole-függvényeket a DE MORGAN tétel segítségével a "fa" mátrix megvalósításához alkalmas formájúra alakítottuk, majd azonos átalakítást végezve nyertük az alábbi függvényeket:

$$\begin{aligned}
 A &= \{\bar{A} \quad \overline{(\bar{B} \bar{C})} \quad \overline{(\bar{B} \bar{D})}\} \quad \{\bar{C} \quad \overline{(\bar{B} \bar{D})} \quad \overline{(\bar{B} \bar{D})}\} \\
 B &= (B \bar{C}) \quad \overline{(\bar{A} \bar{D})} \quad (A D) \\
 C &= \bar{C} \quad \overline{(\bar{B} \quad (A \bar{D}))} = \bar{C} \quad \overline{B \quad (A \bar{D})} \quad (3) \\
 D &= \{\bar{A} \quad \overline{(\bar{B} \bar{C})} \quad \overline{(\bar{B} \bar{D})}\} \quad \{\bar{C} \quad \overline{(\bar{B} \bar{D})} \quad \overline{(\bar{B} \bar{D})}\} \\
 E &= \{\bar{B} \quad \overline{(\bar{A} C)} \quad \overline{(\bar{A} D)}\} \quad \overline{A \quad (\bar{B} \bar{C})}
 \end{aligned}$$

illetve azonos átalakítás után a B, C és E:

$$\begin{aligned}
 B &= (B \bar{C}) \quad \overline{(\bar{A} \bar{D})} \quad (A D) \\
 C &= \bar{C} \quad \overline{B \quad (A \bar{D})} \\
 E &= \{\bar{B} \quad \overline{(\bar{A} C)} \quad \overline{(\bar{A} D)}\} \quad \overline{A \quad (\bar{B} \bar{C})} \quad (4)
 \end{aligned}$$

A számítási módszer nem képes teljesen kiszűrni a redundanciát, a képletekben felfedezhetünk kétszer előforduló részeket. Ezek a 8. ábrán szaggatott vonallal körül vannak határolva és természetesen a megvalósított kapcsolásból kimaradtak.



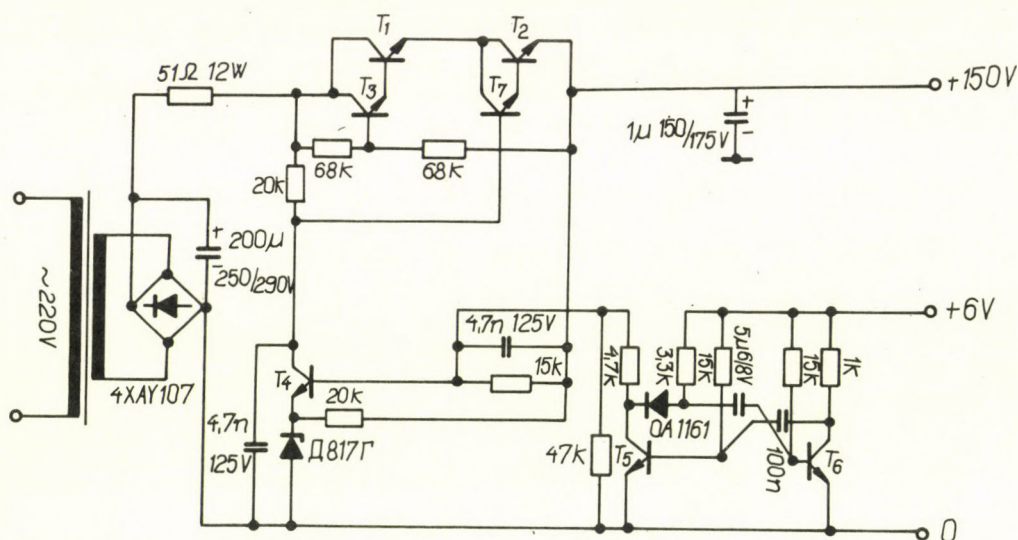
8. ábra. "ABCD"-telex átkódoló logikai és kapcsolási rajza.

Fig. 8. "ABCD"-telex decoder: logic and circuit diagram.

Рис. 8. Логическая и принципиальная схема преобразователя кода "ABCD"-телекс.

3. TAROLÓS SZÁMLÁLÓ TÁPEGYSÉG RENDSZERE

A berendezés tápfeszültség igényei: -6 V; +5 V; +6 V; +50 V; és +150 V. A +150 V-os tápegységet kivéve a többi tápegység az intézetben használatos típusu, illetve azok lényegesen módosítása. Külön figyelmet érdemel a kijelző csövek anódfeszültségét szolgáltató +150 V-os tápegység, melynek kapcsolási rajza a 9. ábrán látható. A T_5 és T_6 tranzisztorokból álló astabil multivibrátor egy négyszög impulzus sorozatot ad a T_4 tranzisztor bementére, melynek eredményeként a tápegységből kiemenő egyenfeszültségű szintre egy kb. 20 V-os amplitudójú 100 Hz-es moduláló négyszög impulzus sorozat "ül". Az egyenfeszültség modulálását a számkijelzőcső felépítése teszi szükségessé.



T_1, T_2 : П701А

T_3-7 : BFY 34v. BFY 46

9. ábra. A +150 V-os tápegység kapcsolási rajza.
Fig. 9. Circuit diagram of the +150 V power supply.
Рис. 9. Принципиальная схема блока питания +150 в.

4. KIVITELEZÉS

A tárolós számlálót egy rack fiókba építettük a 3. ábrán látható módon. Az áramköri kártyák egy vagy két oldalon folirozott lapok, amelyek 20 pólusu VERO típusu csatlakozókon keresztül csatlakoznak a kártyák közötti elektromos kapcsolatot biztosító huzalozott aljzat rendszerbe.

5. SPECIFIKÁCIÓK

Az automatikus vezérléshez szükséges impulzusok:

	Szélesség /μs/	Amplitudó /V/
START	0,2	-6
STOP	0,2	-6
RESET	1,2	+6
K	0,2	-6

A számlálók bemeneteire 4 V amplitudójú 0,1 μs felfutási idejű 1 μs széles impulzusokat adva mértük a maximális számlálási frekvenciát. Mindhárom számlálónál /X, Y és Z/, mindkét irányban /előre-hátra/ nagyobbak adódott, mint 100 kHz.

A szerzők köszönetet mondanak Dr. Szalay Sándor akadémikusnak, aki a témát figyelemmel kísérte, Dr. Medveczky Lászlónak, aki a témát felvetette, és az intézet műhelyeinek a kivitelezés terén kifejtett munkájukért. Köszönetet mondunk Módy Pálnak a mechanikai tervezésért és Toka Gyulának, aki igen lelkiismeretesen és szépen végezte el a bonyolult huzalozási munkát.

IRODALOM

- [1] Török G., Hosszuság mérés mikroszkóppal. /Diplomamunka/ ATOMKI, 1968.
- [2] Sebestyén B., Miskolczi J., ATOMKI Közl., 9 /1967/ 1-2. 3.
- [3] E. Haussler, Radio und Fernsehen, 15 /1964/ 4.p. 108-110.
- [4] Lőkös S., Diplomamunka, ATOMKI 1970.
- [5] Yaohan Chu, Digitális számítógépek tervezésének alapjai. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1966.

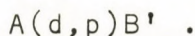
RUGALMATLAN FOLYAMATOK RÉSZECSCKE ÁTADÓ REAKCIÓKBAN

VERTSE TAMÁS

BEVEZETÉS

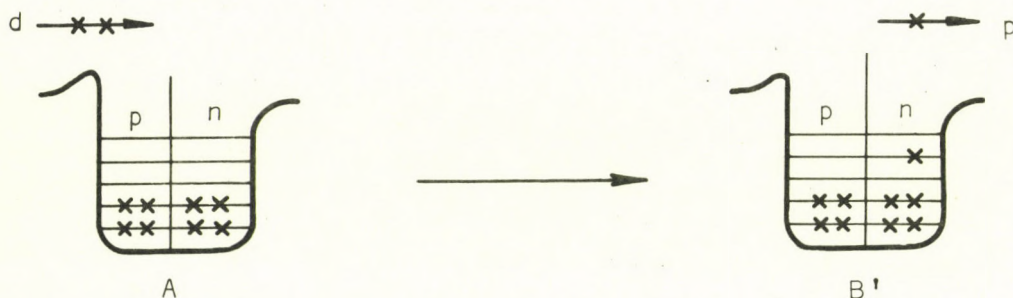
Az itt következő rövid összefoglaló célja, hogy megismertesse az olvasót a direkt magreakciónál csupán egy fokkal bonyolultabb, u.n. semi-direkt vagy indirekt reakció fogalmával és legalább vázlatosan az ilyen folyamatok leírásának egyik leg-egzaktabb módszerével [9], az u.n. forrás tag módszerrel, ami még gyakorlati esetekben is keresztülvihető. E célkitűzés állításánál már eleve lemondtam a teljesség igényéről, nem fogom a leírást teljes részletességgel és általánosságban ismertetni, és nem térek ki részletesen az egyéb lehetséges, illetve szokásos leírási módokra sem. Inkább egy nagyon egyszerű példán a mindenki által jól ismert deuteron stripping reakció példáján fogom a direkt és indirekt folyamatok leírásait néhány - a módszerek lényegét nem érintő - egyszerűsítés alkalmazása mellett összehasonlítani.

Tekintsük tehát az A targetmagon végbemenő deuteron strippinget, melynek során a neutron befogása után kialakuló végmagállapotok közül csupán egyetlen B'-vel jelölt állapotra történő átmenet iránt érdeklődünk:



Képleteink formáját a későbbiekben lényegesen egyszerűsíteni fogja, ha a deuteron és protont spin nélküli részecskéknek tekintjük. Mivel nem tényleges számításról, csupán a számítás menetének ismertetéséről van szó, ezért ezt az elhanyagolást meg is tesszük.

A folyamatot legegyszerűbben úgy képzelhetjük el, hogy a deuteron neutronja közvetlenül befogódik a B' végállapot által megadott konfigurációba, s közben a target mag A nukleonja által alkotott törzs változatlan marad:



A folyamat egy lépésben megy végbe, vagyis direkt átmenet játszódik le, nem képződik semmiféle közbenső rendszer:



A folyamat leírására igen széleskörűen a torzított hullámu Born közelítést, másnéven DWBA-t használják [1-2], mely szerint az átmeneti amplitudó:

$$T_{p,d}^{DWBA} = \int \chi_p^{(-)*}(\vec{k}_p, \vec{r}_p) \langle \phi_p(\xi_{B'}) | V_{np}(\vec{r}_{np}) | \phi_d(\xi_A, \vec{r}_{np}) \rangle \cdot \chi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_d) d\vec{r}_p d\vec{r}_d \quad (1)$$

$\chi_d^{(+)}$ és $\chi_p^{(-)*}$ a torzított hullámok, melyek a targeten való rugalmas deuteron szórás, illetve a végmagon való rugalmas proton szórás irják le, s a következő Schrödinger egyenletek megoldásából nyerhetők, az origóban illetve az aszimptotikus tartományban adott határfeltételek figyelembevételével.

$$(T_d + U_d(r_d) - \frac{\hbar^2}{2\mu_d} k_d^2) \chi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_d) = 0 \quad (2)$$

$$(T_p + U_p(r_p) - \frac{\hbar^2}{2\mu_p} k_p^2) \chi_p^{(-)*}(\vec{k}_p, \vec{r}_p) = 0 \quad (3)$$

$$\chi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) = \text{véges}, \quad \chi^{(-)*}(\vec{k}, \vec{r}) = \chi^{(+)}(-\vec{k}, \vec{r})$$

$$\chi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i(\vec{k}, \vec{r})} + \text{kifutó szórt hullámok}$$

itt T_d és T_p a kinetikus energia operátorok, U_d illetve U_p az

optikai potenciálok a belépő illetve a kilépő csatornában, $\phi_p(\xi_B)$ a végállapot hullámfüggvénye, $\phi_d(\xi_A, \vec{r}_{np})$ pedig a target mag alapállapotát és a deuteron belső mozgását leíró hullámfüggvények szorzata.

A DWBA átmeneti amplitudó fenti képletének levezetéséhez a következő feltevésekkel éltek:

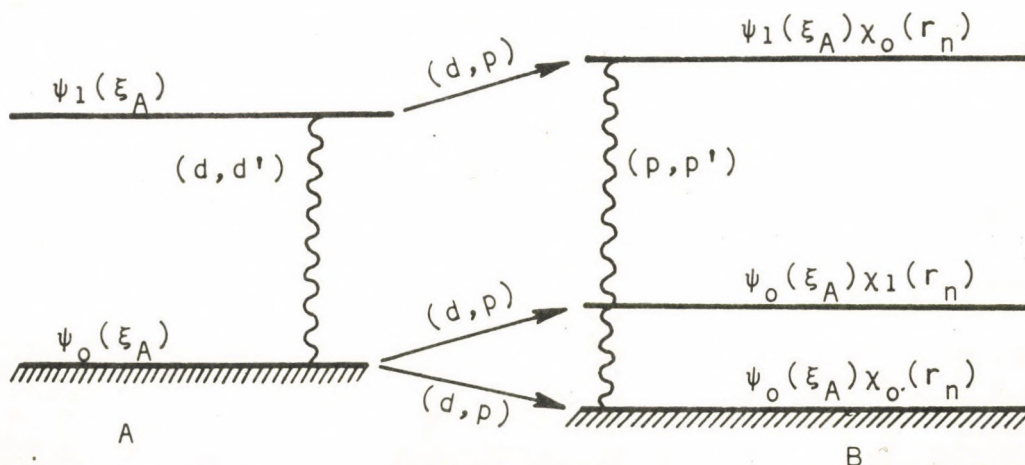
1./ Közvetlen /direkt/ átmenet a kezdő állapotból a végállapotba.

2./ Csak az átadott részecskét /itt a befogott neutron/ kezeljük explicit módon, a többi A részecskét kollektív módon a folyamat során változatlanul maradó magtörzsként.

3./ Feltesszük, hogy a rugalmas szórást leíró U_d és U_p optikai potenciálokhoz tartozó χ_d és χ_p relativ mozgási hullámfüggvények jók a mag belsejében, de legalábbis a felületi részben, ahol a direkt reakció zömmel végbemegy.

4./ Feltesszük, hogy a direkt folyamat maga olyan gyenge a rugalmas szóráshoz képest, hogy azt elegendő elsőrendű perturbációként tekinteni.

Számos esetben az 1./, 2./, 3./ feltételek valamelyike vagy esetleg egyike sem teljesül. Talán egyedül a 4./ feltétel az, ami mindig igaz részecske átadó reakciók esetén.



1. ábra. Rugalmatlan szórás és direkt reakció egy idealizált esetben. A nyilak a megengedett direkt átmeneteket, a hullámos vonalak a lehetséges rugalmatlan szóródásokat mutatják.

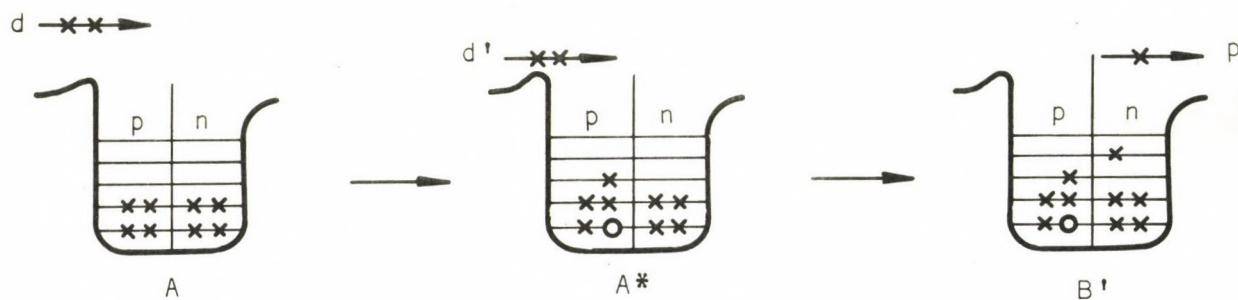
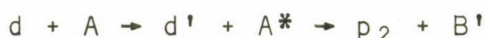
Tekintsük az 1. ábrán látható egyszerű modell esetet, ahol az 1./-2./ feltételek biztosan nem teljesülnek. Tegyük fel, hogy az A mának összesen két állapota van, a $\psi_0(\xi_A)$ -val jelölt alapállapot és a $\psi_1(\xi_A)$ -val jelölt gerjesztett állapot. A B végmának pedig három, nagyon egyszerű szerkezetű állapota van,

ezek közül az alapállapot és az első gerjesztett állapot teljes mértékben A alapállapotából származik, az energiakülönbséget az adja, hogy a neutron az első esetben $\chi_0(\vec{r}_n)$ a másodikban $\chi_1(\vec{r}_n)$ egyrészecske pályára fogódott be.

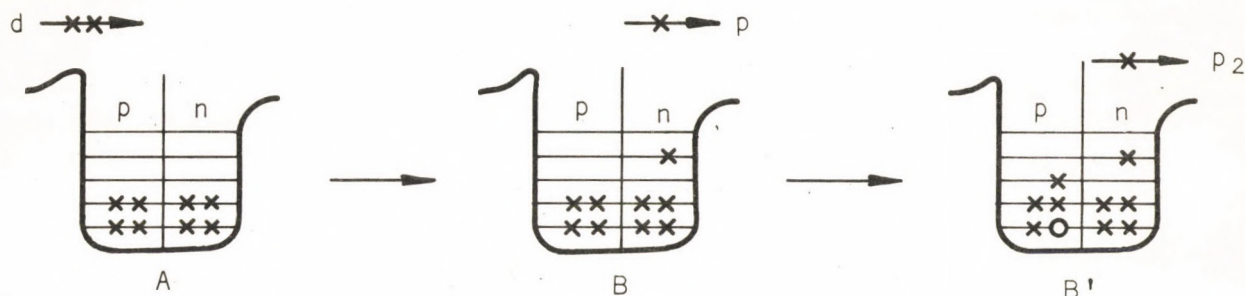
Ekkor tehát az alapállapot hullámfüggvénye $\psi_0(\xi_A)\chi_0(\vec{r}_n)$, az első gerjesztett állapoté pedig $\psi_0(\xi_A)\chi_1(\vec{r}_n)$. A második gerjesztett állapot származzon teljes egészében az A mag gerjesztett állapotából, s a befogott neutron állapota legyen $\chi_0(\vec{r}_n)$. Így ezen állapot hullámfüggvénye $\psi_1(\xi_A)\chi_0(\vec{r}_n)$ alakú lesz. Írjuk fel az (1) egyenletben szereplő mátrixelemet az A alapállapotából B második gerjesztett állapotába vezető direkt átmenetre:

$$\langle \phi_p | V_{np} | \phi_d \rangle = \langle \psi_1 \chi_0 | V_{np} | \psi_0 \phi_0 \rangle = \langle \psi_1 | \psi_0 \rangle (\chi_0 | V_{np} | \phi_0) = 0 \quad (4)$$

mivel ψ_1 és ψ_0 egymásra ortogonálisak. / ϕ_0 itt a deuteron belső hullámfüggvényét jelöli./ A kiszemelt állapotok közötti direkt átmenet tehát tiltott. Megengedettek viszont a direkt átmenetek A alapállapotából B alap- és első gerjesztett állapotába, illetve A gerjesztett állapotából B második gerjesztett állapotába /lásd a folytonos vonalakat az 1. ábrán/. B második gerjesztett állapota A alapállapotából kiindulva csak két vagy több lépésben, másszóval indirekt vagy semi-direkt módon érhető el. /Használatos a két-, három, stb. sok-lépcsős folyamat elnevezés is az ilyen folyamatokra./ Például úgy, hogy először rugalmatlan d szóródás során $\psi_1(\xi_A)$ keletkezik, majd direkt átmenet történik a kiszemelt $\psi_1\chi_0$ végállapotba:



A másik lehetőség az, amikor először direkt átmenet megy végbe a végmag alapállapotába, majd a kilépő proton rugalmatlanul szóródik a végmagon, s a szóródás után a mag a második gerjesztett állapotban marad vissza.



Itt nyilván nem tekinthetjük az A nukleonból álló törzset változatlanul, hanem a magtörzs gerjesztésének lehetőségét is figyelembe kell venni, vagy a direkt átmenet előtt, vagy azután.

Ha azonban a rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszete nagy, ami rendszerint akkor valósul meg, ha az alapállapothoz közel kollektív állapotok vannak, akkor a 3./ feltétel nem fog teljesülni. Ugyanis az egycsatornás optikai potenciált mindig úgy választjuk meg, hogy az a rugalmas szórási hatáskeresztmetszetet reprodukálja, ezért az a külső tartományban helyesen írja le a részecskék relatív mozgását. A reakció leírása számára azonban a hullámfüggvényre a belső tartományban vagy legalább is a mag felületének közelében van szükség. Itt azonban a többi csatornákból való legerjesztődés miatt az egycsatornás modell használhatatlanná válik, ha a különböző csatornák közti csatolás erős.

Nyilvánvaló, hogy ilyen esetekben a DWBA nem használható, illetőleg a használatával kapott spektroszkópiái információ megbízhatatlan vagy teljesen hamis lehet. Ezen nehézség áthidalására számos szerző tett próbálkozásokat [3-9]. Ezek közös vonása, hogy rugalmatlan szóródást vesznek figyelembe a direkt folyamat lejátszódása előtt, vagy után, esetleg mindkét esetben is. A különböző leírási módok egymástól főként abban különböznek, hogy a rugalmatlan szórás leírására milyen közelítéseket alkalmaznak. Mivel ezek a leírásmódok megengedett átmenetek esetén és a rugalmatlan folyamatok elhanyagolásával a közönséges DWBA eredményét adják vissza, szokás őket általánosított torzított hullámu Born közelítésnek vagy a szokásos angol rövidítéssel GDWBA-nak nevezni. Mint említettük, itt csupán a [9]-ben javasolt módszert fogjuk felvázolni. Természetesen nem lehetünk biztosak abban, hogy ez a módszer a DWBA legcélszerűbb általánosítása, mindenesetre ez csak a legszükségesebb elhanyagolásokat teszi meg ahhoz, hogy még gyakorlatilag kivitelezhető legyen. Körülbelül egy nagyságrenddel jelent nagyobb numerikus munkát, mint a DWBA. Az azonban, hogy valami gyakorlatilag kiszámítható-e illetve, hogy széleskörben elterjed-e, vagy sem, végeredményben a rendelkezésre álló számítási lehetőségek függvénye. Ha végigtekintünk az elmúlt 20 év alatti fejlődésen a direkt reakciók területén, s ha visszaemlékezünk, hogy a nagyteljesítményű számítógépek elterjedésével

hogyan szorította ki a DWBA a PWBA-t vagyis a síkhullámu Born közelítést a kezdeti szkepticizmus ellenére, akkor nem zárhatjuk ki annak lehetőségét, hogy a jövőben ezt a módszert fogjuk olyan széleskörűen alkalmazni, mint most a DWBA-t alkalmazzuk.

A FORRÁS TAG MÓDSZER (d,p) REAKCIÓ ESETÉN

Tegyük fel, hogy a rendszernek csak néhány gerjesztett állapota van, mind a $d+A$ mind a $p+B$ csatornában, lásd például a 2. ábrán látható helyzetet. A többi csatornába való átmenetek hatását nem vesszük explicit módon figyelembe, csupán az optikai potenciál képzetes részének segítségével abszorbeáljuk az oda vezető részecskéket.

Másik feltevésünk az, hogy a részecskeátadás gyenge folyamat, amit elég elsőrendben figyelembe venni, tehát az elsőrendű Born közelítést alkalmazzuk, mint ahogy a DWBA-ban tettük.

Ha ez a feltételezésünk teljesül, akkor az A targeten való rugalmatlan deuteron szóródás számításánál a reakcióról egy pillanatra elfelejtkezhetünk /s annak hatását elegendő csupán az alkalmazott optikai potenciál imaginárius részében figyelembe vennünk/.

Az A magon való rugalmatlan deuteron szórás problémájának megoldását a csatolt csatornák módszerével fogjuk végezni. A rugalmatlan szórások csatolt csatornás elmélete a közönséges optikai modell általánosításának tekinthető, hiszen az egy csatorna határesetében, tehát amikor csak a rugalmas szórást számítjuk explicit módon, az optikai modell problémát kapjuk vissza. Tekintsük át röviden, hogyan származtatható le ez a csatolt egyenletrendszer, melynek megoldása szolgáltatja a rugalmatlan szórási probléma megoldását. Példaként válasszuk azt az esetet, amire most éppen szükségünk is van, nevezetesen az A céltárgymagon való /rugalmas és rugalmatlan/ deuteron szóródást. Tekintsünk el a deuteron belső szerkezetétől, ami azt is jelenti, hogy az egymáson szóródó magok közül csak A -nak lehetnek gerjesztett állapotai. Ekkor az $A+d$ rendszer teljes Hamilton operátora:

$$H = H_A(\xi) + T_d + V(\xi, \vec{r}_d) \quad (5)$$

ahol T_d az A és d relatív mozgásának kinetikus energia-operátora, $\vec{r}_d$ a d tömegközéppontjának helyzetvektora A tömegközéppontjához viszonyítva, H_A az A és d belső mozgásához tartozó energia operátor, ξ pedig e belső mozgásokhoz tartozó koordinátákat foglalja magába, s végül V az A és d közötti kölcsönhatás. A kölcsönhatás mentes és egymáshoz képest mozdulatlan rendszernek általában számos stacionárius állapota lehet A különböző állapotainak megfelelően, melyek H_A sajátérték problémájából határozhatók meg:

$$H_A(\xi)\psi_{\alpha I}(\xi) = E_{\alpha I}\psi_{\alpha I}(\xi) \quad (6)$$

ahol I az A mag $E_{\alpha I}$ energiájú állapotának spinje, α pedig az állapot jellemzéséhez szükséges többi kvantumszámokat foglalja magában. Mivel a deuteron spinjétől eltekintettünk, a rendszer J teljes impulzuszómomentuma a deuteron ℓ pályamomentumának és az I magspinnek a vektori eredője:

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{I}.$$

A π teljes paritás pedig a $\psi_{\alpha I}$ állapot π_α paritásának és a pályamozgásból eredő paritásnak szorzata:

$$\pi = (-1)^\ell \pi_\alpha.$$

Szerkesszük meg a $\Phi_d^{JM\pi}(\hat{r}_d, \xi)$ csatornafüggvényt, mely meghatározott J teljes impulzuszómomentummal, annak M harmadik komponensével és határozott π paritással rendelkezik, a következőképpen:

$$\Phi_d^{JM\pi} = [Y_\ell(\hat{r}_d)\psi_{\alpha I}(\xi)]_J^M \quad (7)$$

A (7) kifejezés baloldalán fellépő d index most A állapotának jellemzőin kívül az $\ell=\ell_d$ pályamomentum kvantumszámot is magában foglalja:

$$d = \{\alpha, I, \ell_d\}.$$

$\vec{r}_d$ azonban továbbra is a deuteron tömegközéppontjának helyzetvektora az A tömegközéppontjából mérve, az $\hat{r}_d$ pedig az előbbi vektor szögkoordinátáit jelenti./

Írjuk fel az (5) Hamilton operátor sajátértékegyenletét:

$$(H - E)\Psi = 0. \quad (8)$$

Állítsuk elő a Ψ sajátfüggvényt határozott J M és π -jú komponensek lineáarkombinációjaként:

$$\Psi = \sum_{\ell JM} A_d^{JM\pi} \Psi_d^{JM\pi}, \quad (9)$$

ahol az A együtthatók értéke a fizikai határfeltételből határozható meg. Fejtsük sorba $\Psi_d^{JM\pi}$ -t a (7) csatornafüggvények szerint:

$$\Psi_d^{JM\pi} = \sum_{d''} \frac{u_{d''}^{d\pi J}(r_d)}{r_d} \Phi_{d''}^{JM\pi}(\hat{r}_d, \xi). \quad (10)$$

A sorfejtési együtthatót, mely az A és d közti távolság: r_d függvénye, célszerű $u(r_d)/r_d$ alakban keresni. A d'' összegző index végigfut az összes lehetséges A állapotokon és ℓ_d parciális hullámokon, melyek eredőjeként adott J, M érték és π paritás adódhat, legyen ezek száma $N_{J\pi}$. A d index pedig azt a csatornát specifikálja, melyben bombázó részecske nyaláb is van. /Általános esetben több ilyen d csatorna lehet, ekkor (9) még egy d szerinti összegzést is tartalmaz./ A (9) hullámfüggvény (10) figyelembevételével kapott alakját a (8) energiasajátérték-egyenletbe helyettesítve, (6) figyelembevételével, olyan egyenletet kapunk, melyet ha balról a $\Phi_d^{JM\pi}$ csatornafüggvénnyel szorzunk, majd annak változói szerint d' kiintegrálunk, s kihasználjuk a (7) függvények ortogonalitását, a következő egyenletet kapjuk valamennyi lehetséges d' értékre:

$$\begin{aligned} [T_{d'} + V_{d'd'}^{J\pi}(r_d) - (E - E_{\alpha_d, I_{d'}})] u_{d'}^{d\pi J}(r_d) = \\ = - \sum_{d'' \neq d'}^{N_{J\pi}} V_{d'd''}^{J\pi}(r_d) u_{d''}^{d\pi J}(r_d) \end{aligned} \quad (11)$$

$$d' = 1, 2, \dots, N_{J\pi}$$

ahol

$$V_{dd'}^{J\pi}(r) = \langle \Phi_d^{JM\pi} | V | \Phi_{d'}^{JM\pi} \rangle \quad (12)$$

és

$$T_d = \frac{\hbar^2}{2\mu_d} \left(-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\ell_d(\ell_d+1)}{r^2} \right) \quad (13)$$

Az A magon való deuteron szórás problémája ily módon a (11) alakú, másodrendű csatolt differenciálegyenlet-rendszerek megoldására redukálódott. A probléma megoldhatósága megköveteli nemcsak azt, hogy $N_{J\pi}$ véges legyen, hanem azt is, hogy a $\max\{N_{J\pi}\}$ egy, a konkrét számítógép program által megszabott korlátnál nagyobb ne legyen. Ehhez két dolgot kell korlátoznunk, elsősorban az A mag gerjesztett állapotainak számát, másrészt a lehetséges J értékeket. Ez utóbbi nem jelent lényeges megkötést, mivel adott bombázó energián mindig találhatunk olyan $J_{\max}$ értéket, hogy az ennél nagyobb J-jű komponensek figyelembevétele sem a hatáskeresztmetszetet, sem a hullámfüggvényt nem befolyásolja lényegesen. Nem ilyen szerencsés a helyzet az A mag álla-

potai számának korlátozásánál. Itt az egyetlen dolog amit tehetünk, hogy azon állapotokat vesszük explicit módon figyelembe, melyekre a rugalmatlan szóródás hatáskeresztmetszete nagy, és elhagyjuk a többi állapotot, s az ezekre való átmeneteket a potenciál képzetes részével vesszük együttesen figyelembe. Szerencsére rendszerint a rugalmatlan szóróhatáskeresztmetszet csak néhány alacsonyban fekvő kollektív gerjesztett állapotra jelentős, így a nivók számának ily módon való korlátozása rendszerint mégis indokolt.

Ha az állapotok számát N_α -val, a maximális teljes impulzusmomentum értéket $J_{\max}$ -szal jelöljük, akkor a (11) típusú csatolt egyenletrendszer megoldásánál meg kell vizsgálnunk valamennyi $0 \leq J \leq J_{\max}$ értékre, mindkét lehetséges π paritásérték mellett /feltéve, hogy az I magspin egész értékeket vesz fel/. Azt, hogy adott $J\pi$ mellett (11)-ben hány egyenlet kapcsolódik össze /vagyis azt, hogy mekkora $N_{J\pi}$ /, N_α , $J_{\max}$ és az I_α értékek valamint a csatoló-potenciál együttesen határozzák meg. A legtöbb esetben azonban $\max(N_{J\pi}) > N_\alpha$.

A (11) csatolt egyenlet megoldásának megkereséséhez még a határfeltételeket kell tisztáznunk. A megoldástól megkívánjuk, hogy az origóban reguláris legyen, aszimptotikusan pedig a fizikai szituációból következően, csak azon csatornában tartalmazhat befutó gömbhullámu komponenst (I_ℓ), melyekben az A mag alapállapotban van, a többi csatornában az aszimptotikus megoldás tisztán kifutó (O_ℓ) formájú, azaz:

$$u_{d'}^{d\pi J}(0) = 0 \quad (14)$$

$$u_{d'}^{d\pi J}(r_d) \xrightarrow{r_d \rightarrow \infty} \delta_{d'd} I_\ell(k_d r_d) - \sqrt{\frac{v_d}{v_{d'}}} S_{d'd}^{\pi J} O_{\ell d'}(k_d, r_d) \quad (15)$$

ahol $S_{d'd}^{\pi J}$ a megfelelő szórásmátrixelem, v_d és $v_{d'}$ pedig a deuteron sebessége a d illetve d' csatornában. Töltött részecske szóródása esetén, így most is:

$$O_\ell(\rho) = G_\ell(\rho) + iF_\ell(\rho) \quad \text{és} \quad I_\ell(\rho) = G_\ell(\rho) - iF_\ell(\rho)$$

ahol F_ℓ és G_ℓ a reguláris illetve irreguláris Coulomb függvények.

A határfeltételek ismeretében a (11) csatolt egyenletrendszer megoldása rendszerint numerikus módszerrel történik. Válaszunk ki egy adott $J\pi$ esetet, és tegyük fel, hogy minden (11)-ben szereplő potenciál és energia ismert. Jelöljük $E - E_{\alpha d} I_d = E_d$ -vel a d csatornabeli energiát, s az áttekinthetőség kedvéért hagyjuk el (11)-ben a $d\pi J$ indexeket:

$$(T_{d'} + V_{d'd} - E_d) u_{d'}(r_d) = - \sum_{d''=1}^{N_{J\pi}} V_{d'd''} u_{d''}(r_d) \quad (16)$$

$$d' = 1, 2, \dots, N_{J\pi}$$

A (16) csatolt homogén differenciálegyenlet-rendszer általános megoldása mindig felírható $N_{J\pi}$ lineárisan független megoldás lineárkombinációjaként:

$$u_{d'}(r) = \sum_{t=1}^{N_{J\pi}} C_t g_{d'}^{(t)}(r) \quad (17)$$

ahol $g_{d'}^{(t)}(r)$ a t -edik bázis megoldás d' -edik komponense, C_t pedig a t -edik megoldás lineárkombinációs együtthatója. Kimutatható, hogy a keresett $N_{J\pi}$ lineárisan független megoldást megkaphatjuk, úgy, ha (16)-ot az origóból kiindulva r_d -ben h lépésközzel numerikusan integráljuk, és a kezdő feltételeket a következő módon választjuk:

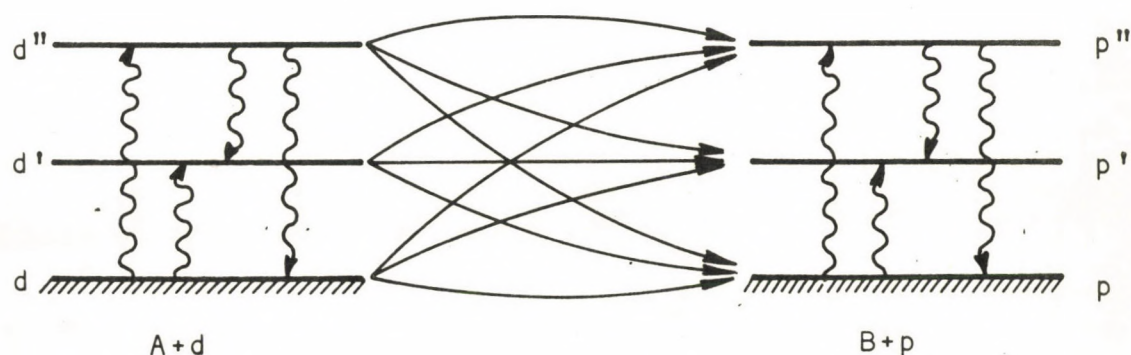
$$\left. \begin{aligned} g_i^{(t)}(0) &= 0 \\ g_i^{(t)}(h) &= \delta_{it} \end{aligned} \right\} \quad i = 1, 2, \dots, N_{J\pi}$$

A (16) egyenlet numerikus integrálását addig az $r=R$ távolságig kell folytatnunk, míg elérünk abba a tartományba, ahol a megoldás aszimptotikus formája, (15) igaz. Itt simán csatlakoztatjuk a (17) belső megoldást a (15) aszimptotikus megoldáshoz /azaz a belső és külső megoldások egyenlőségén kívül az r szerinti első deriváltak egyenlőségét is kikötjük az R pontban/, ily módon $2N_{J\pi}$ számú /komplex/ egyenletből álló lineáris egyenletrendszert kapunk a $C_1, C_2, \dots, C_{N_{J\pi}}$ és $S_{1,d'}, S_{2,d'}, S_{N_{J\pi},d'}$ ismeretlenekre, melyekből azok egyértelműen meghatározhatók. Az így kapott együtthatókból (17) segítségével az $u_{d'}(r)$ megoldásfüggvények, az $S_{d',d}^{\pi J}$ szórás mátrixból pedig a szórási hatáskeresztmetszetekhez való járulékok számíthatók.

A (16) csatolt egyenletrendszer megoldásának fent ismertetett módszere tekinthető a standard módszernek, a legtöbb csatolt csatornás program ezt a módszert használja. A módszer hátránya, hogy növekvő számú összezsúrt egyenlet esetén a program memóriaköltsége rohamosan nő. Ezen nehézség leküzdésére többen próbálkoztak a csatolt egyenletrendszer iterációs módszerrel való megoldásával [10-13]. Bizonyos esetekben az ilyen módszerek már néhány iteráció után kielégítő pontosságú megoldásokat szolgáltatnak, hátrányuk, hogy nehéz olyan általános kezdő megoldást találni, ami mellett az eljárás konvergenciája minden esetre biztosított. Egy másik érdekes próbálkozás az, amelyik a csatolt egyenlet megoldását hatványsor formájában keresi, s az együtthatók kiszámítására rekurziós összefüggéseket állít fel [14-15]. E módszer előnye, hogy a megoldást és annak r szerinti deriváltját analitikus formában adja, másrészt a legtöbb esetben valószínűleg gyorsabb, mint a csatolt differenciálegyenlet-rendszer numerikus kiintegrálása. Egyetlen hátránya, hogy általános esetre való megfogalmazása és számítógépre való kódolása nehezebb, mint a standard módszeré, s ez az akadály a elterjedésének.

A csatolt csatornák módszerének és a kapott csatolt egyenlet megoldási módszereinek vázlatos ismertetése után kanyarodjunk vissza az eredeti problémákhoz a (d,p) reakció tárgyalásához. Miután a bemenő oldallal a céltárgyon való deuteron szórással végeztünk, tekintsünk most egy tipikus protoncsatornát, például a p' -vel jelölt nivót a 2. ábrán. Ebbe a csatornába a protonok lényegében kétféle módon juthatnak:

- 1./ a B mag más nivóiról rugalmatlan protonszórás révén /hullámos vonalak a 2. ábra jobb oldalán/, illetve
- 2./ direkt átmenet révén (d,p) reakcióval az A mag különböző állapotaiból. /Ezeket az átmeneteket a 2. ábrán nyilak jelölik./



2. ábra. Lehetséges direkt és rugalmatlan átmenetek, ha A-nak és B-nek csak 3-3 stacionárius állapota van.

Ha direkt átmenet nem lenne, akkor a B magon való protonszórást (11) -gyel teljesen analóg csatolt egyenletrendszer írná le, így azonban egyenletünk némileg komplikáltabb lesz:

$$\begin{aligned}
 [T_{p'} + V_{p'p'}^{J\pi}(r_p) - E_{p'}] w_{p'}^{d\pi J}(r_p) = & - \sum_{p''=1}^{M_{J\pi}} V_{p'p''}^{J\pi}(r_p) w_{p''}^{d\pi J}(r_p) - \\
 & - \rho_{p'}^{d\pi J}(r_p)
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

$$p' = 1, 2, \dots, M_{J\pi}$$

ahol $M_{J\pi}$ az adott J , M és π mellett össze csatolóódó egyenletek száma.

Itt a $\rho_{p'}^{d\pi J}(r_p)$ tag a (d,p) reakció következtében fellépő proton

forrást reprezentálja a p' csatornában. A bemenő oldali d' -höz hasonlóan a kimenő oldalon p' magában foglalja a csatorna jellemzéséhez szükséges valamennyi kvantumszámot, így a proton ℓ_p pályamomentumát a B-mag megfelelő nivójának I_p spinjét, és a nivó jellemzéséhez szükséges többi kvantumszámokat, melyet tömören β_p -vel jelölünk. $M_{J\pi}$ tehát azt mondja meg, hány különböző kimenő $\{\beta_p, I_p, \ell_p\}$ kombináció képzelhető el adott J, M és π mellett. $E_{p'}$ a p' csatornabeli proton energiát jelöli. A $V_{p'p''}$ csatoló potenciált, mely a B mag állapotai közti rugalmatlan proton átmenetekért felelős, s mely (12)-höz teljesen hasonló formájú most is ismertnek tételezzük fel, s így figyelmünket a $\rho_p^{d\pi J}$ ún. forrástagra összpontosítjuk. Mivel a p' protoncsatornába p elvileg A valamennyi nivójából történhet átmenet, a forrástag egy összeg lesz, amelyik annyi tagot tartalmaz, ahány különböző deutron csatorna képzelhető el adott J, M és π mellett, vagyis $N_{J\pi}$. Tehát

$$\rho_p^{d\pi J}(r_p) = \sum_{d'=1}^{N_{J\pi}} \rho_{pd'}^{d\pi J}(r_p) \quad (19)$$

A (7) bemenő oldali csatornafüggvényhez hasonlóan bevezetjük a $p+B$ részecskepárhoz tartozó csatornafüggvényt:

$$\Phi_{p'}^{JM\pi}(\hat{r}_p, \xi, \vec{r}_n) = [Y_{\ell_p}(\hat{r}_p) \psi_{\beta_p, I_p}(\xi, \vec{r}_n)]_J^M \quad (20)$$

ahol ψ_{β_p, I_p} a B mag p állapotának hullámfüggvénye. A d' állapotból a p' állapotba való direkt átmenetért most is a $V_{np}(\vec{r}_{np})$ kölcsönhatás felelős és az eltérés (1)-hez képest csupán a kezdő, illetve végállapotot leíró függvényekben lesz, így az átmenet következtében fellépő forrástag a következő:

$$\rho_{p'd'}^{d\pi J}(r_p) = r_p \langle \Phi_{p'}^{JM\pi} | V_{np}(r_{np}) | \phi_0(r_{np}) \Phi_{d'}^{JM\pi} u_{d'}^{d\pi J}(r_d) / r_d \rangle \quad (21)$$

ahol $\phi_0(r_{np})$ itt a deutron belső mozgását leíró Hulthen függvény, és a mátrixelemben kiintegráltunk minden változó szerint kivéve az r_p távolságot. (21)-ből látható, hogy a forrástag megszerkesztéséhez ismerni kell az $u_{d'}^{d\pi J}$ függvényeket, vagyis az $A+d$ szórásprobléma megoldását. (21) kiszámítása lényegesen egyszerűsödik, ha a benne szereplő mátrixelem számítása során a DWBA-ban szokásos zero-range közelítéssel élünk, ami azt jelenti, hogy

$$V_{np}(r) \phi_0(r) = D_0 \delta(r). \quad (22)$$

Ismeretes, hogy a D_0 állandó értéke a deutron hullámfüggvény

aszimptotikus normálásából megadható: $D_0^2 \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ MeV}^2 \text{ fermi}^3$. Ezenkívül el kell végeznünk a B mag $\psi_{\beta I_p}$ állapotainak sorbafejtését az A mag $\psi_{\alpha I}$ állapotának és a $\chi_{\ell_n}(r_n)$ egyrészecske neutronfüggvények szorzata szerint:

$$\psi_{\beta I_p}^M(\xi, \vec{r}_n) = \sum_{\ell_n \alpha I} \beta_{\ell_n}(I, I_p) \chi_{\ell_n}(r_n) [\psi_{\alpha I}(\xi) Y_{\ell_n}(\hat{r}_n)]_{I_p}^M \quad (23)$$

A $\beta_{\ell_n}(I, I_p)$ mennyiségek az ugynevezett származási együtthatók, melyek megmutatják, hogy a B mag βI_p -vel jellemzett állapota milyen súllyal tartalmazza a A mag $\psi_{\alpha I}$ állapotából és az ℓ_n pályamomentumu neutron egyrészecske állapotból álló konfigurációt.

A (22) és (23) összefüggések felhasználásával a (19) forrástag némi átalakítás után a következő formára hozható:

$$\rho_p^{d\pi J}(r_p) = D_0 \sum_{d' \ell_n \alpha I} u_{d'}^{d\pi J}(r_p) \beta_{\ell_n}(I, I_p) \chi_{\ell_n}(r_p). \quad (24)$$

$$\cdot (-1)^{\ell_n + I_p + J} \frac{\hat{I}_p \hat{\ell}_p \hat{\ell}_n \hat{\ell}_{d'}}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \begin{matrix} \ell_p & \ell_n & \ell_{d'} \\ I_{d'} & J & I_p \end{matrix} \right\} \cdot \begin{pmatrix} \ell_p & \ell_n & \ell_{d'} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Itt a kerek zárójel a Wigner-féle 3-j szimbólumot a kapcsoszárójel a 6-j szimbólumot jelöli és $\hat{J} \equiv \sqrt{2J+1}$.

A forrástag kiszámításához tehát ismerni kell az $u_{d'}^{d\pi J}$ függvényeken kívül a $\chi_{\ell}(r)$ egyrészecske neutronfüggvényeket és a β_{ℓ_n} származási együtthatókat, melyek a B mag állapotára vonatkozó mag szerkezeti információt hordozzák. A DWBA analízisekben kiterjedten használt spektroszkópiai faktor ezek abszolútérték-négyzete. Nálunk azonban a β_{ℓ_n} -ek nagyságán kívül azok előjele is lényeges, mivel ez szabja meg, hogy adott nívóról jövő fluxus konstruktívan, vagy destruktívan interferál-e a többivel. Szokás a β_{ℓ} mennyiségeket spektroszkópiai amplitudóknak is nevezni.

Miután a forrástágot meghatároztuk, hozzáfoghatunk a (18) inhomogén másodrendű csatolt differenciálegyenlet-rendszer megoldásának megkereséséhez, előbb azonban tisztáznunk kell a határfeltételeket, melyet (18) megoldására előírunk. Az origóban reguláris, aszimptotikusan pedig csak kifutó gömbhullámu megoldást fogunk keresni valamennyi p' csatornában, hiszen a kísérleti feltételek olyanok, hogy nincs befutó bombázó protonnyaláb s végeredményben minden proton mely kirepül a (d, p) reakcióból származott függetlenül attól, hogy szóródott-e illetve hányszor szóródott a B végmagon. Így

$$w_p^{d\pi J}(0) = 0 \quad (25)$$

$$w_p^{d\pi J}(r_p) \xrightarrow{r_p \rightarrow \infty} - \sqrt{\frac{v_d}{v_p}} S_{p,d}^{\pi J} \mathcal{O}_p(k_p r_p), \quad (26)$$

ahol v_d és v_p a deuteron illetve a proton sebessége abban a csatornában, ahol bombázó d nyaláb van, illetve a kiszemelt végállapotban. Az $S_{p,d}$ szórási mátrixelem most a fizikai szituációnak megfelelően nem a rugalmas vagy rugalmatlan protonszóráshoz, hanem a (d,p) reakcióhoz tartozik. Segítségével a (d,p) reakció hatáskeresztmetszete a kiszemelt végállapotra a szokásos módon számolható. (18) megoldása nagyban hasonlít (11) megoldásához, így ezzel csak igen röviden foglalkozunk. Ismeretes, hogy az inhomogén differenciálegyenlet általános megoldása mindig felírható úgy, mint a homogén egyenlet általános megoldásának és az inhomogén egyenlet egy partikuláris megoldásának lineárkombinációja.

A homogén rész általános megoldásának meghatározásával már foglalkoztunk, az inhomogén egyenletet pedig az origóból tetszőleges érintővel indulva egyszer numerikusan kiintegráljuk, s így megkapjuk az inhomogén egyenletnek egy partikuláris megoldását. Az $S_{p,d}$ szórasmátrix elemek és a w_p megoldást előállító lineárkombinációs együtthatók a (18) egyenlet numerikus integrálásával kapott belső megoldásnak az R pontban a (26) aszimptotikus megoldáshoz való sima csatlakoztatásának feltételéből határozhatók meg.

Figyeljük meg, hogy akár egyetlen végállapotra vezető hatáskeresztmetszet számításánál is a (18) egyenletek összecsatolódása miatt a w_p hullámfüggvények valamennyi komponensét meg kell határozni és elő kell állítanunk (18) homogén részének általános megoldását is. Ily módon a számolást úgy célszerű szervezni, hogy a B mag valamennyi M_B állapotára vonatkozóan egyszerre számoljuk ki a (d,p) reakció-hatáskeresztmetszeteket, mivel ez csak minimális többlétszámolást igényel az egy kiszemelt végállapot esetének számításához viszonyítva.

ÖSSZEFOGLALÁS

Az előzőekben példát láttunk arra, hogy vannak olyan esetek, amikor a magreakció során a részecske átadás lényegében egy lépésben megy végbe, azonban a folyamatban lényeges szerepet játszik a céltárgymag vagy a végmag gerjesztődése a bombázó részecskével illetve a kirepülő részecskével való kölcsönhatás során. Láttuk, hogy a DWBA nem képes ilyen folyamatokról számot adni. Kimutatható, hogy a forrástag módszer [9] a DWBA ilyen esetekre való sikeres általánosításának tekinthető. Az általánosítás úgy értendő, hogy DWBA képleteit kapjuk vissza, ha a csatoló potenciálokat mind a bemenő, mind a kimenő oldalon nullává tesszük, s ezáltal a rugalmatlan szórási hatásoktól eltekintünk. A forrástag módszerrel való számítás menete lényegében

három lépésre bontható:

1./ A bombázó részecskének a céltárgy magon történő rugalmatlan szóródásához tartozó hullámfüggvények meghatározása a (11) homogén csatolt differenciálegyenlet-rendszer megoldásával.

2./ A (24) egyenletekkel adott forrástagok megszerkesztése az előzőkből nyert hullámfüggvényből a befogott részecske radiális függvényeinek és a különböző átmenetekhez tartozó spektroszkópiai amplitudók felhasználásával.

3./ A kimenő részecskére vonatkozó forrástaggal inhomogéné tett (18) csatolt differenciálegyenlet-rendszer megoldása révén a reakció $S_{p,d}$ szórási mátrixának meghatározása.

A módszert (d,p) reakció esetére ismertettük, és bizonyos egyszerűsítéseket tettünk. Ezek közül a könnyű részecskék spinjének figyelembevétele csupán képleteinket tenné némileg bonyolultabbá, egyébként lényeges problémát nem okozna. A formulák lényegében hasonlóak valamennyi egynukleon-átadási reakció esetén. A zero-range közelítés elhagyása a forrástag kiszámítását tenné bonyolultabbá, a csatolt egyenletek megoldását nem érinti. Ennek ellenére erre próbálkozás mindezekig nem történt. A módszer két nukleon átadási reakciók esetére is ki van dolgozva [16].

A DWBA-nak olyan általánosításait, melyekben a torzított hullámok helyett a csatolt csatornás módszer segítségével meghatározott relativ mozgási hullámfüggvényeket használunk, de a részecske átadást továbbra is a Born sor első tagjával írjuk le, csatolt csatornás Born közelítésnek azaz CCBA-na nevezik. A forrástag módszer is lényegében CCBA.

Röviden szólnunk kell arról, mikor ajánlatos, vagy esetleg elkerülhetetlen a CCBA vagy a GDWBA valamelyik változatának pl. az itt ismertetett módszernek a használata. Elkerülhetetlen például olyan esetekben, amelyeknél a kezdő és a végállapot közötti direkt átmenet tiltott /lásd pl. az 1. ábrán adott példát/, vagy a direkt átmenet spektroszkópiai faktora kicsiny és a kezdő vagy a végállapothoz erősen csatolódó szomszédos nivók vannak. Ha a kezdő és végállapot közti direkt átmenet erős ugyan, de a szomszédos állapotokhoz való csatolódás szintén erős, akkor egy részecske átadási reakciókban a rugalmatlan folyamatok járuléka rendszerint 10 % alatt marad a direkt komponenshez képest. Ilyen esetekben a DWBA rendszerint jól leírja a szögeloszlás formáját, az abszolút hatáskeresztmetszetet azonban a CCBA helyesebben adja.

A nivók közti csatolás erős, így a rugalmatlan szóródási hatáskeresztmetszet nagy a deformált vagy könnyen deformálható magok esetén pl. ha az alapállapotra rotációs vagy vibrációs sáv épül. A másik körülmény az, hogy könnyű magoknál a direkt reakció hatáskeresztmetszete viszonylag nagy lehet s például az előre szórástól eltekintve kb. 60° -os szögektől kezdve rendszerint összemérhetővé válik a rugalmas szórásával. Az eddigi alkalmazások e két tényező hatását erősítik meg, ugyanis a módszer eddig főleg a ^{19}F -től ^{41}Ca -ig terjedő magokon próbálták ki néhány esetben, mikor a DWBA nem tudta a viszonyokat kielégítően magyarázni.

A viszonylag kisszámú gyakorlati alkalmazás oka a szükséges numerikus számolás mennyiségében rejlik, valamint abban,

hogy az ilyen számolás nagy központi memóriájú gépet igényel. Ezért amellett, hogy a módszer alkalmazásainak száma erőteljesen növekszik, erőfeszítések történnek részben olyan közelítések alkalmazására, melyek segítségével a probléma számításigénye lényegesen csökkenthető, másrészt, hogy a számítások a meglévő DWBA programok felhasználásával vagy azok nem túlságosan drasztikus megváltoztatásával legyenek elvégezhetők.

IRODALOM

- [1] N. Austern, Selected topics in nuclear theory, szerk: F. Janouch /IAEA Bécs 1963/.
- [2] W. Tobocman, Theory of direct nuclear reactions, /Oxford Univ. Press, New York, 1961/.
- [3] S. K. Penny és G. R. Satchler, Nucl. Phys., 53 /1964/ 145.
- [4] P. J. Iano és N. Austern, Phys. Rev. 151 /1966/ 853.
- [5] B. Kozlowsky és A. de-Shalit, Nucl. Phys. 77 /1966/ 215.
- [6] F. S. Levin, Phys. Rev. 147 /1966/ 715.
- [7] P. K. Bindal és R. D. Koshel, Phys. Rev., C6 /1972/ 2281.
- [8] K. A. Gridnev, V. K. Lukyanov és V. M. Semenov, JINR, E4-6348, Dubna 1971.
- [9] R. J. Ascuitto és N. K. Glendenning, Phys. Rev. 181 /1969/ 1396.
- [10] T. Sasakawa, Progr. Theor. Phys. /Kyoto/ Suppl. 27 /1963/ 1.
- [11] N. Austern, Phys. Rev. 188 /1969/ 1595.
- [12] F. Coester, Phys. Rev. C3 /1971/ 525.
- [13] P. J. R. Soper, Univ. of Surrey, Phys. Dept. Progress Report 1972.
- [14] J. Chen, Journ. Math. Phys. 6 /1965/ 1723.
- [15] C. Hagegan, Journ. Comp. Phys. 4 /1969/ 43.
- [16] R. J. Ascuitto, N. K. Glendenning, Phys. Rev. C2 /1970/ 415.

MŰHELYÜNKBŐL - LABORATÓRIUMUNKBÓL

LYUKKERESÉS ORBITRON TÍPUSÚ GETTER-ION SZIVATTYÚ SEGÍTSÉGÉVEL

BERECZ I. - BOHÁTKA S. - RUBECZ M.

A vákuumtechnikai gyakorlatban jól működő vákuumberendezéseknél is előfordulnak kisebb-nagyobb szivárgások. Különösen fennáll ez a jelenség, ha a rendszert felnyitottuk, esetleg különböző változtatásokat végeztünk. Ilyenkor nagy segítség, ha rendelkezésre áll egy megfelelő lyukkereső, amellyel rövid idő alatt megkereshetjük a szivárgás helyét. Nagyvákuum ill. ultravákuum berendezéseknél ebből a szempontból a He próbagázzal működő tömegspektrométert tekinthetjük megfelelőnek. Amennyiben a vákuumrendszert getter-ion szivattyúval szívjuk, lehetőség nyílik egy egyszerűbb módon való lyukkeresés alkalmazására, ami ezen szivattyúk szelektív szívósebességén alapul. Az alábbiakban egy Orbitron típusú getter-ion szivattyúval szívott rendszernél használt lyukkeresési lehetőséget ill. az erre a célra készített kiegészítő műszert szeretnénk ismertetni.

Az Orbitron szivattyúk szívósebessége nemesgázokra nagyjából 2 nagyságrenddel kisebb, mint a levegőre [1]. Ha feltételezünk egy lyukat, - amelyik az Orbitronnal szívott rendszerben a szívósebességnek megfelelően bizonyos nyomás beállítását eredményezi - a lyukra ráfuvott nemesgáz jelentős mértékű nyomásnövekedést fog okozni. Ezt a nyomásváltozást megfelelően indikálva /pl. hangjelzéssel/ egyszerű, de igen érzékeny lyukkeresési lehetőséget teremthetünk, amelyik az adott rendszerben bármikor igénybevehető.

Egy lyukkeresési módszer kialakításánál nem érdektelen a megfelelő próbagáz kiválasztása sem. Az bizonyos, hogy esetünkben nemesgázt kell alkalmaznunk. Első megfontolásra itt is felmerülhet a He használata, azonban több okból az Ar mellett döntöttünk. Az a tény, hogy az Ar sokkal olcsóbb gáz, természetesen szintén mellette szól, de alkalmazását illetően a fő indok nem ez volt. A próbagáz kiválasztásánál figyelembe kell venni,

hogyan:

- a./ az illető gázból a légkörben mindig jelen lévő mennyiség minimális legyen,
- b./ ugyanolyan mennyiség - más próbagázokhoz viszonyítva - maximális jelet adjon az érzékelő rendszerben,
- c./ a megszólalási ideje kicsi legyen,
- d./ az általa adott jel a próbagáz beáramlásának megszűnésekor hamar lecsengjen.

Mint ismeretes, a He a levegőben csak igen kis mennyiségben / ~ 5 ppm/ van jelen, míg az Ar kb. 1 %-ot tesz ki. Ez a tömegspektrométeres lyukkeresésnél egyértelműen a He javára szól. A getter-ion szivattyú azonban nem tömegszám szerint különbözteti meg a gázokat, hanem - első közelítésben - aszerint, hogy nemesgáz-e vagy aktív gáz. Az előbbieket kb. 2 nagyságrenddel rosszabbul szivja, mint a levegő 99 %-át kitevő aktív gázokat. Így tehát az Ar háttér He használata esetén is éppoly zavaró, mint Ar próbagáznál. A háttér tekintetében tehát nincs különbség a két gáz között. Amennyiben az adott lyukon molekuláris gázáramot tételezünk fel, a He 3,2-szer nagyobb gázbeömlést okoz ugyanazon a lyukon át mint az argon $/Q_{He} = \sqrt{\frac{40}{4}} \cdot Q_{Ar}/$. Molekuláris áramlás azonban csak $Q < 10^{-10}$ torr l sec $^{-1}$ esetében áll fenn teljes mértékben, míg a gyakorlatban legtöbbször nagyobb lyukakkal, tehát viszkózus gázáramlással van dolgunk.

$$Q_{He} = \frac{\eta_{Ar}}{\eta_{He}} Q_{Ar} \sim 0,9 Q_{Ar} \quad (1)$$

ahol η a gáz viszkozitása, vagyis nincs lényeges különbség ebben a tekintetben sem a két gáz között [2].

A lyukkeresés gyakorlatában fontos szempont a megszólalási idő, ami a lyukra való ráfuvás és a műszerünk által adott maximális jel megjelenése közt telik el.

$$t_D = \frac{2,3 V_p}{S K_T} \quad /sec/ \quad (2)$$

ahol V_p a vákuumedény térfogata l-ben, S a szivattyú levegőre vonatkozó effektív szivósebessége, $K_T = \frac{S_T}{S_L}$, ahol S_T ill. S_L az alkalmazott szivattyú /esetünkben Orbitron/ próbagázra ill. a levegőre vonatkozó szivósebessége [3]. Egy 10 l-es vákuumedényt 100 l/sec szivósebességű Orbitron szivattyúval szivattyúzva He esetén ~ 50 sec, Ar-nál pedig ~ 10 sec megszólalási idő adódik a fenti képlet alapján, viszkózus áramlást feltételezve. Ezt a gyakorlat is igazolta. He esetén mind a megszólalási, mind a lecsengési idő olyan nagy, ami a lyukkeresést igen nehezíti, míg Ar-t alkalmazva egy elfogadható megszólalási ill. le-

csengési időt kapunk. Ilymódon tehát minden szempontból az Ar mutatkozott a legmegfelelőbbnek.

Egy lyukkeresési módszer legfontosabb jellemzője természetesen az általa kimutatható legkisebb szivárgás, amit az határoz meg, hogy mennyi a kimutatható legkisebb próbagáz áram $/Q_p/$. Ezt [3] szerint a következőképpen írhatjuk fel, viszkózus áramlást feltételezve a lyuknál:

$$Q_p = \frac{K_T \cdot S \cdot p_T}{x_T} \quad \text{torr l/sec} \quad (3)$$

ahol p_T a próbagázra vonatkozó parciális érzékenység,

$x_T = \frac{\eta_{Le}}{\eta_T}$, ahol η_{Le} és η_T a levegő ill. próbagáz viszkozitása.

Ha tehát a lyukra, amelyen eddig levegő áramlott be és az S szivósebesség által meghatározott p_0 nyomást állított be, most Ar-t fuvunk, akkor az Ar-ra érvényes kisebb szivósebesség miatt nagyobb egyensúlyi nyomás $/p_a/$ áll be. Ez a $p_a - p_0$ nyomásváltozás tehát arányos a szivárgással. A nyomásváltozást közvetlenül tudjuk mérni, ami gyakorlatilag a szivárgás mértékéül fog szolgálni. A lyukkeresést így nyomásmérésre vezettük vissza.

A még mérhető legkisebb szivárgás $/Q_{min}/$ az lesz, amelynél $p_a - p_0$ éppen a minimálisan detektálható nyomásváltozással $/\Delta p_{min}/$ egyenlő. Az Ar és levegő viszkózus áramlásában és szivattyuzásában mutatkozó különbségeket figyelembe véve kapjuk:

$$\frac{p_a}{p_0} = \frac{x_T}{K_T}.$$

Ha a nyomást ionizációs vákuummérővel mérjük, a fentiekből a következő összefüggést kapjuk:

$$Q_{min} = \frac{S}{\sigma_A \frac{x_T}{K_T} - 1} \cdot \Delta p_{min} \quad (4)$$

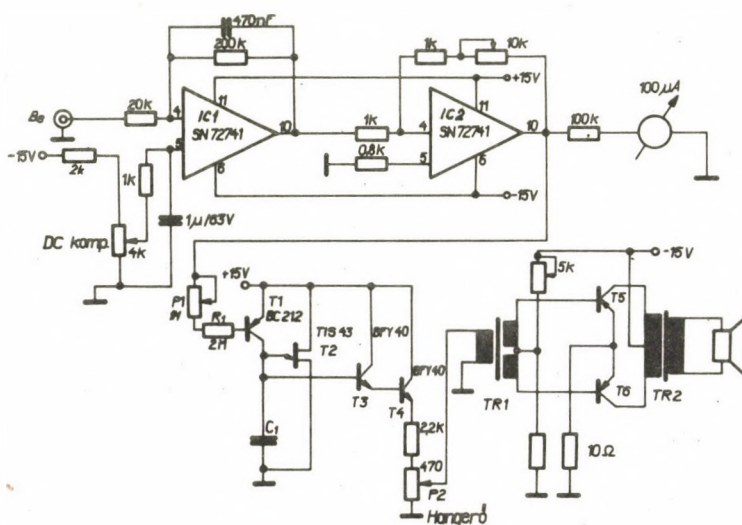
ahol σ_A az argon és levegő ionizációs hatáskeresztmetszetének hányadosa. $\sigma_A = 1,4$ tehát ez a tényező is növeli az eljárás érzékenységét. /He esetén $\sigma_{He} = 0,2/$. A kifejezésben szereplő mennyiségek közül $\sigma_A > 1$ és $K_T < 1$ értéke az, ami egyáltalán lehetővé teszi ezt a lyukkeresési módszert.

Egy olyan szivattyunál például, amelynél $S=100$ l/sec, $K_T=0,03$, az argon lyukra való ráfúvásakor az eredeti egyensúlyi nyomáshoz $/p_0/$ képest a nyomás 37-szeresére nő és

$$Q_{min} = 3 \text{ l/sec} \cdot \Delta p_{min}.$$

A módszer érzékenysége a továbbiakban már csak a nyomásmérő műszertől függ. Ez azt jelenti, hogy minden Orbitronnal szívott rendszer önmagának gyakorlatilag tökéletes lyukkeresője, mivel bármilyen alacsony végnyomást akarunk elérni, annak méréséről ugyanis gondoskodni kell. Ha pedig ilyen mérőműszerünk már van, akkor az bőségesen elegendő a kívánt végnyomás elérését akadályozó szivárgás kimutatásához.

A detektálás érzékenyebbé és kényelmesebbé tételére készítettünk egy adaptert, amely az ionizációs vákuummérő kimenetéhez csatlakoztatható. Bemenő fokozata /IC-1/ a vákuummérő kimeneti feszültségét hasonlítja össze egy belső referencia feszültséggel és a hibajelét 10-szeresére erősíti. Az IC-2 visszacsatolt fokozatának erősítése 1-10 között változtatható. A kimenetre egy középállású Deprez műszerrel csatlakozunk. A lyuk keresésekor nem szükséges a műszer állandó figyelése, mert a készülék hangfrekvenciás fokozata a nyomás változásakor változó frekvenciájú hangot szolgáltat. A hangfrekvenciás egység feszültségvezérelt fűrészgenerátorból, hangfrekvenciás erősítőből és hangszóróból áll. A feszültségvezérelt generátor unijunction tranzisztort /T2/ tartalmaz, melynek frekvenciáját a C-1 kondenzátor töltőáramának változtatásával szabályozhatjuk a BC 212 /T1/ tranzisztoron keresztül. A nyomás növekedésekor a generátor frekvenciája nő. A C-1 kondenzátorhoz egy elválasztó fokozat /T3, T4/ csatlakozik, ennek kimenete egy szokásos felépítésű hangfrekvenciás erősítőt vezérel. A készülék hangereje és a kiegyenlítéshez tartozó frekvencia a P2 és P1 potenciométerekkel szabályozható.



1.ábra. Az ionizációs vákuummérő adapterének kapcsolási rajza.

Fig. 1. Circuit diagram of the adapter to the ionization vacuum gauge control.

Рис. 1. Схема адаптера ионизационного манометра.

Tungsram gyártmányu MÜ 81 ionizációs műszerrel és IM 22 ionizációs mérőfejjel mérve, az adapter 10-szeres nagyítását kihasználva: $\Delta p_{\min} = 1 \times 10^{-9}$ torr. Ekkor a detektálható minimális szivárgás:

$$Q_{\min} = 3 \times 10^{-9} \text{ torr l/sec} = 3 \times 10^{-6} \text{ } \mu\text{l/sec}$$

MÜ 91 ultraionizációs vákuummérőt és BA-13 mérőfejet használva, az adapter 10-szeres erősítésével $\Delta p_{\min} = 1 \times 10^{-11}$ torr,

$$Q_{\min} = 3 \times 10^{-11} \text{ torr l/sec} = 3 \times 10^{-8} \text{ } \mu\text{l/sec.}$$

Szemléltetésül érdemes megjegyezni, hogy a példában szereplő 100 l/sec szivósebességű szivattyúval - amelyre a fenti adatok vonatkoznak - 3×10^{-6} $\mu\text{l/sec}$ szivárgás esetén 3×10^{-11} torr lenne elérhető, 3×10^{-8} $\mu\text{l/sec}$ szivárgásnál pedig 3×10^{-13} torr, ha a végnyomás elérésének csak a szivárgás szabna határt.

Az eddigiekben csak arról esett szó, hogy az Orbitronnal szivott rendszer a leírt eljárással önmagának kiváló lyukkeresőjéül is szolgál. Ebből könnyen belátható, hogy egy kis méretű vákuumkamrából, Orbitron szivattyúból, ionizációs mérőműszerből és a hozzá tartozó adapterből álló egység egy szeleppel bármilyen vákuumrendszerhez csatlakoztatható, és így önálló lyukkeroső berendezésként használható. A tömegspektrométeres lyukkeresőtől eltérően felépítése, kezelése és karbantartása igen egyszerű, hiszen ilyen szempontból legbonyolultabb része a manapság már megszokottan alkalmazott és jól bevált ionizációs vákuummérő.

A leírt eljárás az Orbitronnal szivott rendszereknel feleslegessé teszi a bonyolultabb és nehezekebb tömegspektrométeres lyukkeresők használatát. Az ilyen rendszerek önmaguknak gyakorlatilag kielégítő és tökéletes lyukkeresőivé tehetők, igen egyszerű módon. Segítségükkel más vákuumrendszerek lyukkeresése is lehetséges, a tömegspektrométeres lyukkeresőket megközelítő érzékenységgel. Végül előnyös tulajdonságként említhetjük, hogy próbagáz céljára az olcsón beszerezhető Ar gáz alkalmazható a fentiekben ismertetett módszerben.

IRODALOM

- [1] Berecz I., Bohátka S.: ATOMKI Közlemények 12, 1-2 /1970/.
- [2] K. Hain: Vakuum-Technik 21 /1972/
- [3] M. Wutz: Theorie und Praxis der Vakuumtechnik. Verlag: Vieweg u. Sohn, Braunschweig

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója

Példányszám: 500

1973/2.

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

АТОМКИ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 15

№2

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБШЕНИЯ

- Ш. ЛОКОШ: Согласование аналогового
самописца X-Y к системе накопления
и обработки ядерно физических данных
типа NUCLEAR DATA 50/50 в АТОМКИ 95
- Ш. ЛОКОШ, Л. ЗОЛНАИ: Рисовальные программы
для изображения функций нескольких
переменных 107
- Т. СТАРИЧНАИ: Генератор двойных световых
импульсов для калибровки систем
временных измерений 121
- Ш. ЛОКОШ, Й. МИШКОЛЦИ, И. ТЕРЕК: Пересчетное
устройство с промежуточным запоминанием
для цифрового полуавтоматического микрос-
копа измерения координат 129
- Т. ВЕРТШЕ: Неупругие эффекты в реакции
нуклонных передач /Обзорная статья/ 139

ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ

- И. БЕРЕЦ, Ш. БОХАТНА, М. РУБЕЦ: Течеискание
с помощью насоса Орбитрон 159

ATOMKI

BULLETIN

Volume 15

Number 2

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

Page

- S. LÖKÖS: Interfacing an analogue plotter to a Nuclear Data acquisition and processing system of Nuclear Data 50/50 type 95
- S. LÖKÖS, L. ZOLNAI: Programs for plotting multiparametric functions. /Extension of the program library of ND 50/50 system. I./ 107
- T. SZTARICKAI: Double light pulse generator for setting time-measuring systems 121
- S. LÖKÖS, J. MISKOLCZI, I. TÖRÖK: Counter circuits with storage registers for a semiautomatic digital coordinate measuring microscope 125
- T. VERTSE: Inelastic processes in particle transfer reactions /Review/ 139

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

- I. BEREZ, S. BOHATKA, M. RUBECZ: Leak testing on vacuum systems pumped by Orbitron getter-ion pumps 155

310565

2

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

15. kötet

3. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1973.

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

15. kötet

3. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal
URAY I.: A ^{198}Ir új izotóp, és a ^{198}Pt egyéb gyorsneutron-reakció termékei	161
SZABÓ Gy.: Ortogonális ionoptikai rendszerek elsődleges aberrációjának számítása	183
SZÉKELY G.: Spektrumrajzoló programok	195
URAY I., KOVÁCS P.: Relatív hatáskeresztmetszet meghatározás periódikus aktiválás esetén	209
MŰHELYÜNKBŐL-LABORATÓRIUMUNKBŐL	
URAY I.: Önhordó platina céltárgy készítése gamma-spektroszkópiai vizsgálatokhoz	215
SZABÓ E.: Alacsony háttérű, nagyérzékenységű alfa-szcintillációs kamra radon és rádium meghatározására	217

THE NEW ISOTOPE ^{198}Ir AND OTHER PRODUCTS OF THE FAST NEUTRON REACTIONS OF ^{198}Pt

I. URAY

In our studies on the fast neutron reactions of ^{198}Pt , the half-life of $^{197\text{m}}\text{Pt}$ was determined and found to be: $/94.4 \pm 0.8/$ min. The half-life of $^{199\text{m}}\text{Pt}$ is $/13.3 \pm 0.2/$ s, the energy of the transition $13/2^+ \rightarrow 7/2^-$ was found as $/391.93 \pm 0.14/$ keV. The isomeric cross-section ratio, related to the (n, γ) reaction at the given neutron energy, is 0.081 ± 0.037 .

For the cross-sections of the $(n, d) + (n, np)$ and (n, α) reactions an upper-limit estimation is given. The half-life of the new isotope ^{198}Ir is $/8 \pm 3/$ s /max.error/. The energy of the transition $2^+ \rightarrow 0^+$, belonging to ^{198}Pt and appearing during the decay of ^{198}Ir , is $/407.76 \pm 0.22/$ keV, the partial activation cross-section of the transition amounts to $/0.3 \pm 0.1/$ mb.

A ^{198}Ir ÚJ IZOTÓP, ÉS A ^{198}Pt EGYÉB GYORSNEUTRON-REAKCIÓ TERMÉKEI. A ^{198}Pt gyorsneutron reakcióit vizsgálva meghatároztuk a $^{197\text{m}}\text{Pt}$ felezési idejét: $/94,4 \pm 0,8/$ min. A $^{199\text{m}}\text{Pt}$ felezési ideje $/13,3 \pm 0,2/$ s, a $13/2^+ \rightarrow 7/2^-$ átmenet energiája $/391,93 \pm 0,14/$ keV. Az (n, γ) reakcióra vonatkozó izomer hatáskeresztmetszet-viszony az adott neutronenergiánál $0,081 \pm 0,037$. Az $(n, d) + (n, np)$ és az (n, α) reakciók hatáskeresztmetszetére felső-hatás becslést adunk. Az ^{198}Ir új izotóp felezési ideje $/8 \pm 3/$ s. /maximális hiba/. A bomlás során létrejövő, ^{198}Pt -hoz tartozó $2^+ \rightarrow 0^+$ átmenet energiája $/407,76 \pm 0,22/$ keV, az átmenetre vonatkoztatott parciális hatáskeresztmetszet $/0,3 \pm 0,1/$ mb.

НОВЫЙ ИЗОТОП ^{198}Ir И ДРУГИЕ ПРОДУКТЫ РЕАКЦИЙ ^{198}Pt С БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ. При исследовании реакций ^{198}Pt с быстрыми нейтронами был определен период полураспада $^{197\text{m}}\text{Pt}$: $/94,4 \pm 0,8/$ мин. Период полураспада $^{199\text{m}}\text{Pt}$ - $/13,3 \pm 0,2/$ сек. Энергия перехода $13/2^+ \rightarrow 7/2^-$ - $/391,93 \pm 0,14/$ кэв. Изомерное отношение сечений в реакции (n, γ) при данной нейтронной энергии - $0,081 \pm 0,037$. Дается оценка верхнего предела сечения реакций $(n, d) + (n, np)$ и (n, α) . Период полураспада нового изотопа ^{198}Ir - $/8 \pm 3/$ сек /максимальная ошибка/. Энергия $2^+ \rightarrow 0^+$ перехода образующегося

при распаде и принадлежащего к ^{198}Pt равна $/407.76 \pm 0.22/$ нэв, парциальное сечение образования этого перехода - $/0.3 \pm 0.1/$ мб.

I. INTRODUCTION

The fast technical development of recent years has favourably influenced investigations in nuclear physics. The number of nuclei to be investigated has increased and possibilities have been opened up towards a deeper understanding of the properties of the nucleus. There has been a progress in both the "extent" and "depth" of research work.

There have, however, remained basic shortcomings in a number of fields.

In Fig. 1. part of the plane N-Z is presented, marking out on both sides of the stability valley the boundaries of the so far known isotopes. In the given mass-number range many of the neutron deficient isotopes have been successfully produced, greatly approaching the boundary of protonic stability.

Theoretical interest in neutron-rich nuclei is no less than in those on the other side. It can be seen in the Fig. 1. that in the mass number range denoted, only very few of these isotopes are known; in the case of $A > 150$ there has been hardly any success in moving away from the stability valley. This considerable lag is, first of all, due to technical reasons: it is very difficult, at present, to produce neutron-rich isotopes.

Nuclear reactions induced by fast neutrons provide simple and inexpensive methods for the production of neutron-rich isotopes. Though it is not possible to move very far from the stability valley by their help, nevertheless, a significant part of the about 1400 nuclei thus producible has excess neutrons, and their production by other means would be, in a great number of cases, very difficult.

It is known that between the spherical nuclei, having closed proton or neutron shells, and the deformed region /shaded area in Figure 1/ "intermediate" nuclei can be found. There is such an intermediate region e.g. near mass numbers 150 and 190. The transition near mass number 190 is much more gradual and much slower than the one near mass number 150. Thus, near mass number 190 a greater number of nuclei with intermediate properties can be studied. The material of these nuclei is very "soft", they represent transition not only between deformed and spherical nuclei, but also from prolate to oblate forms. This complexity lends this region a special theoretical interest.

When summing up the theoretical efforts, Solov'yev [3] states that for the present no appropriate theory is available to describe this region. The various attempts have only given interpretation to one or the other very narrow range of phenomena. To make matters worse, the number of experimentally determined nuclear data is greatly restricted, thus no sufficient

support is given to the theoretical approach.

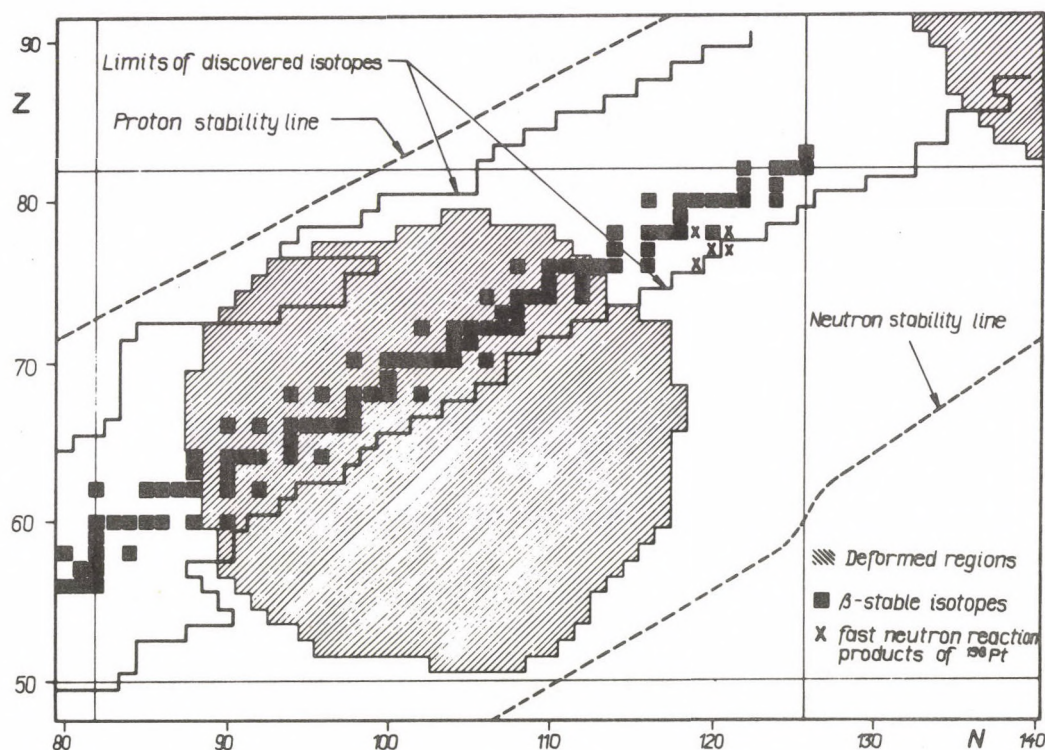


Fig. 1. Part of N-Z plane. The stripped parts represent the regions of deformed nuclei [1], the continuous line indicates the limits of discovered isotopes, while the broken lines are the proton-stability and the neutron-stability lines [2]. Products of fast neutron reactions of ^{198}Pt are indicated by X.

1. ábra. Részlet az N-Z síkból. A vonalkázott részek a deformált magok tartományait [1] mutatják, kihuzott vonal jelzi az eddig felfedezett izotópok, szaggatott vonal pedig a proton- illetve neutronstabilitás határát [2]. A ^{198}Pt általunk vizsgált gyors-neutron reakcióinak termékeit X jelöli.

Рис. 1. Часть плоскости N-Z. Заштрихованные площадки указывают области деформированных ядер [1], сплошными линиями отмечены до сих пор открытые изотопы, а прерывистыми границы протонной и нейтронной стабильности [2]. Исследованные нами продукты реакций с быстрыми нейтронами ^{198}Pt отмечены знаком X.

The lack of a reliable theoretical foundation, naturally, does not imply that in this mass number range the properties of nuclei should be devoid of regularity. Experience shows that

the systematic changes in nuclear properties can serve as a good guideline for experimental studies. Starting from known nuclei, a number of extrapolated nuclear data can be estimated within relatively narrow limits.

The aim of the present work is the experimental investigation of the fast neutron reactions of ^{198}Pt and of the radioactive products obtained. The nuclei thus produced are on the neutron-rich side, and though they are relatively near the doubly magical ^{208}Pb isotope, they are not likely to be classified among the purely spherical nuclei. The products of the reaction channel under investigation are marked by a cross in Fig. 1. Out of these, ^{198}Ir has been, up till now, completely unknown. The data for the other reaction products and daughter nuclei are generally very scarce and sometimes contradictory in the literature. A lot of unsettled questions can be found both in the interpretation of the reactions and in the spectroscopic evaluations. These two aspects are closely related, the results mutually complete one another. Our studies, within the scope of our experimental conditions, were extended in both directions.

II. EXPERIMENTAL PROCEDURE

The schematic arrangement of irradiation and measurement is shown in Fig. 2. Irradiation was performed by $\text{T} + \text{d}$ neutrons produced by the 240 kV neutron generator of ATOMKI. The neutron yield was about $5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. The neutrons emitted from the tritium target towards the sample were of an energy of $15.0 \pm 0.4 \text{ MeV}$ [4]. The tritium target had to be shielded with paraffin and concrete, for radiation protection, which considerably decreased the homogeneity of the energy. To eliminate slow neutrons the sample to be irradiated was covered with a cadmium plate, but this could not secure the homogeneity of the neutron beam. Scattered neutrons of a few MeV energy, which are inevitably present, impair the accuracy of cross-section measurements, particularly in case of the (n, γ) reaction.

The irradiated sample was forwarded by a high-speed pneumatic rabbit device to the $\text{Ge}(\text{Li})$ detector of 12 cm^3 sensitive volume protected with concrete bunker and lead tower. /FWHM at 661 keV was 3.5 keV./ By bending the pneumatic transport system it was attained that the places of irradiation and measurement were not positioned face to face.

In Fig. 3. the block diagram of the principle of the measuring process is presented. The pump of variable number of revolutions, which is started by manual control, satisfies a twofold function. On the one hand, it provides for the movement of the target between the places of activation and measurement, on the other hand, it regulates the operation of the shutter. When the sample comes into measuring position, the shutter closes down the way for deuterons. Thus, during the measuring process no neutrons are produced, which is very significant in view of the reduction of background. The sample running in the

pneumatic transport system, after reaching the Ge(Li) detector, comes into position before a photodiode sensor element. The signal induced by its arrival is sensed by a counting relay device which, in this way, indicates the number of cycles. The other function of the pulse produced is to gate the multichannel analyzer.

For our experiments a 4096-channel "Nuclear Data 2020" analyzer was used. Spectra were taken in 4×1024 or 8×512 channels. The analyzer, after running a great number of cycles, yielded successive summarized spectra. Systematically changing the irradiation and measuring times from series to series, we were able to scan the 1 s - 10 min. half-life range. Primarily the range below 1 MeV was studied, but measurements were performed at higher energies /up to 1.78 MeV/, too.

Simultaneous measurements were taken with Pt targets of natural composition and with those enriched in 198 mass number isotopes. The isotopic composition of the particular samples is illustrated in Table 1. Energy calibrations were carried out with Vienna standard preparations. For internal monitoring high intensity transitions, originating in the decay of $^{197m,9}\text{Pt}$ and ^{199}Pt , and well-known from the literature [5, 6], were employed.

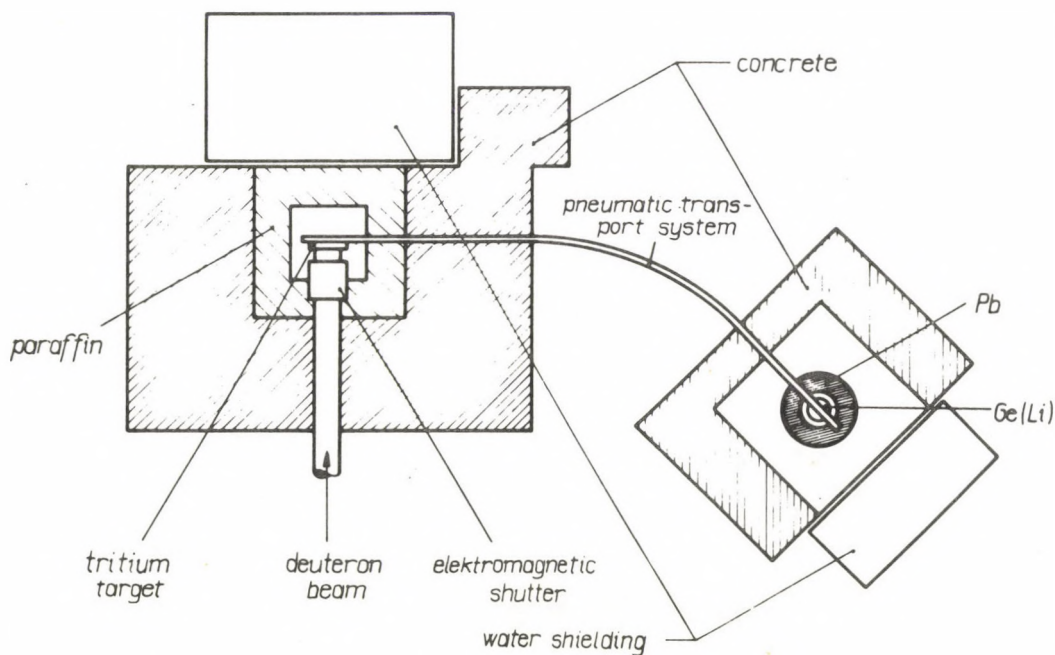


Fig. 2. Arrangement for irradiation and measurement.
 2. ábra. A besugárzás és mérés elrendezésének vázlata.
 Рис. 2. Схема оборудования для облучения и измерения.

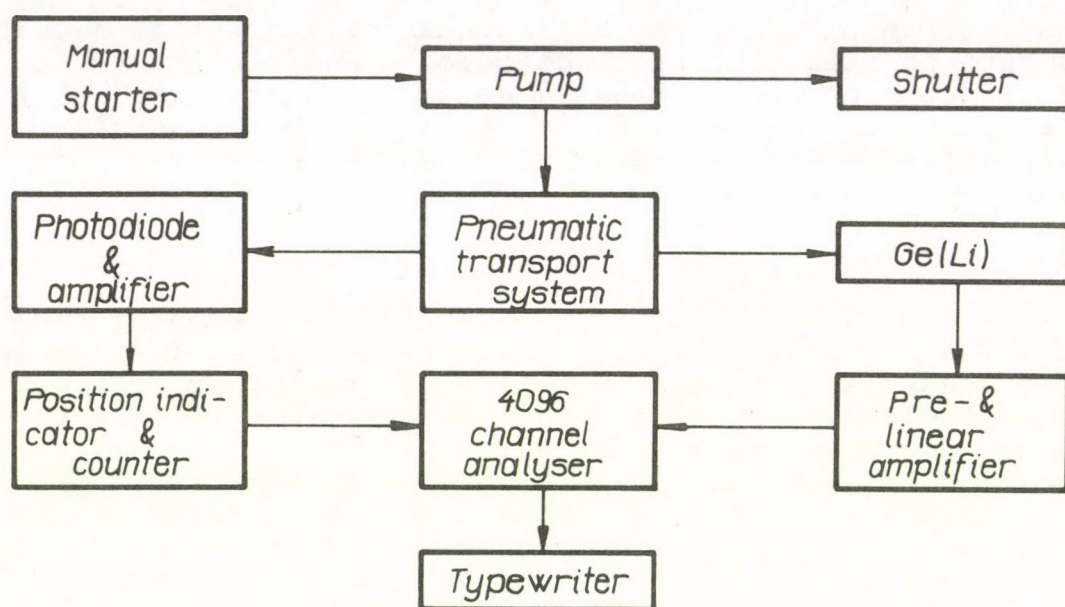


Fig. 3. Scheme for taking gamma-spectra.
 3.ábra. A γ -spektrumok felvételének elvi menete.
 Рис. 3. Блок-схема снятия γ -спектра.

Table 1.

	Enriched ^{198}Pt [%]	Natural Pt [%]
^{190}Pt	~ 0.001	0.0127
^{192}Pt	0.08	0.78
^{194}Pt	3.66	32.9
^{195}Pt	4.94	33.8
^{196}Pt	5.61	25.3
^{198}Pt	85.68	7.21
Fe	< 0.01	
Cu	< 0.01	
Si	< 0.01	
Al	< 0.01	
Mg	< 0.01	
Ir	< 0.05	
Au	< 0.05	

Determination of the energies of the gamma peaks was carried out by taking the mean value of the energies obtained from the particular measurements. The errors denoted are due to the scattering of the mean values. When calculating the intensities, the efficiency curve of the detector was taken into account. To calculate the half-lives the maximum likelihood [7] and the least squares methods were used, the latter both in the form of straight and exponential fitting [8]. Dead-time correction was, in all cases, below 0.3 %, thus it was neglected.

The cross-section values were determined as related to the 346 keV transition of ^{197}mPt , as to an internal standard. The cross-section of the reaction $^{198}\text{Pt}(n,2n)^{197}\text{mPt}$ is 894 ± 101 mb [9]. The calculations for cross-section were made using the following expression /see Ref [10]/:

$$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = \frac{I_I \cdot f_I(\lambda_I, \tau, \Delta t, \Delta t_1, \Delta t_2)}{I_{II} \cdot f_{II}(\lambda_{II}, \tau, \Delta t, \Delta t_1, \Delta t_2)},$$

where σ is the cross-section, I is the corrected value of measured intensity and λ is the decay-constant in the two compared reaction channels, τ is the activation- and Δt is the measuring time while Δt_1 and Δt_2 mean the time between activations and measurements.

The relation can be well used for relative measurements, in case of the periodic multiple recurrence of irradiations and measurements. In the case of corresponding pairs of peaks, parallel calculations were performed for several series of measurements. The mean value of the independent cross-sections thus obtained are given, their scattering being regarded as the error.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

Before examining the particular reaction channels in detail, we wish to give a brief survey of some important data on the fast neutron reactions of ^{198}Pt . Table 2. gives a brief survey of the reaction channels open at the given neutron energy. It contains the threshold energies of the individual reactions [11-13], the reaction products, their half-lives and the energy of β^- decay [5, 6, 14-18]. Concerning the reaction cross-sections an estimation of order is given [19-32].

The reactions $(n, ^3\text{H})$, $(n, ^3\text{He})$ and $(n, n\alpha)$ presented in the Table 2. are very rare processes. Their cross-sections are considerably lower than the ~ 100 μb / detection threshold obtained by us.

In the following, we wish to deal with the other reaction channels.

Table 2.

Reaction	(n,2n)	(n, γ)	(n,d) (n,np)	(n, α)	(n,p)	(n, ^3H)	(n, ^3He)	(n,n α)
Q-value [MeV]	-7.56 *	5.57 *	-6.55 * -4.50	5.54 *	-3.61 *	-7.55 *	~ -7 *	0.05 *
Product	$^{197\text{m}}_{94}\text{Pt}$	$^{199\text{m}}_{94}\text{Pt}$	$^{197}_{78}\text{Ir}$	$^{195}_{78}\text{Os}$	$^{198}_{78}\text{Ir}$	$^{196\text{m}}_{78}\text{Ir}, ^{196}_{78}\text{Os}$		$^{194}_{78}\text{Os}$
σ_{m} [mb]	~ 1000 *	< 10 *						
σ [mb]	~ 2000 *	1...15 *	0.1...1 *	0.1...2 *	1...2 *	0.01 *	~ 0.002 *	
$T_{1/2}$ isomeric state	81 min	14.1 s				52 s		
$T_{1/2}$ ground state	18 h	31 min	7 min	6.5 min	1...10 s*	1.4 h		6.0 a
Q_{β^-} [MeV] ground $\rightarrow$ ground	0.747	1.693	2	2	~ 4.4 *	3.2		0.097

The ^{198}Pt (n,2n) reaction

As a reaction product ^{197}Pt isotope is obtained, partly in ground and partly in isomeric state. Decay of both of these is well-known, that of the ground state leads through β^- decay to ^{197}Au , whereas that of the metastable state takes place partly through de-excitation partly through β^- decay. In Fig. 4. we can see that the energy, spin and parity of the levels affected in radioactive decay are known. Similarly known are the internal conversion coefficients belonging to the more important transitions, the branching ratios, as well as the reaction cross-section and the isomeric cross-section [9, 29, 30, 33, 34].

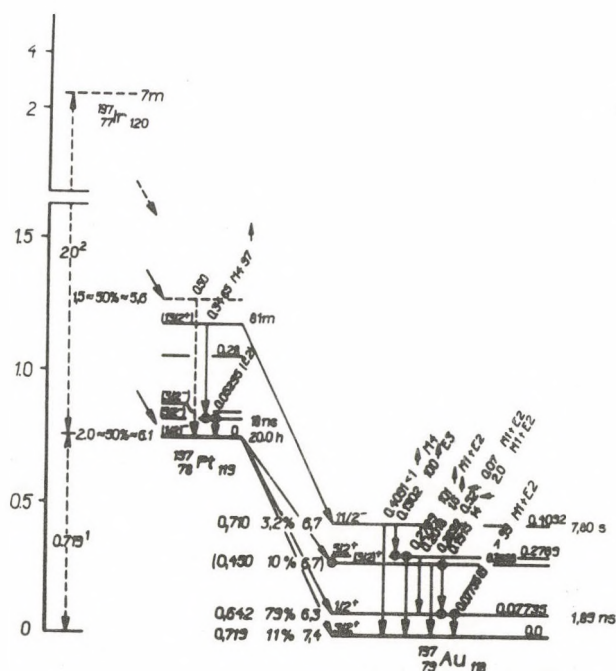


Fig. 4. Decay of $^{197\text{m},9}\text{Pt}$ /Ref. [5]/.

4. ábra. A $^{197\text{m},9}\text{Pt}$ bomlása [5].

Рис. 4. Распад $^{197\text{m},9}\text{Pt}$ [5].

On the other hand, the scattering of the cross-section data in the literature is considerable, which is surprising with a reaction of great yield, measured by many. The deviations between the data measured by various authors are primarily due to the uncertainty of half-lives. For the half-life of $^{197\text{m}}\text{Pt}$ any value between 78 and 99 min. can be found in the literature /Fig. 5./ .

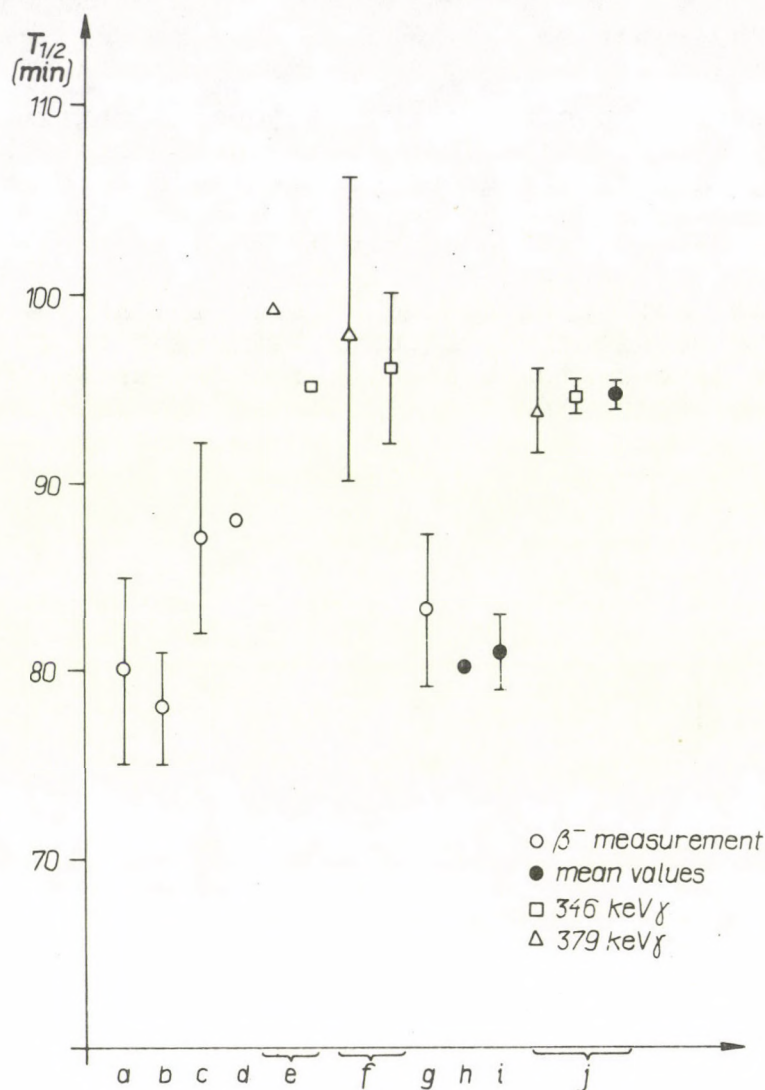


Fig. 5. Half-life values of ^{197m}Pt . a: [35], b: [36], c: [37], d: [38], e: [39], f: [9], g: [29], h: [40], i: [5], and j: our results.

5.ábra. A ^{197m}Pt felezési idejére vonatkozó irodalmi adatok az a: [35], b: [36], c: [37], d: [38], e: [39], f: [9], g: [29], h: [40], i: [5] és j: saját mérés alapján.

Рис. 5. Литературные данные о периоде полураспада ^{197m}Pt на основе а: [35], б: [36], в: [37], д: [38], е: [39], ф: [9], г: [29], h: [40], и: [5], j: настоящей работы.

To decide which of the data on cross-sections in the literature is likely to approximate the real values most, first the actual half-life of ^{197}mPt was to be cleared up. The half-life of ^{197}mPt was determined on the basis of the time-dependent changes in the area of the 279 and 346 keV full energy peaks, through several series of measurements. According to the measurements the half-life of ^{197}mPt is $/94.4 \pm 0.8/$ min. In view of this, in the following the $/894 \pm 101/$ mb cross-section value, measured by Winiwarter [9] was accepted.

Similarly to ^{197}Pt , the ^{199}Pt nucleus obtained as the reaction product, possesses a metastable state. In Fig. 6. a simplified scheme of the decay is briefly illustrated.

Fig. 6. Decay of ^{199m}Pt /Ref. [6]/.
6. ábra. A ^{199m}Pt bomlása [6].
Рис. 6. Распад ^{199m}Pt [6].

Owing to the low cross-section at the given neutron energy, we could not undertake the exact checking of the structure of levels and transitions of ^{199}Au .

to the ground state through the M1 transition. The second member of the cascade could not be measured because of its low energy and large internal conversion coefficient $\alpha \sim 25$. According to our measurements the half-life of the metastable state is 13.3 ± 0.2 s /maximum likelihood/, and the energy of the $13/2^+ \rightarrow 7/2^-$ transition is 391.93 ± 0.14 keV. Both results are consistent with the data in the literature.

The cross-section of the $^{198}\text{Pt}(n,\gamma)^{199\text{m}}\text{Pt}$ reaction was also determined. The total internal conversion coefficient of the 392 keV transition is $\alpha \sim 0.14$ /calculated by Ref. [41]/. The reaction cross-section was found to be $\sigma_m = 0.9 \pm 0.4$ mb. Further, we determined by the aid of the 316, 493 and 542 keV transitions the total cross-section of the (n,γ) reaction, which was found $\sigma_{(n,\gamma)} = 12 \pm 2$ mb. Considering our experimental conditions, these cross-section values could be accepted only as an upper limit. This is accounted for by the cross-section value $1.7 \text{ mb} + 20\%$ /at 14.5 MeV/ obtained by Perkin and co-workers for the $^{198}\text{Pt}(n,\gamma)$ reaction [28]. The cross-section minimum occurring near the closed shells was observed just by Perkin and co-workers. The above measurement data are interesting through their relationship to the problem of the existence of the shell effect and the problematics of the conditions of measurement influencing the method of activation. Repetition of the measurements under more "clear" conditions might constitute a valuable contribution to the above issues.

The isomeric cross-section ratio was calculated from the measurement data. In Table 3. the isomeric cross-section relations calculated at various neutron energies are compared. /The measurement data on termic and reactor spectrum neutrons are taken from the literature [33, 41]. The data in the Table show that the isomeric cross-section ratio for this reaction is constant over an extremely wide energy range.

Table 3.

E_n	σ_g [mb]	σ_m [mb]	σ_m/σ_g
termic	3720 ± 500	280 ± 30	0.075 ± 0.013
reactor	255 ± 3	27 ± 3	0.106 ± 0.017
15 MeV	11.1 ± 2	0.9 ± 0.4	0.081 ± 0.037

The $^{198}\text{Pt}(n,d)$ reaction

The ^{197}Ir nucleus can in fact be produced through two channels, e.i. during the (n,d) and (n,np) reactions. The two processes appear at different threshold energies. In our case, neutron energy is much higher than either of the threshold values, thus both channels are open. The reaction product is

in both cases ^{197}Ir , which goes over to ^{197}Pt through β^- decay.

The existence of ^{197}Ir is asserted by several authors, however, the measurement data are not without contradictions. Christian [42] observed a half-life of 7 min with nuclei produced by the (γ, p) process, which he assigned to ^{197}Ir . An activity of 7 min. was observed also by Butement [43]; together with 1.6 ± 0.2 MeV β^- energy and 1.8 MeV γ -ray energy. According to Homma's [44] measurements, belonging to ^{197}Ir there are two beta groups with the energies 1.5 and 2.0 MeV, with nearly identical intensities. The latter author found in the γ -ray spectrum the 0.5 MeV line, there was, however, no 1.8 MeV transition. The value 7 min can be accepted on the basis of the half-life systematics of odd-even nuclei, according to N and Z /Fig. 7./. The spin and parity of the ground state of Ir, on the strength of the shell model is expectably $3/2^+$, as it can be observed with the other odd mass number Ir isotopes, too. First forbidden β^- transition to the ground - $J^\pi = 1/2^-$ /state of ^{197}Pt or the 0.053 keV excited state $J^\pi = 5/2^-$ of ^{197}Pt is possible. When $Q^- = 2$ MeV and a branching ratio of 50 %, $\log ft = 6.1$, which is a reasonable value. In the course of our measurements in the vicinity of 500 keV no transition appearing with a half-life of 7 min was found. If there exists a 0,5 MeV γ transition, and it takes place in 50 % of the decays, then the cross-section of the $^{198}\text{Pt}(n, d)$ reaction is < 0.4 mb.

The $^{198}\text{Pt}(n, \alpha)$ reaction

The existence of ^{195}Os was pointed out by Baro [45], by means of the reaction $^{198}\text{Pt}(n, \alpha)$. Chemically separating the Os fraction, he found a β^- group with 6.5 min. half-life and 2 MeV energy, which was in genetic relation with ^{195}Ir .

The half-life systematics of even - odd isotopes according to N and Z /Fig. 7./ indicates that the 6.5 min. half-life is a reasonable value. On the strength of the systematics of decay energy, $Q^- = 2.1 \pm \begin{smallmatrix} 0.5 \\ 0.3 \end{smallmatrix}$ MeV. So long as the observed 2 MeV β^- transition feeds the ground state of ^{195}Ir , and there is no other β^- group, then a $\log ft = 5.8$ value is obtained, which corresponds to a first-forbidden transition. This is supported by the fact that the 119th neutron generally has $J^\pi = 1/2^-$ / ^{195}Os / whereas the 77th proton has $J^\pi = 3/2^+$ / ^{195}Ir / spin and parity.

Evaluating our results, in the 50...700 keV energy range no γ transition appearing with a half-life of 6.5 min was observed. On the basis of our calculations the partial activation cross-section referring to possible γ transitions produced during the decay of ^{195}Os /6.5 min/ is < 0.2 mb. This fact makes probable that, at the given half-life value, most of the β^- decays lead to the ground state.

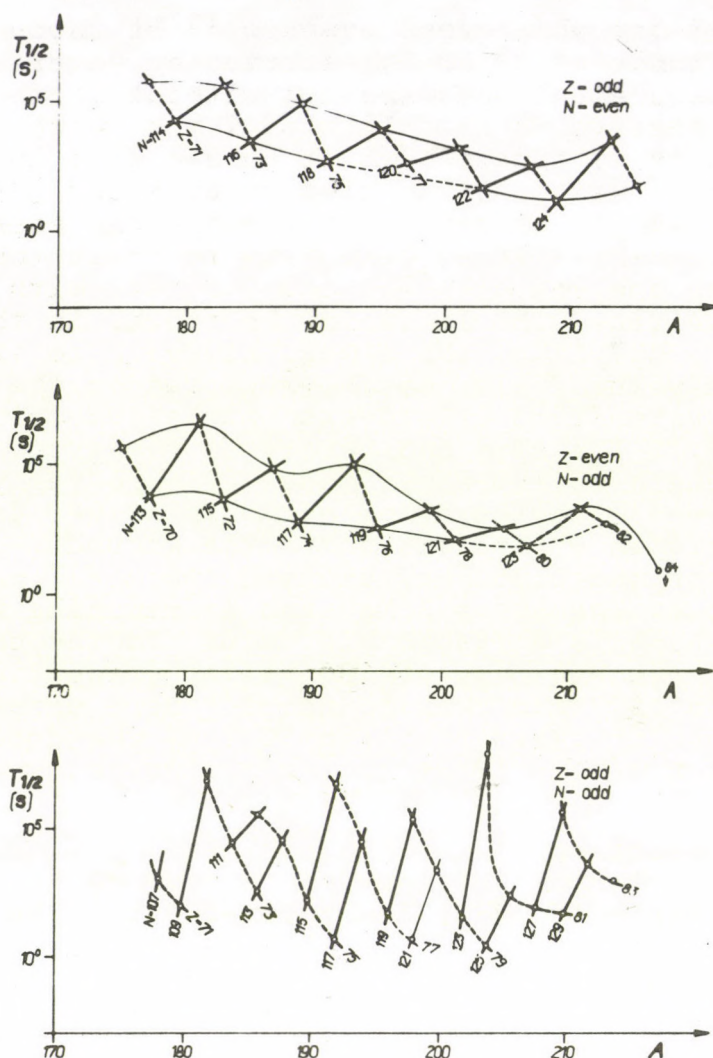


Fig. 7. Half-life systematics of odd-even, even-odd and odd-odd nuclei.

7.ábra. Páratlan-páros, páros-páratlan és páratlan-páratlan magok felezési-idejének szisztematikája.

Рис. 7. Систематика периода полураспада нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер.

The $^{198}\text{Pt}(n,p)$ reaction

It was first reported by Butement and Poe [43] in 1954 that they had observed the existence of ^{198}Ir with a half-life of 50 s. Later Vonach et al. [46-50] assigned this activity to ^{196}Ir . We tried to produce the erroneously reported ^{198}Ir , by means of the $^{198}\text{Pt}(n,p)$ reaction, with 15 MeV neutrons. Energetically the reaction is allowed at $E_n > 4$ MeV. The decay of ^{198}Ir leads to ^{198}Pt .

On the strength of the half-life systematics according

to Z and N /Fig. 7./ the half-life of ^{198}Ir can be expected as of the order of seconds. In the course of the decay there is a great probability of the appearance of the transition $2\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$ of ^{198}Pt at 408 keV, which is well-known from inelastic and Coulomb scattering experiments [51-58].

In spectra taken with enriched ^{198}Pt target, a peak was observed at 407.76 ± 0.22 keV with a half-life of 8 ± 3 s. /The error 3s is the maximum estimated error. With the maximum likelihood method an error of 0.2 s is mentioned, which, according to our estimation is too low./ After the decomposition of the peak, other peak /or peaks/ remain at the same place, with lower intensities but longer half-lives. The resolution of these was not practicable with our detector. It is well-known that in this range there is more than one nucleus possessing a transition of near identical energy /e.g. $^{197\text{m}}\text{Au}$: 409 keV; ^{198}Au : 411 keV; ^{190}Pt : 409 keV; ^{195}Pt : 408.9 keV/. In Fig. 8. the identical, characteristic parts of spectra taken with enriched and natural targets, are presented. It can be clearly seen that at 408 keV, with the natural target there is a high intensity peak with long half-life, whereas in the spectrum of the enriched target a considerable part of the peak decomposes with a short half-life. The coincidence makes observation very difficult and impairs the accuracy of measurement.

The activation cross-section of the 407.76 keV line was determined as compared to the 346 keV line of $^{197\text{m}}\text{Pt}$ as to an internal standard. The comparison gave for the partial cross-section related to the 407.76 keV line /neglecting its conversion/ a value 0.3 ± 0.1 mb.

Up to 1.78 MeV several low intensity γ lines appeared, but, owing to the relatively high statistical background, with the small volume detector employed, these were not evaluable.

The observed new activity we assign to the decay of ^{198}Ir , on the basis of the following arguments:

1. The short half-life component of the 407.76 keV peak increased in agreement with the enrichment factor, in case of the target enriched in ^{198}Pt . The target nucleus is thus ^{198}Pt .
2. The 407.76 ± 0.22 keV γ transition may belong to the ^{198}Pt daughter nucleus, the $2\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$ transition of the nucleus, determined in the scattering experiments, possesses such energy. The value accepted in the literature is 407.2 keV [17].
3. Taking into account all reaction channels likely to occur among the fast neutron reactions of ^{198}Pt , no similar activity can be found in the literature. If the target had contained a great amount of Au contamination, the 409 keV γ transition with a half-life of 7.5 s might have occurred, but in this case the de-excitation of the metastable state would have taken place primarily through the 130 and 278 keV transitions. No short-lived component of these lines was observed. The effect observed by us is by 3 orders of magnitude stronger than the one that might be caused by the presence of Au.
4. The measured 8 s half-life is in good agreement with the value of ^{198}Ir , expected from half-life systematics.

The ^{198}Ir nucleus can also have a metastable state. From our measurement data it cannot be directly judged whether the

activity observed by us is due to the decay of the ground or the isomeric state, or to a mixture of both. Extrapolating for ^{198}Ir from the systematic behaviour of the neighbouring nuclei, we come to the conviction that the half-life of 8 s can be assigned, with great probability, to the decay of the ground state.

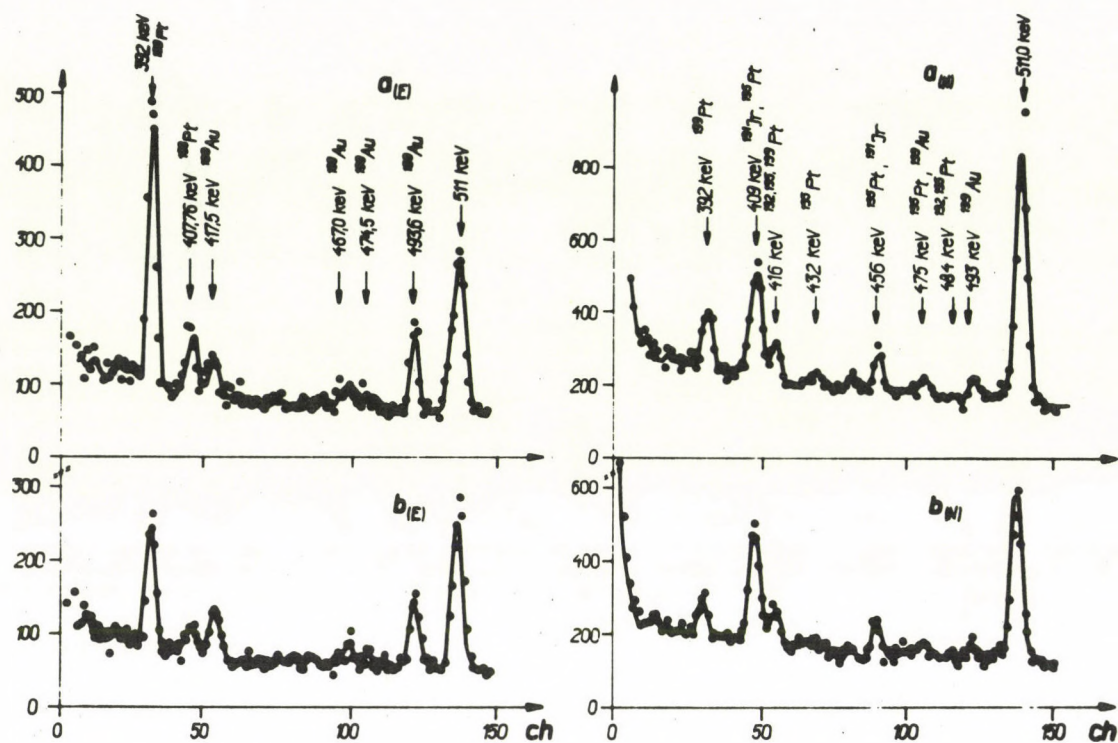


Fig. 8. Parts of gamma-ray energy spectra of enriched /E/ and natural /N/ Pt targets in the same energy region. Time of irradiation 10 s. Measuring time 4 s for each spectrum. Spectra were taken by 0.5 s /a/ and by 16 s /b/ after irradiation.

8.ábra. A dúsított /E/ és természetes /N/ Pt céltárgyak spektrumainak azonos energiatartományt bemutató részletei. Besugárzási idő 10 s, mérési idő spektrumonként 4 s, az első esetben /a/ 0,5 s-mal a besugárzás befejezése után, a második esetben /b/ 16 s-mal később kezdődött a mérés.

Рис. 8. Части спектров одинаковой энергетической области от обогащенных /E/ и натуральных /N/ Pt мишеней. Время облучения 10 сек, время измерения 4 сек по спектрам, в первом случае /а/ измерение началось через 0,5 сек после облучения, а во втором /б/ через 16 сек.

Well-known is the isotopic effect manifested in the cross-section of (n,p) reactions. The mass number dependence of cross-section is illustrated in Table 4. /The data for mass numbers 194, 195 and 196 have been taken from Ref. [31, 46]. In view of this, for the mass number 198 a value around 1.5 mb can be expected. In the Table 4. also the partial activation cross-section related to the $2\frac{1}{2}^+$ level of even Pt nuclei are exhibited. /They are the contribution of nuclei that, following β^- decay, go over to the ground state through the γ -transition $2\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$./ The partial activation cross-section is in all the three cases about one fifth of the total cross-section.

Table 4.

Reaction	σ [mb]	$\sigma_{\text{parc}}(2\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+) \text{ [mb]}$
$^{194}\text{Pt}(n,p)^{194}\text{Ir}$	3,9	0,55
$^{195}\text{Pt}(n,p)^{195}\text{Ir}$	2,9	
$^{196}\text{Pt}(n,p)^{196}\text{Ir}$	2,3	0,41
$^{198}\text{Pt}(n,p)^{198}\text{Ir}$	$\sim 1,5$	0,3

Even mass number Ir - Pt pairs show a number of similar properties. In Fig. 9. it can be observed that $^{194}, ^{196}\text{Ir}$ decay, in 85.5 and 82 %, respectively, into the ground state of the corresponding Pt isotope. Decays into higher levels are practically completely collected by the $2\frac{1}{2}^+$ level. The measured cross-section value may be accounted for as the analogue of 194 and 196 mass number nuclei. Considering the systematic structure of the level scheme of even Pt isotopes /Fig. 10./ we can see that the arrangement and order of the levels of ^{198}Pt will be similar to those of the lower number neighbours. In view of β^- decay the spin and parity of the ground state of ^{198}Ir are, naturally, highly essential. According to the shell model, the 77th proton is on the orbital $d_{3/2}$, whereas the 121st neutron can be expected on orbital $p_{3/2}$, or possibly $f_{5/2}$. From the Nordheim rules [60] for the ground state of ^{198}Ir in the first case 0^- is obtained. In the second case / $f_{5/2}$ / the expectable value is 1^- , or possibly higher than that / 4^- at most/.

So far as the ground state of ^{198}Ir is 0^- or 1^- , then it can be expected that the systematic behaviour encountered with even Ir nuclei /Fig. 9./ will continue, which is consistent with our measurements. Decay from ground state is, in all likelihood, mostly into ground state in $0.1^- \rightarrow 0^+$ form, similarly to the decay of $^{194}, ^{196}\text{Ir}$. Weaker beta groups may

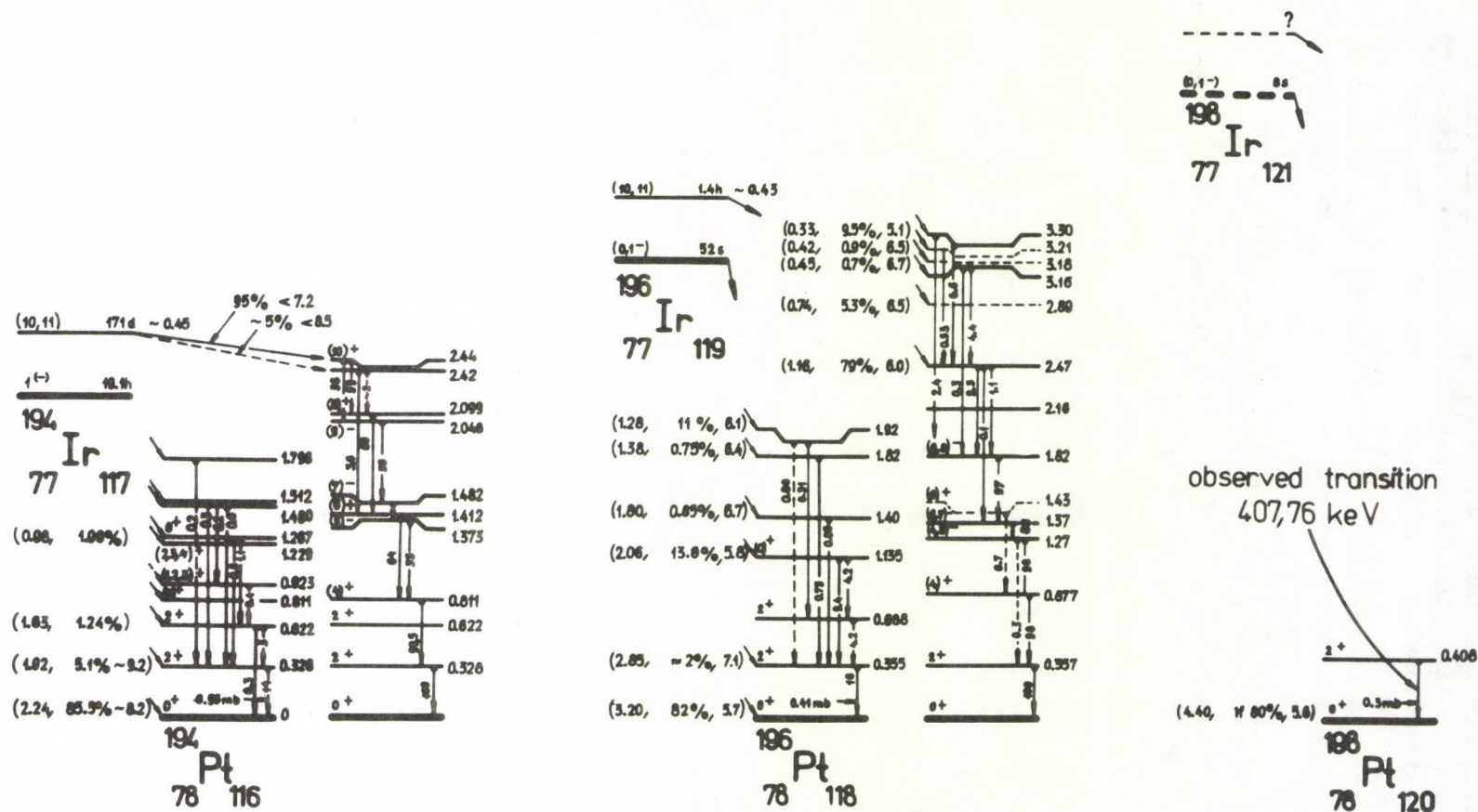


Fig. 9. Decay of $^{194,196,198}\text{Ir}$ according to Ref. [14, 16]. There are no measured data for the ground and the believed metastable states of ^{198}Ir . Q- value is estimated using systematics.

9. ábra. A 194, 196 és 198-as tömegszámú Ir magok bomlása [14, 16]. Az ^{198}Ir alap- és fel-tételezett metastabil állapotára vonatkozóan nincs mérési adat, Q^- értékét szisztematika alapján becsültük.

Рис. 9. Распад ядер Ir с массовым числом 194, 196 и 198 на основе [14, 16]. Экспериментальных данных относительно к основному и предположенному метастабильному состоянию ^{198}Ir -нет, значение Q^- оценилось по систематике [14, 16].

feed levels of low spin value, as well. Transition into these can be somewhat stronger than in the case of $^{194}, ^{196}\text{Ir}$, since there is a greater difference of energy and so β^- decay is possible into more higher level. The ^{198}Pt is an even-even nucleus with which, owing to the occurring energy gap, the levels get condensed only above 1 MeV. Considering that the β^- decay is a highly energy-dependent process, it does not seem likely that the proportion of decays into higher levels should greatly increase as compared to $^{194}, ^{196}\text{Ir}$. Thus, the previously assumed transition into ground state in about 80 %, is possible. In this case the calculation of the log ft value [61, 62] gives the following results: if $Q = 4.4$ MeV [63], $I = 80$ %, $Z = 78$, and $t = 8 \text{ s}/0.8$, then $\log ft = 5.6$.

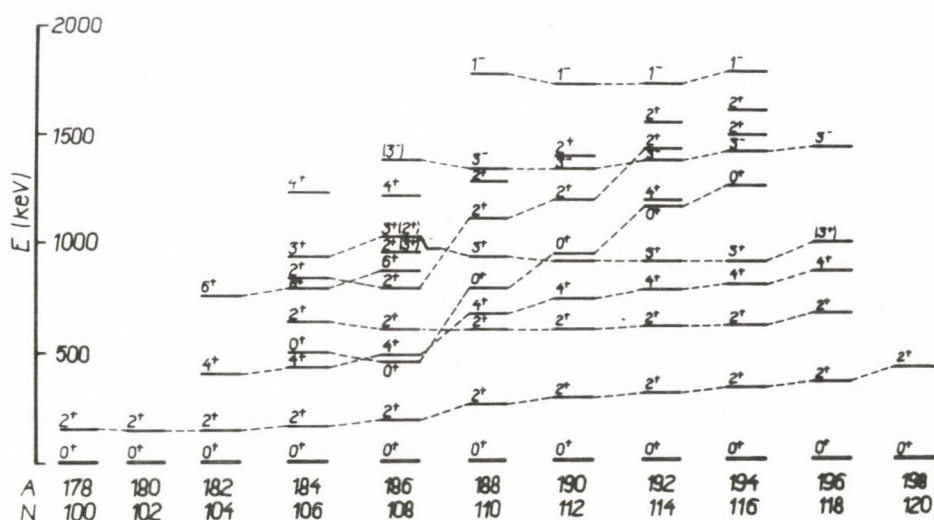


Fig. 10. Systematics of experimental level energies in even-A Pt nuclei [59].

10.ábra. A páros tömegszámú Pt izotópok kísérletileg meghatározott nivóinak rendszere /az [59] nyomán/.

Рис. 10. Систематика экспериментально определенных уровней изотопов Pt с четным массовым числом /по [59]/.

In a first forbidden transition this value seems to be too low, since for $Z < 82$ the limit 5.9 is accepted. The case is similar with the decay of ^{196}Ir , where three concordant measurements report on the fact that, in case of decay from ground state to ground state, $\log ft = 5.7$. The example of the neighbouring odd - odd Ir nucleus means that the $\log ft = 5.6$

value, calculated by us, as well as the conditions under which this value was obtained are possible. In the course of decay from ground state to ground state there may occur gamma transitions, with highest intensity the $2\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$ transition /408 keV/. Other ones /probably some other between the lower levels/ appear with lower intensities. This is in agreement with our experimental results. Measurable intensity was only obtained for the 408 keV peak.

If the ground state spin of ^{198}Ir were higher /e.g. 4^- /, then the rate of direct β^- transition between the ground states would greatly decrease, and transition into the ^{198}Pt excited levels would be much more significant. Then, on the other hand, according to the expected cross-section, there would appear stronger γ transitions, which are not indicated by our data.

If ^{198}Ir can exist in metastable state, then, according to the systematics, that can be expected with a spin of 10 or 11. The de-excitation of the isomeric level through γ transitions is probably strongly forbidden, because of the great spin differences. Thus, β^- decay can be expected for the high-spin levels of ^{198}Pt /above 2 MeV/. De-excitation from here can take place in a multistage cascade. In such a case between the lower levels several transitions of identical intensity should appear. We have not found such transition.

In view of all these, we assign the observed new activity to the decay of ^{198}Ir . The above arguments make it probable that the 8 s half-life belongs to the ground state of ^{198}Ir . Analogy with the decay of $^{194,196}\text{Ir}$ is obvious, which is also supported by our measurement data [64].

I am indebted to academician A. Szalay for suggesting this study, for helpful comments during the work and for research grants, to Mrs. E. Angeli, Dr. P. Bornemisza-Pauspertl, Mr. P. Kovács, Mr. Z. Leskó, Mrs. M. Sándor and Mr. I. Török for their assistance in the studies and to Dr. D. Berényi, Dr. É. Csongor, Dr. B. Gyarmati and Dr. T. Fényes for the fruitful discussions.

REFERENCES

- [1] S. A. E. Johansson, Arkiv för Fysik 36 /1966/ 599.
- [2] R. A. Sørensen, International conference on the properties of nuclei far from the region of beta-stability, Leysin /1970/, CERN 70-30, 1.
- [3] В. Г. Соловьев, Теория сложных ядер, Изд. "Наука", Москва /1971/.
- [4] E. Ricci, J. Inorg. Nucl. Chem. 27 /1965/ 41.
- [5] M. B. Lewis, Nucl. Data Sheets B7 /1972/ 129.
- [6] M. B. Lewis, Nucl. Data Sheets B6 /1971/ 355.
- [7] L. Jánossy, Mérési eredmények kiértékelésének elmélete és gyakorlata, Akadémiai Kiadó, Budapest, /1968/.
- [8] M. J. Cabell, M. Wilkins, J. inorg. nucl. Chem. 32 /1970/ 1409.

- [9] P. Winiwarter, Nucl. Phys. A158 /1970/ 77.
- [10] I. Uray, P. Kovács, ATOMKI Közlemények, 15 /1973/ 209.
- [11] J. H. E. Mattauch, W. Thiele, A. H. Wapstra, Nucl. Phys. 67 /1965/ 1.
- [12] C. Maples, G. W. Goth, J. Cerny, Nucl. Data Tables A2 /1966/ 602.
- [13] A. H. Wapstra, N. B. Gove, Nucl. Data Tables A9 /1971/ 357.
- [14] R. L. Auble, Nucl. Data Sheets B7 /1972/ 95.
- [15] M. J. Martin, Nucl. Data Sheets B8 /1972/ 431.
- [16] M. R. Schmorak, Nucl. Data Sheets B7 /1972/ 395.
- [17] R. L. Auble, Nucl. Data Sheets B6 /1971/ 319.
- [18] A. H. Wapstra, N. B. Gove, Nucl. Data Tables A9 /1971/ 267.
- [19] J. Csikai, M. Buczkó, Z. Bódy, A. Demény, Atomic Energy Review VII. /1969/ 93.
- [20] D. G. Gardner, Nucl. Physics 29 /1962/ 373.
- [21] D. G. Gardner, Yu-Wen Yu, Nucl. Phys. 60 /1964/ 49.
- [22] S. M. Qaim, Z. Naturf. 25a /1970/ 1977.
- [23] V. Kriván, H. Münzel, J. inorg. nucl. Chem. 34 /1972/ 2093.
- [24] J. Csikai, K. Jost, A. Szalay, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 24 /1968/ 199.
- [25] Z. T. Bódy, INDC /HUN/ - 10 /1973/
- [26] J. Csikai, A. Szalay, Nucl. Phys. 68 /1965/ 546.
- [27] S. M. Qaim, Conf. on nuclear structure study with neutrons, Budapest, /1972/ 50.
- [28] J. L. Perkin, L. P. O'Connor, R. F. Coleman, Proc. Phys. Soc. 72 /1958/ 505.
- [29] M. Bormann, Nucl. Phys. A157 /1970/ 481.
- [30] A. K. Hankla, R. W. Fink, Nucl. Phys. A180 /1972/ 157.
- [31] R. F. Coleman, B. E. Hawker, L. P. O'Connor, J. L. Perkin, Proc. Phys. Soc. 73 /1959/ 215.
- [32] P. Jessen, M. Bormann, F. Dreyer, Neuert, Nucl. Data A1/2 /1966/.
- [33] M. D. Goldberg, S. F. Mughabghab, S. N. Purohit, B. A. Magurno, W. M. May, Neutron cross sections, V. BNL-325. USAEC, Physics-TID-4500 /1966/.
- [34] S. K. Mangal, Nucl. Phys. 69 /1965/ 158.
- [35] R. Sherr, K. T. Bainbridge, Phys. Rev. 60 /1941/ 473.
- [36] N. Hole, Arkiv. Mat. Astron. Fysik 36A No 9 /1948/.
- [37] D. L. Mock, B. C. Waddell, Phys. Rev. 74 /1948/ 1536.
- [38] D. Christian, R. F. Mitchell, Phys. Rev. 86 /1952/ 946.
- [39] A. J. Haverfield, H. T. Easterday, J. M. Hollander, Nucl. Phys. 64 /1965/ 379.
- [40] C. M. Lederer, J. M. Hollander, I. Perlman, Table of Isotopes, Sixth Ed. /John Wiley and Sons, Inc., New York, London, Sydney, 1967/.
- [41] M. A. Wahlgren, W. W. Meinke, Phys. Rev. 115 /1959/ 191.
- [42] D. Christian, R. F. Mitchell, D. S. Martin, Jr., Phys. Rev. 86 /1952/ 946.
- [43] F. D. S. Butement, A. J. Poe, Phyl. Mag. 45 /1954/ 31.
- [44] S. Homma, T. Kuroyanagi, H. Morinaga, J. Phys. Soc. Japan 16 /1961/ 841.
- [45] G. Baro, P. Rey, Z. Naturforsch. 12.a. /1957/ 520.
- [46] H. Vonach, H. Münzer, P. Hille, Z. Physik 195 /1966/ 343.

- [47] D. G. Gardner, W. W. Meinke, Phys. Rev. 114 /1959/ 822.
- [48] W. N. Bishop, Phys. Rev. 138B /1965/ 514.
- [49] J. F. W. Jansen, H. Pauw, C. J. Toeset, Nucl. Phys. A115 /1968/ 321.
- [50] E. Monnard, J. Pinston, R. Henck, Compt. Rend. B264 /1967/ 330.
- [51] T. Kruse, W. Makofske, H. Ogata, W. Savin, M. Slagowitz, M. Williams, P. Stoler, Nucl. Phys. A169 /1971/ 177.
- [52] P. Mukherjee, Nucl. Phys. 64 /1965/ 65.
- [53] L. Grodzins, R. R. Borchers, G. B. Hagemann, Nucl. Phys. 88 /1966/ 474.
- [54] J. E. Glenn, J. X. Saladin, Phys. Rev. Lett. 20 /1968/ 1298.
- [55] E. J. Bruton, J. A. Cameron, A. W. Gibb, D. B. Kenyon, L. Keszthelyi, Nucl. Phys. A152 /1970/ 495.
- [56] T. Lewis, R. Graetzer, Nucl. Phys. A162 /1971/ 145.
- [57] K.-H. Speidel, H. A. Doubt, J. B. Fechner, K. Hagemeyer, A. M. Kleinfeld, Nucl. Phys. A185 /1972/ 403.
- [58] W. T. Milner, F. K. McGowan, R. L. Robinson, P. H. Stelson, R. O. Sayer, Nucl. Phys. A177 /1971/ 1.
- [59] M. Finger, R. Foucher, J. P. Husson, J. Jastrzebski, A. Johnson, G. Astner, B. R. Erdal, A. Kjelberg, P. Patzelt, A. Hoglund, S. G. Malmskog, R. Henck, Nucl. Phys. A188 /1972/ 369.
- [60] M. Goeppert Mayer, J. H. D. Jensen, Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy, Ed. by Kai Siegbahn, /North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965/570.
- [61] J. B. Marion, F. C. Young, Nuclear reaction analysis graphs and tables /North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968/130.
- [62] N. B. Gove, M. J. Martin, Nucl. Data Tables, A10 /1971/ 206.
- [63] A. H. Wapstra, N. B. Gove, Nucl. Data Tables, 9 /1971/ 265.
- [64] A. Szalay, S. Uray, Radiochem. Radioanal. Letters, 14 /1973/ 135.

ORTOGONÁLIS IONOPTIKAI RENDSZEREK ELSŐDLEGES ABERRÁCIÓJÁNAK SZÁMITÁSA

SZABÓ GYULA

A közleményben ionoptikai rendszerek paraxiális és elsőleges aberrációs sajátosságainak vizsgálatával foglalkozunk, a karakterisztikus függvények módszere alapján. A trajektóriákat egy kezdő sikkal alkotott metszéspontjaik koordinátaival és az e pontbeli meredekségükkel rögzítjük. Ortogonális rendszerek esetére levezetünk egy összefüggést az aberrációs együtthatók és a perturbációs karakterisztikus függvény között. Kimutatjuk, hogy a kapott kifejezés ekvivalens a trajektória módszer esetén adódóval.

FIRST ORDER ABERRATION OF ORTHOGONAL IONOPTICAL SYSTEMS. Paraxial and first order aberration properties of ionoptical systems are given on the basis of characteristic functions. Trajectories are defined in terms of the position and slope in the initial plane. A relation has been found between the aberration coefficients and perturbation characteristic function in the case of orthogonal systems. It is shown, that this expression is equivalent with the one derived by the trajectory method.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРВИЧНОЙ АБЕРРАЦИИ В ОРТОГОНАЛЬНЫХ ИОННООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ. В настоящей статье рассматривается определение параксиальных и первичных абберационных свойств ионнооптических систем, методом характеристических функций. Траектории даются координатами точки пересечения в начальной плоскости и крутостью в этой точке. Выводится соотношение между абберационными коэффициентами и пертурбационной характеристической функцией для ортогональных систем. Доказывается, что это выражение эквивалентно выражению, полученному методом траектории.

BEVEZETÉS

Az elektrosztatikus és mágneses terek ionoptikai sajátosságait leggyakrabban a fény átlátszó közegekben való terjedése és a töltött részecskéknek elektromágneses terekben történő mozgása közötti analógia alapján szokták leírni [1]. Ezen analógia alapján a Fermat-elvben a geometriai törésmutatót az "ionoptikai törésmutatóval" helyettesítjük, és az ionoptika összes törvényszerűsége levezethető a geometriai optikában szokásos módon; meghatározhatók a paraxiális mozgásegyenletek és a magasabbrendű tárgyalás esetén adódó képhibák is [2, 3]. Természetesen az ionoptikának a fenti analógiától független bevezetése is lehetséges [4, 5].

A képhibák, vagyis az aberrációs együttthatók meghatározására több módszer ismeretes. Közülük kettővel foglalkozunk. Az egyik az ún. perturbációs karakterisztikus függvények módszere, amely az ionoptika és a fényoptika analógiáján alapuló variációs elvek segítségével szolgáltatja az aberrációs együttthatókat [2, 3]. A másik módszer a magasabbrendű mozgásegyenletek közelítő megoldásán alapszik; ez utóbbit trajektória módszernek fogjuk nevezni [6].

A tárgyalást az ún. ortogonális rendszerekre korlátozzuk. Valójában ez nem jelent lényeges megszorítást, mert a gyakorlatban előforduló ionoptikai elemek tulnyomó többsége idesorolható/hengerszimmetrikus, szimmetria és antiszimmetria síkokkal rendelkező terek, stb/.

A pályák parametrizálására több ut kínálkozik; most a pályákat a tárgysíkon felvett koordinátáikkal és meredekségükkel fogjuk jellemezni. Erre az esetre vezetünk le egy összefüggést a perturbációs karakterisztikus függvény és az aberrációs együttthatók között; és megmutatjuk, hogy ez ekvivalens a trajektória módszerrel kapott kifejezéssel.

KARAKTERISZTIKUS FÜGGVÉNYEK MÓDSZERE ÁLTALÁBAN

Kimutatható, hogy az ionoptikai törésmutató

$$n = \sqrt{\phi} - \eta(\vec{A} \cdot \vec{s}), \quad (1)$$

ahol $\phi(x, y, z)$ a skalár-, $\vec{A}(x, y, z)$ pedig a vektorpotenciál, $\vec{s}$ a pálya érintőirányu egységvektora és

$$\eta = \sqrt{\frac{e}{2m}}.$$

e és m a részecske töltését és tömegét jelenti. A Fermat-elv ekkor

$$\delta S = \delta \int_{z_0}^{z_c} n ds = \delta \int_{z_0}^{z_c} m dz = 0 \quad (2)$$

alaku, ahol s a pálya ivhossza és

$$m = n \frac{ds}{dz} \quad (3)$$

az un. variációs függvény. A ds/dz derivált alakját nyilvánvalóan az alkalmazott koordináta-rendszer szabja meg.

Vezessük be a p és q mennyiségeket a

$$p = \frac{\partial m}{\partial x} \quad \text{és} \quad q = \frac{\partial m}{\partial y} \quad (4)$$

definícióval, amelyek az un. elektronoptikai pályavektor komponensei. Kimutatható, hogy ez a vektor a klasszikus mechanikai kanonikus impulzussal azonos. Ekkor az S függvény variációja parciális integrálás után /a következőkben a kezdő pont adatait o indexszel jelöljük, a c sik adatai pedig index nélkül szerepelnek/:

$$\delta S = p \delta x + q \delta y - (p_o \delta x_o + q_o \delta y_o) - \int_{z_o}^z \left[\left(\frac{dp}{dz} - \frac{\partial m}{\partial x} \right) \delta x + \left(\frac{dq}{dz} - \frac{\partial m}{\partial y} \right) \delta y \right] dz. \quad (5)$$

Ha a végpontokat nem variáljuk / $\delta x_o = \delta y_o = \delta x = \delta y = 0$ / δS -nek tetszőleges δx és δy esetén el kell tűnni. Ezért az integrálás pályája akkor és csak akkor lehet optikai pálya, ha a

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\partial m}{\partial x} \quad \frac{dq}{dz} = \frac{\partial m}{\partial y} \quad (6)$$

un. Euler-Lagrange egyenletek teljesednek.

Ha az integrálás pályáját úgy variáljuk, hogy az egy optikai pályával esik egybe, akkor az ionoptikai uthossz megváltozása (5)-ből

$$\delta S = p \delta x + q \delta y - (p_o \delta x_o + q_o \delta y_o) \quad (7)$$

Ez az un. Hamilton-féle differenciális összefüggés. A (7) egyenlőség azt jelenti, hogy az o és c pontok közötti optikai uthosszat megadó S függvény $S(x_o, y_o, x, y)$ formában, azaz a pálya végpontjainak függvényeként fejezhető ki. Ez a függvény, amelyet Hamilton-féle pontkarakterisztikus függvénynek nevezünk és S_{oc} -vel jelölünk, az o pont környezetének a c pont környezetével való optikai kapcsolatát jellemzi /részletesebben: [3, 7]/. Legendre transzformációk alkalmazásával más /un. szög- és kevert-/

karakterisztikus függvényeket is bevezethetünk [3, 6, 7].

PARAXIALIS PÁLYÁK MEGHATÁROZÁSA

Az (5) egyenletek általában közönséges másodrendű nem-lineáris differenciálegyenlet rendszerhez vezetnek. Ezek kvadraturákkal nem oldhatók meg. Ezért úgy szokás eljárni, hogy a $m(x, y, x', y', z)$ variációs függvényt x, x', y és y' szerint sorbafejtjük, és homogén polinomokból álló sorba rendezzük; továbbá feltételezzük, hogy ez nagyságrendi rendezést is jelent. Ezért olyan koordináta-rendszert kell választani, amelynek a z tengelye valós pálya. Általános esetben ez a már említett ortogonális görbevonalu koordináta-rendszer lesz. Megjegyezzük azonban, hogy speciális esetekben választhatunk olyan koordináta-rendszert is, amelynek a z tengelye nem valós pálya [8]. Ekkor azonban fel kell tételeznünk, hogy az elektronoptikai alappálya kevéssé tér el a z tengelytől. Ez azt jelenti, hogy a potenciál függvényekben ezt az eltérést okozó együtthatók kicsik /általában a pályák koordinátáival azonos nagyságrendűek/. Ez leggyakrabban gyenge dipól tereket tartalmazó rendszerek esetén valósul meg. A variációs függvény csoportosításánál figyelembe vesszük a dipól terek erősségére jellemző paramétereket is.

A sorbafejtés után a variációs függvény

$$m = m^{(2)} + m^{(3)} + m^{(4)} + \dots \quad (8)$$

alakban írható [3]. Tételezzük fel, hogy csak a tengely közelében haladó pályákkal foglalkozunk, ekkor a (8) sorfejtésben megállunk a másodrendű tagoknál, és az (5) egyenletekben a variációs függvényt $m^{(2)}$ -vel helyettesítjük. Az így kapott egyenlet lesz a probléma elsőrendű vagy paraxiális egyenlete. Amennyiben teljesül az un. ortogonalitási feltétel [3, 6], a mozgásegyenletek szeparáltak lesznek, azaz a pálya (x, z) síkra eső vetülete független y -től és viszont. Ekkor a

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz}(\sqrt{\Phi} x') + X_1 x &= X_0 \\ \frac{d}{dz}(\sqrt{\Phi} y') + Y_1 y &= Y_0 \end{aligned} \quad (9)$$

alaku inhomogén lineáris másodfoku differenciálegyenleteket kapjuk, ha a z tengely nem valós pálya [8]; ha valós, akkor $X_0 = Y_0 = 0$ [6] / Φ a tengelypotenciált jelenti/. Az itt szereplő függvények csak z függvényei vagy állandók.

A (9) egyenletek általános megoldásai

$$\begin{aligned} x &= A x_\alpha + B x_\beta + x_\gamma \\ y &= C y_\alpha + D y_\beta + y_\gamma \end{aligned} \quad (10)$$

alakúak, ahol A, B, C és D integrációs állandók, $x_\alpha, x_\beta, y_\alpha$ és y_β a homogén egyenletek két-két lineárisan független partikuláris megoldásai, x_γ és y_γ pedig az inhomogén egyenletek egy-egy partikuláris megoldásai. Ezek a partikuláris megoldások legyenek olyanok, hogy az

$$\begin{aligned} x_\alpha(z_0) &= 1 & x_\beta(z_0) &= 0 & x_\gamma(z_0) &= 0 \\ x'_\alpha(z_0) &= 0 & x'_\beta(z_0) &= 1 & x'_\gamma(z_0) &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

határfeltételek teljesedjenek /hasonlóan y_α, y_β és y_γ -ra is/. Ha a pályákat a hely- és pályavektorok komponenseinek a tárgysíkon felvett értékével rögzítjük, akkor a (10) általános megoldások alapján az

$$x = x_0 x_\alpha + p_0 \frac{x_\beta}{\sqrt{\Phi_0}} + x_\gamma \quad (12)$$

$$p = x_0 \sqrt{\Phi} x'_\alpha + p_0 \frac{\sqrt{\Phi}}{\sqrt{\Phi_0}} x'_\beta + \sqrt{\Phi} x'_\gamma$$

kifejezéseket kapjuk /hasonlóan az (y, z) síkra is/. A pályavektor helyett használhatjuk a pályák meredekségét is, ekkor

$$\begin{aligned} x &= x_0 x_\alpha + x'_0 x_\beta + x_\gamma \\ x' &= x_0 x'_\alpha + x'_0 x'_\beta + x'_\gamma \end{aligned} \quad (13)$$

A Lionville-formula alapján egyszerűen kimutathatjuk, hogy a $w_x \sqrt{\Phi} = (x_\alpha x'_\beta - x_\beta x'_\alpha) \sqrt{\Phi}$ mennyiség állandó.

Megjegyezzük, hogy ezek a kifejezések mátrix-formába rendezhetők, és ilyen alakban nagyon előnyösen alkalmazhatók összetett rendszerek sajátságainak számítására [15].

ELSŐDLEGES ABERRÁCIÓK SZÁMITÁSA

Vizsgáljuk meg az S_{oc} pontkarakterisztikus függvényt. Ennek perturbált formája

$$\bar{S}_{oc} = S_{oc} + *S_{oc}^I. \quad (14)$$

Az $*S_{oc}^I$ két tag összegének fogható fel; az egyik a pálya, a másik a tér megváltozásából származik, azaz (5) alapján

$$*S_{oc}^I = p x^I + q y^I - (p_0 x_0^I + q_0 y_0^I) + \int_{z_0}^z m^I dz \quad (15)$$

ahol az

$$S_{oc}^I = \int_{z_0}^z m^I dz \quad (16)$$

kifejezésben az integrálás a perturbálatlan pálya mentén történik. Mivel a perturbáció és a variáció felcserélhető műveletek, $*S_{oc}^I$ variációja a (7) Hamilton-féle differenciális reláció alapján

$$\delta *S_{oc}^I = p^I \delta x + p \delta x^I + q^I \delta y + q \delta y^I - (p_0^I \delta x_0 + p_0 \delta x_0^I + q_0^I \delta y_0 + q_0 \delta y_0^I), \quad (17)$$

de ugyanakkor a (15) kifejezés variációja

$$\delta *S_{oc}^I = \delta p x^I + p \delta x^I + \delta q y^I + q \delta y^I - (\delta p x_0^I + p_0 \delta x_0^I + \delta q_0 y_0^I + q_0 \delta y_0^I) + \delta \int_{z_0}^z m^I dz. \quad (18)$$

A (17) és (18) kifejezések segítségével az

$$\delta S_{oc}^I = p^I \delta x - x^I \delta p + q^I \delta y - y^I \delta q - (p_0^I \delta x_0 - x_0^I \delta p_0 + q_0^I \delta y_0 - y_0^I \delta q_0) \quad (19)$$

un. elsőrendű perturbációs relációt kapjuk. Ez a differenciális kifejezés a rendszer elsődleges perturbációjának viselkedését írja le hasonlóan ahhoz, ahogyan a (7) Hamilton-féle reláció a perturbálatlan rendszert jellemzi.

Mivel egy pályát négy paraméterrel rögzíthetünk, négy paraméterre tehetünk kikötést; feltéve, hogy azok függetlenek. Legyen

$$x_0^I = y_0^I = p_0^I = q_0^I = 0. \quad (20)$$

Ekkor a (19) kifejezésből a

$$\delta U_{oc}^I = p^I \delta x + q^I \delta y - (x^I \delta p + y^I \delta q) \quad (21)$$

formát kapjuk. Az ennek a relációnak megfelelő perturbációs karakterisztikus függvény $U_{oc}^I(x, y, p, q)$ alakú.

Differenciáljuk a parciálisan (21) egyenlőséget rendre x_0 , p_0 , y_0 és q_0 szerint. Használjuk fel, hogy

$$\frac{\partial x}{\partial y_0} = \frac{\partial x}{\partial q_0} = \frac{\partial p}{\partial y_0} = \frac{\partial p}{\partial q_0} = \frac{\partial y}{\partial x_0} = \frac{\partial y}{\partial p_0} = \frac{\partial q}{\partial x_0} = \frac{\partial q}{\partial p_0} = 0,$$

mivel csak ortogonális rendszerekkel foglalkozunk. Akkor az x^I , p^I , y^I és q^I ismeretlenekre nézve a

$$\frac{\partial U^I}{\partial x_0} = p^I \frac{\partial x}{\partial x_0} - x^I \frac{\partial p}{\partial x_0}$$

$$\frac{\partial U^I}{\partial p_0} = p^I \frac{\partial x}{\partial p_0} - x^I \frac{\partial p}{\partial p_0}$$

$$\frac{\partial U^I}{\partial y_0} = q^I \frac{\partial y}{\partial y_0} - y^I \frac{\partial q}{\partial y_0}$$

$$\frac{\partial U^I}{\partial q_0} = q^I \frac{\partial y}{\partial q_0} - y^I \frac{\partial q}{\partial q_0}$$

egyenletrendszeret kapjuk. Ennek megoldása:

$$\begin{aligned} x^I &= \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left[x_\beta \sqrt{\Phi} \frac{\partial U^I}{\partial x_0} - x_\alpha \sqrt{\Phi} \frac{\partial U^I}{\partial p_0} \right] \\ p^I &= \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left[x'_\beta \sqrt{\Phi} \frac{\partial U^I}{\partial x_0} - x'_\alpha \sqrt{\Phi} \frac{\partial U^I}{\partial p_0} \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Hasonló kifejezések adódnak y^I és q^I -re is.

A [9] közleményben Hawkes speciális esetre megmutatta, hogy itt is áttérhetünk az x_0 , x'_0 , y_0 és y'_0 paraméterek használatára, és p^I valamint q^I helyett számolhatjuk x'^I és y'^I -t. Ez az átalakítás általánosan is elvégezhető.

Képezzük az U függvény perturbált formáját

$$\bar{U} = U + *U^I$$

alakban, ahol a $*U^I$ mennyiség a (15) kifejezésből $S \rightarrow U$ átjelöléssel

$$*U^I = px^I + qy^I - (p_0 x_0^I + q_0 y_0^I) + U^I \quad (23)$$

formájú lesz. A (4) egyenlet alapján a (23) kifejezés megfelelő átalakításával, valamint annak figyelembe vételével, hogy p perturbált formája $p + p^I$

$$p^I = \frac{\partial}{\partial x'} (p' x^I + p x'^I + q' y^I + q y'^I) + \frac{\partial m^I}{\partial x'}$$

egyenletet kapjuk. Mivel a variációs függvény paraxiális része ortogonális rendszerek esetén nem tartalmaz xx' és yy' tagokat, a zárójelben az első és harmadik összeadandó zérus lesz. Ezért

$$p^I = \sqrt{\Phi} x'^I + \frac{\partial m^I}{\partial x'^I} \quad (24)$$

ill. hasonlóan

$$q^I = \sqrt{\Phi} y'^I + \frac{\partial m^I}{\partial y'^I} \quad (25)$$

Helyettesítsük be ezeket a kifejezéseket a (19) kifejezésbe, és járjunk el az előzőekben ismerttetett módon. Ekkor az elsőrendű aberrációk kifejezése

$$\begin{aligned} x^I &= \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left\{ x_{\beta} \frac{\partial U^I}{\partial x_0} - x_{\alpha} \frac{\partial U^I}{\partial x_0'} + x_{\beta} \left[\frac{d}{dz} \frac{\partial U^I}{\partial x_0'} \right]_{z=z_0} \right\} \\ x'^I &= \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left\{ x'_{\beta} \frac{\partial U^I}{\partial x_0} - x'_{\alpha} \frac{\partial U^I}{\partial x_0'} - \frac{d}{dz} \frac{\partial U^I}{\partial x_0'} x_{\alpha} + \frac{d}{dz} \frac{\partial U^I}{\partial x_0'} x_{\beta} \right. \\ &\quad \left. + x'_{\beta} \left[\frac{d}{dz} \frac{\partial U^I}{\partial x_0'} \right]_{z=z_0} \right\} \end{aligned} \quad (26)$$

lesz. Hasonló egyenleteket kapunk y^I és y'^I -re is.

Ezek a kifejezések megadják a pályák és deriváltjaik elsőrendű aberrációját abban az esetben, ha a pályákat valamilyen kezdő sikkal alkotott metszéspontjaikkal és e pontbeli meredekségükkel rögzítjük.

A PERTURBÁCIÓS KARAKTERISZTIKUS FÜGGVÉNYEK MÓDSZERÉNEK ÉS A TRAJEKTÓRIA MÓDSZERNEK AZ EKVIVALENCIAJA

Ismeretes, hogy egy ionoptikai rendszer aberrációját a mozgásegyenletekből kiindulva is meg lehet határozni. Ha az elsőrendű aberrációkat tekintjük, akkor az Euler-Lagrange egyenletekbe az $m^{(2)} + m^I$ variációs függvényt helyettesítjük és a

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial m^{(2)}}{\partial x'^I} \right) - \frac{\partial m^{(2)}}{\partial x} &= - \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{\partial m^I}{\partial x'^I} \right) - \frac{\partial m^I}{\partial x} \right] = F \\ \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial m^{(2)}}{\partial y'^I} \right) - \frac{\partial m^{(2)}}{\partial y} &= - \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{\partial m^I}{\partial y'^I} \right) - \frac{\partial m^I}{\partial y} \right] = G \end{aligned} \quad (27)$$

alakú egyenleteket kapjuk. Keressük ezeknek az egyenleteknek a megoldásait $x + x^I$ és $y + y^I$ alakban, ahol x és y a paraxiális egyenlet megoldásai. Helyettesítsük be ezeket a (27) egyenletekbe, és a jobb oldalon hanyagoljuk el azokat a tagokat, amelyekben x^I , x'^I , y^I és y'^I fellép /ez az elhanyagolás jelenti azt, hogy

elsődleges aberrációkkal foglalkozunk/. A kapott egyenlet bal-
oldala a paraxiális mozgásegyenlettel egyezik meg. Keressük meg
ennek az inhomogén egyenletnek a megoldását az állandók variálá-
sának módszerével. Ekkor x^I és x'^I -re a következő kifejezéseket
kapjuk:

$$x^I = \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left[x_\beta \int_{z_0}^z F x_\alpha dz - x_\alpha \int_{z_0}^z F x_\beta dz \right] \quad (28)$$

$$x'^I = \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left[x'_\beta \int_{z_0}^z F x_\alpha dz - x'_\alpha \int_{z_0}^z F x_\beta dz \right].$$

Helyettesítsük be (28)-ba a (27) egyenlet alapján F kifejezését
és alakítsuk át az x és x' szerinti deriváltakat x_0 és x'_0 sze-
rintiekké, majd integráljuk parciálisan az integrálok második
tagjait. A műveletek elvégzése után a (28) egyenlet

$$x^I = \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left\{ x_\beta \left[\left(\frac{\partial m^I}{\partial x_0} x_\beta - \frac{\partial m^I}{\partial x'_0} x_\alpha \right) x_\alpha \right]_{z_0}^z + x_\beta \int_{z_0}^z \frac{\partial m}{\partial x_0} dz \right. \\ \left. - x_\alpha \left[\left(\frac{\partial m^I}{\partial x_0} x_\beta - \frac{\partial m^I}{\partial x'_0} x_\alpha \right) x_\beta \right]_{z_0}^z - x_\alpha \int_{z_0}^z \frac{\partial m}{\partial x_0} dz \right\}$$

alakú lesz. Látható, hogy a kiintegrált tagokban a felsőhatáro-
kon vett értékek összege zérus, használjuk fel a (11) határfel-
tétételeket is, és így az

$$x^I = \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left\{ \left[\frac{\partial m^I}{\partial x'_0} \right]_{z=z_0} x_\beta + x_\beta \int_{z_0}^z \frac{\partial m^I}{\partial x_0} dz - x_\alpha \int_{z_0}^z \frac{\partial m^I}{\partial x'_0} dz \right\}$$

formát kapjuk, amely átalakítások után

$$x^I = \frac{1}{w_x \sqrt{\Phi}} \left\{ x_\beta \frac{\partial U^I}{\partial x_0} - x_\alpha \frac{\partial U^I}{\partial x'_0} + x_\beta \left[\frac{d}{dz} \frac{\partial U}{\partial x_0} \right]_{z=z_0} \right\}$$

alakra hozható. Láthatjuk, hogy ez a forma teljesen azonos a
(26) egyenlettel. Hasonlóan bizonyíthatjuk az x'^I , y^I és y'^I -re
vonatkozó kifejezések azonosságát is.

A PERTURBÁCIÓS KARAKTERISZTIKUS FÜGGVÉNY ELŐÁLLITÁSA ÉS AZ ELSŐRENDŰ ABERRÁCIÓK SZÁMITÁSA

A perturbációs karakterisztikus függvény számításokra alkalmas alakjának meghatározásánál a variációs függvény (8) alaku sorfejtéséből indulunk ki, és az elsőrendű geometriai aberrációk leírására a paraxiális sajátságokat leíró másodrendű tag után következő tagot vesszük figyelembe. A variációs függvényt a számítások egyszerűbb elvégezhetőségének szempontjából célszerűbb alakra hozhatjuk. Felhasználhatjuk az ugynevezett parciális integrálási szabályt, amelynek értelmében, ha a variációs függvényben összeadandóként $\frac{df}{dz}g$ alaku kifejezés van, ahol f és g csak x , y és z függvényei, ez helyettesíthető $-f\frac{dg}{dz}$ kifejezéssel.

Mivel a perturbációs karakterisztikus függvényben az integrálás perturbálatlan pálya mentén történik, m^I -hez hozzáadhatjuk $\alpha m^{(2)}$ -t, ahol α állandó /részletesebben [2]/.

A perturbációs karakterisztikus függvényben általában előfordulnak a potenciál függvény együtthatóinak z -szerinti deriváltjai és a paraxiális pályák deriváltjainak szorzatai is. Sok esetben ezek kiküszöbölése számítástechnikai okokból előnyös. Ezek a kiküszöbölések elvben elvégezhetők az említett eljárásokkal, de az átalakítások szisztematikus végigvitele nehézségekbe ütközik. Ezzel a problémával foglalkoztak hengersizmetrikus terek esetén a [10] és [11], kvadrupóllencsék esetén pedig a [6], [12] és [13] közleményekben.

Ha az m^I függvényt megfelelő alakban előállítottuk, akkor, mivel (16)-ban az integrálás pályája a perturbálatlan pálya, behelyettesítjük a (12) vagy (13) alaku paraxiális megoldásokat és elvégezzük a z_0 és z határok közötti integrálást. Ezzel megkapjuk az U^I perturbációs karakterisztikus függvényt egy, a paraxiális megoldások parametrizálásától függő változók szerinti sor alakjában. Amennyiben a választott koordináta-rendszer z tengelye paraxiális pálya, az U^I függvény a változók homogén polinomja. Ha ez nem teljesül, akkor csak a térparaméterek és a változók együtteseként alkotott paraméterkészlet szerint kapunk homogén polinomot.

Ha az említett parciális integrálási szabállyal nem tudjuk a variációs függvényből a potenciál függvény együtthatóinak összes z -szerinti deriváltját kiküszöbölni, akkor többnyire kiküszöbölhetjük ezeket a perturbációs karakterisztikus függvényből parciális integrálással. Ekkor gyakran a partikuláris megoldások második deriváltjai lépnek fel; ezek pedig a paraxiális egyenlet felhasználásával alakíthatók át.

Az elsődleges geometriai aberrációt leíró perturbációs karakterisztikus függvényt, ha a pályákat a $z = z_0$ síkon a koordinátáikkal és meredekségükkel rögzítjük,

$$U^I = \sum_{m=0}^{m=n} [ijkl] x_0^i x_0^j y_0^k y_0^l \quad (29)$$

alakban írhatjuk fel, ahol $m = i+j+k+l$, az n értékét, valamint azt, hogy az $[ijkl]$ együtthatók közül melyik nem zérus, a tér szimmetriai sajátosságai határozzák meg [14].

A (29) alakú perturbációs karakterisztikus függvény esetén az elsődleges geometriai aberrációk járulékát a parametrizálástól függően, esetünkben a (26) egyenletek alapján

$$x^I = \sum_{m=n}^{m=n-1} (ijkl) x_0^i x_0^j y_0^k y_0^l$$

alakú polinommal adhatjuk meg. Az $(ijkl)$ együtthatókat nevezzük aberrációs együtthatóknak.

Természetesen az elsődleges aberrációk meghatározásának itt leírt módszere nemcsak a geometriai aberrációk számítására alkalmas. Az eljárás más típusú aberrációk esetén /kromatikus, mechanikai, tértöltési, stb./ csak annyiban módosul, hogy a variációs függvény sorfejtését az illető aberrációs típus jellemző paraméterei szerint is el kell végezni.

Összetett rendszerek aberrációjának meghatározására szintén alkalmazhatunk mátrix-módszert [16]. Ezzel részletesebben nem foglalkozunk, csupán megemlítjük, hogy különösen sok elemből felépülő rendszerek aberrációjának számítógéppel történő meghatározásánál alkalmazható előnyösen.

IRODALOM

- [1] W. Glaser, Grundlagen der Elektronenoptik, Wien, 1952.
- [2] P. A. Sturrock, Proc. Roy. Soc. 210 A /1951/ 269.
- [3] P. A. Sturrock, Static and Dinamic Electron Optics Cambridge, 1955.
- [4] А. М. Страскевич, Электронная оптика электростатических полей не обладающих осевой симметрией, Москва, 1959.
- [5] Ю. В. Бандануров, ЖТФ. 27 /1957/ 1850.
- [6] P. W. Hawkes, Quadrupole Optics, Springer Tracts 42 /1966/.
- [7] I. Picht, Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, Leipzig, 1963.
- [8] I. Kaashoek, Philips Res. Rep. Suppl. 11 /1968/
- [9] P. W. Hawkes, Optik 27 /1968/ 287.
- [10] И. О. Шеман, Докл. Акад. Наук СССР, 81 /1951/ 775.
- [11] И. О. Шеман, Докл. Акад. Наук СССР, 96 /1954/ 1151.
- [12] P. W. Hawkes, Optik 24 /1966/67/ 252.
- [13] P. W. Hawkes, Optik 24 /1966/67/ 275.
- [14] P. W. Hawkes, Phil. Trans. of the Roy. Soc. A257 /1965/ 479.
- [15] A. P. Banford, The Transport of Charged Particle Beams, London 1966.
- [16] P. W. Hawkes, Optik 32 /1970/ 50.

SPÉKTRUMRAJZOLÓ PROGRAMOK

SZÉKELY GÉZA

Mért spektrumok kiértékeléséhez - még automatikus feldolgozás esetén is - kívánatos a spektrumot maradandó formában előzetesen megjeleníteni. Ezt a feladatot végzi el más-más elsődleges szempont szerint a következő két FORTRAN program.

CODES FOR PLOTTING SPECTRA. It is to be wished for the analysis of observed spectra even in case of an automatic analysis to produce the spectra in advance in permanent form. The following two FORTRAN programmes carry out this task in different primary respects.

ПРОГРАММЫ ДЛЯ ГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ СПЕКТРА. Графическое изображение измеренных спектров желательно даже при автоматической обработке. Описанные две программы /FORTRAN/ выполняют такие задачи по разным начальным условиям.

A LINEPLOT program leírása

A program spektrumok sornyomtatón való kirajzolását végzi. Használata olyan esetekben célszerű, amikor a spektrumról részletes és viszonylag pontos információkat akarunk megtudni /pl. "kézi kiértékelés", közeli csucok méretarányai/. A kirajzoláshoz szükséges normálást előre megadott csatornatartományokra külön-külön végzi, a nullát és a tartomány maximális elemét tekintve minimumnak ill. maximumnak. Ettől csak akkor tér el, amikor legkisebb megengedhető maximumként /L/ az adott tartomány max. eleménél nagyobb értéket adunk meg /ekkor L a maximum/. A kirajzolt görbét egy pontsorozat adja, melynek elemeit a következő képlet számolja ki:

$$I_k^{(p)} = \text{entier} \left(\frac{120 I_k}{\max_{j \in C} (\max(I_j, L))} + 0.5 \right)$$

ahol

$I_k^{(p)}$: a k-adik csatorna tartalmának megfelelő pont pozíciója a sornyomtatón

I_k : a k-adik csatorna tartalma

C : az adott csatornatartomány

L : a legkisebb megengedhető maximum

A görbe y irányban 120 karakter szélességű, x irányban gyakorlatilag tetszőleges hosszú /ennek csak a JOB [2] sorkorlátja szab határt/. Az ábrázolás lineáris, így lehetővé válik a közvetlen kiértékelés. Ha az I_k értékek logaritmusait akarjuk ábrázolni, akkor a LINEPLOT program 52. sorát a következőképpen kell átírni:

$$K = \text{IFIX}(\text{ALOG}(\text{FLOAT}(\text{IX}+1))*S)+1$$

BEMENŐ ADATOK

/Az alábbiakban oszlop alatt az adatkártya oszlopait értjük./

1. adatkártyán:

- N - a bemenő spektrum össz-csatornaszáma (≤ 4096)
/az 5. oszlopban végződő egész/
- M - a normálási tartományok száma (≤ 100)
/a 10. oszlopban végződő egész/
- L - a legkisebb megengedhető maximum, az egész spektrumra vonatkozik. Célszerű $L \geq 120$ -at választani.
/a 15. oszlopban végződő egész/
- TEXT - max. 24 karakterből álló spektrumazonosító
/a 20. oszlopban kezdődik/
- IFMT - a spektrum kártyakép* formátuma [1], max. 16 karakter.
/az 50. oszlopban kezdődik/
- IPT - meghatározza, hogy a spektrumot milyen adathordozóról** olvassuk be:
IPT = 0 esetén adatkártyákról
IPT $\neq$ 0 esetén 5 csatornás telexkódu lyukszalagról
/a 72. oszlopban végződő egész/

2. adatkártyán:

(KE(I), VE(I)), $I=1, 2, \dots, M$ a normálási tartományok kezdő és végső csatornaszáma. Minden szám 4 oszlopban foglal helyet, jobbra tömörítve, folytatólagosan. $M > 10$ esetén új kártyán folytatható.

[entier(M/10+2.9)]. adatkártyán:

IPT = 0 esetén a spektrum adatkártyái "IFMT" formátumban,

IPT ≠ 0 esetén, amikor a spektrum lyukszalagról kerül beolvasásra, a következő spektrum rajzolására vonatkozó 1. adatkártya és utána a már jellemzett adatkártyák következnek.

Ha már újabb spektrumot nem akarunk ábrázolni, akkor ide egy üres kártyát teszünk, N=0 esetén ugyanis a számolás befejeződik.

* A lyukszalagon levő spektrumnak is kártyakép formátumban kell lennie. Pl.: minden 5. csatornaszám és utána 5-5 mért intenzitás érték, számonként 10 karakter szélességben való lyukszalagra perforálása esetén az IFMT formátum:

(10X,5(I10)).

**A program más adathordozóról, pl. mágneslemezeről vagy mágneszalagról is képes spektrumot beolvasni. Ekkor IPT=0 kell legyen, és az adatfile-t [2] "10" jelű azonosítóval /logikai perifériaszámmal/ kell megnyitni.

EREDMÉNY

Minden normálási tartomány ábrázolása előtt kinyomtatja a következő információkat:

1. Az adott tartomány maximális eleme /pontosabban amire normálunk/ - ennek megfelelő szélesség karakterszámban - ennek megfelelő hossz mm-ben.
2. 1 mm-re eső intenzitásnövekedés.
3. 1 karakterre eső intenzitásnövekedés.
4. a TEXT nevű vektorban tárolt spektrumazonosító.

Ezután minden sorban előbb a csatorna sorszámát, azután a csatorna tartalmát írja ki, majd a tartalomnak megfelelő pontot nyomtatja / $k, I_k, I_k^{(p)}$ / $I_k^{(p)}=0$ esetén nem ír ki pontot /1. ábra/.

FUTTATÁSI PARAMÉTEREK, TAPASZTALATOK

1. A program az MTA SzTAKI CDC-3300 gépre készült /USASI/ FORTRAN nyelven, memóriaigénye 21K, futási ideje átlag 2 perc központi gépidő egy 4K-s spektrum kirajzolása esetén.
2. A normálási tartományokat célszerű úgy megadni, hogy belemessenek egymásba. Ekkor a tartományok határán is jól látható a spektrum viselkedése.

3. Célszerű az érdektelen tartományokat kihagyni, mert különben a nagytömegű eredmény /4K~10-12 m/ nehezen kezelhető.
4. A fent említett gépen a kártyás bevitel sokkal biztonságosabb a lyukszalagosnál.

Példa JOB a program CDC-3300-on való futtatására:

FORTRAN CDC 3300		ACCOUNT NO	PROGRAMMER		SHEET 1
		123456	Nagy Pál		
		PROGRAM	DATE		
		LINEPLOT	1973. V. 24.		

Line	Statement No	Statement	
1	1	JOB, 123456, MNRILLA, 4, 10000	
2	2	SCHED, CLASS=A, CORE=42, SCR=3	
3	3	FILE, 40=INP	
4	4	SETNU (L, X, S)	
5	5	PROGRAM LINEPLOT	
6	6	TT	
7	7	TT (a program kártyái)	
8	8	TT	
9	9	END	
10	10	FINIS	
11	11	TX, LCO	
12	12	4096 4 500 TW 2222 FROM VDG V. /1973 (1615)	
13	13	25 42 448 24 236 305 312 345	
14	14	436 544 438	
15	15	TT	
16	16	TT (spektrum: 256 adatkártya, egyenként 16 számmal)	
17	17	TT	
18	18	(üres kártya)	
19	19	TT (end of JOB kártya)	
20	20		

SZOV Nyomda 73.8664

Megjegyzés: Az első kártya második paramétere /123456/ itt csak névleges. Helyén a számlázáshoz szükséges bejelentett hivatkozási számnak kell szerepelnie.

PROGRAM LINEPLOT

THIS PROGRAM PLOTS THE INPUT SPECTRA ON LINE PRINTER
/VERSION: 1973/CDC-3300 BP. G.SZEKELY MTA ATOMKI, DEBRECEN, HU

INPUT DATA :

N NUMBER OF CHANNELS
M NUMBER OF NORMALIZATION SEGMENTS
L LEAST PERMISSIBLE MAXIMUM IN SEGMENTS
TEXT IDENTIFICATION TEXT
IFMT INPUT FORMAT OF SPECTRUM
IPT = 0 SPECTRUM ON CARDS
≠ 0 SPECTRUM ON PUNCHED TAPE /5 CH. TELEX CODE/
KE,VE BOUNDS OF SEGMENTS (M)
A SPECTRUM IN #IFMT# FORMAT

DIMENSION A(4,96),B(120),KE(100),VE(100),TEXT(3),IFMT(4)

INTEGER A,VE,B

DO 1 I=1,120

1 B(I)=4H

99 READ 100,N,M,L,TEXT,IFMT,IPT

100 FORMAT(3I5,4X,3A8,6X,4A4,3X,I4)

IF(N.EQ.0) STOP

READ 101,(KE(I),VE(I),I=1,M)

101 FORMAT (20I4)

IF(IPT.EQ.0) GO TO 3

REWIND 10

CALL PTCONVRT(2H10,0,1)

END FILE 10

REWIND 10

3 READ (10,IFMT) (A(I),I=1,N)

PRINT 102

102 FORMAT(1H1)

DO 4 I=1,M

MI=KE(I)

MA=VE(I)

IMA=L

DO 5 J=MI,MA

7 IF (IMA.GE.A(J)) GOTO 5

IMA=A(J)

5 CONTINUE

RR=FLCAT(IMA)

R=RR/304.8

S=120./RR

SS=1./S

PRINT 103,IMA,R,SS,TEXT

103 FORMAT(1H ,135(1H-)/16H CHAN CONTENTS I,10X,10HMAXIMUM =,I8,27H

1= 120 CHAR. = 304.8 MM,F11.1,5H / MM,F11.1,8H / CHAR.,5X,3A

28,/,1H ,135(1H-))

DO 9 J=MI,MA

IX=A(J)

K=IFIX(FLOAT(IX)*S)+1

B(K)=4H.

PRINT 107,J,IX,(B(IM),IM=2,K)

107 FORMAT (1H ,I5,I8,2H I,120A1)

B(K)=4H

9 CONTINUE

4 CONTINUE

GO TO 99

END

1108 .1076 I.
 1109 997 I.
 1110 99 I.
 1111 960 I.
 1112 1015 I.
 1113 1023 I.
 1114 929 I.
 1115 998 I.
 1116 969 I.
 1117 1014 I.
 1118 1019 I.
 1119 914 I.
 1120 941 I.

CHAIN CONTENTS I MAXIMUM = 3481 120 CHAR. = 384.8 MM 11.4 / MM 29.8 / CHAR. TN 2222 FROM VDS V./1973

1000 1139 I
 1001 1121 I
 1002 1150 I
 1003 1025 I
 1004 1154 I
 1005 1142 I
 1006 1139 I
 1007 1179 I
 1008 1171 I
 1009 1139 I
 1010 1165 I
 1011 1124 I
 1012 1122 I
 1013 1197 I
 1014 1125 I
 1015 1155 I
 1016 1110 I
 1017 1147 I
 1018 1191 I
 1019 1121 I
 1020 1150 I
 1021 1132 I
 1022 1137 I
 1023 2179 I
 1024 1142 I
 1025 1496 I
 1026 1265 I
 1027 1136 I
 1028 1176 I
 1029 997 I
 1030 991 I
 1031 960 I
 1032 1015 I
 1033 1123 I
 1034 929 I
 1035 998 I
 1036 969 I
 1037 1114 I
 1038 1119 I
 1039 914 I
 1040 941 I
 1041 970 I
 1042 1176 I
 1043 1177 I
 1044 1113 I
 1045 1127 I
 1046 1110 I
 1047 1144 I
 1048 919 I
 1049 1143 I
 1050 970 I
 1051 999 I
 1052 1111 I
 1053 999 I
 1054 1179 I
 1055 1149 I
 1056 1149 I
 1057 915 I
 1058 941 I
 1059 1134 I
 1060 1125 I
 1061 919 I
 1062 1025 I
 1063 949 I
 1064 1171 I
 1065 1197 I
 1066 1177 I
 1067 1125 I
 1068 1178 I
 1069 1156 I
 1070 1175 I
 1071 1125 I
 1072 1175 I
 1073 1175 I
 1074 1175 I
 1075 1158 I
 1076 1153 I
 1077 1153 I
 1078 1153 I
 1079 1153 I
 1080 1153 I
 1081 1153 I
 1082 1153 I
 1083 1153 I
 1084 1153 I
 1085 1153 I
 1086 1153 I
 1087 1153 I
 1088 1153 I
 1089 1153 I
 1090 1153 I
 1091 1153 I
 1092 1153 I
 1093 1153 I
 1094 1153 I
 1095 1153 I
 1096 1153 I
 1097 1153 I
 1098 1153 I
 1099 1153 I
 1100 1153 I
 1101 1153 I
 1102 1153 I
 1103 1153 I
 1104 1153 I
 1105 1153 I

1. ábra. A "LINEPLOT" eredményrészlete.
 Fig. 1. Graph of "LINEPLOT" /detail/.
 Рис. 1. Часть рисунка "LINEPLOT".

A PLOTTER program leírása

A program spektrumok kirajzolását végzi a CDC-3300 számítógéphez illesztett CALCOMP-565 digitális rajzoló berendezésen. A spektrumról elsősorban globális információkat nyújt, de a vezérlő adatok megfelelő megválasztása mellett a részletek tanulmányozására is módot ad. A nulla és a maximális elem által meghatározott intervallumba normálja be a spektrum elemeit, és az általunk kívánt számú plotterlépésenként folytonos vonallal köti össze a csatornák tartalmának megfelelő pontokat. A normálási képlet a következő:

$$I_k^{(p)} = \text{entier} \left(\frac{1000 I_k}{\max_{j \in C} I_j} + 0.5 \right)$$

A jelölések a következők:

$I_k^{(p)}$: a k-adik csatorna tartalmának megfelelő pont pozíciója a sornymtatón

I_k : a k-adik csatorna tartalma

C : az egész kirajzolandó spektrum csatornatartomány

A görbe y irányban 1000 plotterlépés szélességű, x irányban gyakorlatilag tetszőleges hosszúságú /a plotterfile mérete korlátozza [3]/. Az ábrázolás lineáris, kis átalakítással logaritmikussá tehető. Lehetőség van arra, hogy ugyanarról a spektrumról több, x irányban különböző hosszúságú rajzot készítsünk. /Az x-tengelyen a csatornaszámokat mérjük fel./

BEMENŐ ADATOK

1. adatkártyán:

- N - a bemenő spektrum össz-csatornaszáma (≤ 4096)
/az 5. oszlopban végződő egész/
- M - hány példányban kérjük a rajzolást (≤ 10)
/a 10. oszlopban végződő egész/
- MX(I), I=1,2,...,M - a spektrum kirajzolt példányaiban 1 csatornára eső plotterlépések számai
/a 11. oszlopban kezdődnek, folytatólagosan 2-2 oszlopban lyukasztott egészek/
- KFOR - a bemenő spektrum kártyakép formátuma /max. 16 karakter/
/a 31. oszlopban kezdődik/

IPT - meghatározza, hogy a spektrumot milyen adathordozóról olvassuk be /lásd a LINEPLOT program leírásánál/

IPT = 0 esetén adatkártyáról

IPT $\neq$ 0 esetén 5 csatornás telexkódu lyukszalagról /a 72. oszlopban végződő egész/

2. adatkártyán:

IT1 - spektrumazonosító cím, egy teljes adatkártyán ábrázolható tetszőleges karakterek

3. adatkártyán:

IPT = 0 esetén itt kezdődnek a spektrum adatkártyái "KFOR"-ban megadott kártyakép szerint.

IPT $\neq$ 0 esetén, amikor a spektrumot lyukszalagról olvasatjuk be, itt már a következő spektrum rajzolására vonatkozó 1. adatkártya szerepel, vagy ha a számolást ezzel befejeztük, ide egy üres kártyát teszünk.

EREDMÉNY

A program futásáról 2 db sornyomtatóra kiírt futási információt /külön papíron/ és egy plotterrajzot kapunk. A sokfajta eredmény magyarázata az, hogy a gépen kétszeri futtatást jelent általában a kirajzoltatás /csak DIRECT JOB [2] esetén egyszeri a futás/:

első lépésben kiszámolja a plotter vezérléséhez szükséges kódhalmazt, és egy mágneslemezen raktározza, második lépésben pedig a lemezről csekély központi memória felhasználásával a plottert vezérli [3, 4].

Az első lépés után kiírja, hogy a rajzon az x- és y-tengelyre milyen közönként készített beosztást, valamint a rajzoláshoz felhasználásra kerülő elemi plotterlépések [3] számát. A második lépés során keletkező sornyomtatós eredményen a felhasználó szempontjából csak a rajzolási idő lényeges. Az itt kapott plotterrajzon a következő információk jelennek meg:

1. A JOB futási azonosítója - y irányu sorban
2. az IT1-ben tárolt spektrumazonosító - y irányu sorban
3. maga a kirajzolt spektrum, x- és y-tengellyel, a tengelyeken a beosztásoknak megfelelő értékek kiírásával*. A könnyebb bemérhetőség miatt a csatornaszám-tengely beosztásainál a spektrum görbéjére kis köröket rajzol /2. ábra/.

Több rajz esetén a következő rajznál 1.-et már nem írja ki.

* Mindkét irányu beosztást csak $1 \cdot 10^n$, $2 \cdot 10^n$, $3 \cdot 10^n$ $n=0,1,2..$ közönként készíti. Ezt a feladatot a DH nevű szubrutin látja el.

FUTTATÁSI PARAMÉTEREK, TAPASZTALATOK

1. A program az MTA SzTAKI CDC-3300 gépére készült /USASI/ FORTRAN nyelven, felhasználja a gép software-jéhez tartozó plotter-rutinokat. Egy 4K-s spektrum kirajzolása 1 plotter-lépés/csatorna esetén kb. 10-15 perc központi gépidőt igényel, memóriaigénye 27K.
2. 1 plotterlépés/csatorna esetén a csucskok túszerüek, a rajz hossza kb. 1,2 m. Négy vagy négynél több plotterlépés/csa-torna esetén a csucskokon már elöztünik a Gauss-görbe jelleg, a rajz hossza viszont kb. 4,8 m vagy ennél több.
3. A rajzolási időnek több mint felét a koordináta-rendszer és az azonosító szöveg rajzolása foglalja le.
4. Az MTA SzTAKI-ban jelenleg a programleadástól az eredmény kézhezkapásáig az átfutási idő hossza 4-5 nap.

Példa JOB a program CDC-3300-on való futtatására

FORTRAN						ACCOUNT NO 1A2B3C	PROGRAMMER KISS ISTVÁN	SHEET 1			
CDC 3300						PROGRAM PLOTTER	DATE 1973. V. 24.				
Type	Statements No.	Cont.	Statements								
1-80	1-80										
1	JOB, 1A2B3C, VARPLAT, 2, 500										
2	\$SCHED, CLASS=i, CORE=34, SCR=5, BSZ=4, GDS=4, 3634=4										
3	*DEF(N,,4,604,,,M)										
4	*SETAM(M,L)										
5	PROGRAM PLOTTER										
6	--										
7	-- (a program kártyái.)										
8	--										
9	END										
10	FINIS										
11	*DEF(M,,4,MMZQS,PLOTTERRFILE,,MH,M)										
12	*DEF(M,,PLIA,MASTER LIBRARY,PL,"DR",I)										
13	*DEF(M,,PDIA,MASTER LIBRARY-DIRECTORY,PL,"DR",I)										
14	X,I,CN										
15	GMAX, PLIA, PDIA										
16	4Q96 2 3 6 (4Q18) 44										
17	AZ IR498 MI IZOTOP KIMUTATASA PT498(M,P)IR498 REAKCIÓBAN										
18	(úras kártya)										
19	** (end of JOB kártya)										

Megjegyzés: Az első kártya második paramétere /1A2B3C/ itt csak névleges. Helyén a számlázáshoz szükséges bejelentett hivatkozási számnak kell lennie.

PROGRAM PLOTTER

THIS PROGRAM PLOTS THE INPUT SPECTRA ON#CALCOMP-565# DIGITAL PLOTT
/VERSION: 1973/CDC-3300 BP. G.SZEKELY MTA ATOMKI, DEBRECEN, HU

INPUT DATA :

N NUMBER OF CHANNELS
M DESIRED NUMBER OF PLOTTINGS
MX PLOTTER STEP/CHANNEL (M)
KFOR INPUT FORMAT OF SPECTRUM
IPT = 0 SPECTRUM ON CARDS
≠ 0 SPECTRUM ON PUNCHED TAPE /5 CH. TELEX CODE/
IT1 IDENTIFICATION TEXT
IA VALUES OF SPECTRUM IN ,KFOR, FORMAT

DIMENSION IA(4096),IT1(10),MX(10),KFOR(2)
INTEGER B
DATA IFOR,JFOR/8H(I8) ,8H(I5)
90 READ 100,N,M,MX,KFOR,IPT,IT1
100 FORMAT(2I5,10I2,2A8,22X,I4/10A8)
IF(N.EQ.0) STOP
IF(IPT.EQ.0) GOTO 3
REWIND 4
CALL PTCONVRT(1H4,0,1)
END FILE 4
REWIND 4
3 READ (4,KFOR) (IA(I),I=1,N)
MAX=0
DO 11 I=1,N
IF(MAX.GE. IA(I)) GO TO 11
MAX=IA(I)
11 CONTINUE
DO 99 III=1,M
MY=MX(III)
CALL PLOTOPEN(11,200)
CALL MOVE(100.,20.)
CALL PLOTARRA(14.,1.57,IT1,80)
CALL MOVE(250.,20.)
MI=MAX/20
CALL DH(MI,IDM)
PRINT 298,IDM
298 FORMAT(8H X STEP,I10)
H=1000.*IDM/MAX
DO 1 B=IDM,MAX,IDM
CALL DRAW(250.,VACT(X)+H)
CALL PLOTSYMB(10.,1.57,113)
X0=UACT(X)-80.
Y0=VACT(X)
IB=B
CALL MOVE(X0,Y0)
CALL PLOTVAL(IFOR,IB,8,10.,0.)
CALL MOVE(X0+80,Y0)
1 CONTINUE
CALL DRAW(UACT(X),1050.)
CALL PLOTSYMB(10.,0.,106)


```

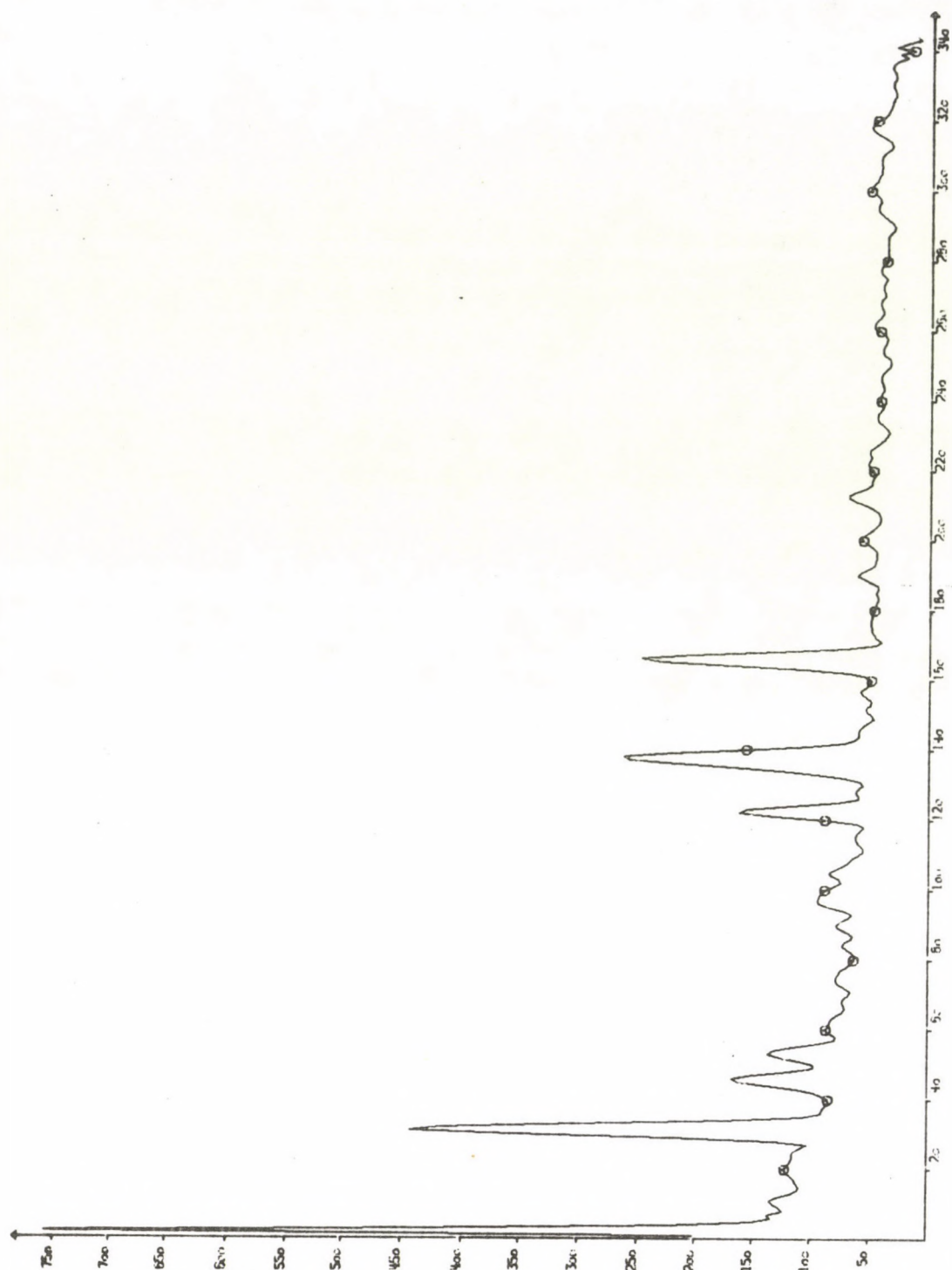
CALL MOVE(250.,20.)
MI=60/MY
CALL DH(MI,IDM)
PRINT 299,IDM
299 FORMAT(8H Y STEP,I10)
NE=N-1
A=FLOAT(IDM*MY)
DO 2 JJ=IDM,N,IDM
CALL DRAW(UACT(X)+A,20.)
CALL PLOTSYMB(10.,3.14,113)
X0=UACT(X)-15.
Y0=VACT(X)-15.
IJ=JJ
CALL MOVE(X0,Y0)
CALL PLOTVAL(JFOR,IJ,5,10.,7.)
CALL MOVE(X0+15.,Y0+15.)
2 CONTINUE
CALL DRAW(UACT(X)+A/2.,VACT(X))
CALL PLOTSYMB(10.,4.71,106)
C=FLOAT(MY*N)+250.
H=FLOAT(MY)
S=1000./FLOAT(MAX)
CALL MOVE(C,S*FLOAT(IA(N))+20.)
DO 4 J=1,NE
I=N-J
CALL DRAW(UACT(X)-H,S*FLOAT(IA(I))+20.)
IF(MOD(I,IDM).EQ.0) CALL PLOTSYMB(10.,7.,101)
4 CONTINUE
CALL PLOTCLAS
99 CONTINUE
PRINT 102,(IA(I),I=1,N)
102 FORMAT(1H ,10I10)
GOTO 99
END

```

```

SUBROUTINE DH(IDM,IDH)
DATA I1,I2,I5/1,2,5/
IDH=0
1 IF(I1.GE.IDM.AND.IDH.EQ.0) IDH=I1
IF(I2.GE.IDM.AND.IDH.EQ.0) IDH=I2
IF(I5.GE.IDM.AND.IDH.EQ.0) IDH=I5
IF(IDH.NE.0) GO TO 2
I1=10*I1
I2=10*I2
I5=10*I5
GO TO 1
2 RETURN
END

```

2. ábra. A "PLOTTER" rajza.
Fig. 2. Graph of "PLOTTER".
Рис. 2. Рисунок "PLOTTER"-а.

IRODALOM

- [1] 3300 3500 Computer Systems USASI FORTRAN/MASTER Ref. Man. /Control Data Corp. Software Documentation, Minnesota, 1969/ p. 250.
- [2] Ferenczy L.: A CDC 3300 általános ismertetése /MTA SzK kiadvány, Budapest, 1970/ p. 39.
- [3] Tóth K.: CDC 3300/FORTRAN plotter-rutinok használata /MTA SzK kiadvány, Budapest, 1971/ p. 30.
- [4] MTA-CDC 3300 User Journal /MTA SzTAKI folyóirat, Budapest, 1973-2./

RELATÍV HATÁSKERESZTMETSZET MEGHATÁROZÁS PERIÓDIKUS AKTIVÁLÁS ESETÉN

URAY ISTVÁN ÉS KOVÁCS PÁL

Magreakció hatáskeresztmetszetének meghatározása belső monitor reakció segítségével, periódikus aktiválás esetén. A hatáskeresztmetszetre levezetett kifejezés kis számítógéppel is kiszámítható.

RELATIVE CROSS-SECTION DETERMINATION IN THE CASE OF PERIODIC ACTIVATIONS. Relative cross-section determination by comparing to an internal standard in the case of periodic activations. The calculation of the deduced cross-section relation is possible by a small computer, too.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ В СЛУЧАЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ. Определение сечения ядерной реакции в случае периодического облучения, применением мониторинговой реакции. На основе выведенной формулы для определения сечения реакции можно проводить вычисления и на маленькой ЭВМ.

Bármely magreakció σ hatáskeresztmetszetét meghatározhatjuk a

$$\sigma = \frac{X}{\bar{N} \phi}$$

kifejezés segítségével, ha megmérjük a bombázó részecskék ϕ fluxusát, a céltárgymagok $\bar{N}$ és a másodpercenként létrejött magreakciók X számát. A gyakorlatban ezen mennyiségek pontos meghatározása nehézségekbe ütközhet. Abban az esetben, ha ugyanazon céltárgymagon ugyanazon bombázó részecskékkel hozunk létre két különböző magreakciót, melyek közül az egyiknek ismert a hatáskeresztmetszete, a helyzet lényegesen egyszerűbbé válik. Képezve a

$$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = \frac{X_I}{\bar{N}\Phi} \cdot \frac{\bar{N}\Phi}{X_{II}}$$

kifejezést, láthatjuk, hogy csak a két reakciócsatornában másodpercenként létrejött magreakciók számának hányadosát kell meghatároznunk. Ha mindkét reakciótermék rádióaktív, akkor aktivitásuk hányadosa arányos lesz a hatáskeresztmetszetek hányadosával, figyelembe véve a rendszerint különböző bomlási állandókat.

A felaktiválódást leíró jól ismert összefüggés szerint a τ aktiválási idő végén

$$N_\tau = \frac{\sigma \bar{N}\Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \tau})$$

rádióaktív mag van jelen. Ezen magok λ bomlásállandóval bomlnak, és számuk az aktiválás befejezése után

$$N(t) = N_\tau e^{-\lambda t}$$

összefüggés szerint változik. A sugárzás aktivitása:

$$A(t) = \sigma \bar{N}\Phi (1 - e^{-\lambda \tau}) e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

Bevezetve a $k = \bar{N}\Phi$ jelölést, az (1) kifejezés

$$A(t) = \sigma k (1 - e^{-\lambda \tau}) e^{-\lambda t}$$

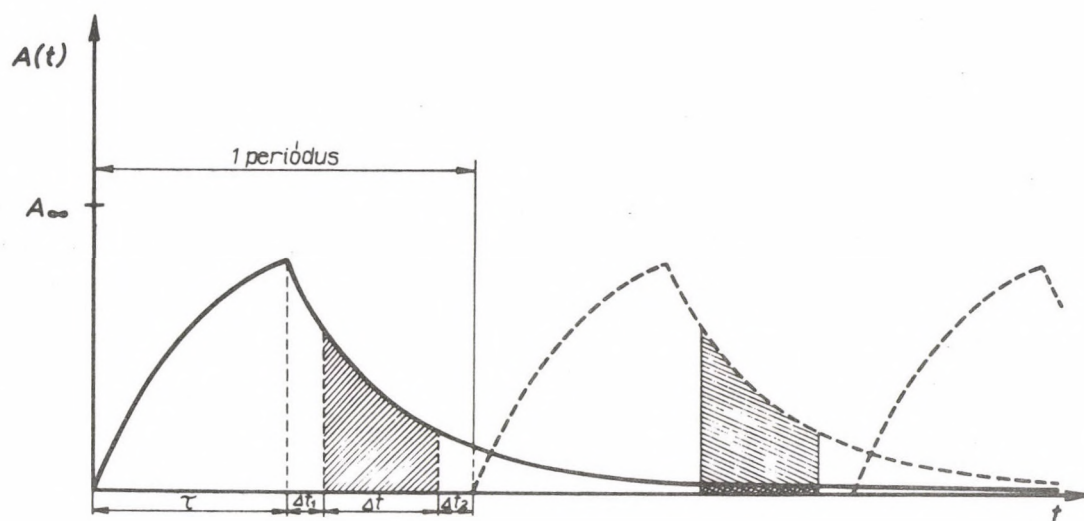
alakra hozható. Ugyanazon céltárgy és detektor esetén a geometriai viszonyok is azonosak. Figyelembe véve a két, párhuzamosan létrejövő I. és II. reakciócsatornát, hatáskeresztmetszetük hányadosát a következő összefüggés adja:

$$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = \frac{A_I k (1 - e^{-\lambda_{II} \tau}) e^{-\lambda_{II} t}}{A_{II} k (1 - e^{-\lambda_I \tau}) e^{-\lambda_I t}}.$$

Kissé bonyolódik a helyzet abban az esetben, ha az aktiválás és mérés periodikusan ismétlődik. Ha a felezési időekkel összemérhető, vagy lényegesen rövidebb a mérési ciklus ideje, akkor egy mérési periódusban több aktiválási ciklusból származó aktivitást együttesen mérünk.

Az 1. ábra szemlélteti a periodikusan ismétlődő aktiválások, mérések esetén az egyik reakciótermék aktivitás-változását az idő függvényében. Mivel a gyakorlatban megvalósítható aktiválások során a céltárgymagok számának változása igen kicsi,

ezt a továbbiakban nem vesszük figyelembe.



1. ábra. A céltárgy aktivitásának időbeli változása periódikus aktiválás esetén.

Fig. 1. The time-dependence of the target activity in the case of periodic activations.

Рис. 1. Временное изменение активности мишени в случае периодического облучения.

Az ábrán az egyes aktiválási periódusokból származó aktivitásokat egymástól függetlenül ábrázoltuk. A j -dik aktiválásból származó intenzitást $n/(j-1)$ perióduson keresztül mérjük, ahol n a periódusok számát jelenti. Az első aktiválásból származó, n periódus alatt összesen mért intenzitás:

$$I_1 = \int_{t_1}^{t'_1} A(t) dt + \dots + \int_{t_n}^{t'_n} A(t) dt = \sigma K \sum_{i=1}^n \int_{t_i}^{t'_i} e^{-\lambda t} dt,$$

ahol $K = k(1 - e^{-\lambda \tau})$. (2)

A második ciklusban keletkező aktiv magok bomlását $(n-1)$ perióduson keresztül észleljük, és így tovább:

$$I_j = \frac{\sigma K}{\lambda} \sum_{i=1}^{n-(j-1)} \left(e^{-\lambda t_i} - e^{-\lambda t'_i} \right).$$

Az integrálás alsó és felső határát jelentő t_i és t'_i értékek a

következők:

$$t_i = (i-1)\tau + (i-1)\Delta t + i\Delta t_1 + (i-1)\Delta t_2 \quad (3)$$

és

$$t'_i = (i-1)\tau + i\Delta t + i\Delta t_1 + (i-1)\Delta t_2, \quad (4)$$

ahol τ az aktiválási idő, Δt a ciklusonkénti mérési idő, Δt_1 az aktiválás és mérés között eltelt hűlési idő, Δt_2 pedig a mérés befejezésétől a következő aktiválás megkezdéséig eltelt idő /lásd az 1. ábrát/. Megjegyezzük, hogy a futó idő kezdetét a j -dik periódusban a j -dik aktiválás befejezésétől kell számítani.

Az n periódus alatt mért összes intenzitást az I_j mennyiségek összegeként kapjuk:

$$I = \sum_{j=1}^n I_j = \frac{\sigma K}{\lambda} \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^{n-(j-1)} \left(e^{-\lambda t_i} - e^{-\lambda t'_i} \right). \quad (5)$$

Feladatunk ennek a kettős összegzésnek a kiszámítása. A zárójelben szereplő különbség a (3) és (4) segítségével a következő alakra hozható:

$$e^{-\lambda t_i} - e^{-\lambda t'_i} = (e^{\lambda \Delta t} - 1) e^{\lambda \tau} e^{\lambda \Delta t_2} - e^{-\lambda \cdot i \cdot (\tau + \Delta t + \Delta t_1 + \Delta t_2)}.$$

Alkalmazzuk a következő jelöléseket:

$$a = e^{\lambda \tau} e^{\lambda \Delta t_2} (e^{\lambda \Delta t} - 1) \quad (6)$$

és

$$b = e^{-\lambda(\tau + \Delta t + \Delta t_1 + \Delta t_2)}. \quad (7)$$

Ezek felhasználásával az (5) összefüggés a következőképpen írható:

$$I = \frac{\sigma K a}{\lambda} \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^{n-(j-1)} b^i. \quad (8)$$

A geometriai sorozat összegképlete alapján (8) így írható fel:

$$I = \frac{\sigma K a}{\lambda} \frac{b^2(b^n - n - 1) + nb}{(b-1)^2}.$$

A kifejezés a (2), (6) és (7) figyelembevételével a következő alakra hozható:

$$\sigma_k = I \frac{\lambda(e^{-\lambda T} - 1)}{(e^{\lambda \tau} - 1)(e^{\lambda \Delta t} - 1)e^{\lambda \Delta t_2} [e^{-2\lambda T}(e^{-n\lambda T} - n - 1) + ne^{-\lambda T}]} = \quad (9)$$

$$= I \cdot f(\lambda, \tau, \Delta t, \Delta t_1, \Delta t_2),$$

ahol $T = \tau + \Delta t + \Delta t_1 + \Delta t_2$.

Az egymástól függetlenül bomló reakciótermékekre azonos alakú kifejezés vezethető le.

Mindkét reakciócsatornára felírva a (9) összefüggést, meghatározhatjuk a hatáskeresztmetszetek hányadosát:

$$\frac{\sigma_{I \cdot k}}{\sigma_{II \cdot k}} = \frac{I_I \cdot f_I(\lambda_I, \tau, \Delta t, \Delta t_1, \Delta t_2)}{I_{II} \cdot f_{II}(\lambda_{II}, \tau, \Delta t, \Delta t_1, \Delta t_2)}$$

Az f változóinak ismeretében tehát - periódikusan ismétlődő aktiválások és mérések esetén is - egyszerűen kiszámíthatjuk az ismeretlen hatáskeresztmetszet értékét. Konkrét esetben az intenzitás értékeket Ge(Li) detektorral mért gamma átmenetek alapján határoztuk meg, természetesen figyelembe véve a detektor hatásfokának energiafüggését, a kétféle bomlás elágazási arányait és a gamma átmenetekre vonatkozó belső konverziós együtthatókat. A levezetett egyszerű kifejezés kiszámítása kis számítógéppel is lehetséges. Számításainkat "Hewlett-Packard 9100" számítógéppel végeztük a (9) összefüggés meghatározására írt program segítségével.

MŰHELYÜNKBŐL - LABORATÓRIUMUNKBÓL

ÖNHORDÓ PLATINA CÉLTÁRGY KÉSZÍTÉSE GAMMA-SPEKTROSKÓPIAI VIZSGÁLATOKHOZ

URAY ISTVÁN

Magfizikai vizsgálatoknál sokszor előfordul, hogy a gyorsító, reaktor, stb. által besugárzott céltárgyat nem lehet a besugárzás helyén vizsgálni. A mintának a mérőberendezéshez történő továbbítására sokféle megoldás született. Az alkalmazandó szállítási mód kiválasztását - egyéb tényezőkön kívül - feltétlenül befolyásolja a rendelkezésre álló idő. Rövid - másodperc nagyságrendű - felezési idejű izotópoknak a mérési helyre való gyors továbbítását gyakran pneumatikus csőposta-rendszerrel oldják meg.

Az ^{198}Ir új izotóp kimutatására vonatkozó vizsgálataink [1,2] során figyelembe kellett venni, hogy felezési ideje kb. másodperc nagyságrendben várható. Az új izotóp előállítása lehetséges gyors neutronok segítségével, $^{198}\text{Pt}(n,p)^{198}\text{Ir}$ reakcióval. A mérések $\text{Ge}(\text{Li})$ detektorral történtek, melyet a neutron-generátortól kb. 3 m távolságra helyeztünk el, megfelelő árnyékolás mögött. Így sikerült jelentősen csökkenteni a háttérrel és megóvni a detektort a neutronok káros hatásától. E távolságot egy gyors pneumatikus csőposta-rendszerrel hidaltuk át, amely lehetővé tette, hogy a besugárzás befejezése után 0,5 s-mal a mérést el lehessen kezdeni. Hasonló pneumatikus továbbító rendszert Szalay Sándor és Jost Katalin dolgozott ki [3], amelyet kisebb módosításokkal alkalmassá lehetett tenni a platina minták továbbítására. Az alkalmazott csőposta-rendszerhez hengeres céltárgyat kellett készíteni. A minta mozgatása polietilén csőben, hordozó nélkül történt.

A céltárgy készítése közben természetesen biztosítani kellett a kémiai tisztaságot s a lehetőleg veszteségmentes feldolgozást. A ^{198}Pt izotópban dúsított, rendelkezésünkre álló platina mennyisége mindössze 150 mg volt, ami csak kisméretű /4,5 mm átmérőjű/ céltárgy készítését tette lehetővé. A platina magas olvadáspontu /o.p. = 1773°C /, mechanikailag könnyen megmunkálható, kémiaiilag igen ellenálló fém [4, 5]. Olvasztásának, megmunkálásának módszereit régen kidolgozták [6], de csak nagyobb anyagmennyiségekre.

A fenti követelményeket kielégítő olvasztási módszert platinahulladék felhasználásával dolgoztuk ki. Vörössizzáson előégetett alumínium-oxid csészikét W fűtőspirállal vettünk körül

és vákuumkamrában hevítettük. A sugárzásos hőveszteséget egy hengeres tantál reflektorral csökkentettük, mely körülfogta a fűtött csészikét. Az olvasztó csészike belső átmérője - maximális zsugorodás esetén is - nagyobb kell legyen 3 mm-nél, ellenkező esetben a felületi erők kilökik a tégelyből a megolvadt platinát.

A tégely anyagának megválasztásakor elsősorban a platina magas olvadáspontját kell figyelembe venni. A magasabb olvadásponttal rendelkező fémek ötvöződnék a megolvadt platínával. Grafitot sem célszerű alkalmazni, mert magas hőmérsékleten bedifundál a platinába. Az alumíniumoxid hátránya az, hogy olvadáspontja nem haladja meg sokkal a platináét. A fém megolvadásával szinte egyidejűleg a tégely is olvadni kezd, így a hőmérsékletet csak nagyon lassan, óvatosan szabad emelni, és a platina megolvadásának pillanatában azonnal le kell állítani a fűtést.

A platina puha, könnyen formálható fém, így a mechanikus megmunkálásban csak a kis méretek jelentettek problémát. A tiszta platina cseppecskét egy kis kovácsoló szerszám segítségével kalapáltuk megfelelő méretű rudacskává. A szerszám rozsdamentes acélból készült, és két egymásra illeszthető darabból állt. Mindkét darabon félhenger alakú csatornák voltak, melyek összeillesztve kör keresztmetszetet adtak, megfelelő méretsorozatban. A platina cseppecskét egyre kisebb átmérőjű csatornába helyezve, sűrűn forgatva óvatosan kalapáltuk, míg az előírt méretet kaptuk. Az így nyert rudacska két végét egy másik szerszámban gömbölyítettük le egy acéltüből készült ütőszerszám segítségével, melynek végén félgömb alakú mélyedés volt.

A fent vázolt technológiával 1,5 mm átmérőjű, 3,6 mm hosszúságú, gömbölyített végű mintákat nyertünk természetes, illetve 198-as tömegszámú izotópban dúsított platina anyagból, megfelelő kémiai tisztaságban. Az eljárás során fellépő összes anyagveszteség mindössze 5-6 % volt.

Köszönetemet fejezem ki Szalay Sándor akadémikusnak a munkám iránti érdeklődéséért és hasznos tanácsaiért.

IRODALOM

- [1] A. Szalay, S. Uray, Radiochem. Radioanal. Letters, 14 /1973/ 135.
- [2] I. Uray, ATOMKI Közlemények, 15 /1973/ 161.
- [3] S. Szalay, K. Jost, megjelenés alatt.
- [4] S. Pallai, Nemesfémipari zsebkönyv, 2. kiadás /Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1970/ 27. o.
- [5] B. Lengyel, J. Proszt, P. Szarvas, Általános és szervetlen kémia, 6. kiadás /Tankönyvkiadó, Budapest, 1971/ 877. o.
- [6] Metals Handbook, Ed. by T. Lyman, The American Society for Metals, Cleveland 3, Ohio /1948 Edition/.

ALACSONY HÁTTERŰ, NAGYÉRZÉKENYSÉGŰ ALFA-SZCINTILLÁCIÓS KAMRA RADON ÉS RÁDIUM MEGHATÁROZÁSÁRA

SZABÓ ENDRE *

1. BEVEZETÉS

A szakirodalomban jelenleg számos radonmérésre szolgáló alfa-szcintillációs kamra ismeretes [1, 8, 11, 15, 20]. Ezen kamrák egymástól igen nagy mértékben különböznek nemcsak méreteikben, hanem az alkalmazott mérési módszerek tekintetében is /pl. áramoltatásos kamrák, elektrosztatikus lecsapásos kamrák, vákuumkamrák, stb/.

Olyan "univerzális kamra", amely minden célra maximálisan megfelel, nem létezik, a különböző kamratípusok kivitelezésében mindig bizonyos engedményeket kell tenni. Így pl. ha a kamra hatásfokát meg akarjuk növelni, akkor kisméretű kamrát kell szerkeszteni, mivel a ^{222}Rn bomlásából keletkező alfa-részek uthossza a levegőben csak néhány cm és az uthossznál nagyobb kamraméretet elkerülhetetlenül a hatásfok csökkenéséhez vezetnek. A kisméretű kamrák igen nagy hátránya viszont, hogy azok csak kisméretű /néhányszor 10 ml/ áramoltató edények alkalmazását teszik lehetővé, ami kis aktivitású próbák esetében a mérési pontosságot lecsökkenti. A nagyméretű kamráknál fordított a helyzet.

Egy gyakorlati mérési célokra sokoldalúan felhasználható alfa-szcintillációs kamrának nagy érzékenységűnek, jó hatásfokúnak, mind áramoltatásos, mind pedig vákuum-módszer használatára alkalmasnak kell lennie, és szükséges, hogy segítségével lehetőleg közvetlenül, tehát bedusítás nélkül lehessen természetes vizek ^{226}Ra -tartalmát meghatározni. Mindezek mellett célszerű, hogy a kamra viszonylag egyszerű kivitelezésű és szennyeződés esetén könnyen szétszedhető és tisztítható legyen. Bár a szakirodalom számos, a szcintillációs kamra fenti tulajdonságainak megvalósítása érdekében történt próbálkozást ismertet, a kérdés még ma sem tekinthető minden szempontból megoldottnak.

*Egészségügyi Felügyelőség, Sugárvédelmi Laboratórium, Marosvásárhely.

Tekintettel a kérdés sugáregészségügyi fontosságára, a marosvásárhelyi Egészségügyi Felügyelőség Sugárvédelmi Laboratóriumában számos kísérletet végeztünk egy olyan korszerű alfa-szcintillációs kamra megvalósítása érdekében, amely maximálisan kielégitené az előzőekben ismertetett szempontokat és megfelelné a sugáregészségügyi mérések által támasztott igényeknek.

Itt ismertetünk egy általunk természetes vizek ^{226}Ra és ^{222}Rn -tartalmának meghatározására tervezett és kivitelezett alfa-szcintillációs kamrát.

2. A SZCINTILLÁCIÓS KAMRA TERVEZÉSE ÉS LEIRÁSA

A legfontosabb tényező a kamratérfogat helyes megválasztása és kialakítása, mivel ennek arányban kell lennie a mintavételi ill. áramoltató edények térfogatával és az alkalmazott módszer un. szabadgáz térfogatával.

Gyakorlati tapasztalataink azt mutatják, hogy a természetes vizek /felületi vizek, forrásvizek, kutvizek, stb/ esetében a ^{222}Rn ill. a ^{226}Ra közvetlen meghatározásához kb. 200-250 ml térfogatu vízmennyiségre van szükség.

Ez a folyadék-térfogat kb. 300 ml-es áramoltató edények /Curie-edények/ alkalmazását kívánja meg. A szabad gáztérfogat ezekben az edényekben kb. 50-100 ml.

Méréskor a feladat az, hogy a rendelkezésre álló vizből ill. gáztérfogatból a ^{222}Rn -t minél jobb hatásfokkal, maradéktalanul átvigyük a kamra gázterébe. A tapasztalat azt mutatja - összhangban egyes irodalmi megállapításokkal [1, 2] - hogy a radon maradéktalan átviteléhez kb. a minta folyadék-térfogatának megfelelő 8-10-szeres gáztérfogattal való átáramoltatás szükséges. Ez a mi esetünkben kb. 1-1,5 liter térfogatu szcintillációs kamra alkalmazását igényli.

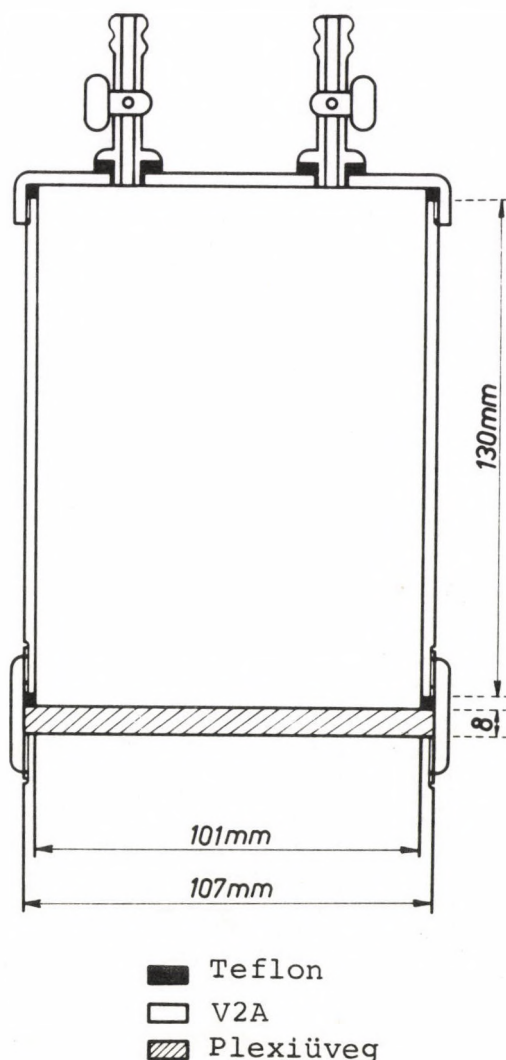
Ilyen nagyméretű szcintillációs kamra esetében igen nagy jelentősége van - az alfa-részek kis uthossza következtében - a kamra geometriai méreteinek. /A ^{222}Rn bomlásából keletkező alfa-részek maximális hatótávolsága a levegőben pl. a RaC' esetében kb. 7 cm./ Ezért ideális egy kb. 7 cm átmérőjű gömbalaku kamra lenne, amely megfelelő optikai csatolással illeszkedne egy nagyfelületű elektronsokszorozó fotokatódjához [3, 4].

Tekintettel arra, hogy egy ilyen kamrának a gyakorlati kivitelezése meglehetősen körülményes, ezért szcintillációs kamratípusunk kialakításánál egy olyan hengeralakot választottunk [2, 5, 6, 7], amelynek az alapja egy viszonylag nagyméretű /100 mm átmérőjű/ elektronsokszorozó fotokatódjához /M12FS100 C. Zeiss, Jena/ illeszkedik.

Kamránk méretei a következők:

1. kamra alapátmérője:	101	mm
2. kamra magassága:	130	mm
3. kamra össztérfogata a tömitésekkel:	1113	ml
4. kamra összfelülete:	590,1	cm ²
5. kamra alapfelülete:	80	cm ²

Ezek a kamraméretek - figyelembe véve a ^{222}Rn bomlásából keletkező alfa-részek hatótávolságát - még elfogadható arányt képeznek a hatásfok és a térfogat között.



1. ábra. Alfa-szcintillációs kamra vázlata.

A következő feladat a kamra ill. az elektronszorzó cső és az előerősítő megfelelő alacsony zajszintjének a biztosítása volt, az alacsony háttér érdekében. Ezt a következőképpen valósítottuk meg:

A kamra anyagának megválasztásánál arra törekedtünk, hogy az a lehető legkevesebb szennyező anyagot tartalmazza és ugyanakkor a korrózióval szemben ellenálló legyen.

Kísérleteink szerint a V2-A jelzésű /Krupp/ sav- és rozsdáálló acél felel meg legjobban erre a célra. Éppen ezért a kamrát teljes egészében ebből az acélból készítettük és belső felü-

letét tükörfényesre csiszoltuk és poliroztuk a megfelelő fény-reflexió biztosítása érdekében.

A kamra alapját 8 mm vastag plexiüvegből készítettük, amit egy csavarmenetes közgyűrűvel rögzítettünk a kamrához illetve az elektronsokszorozót magába foglaló, ugyancsak V2-A-ból készült szcintillációs szondához.

A plaxi alkalmazása kísérleteink szerint jobb eredményeket ad, mint az üvegé, ugyanis a közönséges üveg gyakran tartalmaz alfa-sugárzó szennyeződések [8, 9], továbbá egyes szerzők [6, 10] szerint a szcintillátor, valamint a fotokatód között alkalmazott kb. 10 mm vastagságú megfelelően illesztett plexilemez elősegíti és egyenletesebbé teszi a fényimpulzusok eloszlását a fotokatód felületén.

A kamra oldalfalai, valamint alapja és a fedele között gyűrűalakú teflon tömítés foglal helyet, ami a kamra tökéletes lezárását biztosítja és 0,1 Hgmm vákuum alkalmazását teszi lehetővé. A kamra fedelén két gázbevezető csap található /4 mm furatu/, amelyek ugyancsak teflontömítéssel vannak ellátva. A teflon plaszticitásánál fogva igen jó tömítőanyag, nem tartalmaz alfa-szennyező anyagokat sem és nem köt meg a felületén ^{222}Rn -t.

A kamra csapjainál nagy viszkozitású szilikonolajat használtunk, amelyben a radon nem oldódik. Ilymódon a csapoknál bekövetkező radonveszteségek kiküszöbölhetők.

A kamra ablaka és az elektronsokszorozó cső között alkalmazott szilikonolajnak az az előnye is van, hogy meggátolja az elektronsokszorozó ablakának az esetleges megsérülését, megkarcolódását, stb [12].

Végezetül ki kell térnünk a megfelelő szcintillációs foszfor és elektronsokszorozó cső kiválasztásával és az elektronsokszorozó, valamint katódcsatoláshoz erősítő elektromos paramétereinek optimális megválasztásával összefüggő problémákra.

Alfa-részek számlálására az ezüsttel aktivált ZnS foszfor felel meg a legjobban, mivel ennek igen nagy fényhozama van, ami az alfa-részeknek nagy hatásfokú detektálását biztosítja. Tekintettel arra, hogy a kereskedelemben számos ezüsttel aktivált ZnS foszfor kapható, célszerű olyan gyártmányt választani, amely minimális alfa-szennyezettséggel rendelkezik, lecsengési ideje rövid és a kibocsátott fény hullámhossza jól illeszkedik az alkalmazott elektronsokszorozó katódjának spektrális érzékenységehez. Kísérleteinkben úgy találtuk, hogy az M12FS-100 /C. Zeiss, Jena/ elektronsokszorozó a P-11 jelzésű /Tungsram gyártmányu/ ZnS /Ag/ foszforral igen jó eredményeket ad [13].

Nagyon lényeges a kamra működése szempontjából a szcintillátor rétegvastagságának megfelelő megválasztása. A vékony rétegű ZnS /Ag/ bevonat hatásfoka kisebb, a vastagabb réteggé nagyobb. Tekintettel azonban arra, hogy a ZnS /Ag/ foszfor - ha csak kismértékben is - de béta- ill. gamma-sugárzásra is ad felvillanásokat [12], célszerűbb az alacsony háttér biztosítása érdekében a vékonyabb réteg alkalmazása. Ez különben még azzal az előnnyel is jár, hogy a vékony réteg fényáteresztő képessége nagyobb és így a gerjesztés során kibocsátott fotonok nagyobb százalékaránya jut az elektronsokszorozóba. Ezért a ZnS /Ag/ be-

vonat felületi tömegét 10 mg/cm^2 -ben szabtuk meg.

Az egyenletes foszforbevonat kialakítása érdekében a kamra belső falát, valamint a plexikorong belső felét, egyenletes rétegvastagságban nagy viszkozitású szilikonzsirral /Silicon Graise pour vid S.I./ vontuk be, majd a kiszámított 10 mg/cm^2 felületi tömegnek megfelelő puderfinomságú $8\text{-}10 \mu$ szemcseméretű ZnS /Ag/ foszfort a zárt kamrába töltöttük. A kamra néhányszori egyenletes forgatása ill. összerázása révén, a szilikonzsir felületén a kívánt rétegvastagságú bevonat létrejön [14]. Az ily módon készített kamrabevonatok tulajdonságaikat - több éven keresztül is - a hatásfok csökkenése nélkül megtartják és bármikor újra készíthető.

Az előzőekben már említett szempontjainknak legjobban a C. Zeiss /Jena/ gyártmányú M12FS100 jelzésű elektronsokszorozó cső felelt meg. Ennél ugyanis a fotokatód átmérője 100 mm , a fotokatód ablaka tökéletesen sima és így optikailag is jól illeszthető a kamrához. Az elektronsokszorozó cső összerősítése igen nagy $\sim 10^6$, ami 12 sokszorozó dinóda révén valósul meg. A fotokatód maximális spektrális érzékenysége $3350\text{-}7000 \text{ Å}$, ami jól illeszkedik a P-11 foszfor által kibocsátott fotonok hullámhossz-maximumához $4500\text{-}5000 \text{ Å}$. Az M12FS100-as elektronsokszorozó cső egyik igen nagy előnye még az, hogy sötétárama igen kicsi $0,003\text{-}0,01 \mu\text{A}$ [16].

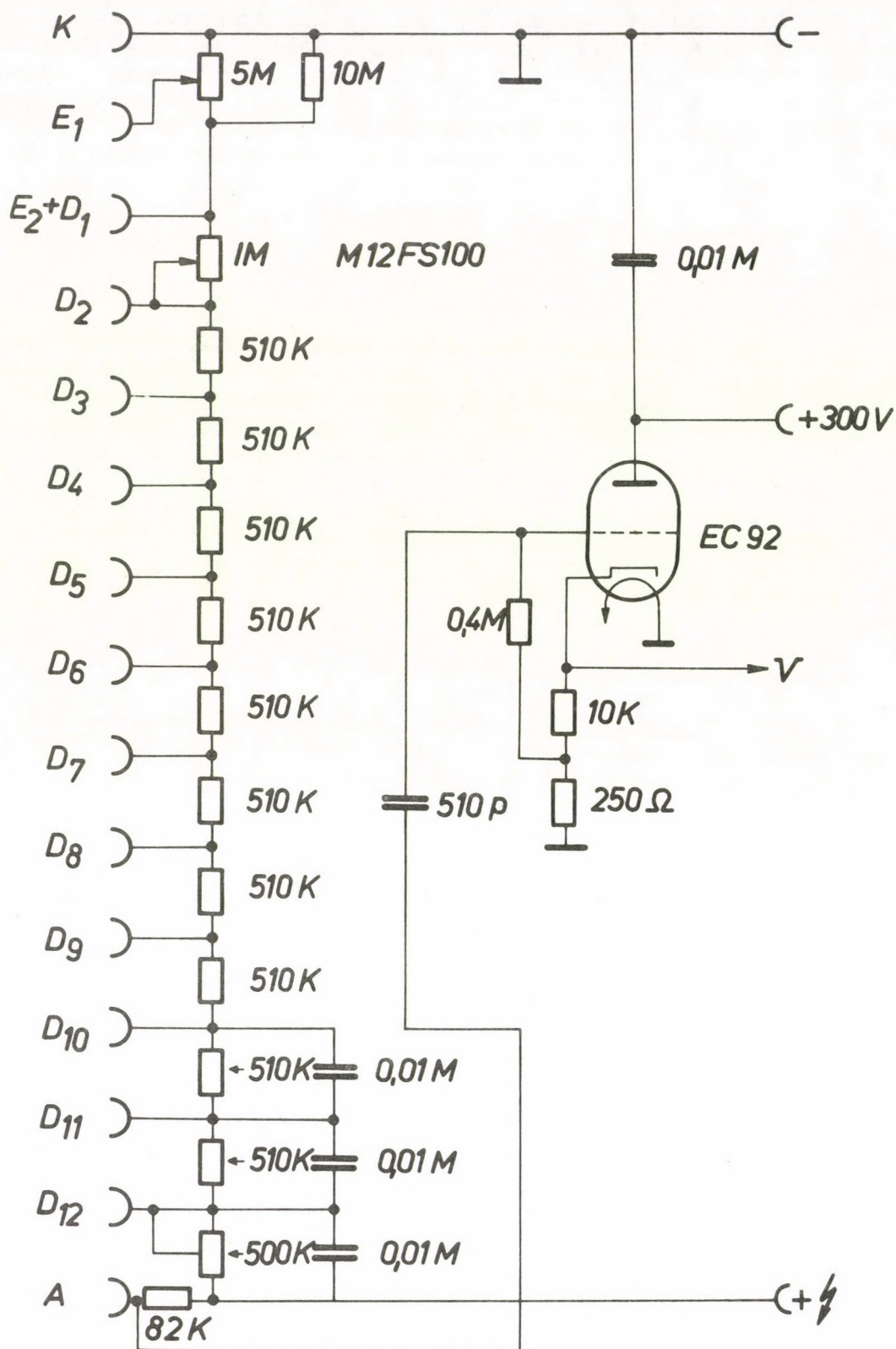
A gyakorlat azt mutatja, hogy a különböző elektronsokszorozó csövek esetében - még ugyanazon típuson belül is - nagy szórások vannak. Ezért az elektronsokszorozó cső optimális tápfeszültségeit mindig egyedileg kell beállítani [10, 12]. Ennek érdekében a fotokatód és a fókuszáló elektród, valamint a fókuszáló elektród és az 1. dinóda közé egy 5 MOhm -os ill. 1 MOhm értékű változtatható potenciómétert építettünk be és üzem közben állapítottuk meg az optimális fókuszáló feszültség értékét oly módon, hogy biztosítva legyen a fotokatódból kilépő elektronok maximális hatásfokkal való összegyűjtése az 1. dinódán.

Az elektronsokszorozó cső dinódái a gyorsító feszültséget egy $0,5 \text{ MOhm}$ -os ellenállásokból felépített feszültségosztóról kapják, amelynek utolsó három fokozata $0,01 \text{ MF}$ -os kondenzátorokkal van áthidalva a tápfeszültség megfelelő stabilizálása érdekében.

Az elektronsokszorozó cső anódja és az utolsó dinóda közé egy $0,5 \text{ MOhm}$ -os potenciómétert építettünk be, amivel az impulzusamplitúdó értékét állíthatjuk be a megfelelő értékre.

Az elektronsokszorozó cső anódjáról felerősített jel egy 500 pF kapacitású jó minőségű csillámkondenzátoron keresztül jut az előerősítő fokozat /katódkövető/ rácsára.

A katódkövető fokozatban egy EC92 jelzésű, nagyerősítésű triódát alkalmaztunk. Az EC92 trióda alkalmazása ebben a fokozatban azért is célszerű, mert zajtényezője alacsony és teljesítményfelvétele is kicsi $3,5 \text{ W}$. A katódkövető fokozat kis teljesítményfelvétele következtében a hosszabb ideig tartó mérések során nem okoz jelentékenyebb felmelegedést a szcintillációs szondában és így nem növekedik meg a termikus elektronok emissziója az elektronsokszorozó csőben.



2. ábra. Az elektronsokszorozó és katódkövető kapcsolási rajza.

Az elektronsokszorozó cső nagy erősítése következtében nem közömbös az előerősítő elhelyezése a szondában. A legjobb eredményeket akkor kapjuk, ha az minél rövidebb vezetékkel és kapacitásszegényen van szerelve az elektronsokszorozó foglaltára. Különösen fontos az elektronsokszorozó anódjához csatlakozó kapcsoláselemeknek kapacitásszegény szerelés módja, mivel a parazita kapacitások nagymértékben csökkentik az impulzus amplitudóját és nem kívánatos visszacsatolásokat hozhatnak létre, ami a fokozat begerjedéséhez vezethet [12, 17, 18]. Éppen ezért nagyon lényeges a földelési pontok kíséreltetileg történő helyes megválasztása.

A katódcsatolású előerősítő fokozatról a jelet a megfelelő számológépszülékhez jó minőségű, kiskapacitású koaxiális árnyékolt kábelben keresztül vezetjük, hogy az impulzusvesztések minimálisak legyenek. A fokozat tápfeszültségét egy többeres, szintén árnyékolt, polietilén szigetelésű kábelben keresztül kapja.

Szcintillációs műszerünk működtetésére az NK108-as ré-szeckszámológépet [19] használtuk, amellyel a következő működési paramétereket kaptuk:

1. Érzékenysége: $2 \cdot 10^{-13}$ Ci ^{222}Rn / 5 V diszkriminációs feszültség, 1 V csatornaszélesség, 100-szoros erősítés/.
2. Átlagos háttér: 5-6 impulzus/óra, $\sim 0,1$ impulzus/perc.
3. A kamra hatásfoka: 26,0 %.
4. A kamra jósági tényezője [2]: $127 / \eta^2 \cdot V_K \cdot F^{-1}$ /.
5. Az elektronsokszorozó cső üzemi feszültsége: 1300 V.
6. Platóhosszuság: 50 V.

Amint a közölt adatokból kitűnik, az általunk készített szcintillációs kamra és szonda segítségével sikerült elérni a kitűzött célokat.

A dolgozat keretében nem tértünk ki az egyes problémák részletes elméleti kifejtésére, mivel azok nagyrészt megtalálhatók az idevonatkozó szakirodalomban. Célunk inkább az volt, hogy olyan hasznos gyakorlati megoldásokat ismertessünk, amelyekre nézve a szakirodalomban csak nagyon kevés megbízható adat áll rendelkezésre.

IRODALOM

- [1] H. Kiefer, R. Maushart: Strahlenschutzmesstechnik. Verlag G. Braun, Karlsruhe 1964.
- [2] Tóth Á.: Radonmérés szcintillációs módszerrel, Magyar Fizikai Folyóirat, Budapest, XIII. 2, 1965.
- [3] A. Kaul, H. Muth: Proc. X. th. "Int. Congr. Radiol" München, 1959.

- [4] B. Rajewsky, A. Kaul, I. Heyder: On the development of devices for the determination of total radioactivity in man: a historical and critical review. Assessment of radioactivity in man. I.A.E.A. Vienna, 1964.
- [5] Sz. Sz. Lenin et al.: Atomnaja Energia U.R.S.S. 12. Nr: 5, 1962.
- [6] E. Szabó: Dispozitiv cu scintilație pentru determinarea radonului. Igiena, București, 10, oct. 1969.
- [7] D. Szy, A. Urbán: Neue Möglichkeiten bei den Messmethoden von natürlicher Radioaktivität. "IV. Internationales Symposium für Mikrochemie", Graz, 1970.
- [8] H.F. Lucas: Improved low-level alpha-scintillation counter for radon. Rev. Sci. Instr., 28, 1957.
- [9] Bozóky L.: Rádioaktiv sugárzások mérése. "A kísérleti orvostudomány vizsgáló módszerei". Vol. VII. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1965.
- [10] W. I. Price: Nuclear Radiation Detection. Mc.Graw Hill, New York, 1958.
- [11] Van Dilla, M. A., Taysum D. A.: Scintillation Counter for Assay of Radon Gas, Nucleonics, 13, 2, 68, 1955.
- [12] Keszthelyi L.: Szcintillációs számlálók. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1964.
- [13] ESPE Vol. III. 108.
- [14] Zsoldos T.: Szóbeli közlés, Pécs, 1966.
- [15] R. D. Evans: Radium and mesothorium poisoning and dosimetry and instrumentation techniques in applied radioactivity. Annual Progress Report, Physics Department. Radioactivity Center, Massachusetts Institute of Technology, May, 1964.
- [16] Gh. Cristea si colab.: Dispozitive si circuite electronice in instalatii cu izotopi radioactivi. Ed. Tehnica, București, 1965.
- [17] Szabó L.: Gyorsimpulzus technika, Tankönyvkiadó, Budapest, 1962.
- [18] H. Stöllner: Praktische Impulstechnik. Francis Verlag, München.
- [19] Automatikus energia szelektív számláló. Typ. NK-108 "Gamma" Budapest.
- [20] T. Wardaszko, I. Pensko, R. Szepke, D. Mazurek: A scintillation method for Rn-222, determination Report CLOR No: 28, Warsaw, 1964.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani. /ATOMKI, 4001 Debrecen, Postafiók: 51./

Szerkesztő Bizottság: Szalay Sándor elnök, Gyarmati Borbála titkár, Berényi Dénes, Csikai Gyula, Medveczky László.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n

A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója

Példányszám: 500
1973/3.

MACYAR
TUDOMÁNYOS AKADEMIA
KÖNYVTÁRA

АТОМ КІ

СООБЩЕНИЯ

ТОМ 15

№ 3.

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНЫЕ СООБШЕНИЯ

стр.

- И. УРАИ: Новый изотоп ^{198}Ir и другие продукты реакций ^{198}Pt с быстрыми нейтронами 161
- Дь. САБО: Определение первичной абберации в ортогональных ионнооптических системах 183
- Г. СЭКЭЙ: Программы для графического изображения спектра 195
- И. УРАИ, П. НОВАЧ: Определение относительного сечения в случае периодического облучения 209

ПО МАСТЕРСКИМ И ЛАБОРАТОРИЯМ

- И. УРАИ: ИЗГОТОВЛЕНИЕ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕЙ Pt мишени для гамма спектроскопических исследований 215
- Э. САБО: Низкофоновая, высокочувствительная сцинтилляционная камера α -частиц для определения активности радона и радия 217

ATOMKI

BULLETIN

Volume 15

Number 3.

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

Page

- I. URAY: The new isotope ^{198}Ir and other products of the fast neutron reactions of ^{198}Pt 161
- Gy. SZABÓ: First order aberration of orthogonal ionoptical systems 183
- G. SZÉKELY: Codes for plotting spectra 195
- I. URAY, P. KOVACS: Relative cross-section determination in the case of periodic activations 209

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

- I. URAY: Preparation of self-carrying platinum target for gamma spectroscopical investigations 215
- E. SZABÓ: A highly sensitive alpha-scintillation chamber of low background for radon and radium determination 217

310565

2

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

15. kötet

4. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN

1973.

ATOMKI

KÖZLEMÉNYEK

15. kötet

4. szám

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal
VATAI E.: A kicserélődési és átfedési korrekciók számításánál alkalmazott közelítésekről	225
VÉGH L.: Az R-mátrix elmélet alkalmazása rezonancia reakciók kiértékelésére	229
BALOGH K., KOVÁCH Á.: A battonyai kvarcporfir korának meghatározása a Rb/Sr módszerrel	245
BERÉNYI D.: Elemi számítások a detektor és minta optimális méretére vonatkozólag radioizotóp-gerjesztéses röntgen-emissziós analízisnél	251
SZÉKELY G.: ALGAMMA, Ge(Li) spektrométerrel mért γ -spektrum kiértékelő program	259
ZOLNAI L.: Programozható ferrit háttérmemória felhasználása a FOCAL'69 programnyelvben /Az ND 50/50 rendszer programkönyvtárának bővítése II./	273
GÁL J.: Lineáris erősítő magfizikai detektorokhoz	277
TÖRÖK I.: Félautomata digitális koordinátamérő mikroszkóp rendszer és vezérlőegysége	299
MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
SZALAY S., JOST K.: Gyors pneumatikus csőposta neutron-aktivációhoz	317
SZALAY S., JOST K.: Nagy tisztaságú oxigénmentes Zn-preparátum előállítása ZnO-ból	321
MÓRIK Gy., SCHLENK B., VALEK A., Elektronyorsítási tapasztalatok az ATOMKI kaszkádgenerátorán	323

NOTE ON THE APPROXIMATIONS IN THE CALCULATION OF THE EXCHANGE AND OVERLAP CORRECTIONS IN ELECTRON CAPTURE

E. VATAI

The role of the closure approximation in the calculations of exchange and overlap corrections is discussed. It is shown that the validity of the closure approximation for outer electrons is not a necessary condition of neglecting them and that the application of the closure approximation does not determine the accuracy of the calculations.

A KICSERÉLŐDÉSI ÉS ÁTFEDÉSI KORREKCIÓK SZÁMÍTÁSÁNÁL ALKALMAZOTT KÖZELÍTÉSEKRŐL. Megvizsgáltuk milyen szerepet játszik a zártság feltételének alkalmazása az elektronbefogásnál számított kicserélődési és átfedési korrekciók esetében. Kimutattuk, hogy a külső elektronok elhanyagolásának nem szükséges feltétele az, hogy azok közelítőleg zárt rendszert alkossanak, és hogy a zártság feltételének alkalmazása nem határozza meg a számítások pontosságát.

ЗАМЕЧАНИЯ К ПРИБЛИЖЕНИЯМ ПРИМЕНЕННЫМИ ПРИ РАСЧЕТАХ КОРРЕКЦИИ НА ЭФФЕКТЫ ПЕРЕКРЫТИЯ И ОБМЕНА В ЭЛЕКТРОННОМ ЗАХВАТЕ. Обсуждена роль применения условия замкнутости при расчетах коррекции на эффекты перекрытия и обмена в электронном захвате. Показано, что выполнения условия замкнутости для внешних электронов не является необходимым условием пренебрежения внешними электронами, и применение условия замкнутости не определяет точность расчетов.

The author of this note published a thorough analysis [1] of the approximations in the calculations of exchange and overlap corrections in electron capture /EC/. It was shown that the accuracy of the wave functions used is of essential importance. The correct description of the final state with one vacancy is especially important for quantities in which the correction coefficient B_x directly occurs (K/β^+ ratio) and for EC ratios involving higher atomic shells (M/L ratio). These results are supported by a number of theoretical /see e.g. [2, 3]/ and experimental /see e.g. [4, 5]/ investigations.

This note is induced by the fact that authors of some review articles /see e.g. [6]/ have stated that only the application of the closure approximation allows one to make definite prediction about the exchange and overlap correction. Omission of the recent results in ref. [6] indicates an opinion, according to which the accuracy of the calculations is determined by the use of this approximation. The following remarks are to be made in connection with this point of view.

/i/ The closure approximation was introduced by Bahcall only in his latest paper on the exchange and overlap correction in EC [7] to show that the effect of the outer electrons on EC of inner electrons can be neglected. However, he has not examined for which atomic numbers and in what degree this approximation is fulfilled.

Table 1.

	B_K	B_L	B_M	B_N
A				
1s		0.111	0.092	0.089
2s	-0.012		0.14	0.124
3s	-0.006	-0.026		0.236
4s	-0.02	-0.025	-0.032	
B				
1s		0.10	0.08	0.08
2s	$-7 \cdot 10 \cdot 10^{-3}$		0.10	0.06
3s	$-8 \cdot 10^{-4}$	-0.014		0.07
4s	$-6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-4}$	-0.004	

The contribution of the s-shells to the exchange correction coefficient for $Z=32$. A. Only the change of the nuclear charge is taken into consideration. B. The change of the nuclear charge and the disappearance of the captured electron's charge is considered.

Az s-héjak hozzájárulása a kicserélődési korrekció együtthatóihoz $Z=32$ esetén. A. Ha csupán a magtöltés változását vesszük figyelembe. B. A magtöltés változását és a befogott elektron töltésének eltűnését véve figyelembe.

Доля электронов различных s-оболочек в коррекции на обмен в случае $Z=32$. А. Учитывается только изменение заряда ядра. В. Учтено изменение заряда ядра и исчезновение заряда захваченного электрона.

/ii/ The closure relation for the outer electrons $\sum |A_f' \rangle \langle A_i'| = 1$ means that the overlap between initial inner (ψ_{is})

and final outer (ψ'_{os}) orbitals or vice versa, is small i.e. $(\psi'_{os}\psi_{is}) \ll 1$. However, this is not a necessary condition for neglecting outer electrons. As it has been shown in ref. [1] the necessary and sufficient condition for that is the following:

$$\frac{\psi_{os}(0)}{\psi_{is}(0)}(\psi'_{os}\psi_{is}) \ll 1,$$

if $(\psi_{os}(0)/\psi_{is}(0))^2$ is the electron density ratio at the origin. This condition is much weaker than the first one, because $\psi_{os}(0)/\psi_{is}(0) < 1$. The data taken from ref. [1] show that even this last condition is not valid for the 4s electrons if one uses the same final state configuration which was used by Bahcall [8, 9] /table 1. part A/. The contribution of the 4s electrons is much smaller if the wave functions of the correct configuration are used /table 1. part B/.

As one can easily conclude from the remarks above the application of the closure approximation is an unnecessary condition, the validity of which has not been proved.

REFERENCES

- [1] E. Vatai, Nucl. Phys. A156 /1970/ 541.
- [2] M. J. Martin and P. H. Blicher-Toft, Nuclear Data Tables A8 /1970/ 1.
- [3] Н. П. Суслов, Изв. Акад. Наук. СССР сер. физ. 37 /1973/ 77.
- [4] H. Genz, Proceedings of the International Conference on Inner Shell Ionization Phenomena and Future Application, April 17-22, Atlanta /US Atomic Energy Commission/ Vol. 3. p. 1965.
- [5] M. L. Fitzpatrick, K. W. Ledingham, J. Y. Gourlay and J. G. Lynch, J. Phys. A6 /1973/ 713.
- [6] G. T. Emery, Annual Rev. Nucl. Sci. 22 /1972/ 165.
- [7] J. N. Bahcall, Nucl. Phys. 71 /1965/ 267.
- [8] J. N. Bahcall, Phys. Rev. 129 /1963/ 2683.
- [9] J. N. Bahcall, Phys. Rev. 132 /1963/ 362.

AZ R-MÁTRIX ELMÉLET ALKALMAZÁSA REZONANCIA REAKCIÓK KIÉRTÉKEELÉSÉRE

VÉGH LÁSZLÓ

A hatáskeresztmetszetek kiszámolására szolgáló R-mátrix elmélet ismertetése után néhány szemléltető példát mutatunk be.

ANALYSIS OF RESONANCE REACTIONS USING THE R-MATRIX THEORY. Following the description of the R-matrix theory used to calculate cross-sections, some illustrative examples are given.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ R-МАТРИЦЫ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИЯХ СЕЧЕНИИ РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЙ. Излагается теория R-матрицы для вычисления сечений резонансных ядерных реакций и дано несколько наглядных примеров.

- I. BEVEZETÉS
- II. A MAGREAKCIÓ ELMÉLETEKRŐL
- III. AZ ÜTKÖZÉSI MATRIX

- A konfigurációs tér
 - Az ütközési mátrix definíciója
 - Az R-mátrix
 - Az U-mátrix és az R-mátrix kapcsolata

- IV. A HATÁSKERESZTMETSZET ÉS AZ U-MATRIX
 - A szórási amplitudó
 - A differenciális hatáskeresztmetszet

- V. SZÁMITÁSI ELJÁRÁSOK
- VI. ALKALMAZÁSI LEHETŐSÉGEK

I. BEVEZETÉS

Magfizikai ismereteink egyik legfontosabb forrása a magreakciók vizsgálata. A céltárgyat valamilyen részecskenyalábbal bombázzuk, és mérjük a kijövő, különböző fajtájú részecskék szá-

mát, energiáját, szögeloszlását, és így megkapjuk a különféle szórások és reakciók differenciális hatáskeresztmetszetét. Ezen hatáskeresztmetszeteket tanulmányozva a magfizikai rendszerről értékes ismereteket szerezhethetünk.

Az alacsonyenergiájú magreakciók hatáskeresztmetszetének talán legérdekesebb jellemzője a rezonanciák megjelenése. Ezek a rezonanciák a bombázó részecskéből és a céltárgy atommagjából kialakuló atommag jellemzőivel hozhatók kapcsolatba, így a rezonanciák tanulmányozásával a keletkező közbenső mag gerjesztett állapotairól szerezhethetünk ismereteket.

Az I. részben a magreakciók leírásának főbb módszereiről lesz szó. A II., III. és IV. rész az R-mátrix elmélettel foglalkozik, az V. részben ismertetjük az általunk használt számítógép programokat, majd a VI. részben bemutatunk néhány alkalmazást.

II. A MAGREAKCIÓ ELMÉLETEKRŐL

Az alacsonyenergiájú magreakciók elméleti leírására a nemrelativisztikus kvantummechanika eszközeit használjuk. A Schrödinger-egyenlet a kötött állapotokat exponenciálisan lecsengő hullámfüggvényekkel írja le, a legegyszerűbb nem kötött állapotnak, a szabadmozgásnak a valós $E > 0$ energiájú síkhullám megoldás felel meg. A rezonanciák leírására azonban egyik fajta megoldás sem alkalmazható. A vizsgálatok eredménye azt mutatja, hogy a rezonanciák valós energiája közelében komplex energiájú megoldások találhatók. A magreakciók elméletének fő problémája éppen az, hogy ezekhez a komplex energiákhoz tartozó hullámfüggvények a szokásos kvantummechanikai eszközökkel /Hilbert-tér, disztribúcióelmélet/ nem kezelhetők, ezért a problémát "körül kell írni", s ezen körülírást a különböző magreakcióelméletek más és más módon csinálják. A kvantummechanika fogalmait a legutóbbi időkben rezonanciaállapotokra is általánosították /bővebben [1]/.

A magreakciók tárgyalására két fő módszer alakult ki, a- szerint, hogy a térbeli, vagy az időbeli szemlélettel dolgozunk. Az első az időfüggetlen tárgyalásmód, amelyben a mérhető mennyiségek a szórási hullámfüggvény térbeli aszimptotikus viselkedésével, a be- és kifutóhullámu összetevők relativ súlyát megadó ütközési mátrixszal /U-mátrix/ függnek össze. Az időfüggő tárgyalás hullámcsomagokkal dolgozik, a hatáskeresztmetszetet is az állapotfüggvény időbeli aszimptotikájával, a végállapotot a kezdő állapottal összekötő szórási mátrixszal /S-mátrix/ adja meg. A kétféle tárgyalás összevetéséről lásd [2]. A magreakcióvizsgálatok kísérleti célja a kétnukleon kölcsönhatás kutatása mellett az, hogy az atommagok lehetséges állapotainak spin-paritásait és parciális szélességeit meghatározzuk. Erre a célra inkább az időfüggetlen tárgyalásmód alkalmas, a továbbiakban ezzel foglalkozunk.

Egy magreakció hatáskeresztmetszetének kiszámítása általában két lépésben történik. Először kiszámítjuk az ütközési

mátrixot /lásd III./, majd az ütközési mátrixszal kifejezzük a hatáskeresztmetszetet /lásd IV./. Az utóbbi feladat az egyszerűbb, semmi köze a magfizikai problémához, csak a bombázó nyaláb és a detektáló rendszer geometriájától függ.

III. AZ ÜTKÖZÉSI MATRIX

Az ütközési mátrix kiszámításához a magfizikai rendszer tökéletes ismeretére lenne szükség, ismerni kellene a magpotenciálokat, meg kellene tudni oldani a magfizikai soktest problémát. Ez egyelőre nem megy, de az ütközési mátrix kifejezhető bizonyos paraméterekkel, s így a feladatot ezen paraméterek meghatározására vezetik vissza. A különböző magreakció elméletek éppen abban térnek el egymástól, hogy hogyan parametrizálják az ütközési mátrixot. Ez az eljárás különösen akkor hasznos, ha a paramétereknek közvetlen, szemléletes fizikai jelentése van, mint pl. Wigner és Eisenbud R-mátrix elméletében. A kísérleti adatok kiértékelésekor főként ezt az elméletet használják, a továbbiakban mi is ezzel foglalkozunk [3].

Az ütközési mátrix leszármaztatása során csupán a következő feltevéseket tesszük:

1. A magkölcsonhatások rövid hatótávúak.
2. Alkalmazható a nemrelativisztikus kvantummechanika.
3. A sokrészesecske-rendszer kettőnél több részre nem esik szét.

Az első feltevés igazságában egészen bizonyosak lehetünk, a második feltevést majd csak a fizika magasabb fejlettségi fókán lehet majd mással helyettesíteni, a kettőnél több részre szakadás alacsony energiájú magreakcióknál általában energetikailag tiltott. Ezen feltevésekből elindulva, korrekt matematikai eszközökkel bizonyítani lehet, hogy a soknukleon rendszerekben valóban kell rezonanciáknak létezni. Az alapfeltevések igen egyszerűek, de az ütközési mátrix levezetése meglehetősen bonyolult és nehéz feladat.

III. 1. A konfigurációs tér

Az R-mátrix elmélet a magreakciókat a sokdimenziós konfigurációs térben írja le, ez a tér A nukleon esetén $5A$ dimenziós, mivel egy nukleont a három térbeli, valamint spin és izospin koordinátájával jellemezhetjük. Ezen térben két tartományt különböztetünk meg: /1/ a belső tartományt, melyben az összes nukleon egymástól való távolsága nagyságrendben egyenlő a mag méreteivel; /2/ a külső tartományt, melyben a távolság legalábbis a nukleonok némelyike között nagyobb a mag méreténél. Képzeljünk el egy sokdimenziós S felületet, mely a két tartományt elválasztja, az S felületet teljes egészében a külső tartományban, de mindenütt a belső tartományhoz közel vesszük fel, így a magpotenciálok rövid hatósugara miatt a nukleáris kölcsönhatás csak

a belső tartományban hat. Az S felületen kívül az A nukleon két csoportra szakad /fragmentálódik/, s ezen két csoport közötti kölcsönhatást jól ismerjük.

Az egyes fragmentálódások hullámfüggvénye a két fragmentum relativ mozgását, belső állapotát és spinjét írja le. Egy ilyen állapot kvantumszámainak összességét csatornának nevezzük, a továbbiakban c -vel jelöljük. A konfigurációs tér külső, kölcsönhatásmentes tartományában a hullámfüggvény a következő módon fejthető ki:

$$\Psi = \sum_c \psi_c \phi_c \quad (\text{III.1})$$

ahol ϕ_c az egyes csatornákhöz tartozó radiális egyenlet megoldása, lásd lentebb, és ha r_c -vel jelöljük az egyes csatornák radiális változóit

$$\psi_c = \frac{1}{r_c} \Phi_{\alpha} \sum_{\ell m_s} (\ell m_s | J m_J) i^{\ell} Y_{\ell m_s} \chi_{s m_s} \quad (\text{III.2})$$

ahol $c = \{\alpha, \ell, s, J, m_J\}$, Φ_{α} jelöli a két fragmentum belső mozgásának állapotfüggvényét; $i^{\ell} Y_{\ell m_s}$ az ℓ relativ pályamomentumnak

megfelelő gömbfüggvény, a két fragmentum I_1 és I_2 spinjéből $s = I_1 + I_2$ -vé összezsugorolt spinállapotot a $\chi_{s m_s}$ spinfüggvény írja le; J ill. m_J a rendszer összimpulzusmomentuma és annak z komponense; a magreakciókban mindkettő megőrződik.

A (III.1) sorfejtésben a ψ_c hullámfüggvényeket az egyes csatornáknak megfelelő bázisfüggvényeknek tekinthetjük; a radiális hullámfüggvények a sorfejtési együtthatók. Ezen sorfejtéskor csak arra az esetre szorítkozunk, amikor mindkét fragmentum kötött állapotban marad vissza, azaz csak véges számú α értékünk van, mivel rövid hatótávú erők esetén csak véges számú kötött állapot lehetséges [4]. Tehát a folytonos csatornákat, ahol valamelyik mag pozitív energiájú, azaz kontinuum állapotban marad vissza, elhanyagoljuk. Ez azt jelenti, hogy a konfigurációs térben az egyes fragmentálódások hullámfüggvényének csak egy kicsiny térrészben, a csatornáknak megfelelő "csövekben" van számottevő értékük, mivel a kötött állapotú hullámfüggvények exponenciálisan csengenek le. Ahol ezen "csövek" metszik az S felületet, ott helyezkednek el az S_c csatornafelületek. Ha az R_c csatornasugarakat elég nagyra választjuk /ha $r_c < R_c$ a belső tartományban, $r_c > R_c$ esetén a külső tartományban, $r_c = R_c$ esetén az S_c csatornafelületen vagyunk/ akkor megnövekszik az S felület, és a különböző S_c felületek nem fedik át egymást, s ekkor jó közelítéssel igaz a

$$\int \psi_c \psi_c^* dS = \delta_{cc'} \quad (\text{III.3})$$

ortogonalitási reláció. De ha (III.3) teljesül S -re és bármely nagyobb felületre, ez azt jelenti, hogy az egyes csatornák egymástól függetlenül nyulnak ki a belső tartományból.

mátrixot /lásd III./, majd az ütközési mátrixszal kifejezzük a hatáskeresztmetszetet /lásd IV./. Az utóbbi feladat az egyszerűbb, semmi köze a magfizikai problémához, csak a bombázó nyaláb és a detektáló rendszer geometriájától függ.

III. AZ ÜTKÖZÉSI MATRIX

Az ütközési mátrix kiszámításához a magfizikai rendszer tökéletes ismeretére lenne szükség, ismerni kellene a magpotenciálokat, meg kellene tudni oldani a magfizikai soktest problémát. Ez egyelőre nem megy, de az ütközési mátrix kifejezhető bizonyos paraméterekkel, s így a feladatot ezen paraméterek meghatározására vezetik vissza. A különböző magreakció elméletek éppen abban térnek el egymástól, hogy hogyan parametrizálják az ütközési mátrixot. Ez az eljárás különösen akkor hasznos, ha a paramétereknek közvetlen, szemléletes fizikai jelentése van, mint pl. Wigner és Eisenbud R-mátrix elméletében. A kísérleti adatok kiértékelésekor főként ezt az elméletet használják, a továbbiakban mi is ezzel foglalkozunk [3].

Az ütközési mátrix leszarmaztatása során csupán a következő feltevéseket tesszük:

1. A magkölcsonhatások rövid hatótávúak.
2. Alkalmazható a nemrelativisztikus kvantummechanika.
3. A sokrészcseke-rendszer kettőnél több részre nem esik szét.

Az első feltevés igazságában egészen bizonyosak lehetünk, a második feltevést majd csak a fizika magasabb fejlettségi fókán lehet majd mással helyettesíteni, a kettőnél több részre szakadás alacsony energiájú magreakcióknál általában energetikailag tiltott. Ezen feltevésekből elindulva, korrekt matematikai eszközökkel bizonyítani lehet, hogy a soknukleon rendszerekben valóban kell rezonanciáknak létezni. Az alapfeltevések igen egyszerűek, de az ütközési mátrix levezetése meglehetősen bonyolult és nehéz feladat.

III. 1. A konfigurációs tér

Az R-mátrix elmélet a magreakciókat a sokdimenziós konfigurációs térben írja le, ez a tér A nukleon esetén $5A$ dimenziós, mivel egy nukleont a három térbeli, valamint spin és izospin koordinátájával jellemezhetjük. Ezen térben két tartományt különböztetünk meg: /1/ a belső tartományt, melyben az összes nukleon egymástól való távolsága nagyságrendben egyenlő a mag méreteivel; /2/ a külső tartományt, melyben a távolság legalábbis a nukleonok némelyike között nagyobb a mag méreténél. Képzeljünk el egy sokdimenziós S felületet, mely a két tartományt elválasztja, az S felületet teljes egészében a külső tartományban, de mindenütt a belső tartományhoz közel vesszük fel, így a magpotenciálok rövid hatósugara miatt a nukleáris kölcsönhatás csak

a belső tartományban hat. Az S felületen kívül az A nukleon két csoportra szakad /fragmentálódik/, s ezen két csoport közötti kölcsönhatást jól ismerjük.

Az egyes fragmentálódások hullámfüggvénye a két fragmentum relatív mozgását, belső állapotát és spinjét írja le. Egy ilyen állapot kvantumszámainak összességét csatornának nevezzük, a továbbiakban c -vel jelöljük. A konfigurációs tér külső, kölcsönhatásmentes tartományában a hullámfüggvény a következő módon fejthető ki:

$$\Psi = \sum_c \psi_c \phi_c \quad (\text{III.1})$$

ahol ϕ_c az egyes csatornákhöz tartozó radiális egyenlet megoldása, lásd lentebb, és ha r_c -vel jelöljük az egyes csatornák radiális változóit

$$\psi_c = \frac{1}{r_c} \phi_{\alpha} \sum_{\ell m_s} (\ell m_s m_s | J m_J) i^{\ell} Y_{\ell m_s} \chi_{s m_s} \quad (\text{III.2})$$

ahol $c = \{\alpha, \ell, s, J, m_J\}$, ϕ_{α} jelöli a két fragmentum belső mozgásának állapotfüggvényét; $i^{\ell} Y_{\ell m_s}$ az ℓ relatív pályamomentumnak

megfelelő gömbfüggvény, a két fragmentum I_1 és I_2 spinjéből $s = I_1 + I_2$ -vé összezsugorolt spinállapotot a $\chi_{s m_s}$ spinfüggvény írja le; J ill. m_J a rendszer összimpulzusmomentuma és annak z komponense, a magreakciókban mindkettő megőrződik.

A (III.1) sorfejtésben a ψ_c hullámfüggvényeket az egyes csatornáknak megfelelő bázisfüggvényeknek tekinthetjük; a radiális hullámfüggvények a sorfejtési együtthatók. Ezen sorfejtéskor csak arra az esetre szorítkozunk, amikor mindkét fragmentum kötött állapotban marad vissza, azaz csak véges számú α értékünk van, mivel rövid hatótávú erők esetén csak véges számú kötött állapot lehetséges [4]. Tehát a folytonos csatornákat, ahol valamelyik mag pozitív energiájú, azaz kontinuum állapotban marad vissza, elhanyagoljuk. Ez azt jelenti, hogy a konfigurációs térben az egyes fragmentálódások hullámfüggvényének csak egy kicsiny térrészben, a csatornáknak megfelelő "csövekben" van számottevő értékük, mivel a kötött állapotú hullámfüggvények exponenciálisan csengenek le. Ahol ezen "csövek" metszik az S felületet, ott helyezkednek el az S_c csatornafelületek. Ha az R_c csatornasugarakat elég nagyra választjuk /ha $r_c < R_c$ a belső tartományban, $r_c > R_c$ esetén a külső tartományban, $r_c = R_c$ esetén az S_c csatornafelületen vagyunk/ akkor megnövekszik az S felület, és a különböző S_c felületek nem fedik át egymást, s ekkor jó közelítéssel igaz a

$$\int \psi_c \psi_c^* dS = \delta_{cc'} \quad (\text{III.3})$$

ortogonalitási reláció. De ha (III.3) teljesül S -re és bármely nagyobb felületre, ez azt jelenti, hogy az egyes csatornák egymástól függetlenül nyulnak ki a belső tartományból.

nagyon hasonlítanak a rezonancia hullámfüggvényekre, így durván mondván az X_λ hullámfüggvények a valódi helyzetet tükrözik vissza. (III.12)-ben a c_λ együtthatók energiafüggőek,

$$c_\lambda = \int X_\lambda^* \psi dV, \quad (\text{III.15})$$

itt a belső tartományra integrálunk. Ha (III.11)-t X_λ^* -val, (III.13) komplex konjugáltját ψ -vel megszorozzuk, és λ integrálunk a belső tartományra, majd alkalmazzuk Green tételét, a következő összefüggésre jutunk:

$$(E_\lambda - E) \int_V X_\lambda^* \psi dV = \sum_c \int_{S_c} \frac{\pi^2}{2M_c} \left(X_\lambda^* \frac{d\psi}{dr_c} - \psi \frac{dX_\lambda^*}{dr_c} \right) dS_c. \quad (\text{III.16})$$

Innen (III.1) és (III.15) felhasználásával

$$c_\lambda = (E_\lambda - E)^{-1} \sum_c \gamma_{\lambda c} (\phi_c' - b_c \phi_c) \left(\frac{\pi^2}{2M_c r_c} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{III.17})$$

ahol a vessző a c csatornában az $r \frac{d}{dr_c}$ deriválást jelöli, és a $\gamma_{\lambda c}$ redukált szélességet a következő módon definiáltuk:

$$\gamma_{\lambda c} = \left(\frac{\pi^2}{2M_c r_c} \right)^{\frac{1}{2}} \int \psi_c^* X_\lambda dS. \quad (\text{III.18})$$

Igy (III.12)-t a következő alakra hozhatjuk:

$$\left(\frac{\pi^2}{2M_c r_c} \right)^{\frac{1}{2}} \phi_c = \sum_{c'} R_{cc'} (\phi_{c'}' - b_{c'} \phi_{c'}) \left(\frac{\pi^2}{2M_{c'} r_{c'}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.19})$$

ahol az $R_{cc'}$ elemű R -mátrix definíciója:

$$R_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E}. \quad (\text{III.20})$$

A (III.19)-ből láthatjuk, hogy az R -mátrix a ϕ_c radiális hullámfüggvények és ϕ_c' deriváltjaik közötti kapcsolatot adja meg, és (III.20) azt mutatja, hogy az R -mátrix kifejezhető az E energiától független E_λ , $\gamma_{\lambda c}$ mennyiségekkel, véges számú szint figyelembevételére esetén az R -mátrixot, s mint később látni fogjuk, ezáltal a hatáskeresztmetszetet is, véges számú paraméterrel adhatjuk meg.

III. 4. Az U-mátrix és az R-mátrix kapcsolata

Az U-mátrix kifejezhető az R-mátrixszal. Szorozzuk meg (III.9)-t ψ_c^* -al, integráljunk az S felületen és (III.10) segítségével kapjuk

$$\phi_c = A_c I_c - \sum_{c'} U_{cc'} A_{c'} O_c. \quad (\text{III.21})$$

Differenciálva (III.21)-t és (III.19)-be behelyettesítve a következő mátrixösszefüggésre jutunk:

$$U = \rho^{\frac{1}{2}} O^{-1} (E - RL)^{-1} (E - RL^*) I \rho^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{III.22})$$

amelyben valamennyi mennyiség mátrix, E az egységmátrix, $\rho^{\frac{1}{2}}$ és $\rho^{-\frac{1}{2}}$ diagonális mátrixok, a diagonális elemek $\rho^{\frac{1}{2}}$ ill. $\rho^{-\frac{1}{2}}$, O is diagonális mátrix, a diagonális elemek O_c -k, I^c (III.7)^c szerint O^* -gal egyenlő, és az L diagonális mátrix elemei:

$$L_c \equiv O_c^{\dagger} O_c^{-1} - b_c \equiv S_c + i P_c, \quad (\text{III.23})$$

ahol S_c a szinteltolódási függvény, P_c az áthatolóképesség /penetrációs faktor/.

Mivel a magreakciókban a spin és a paritás megmaradó mennyiségek, mind az U, mind az R-mátrixnak azon elemei, amelyek különböző spin-paritású csatornákat kötnek össze, eltűnnek.

Hogy a (III.22)-ben szereplő mátrixinvertálási problémákat elkerüljük, vezessük be az $A_{\lambda\mu}$ szintmátrixot az alábbi módon [5]:

$$[(E - RL)^{-1}]_{c''c'} = \delta_{c''c'} + \sum_{\mu\nu} L_c \gamma_{\mu c''} \gamma_{\nu c'} A_{\mu\nu}. \quad (\text{III.24})$$

Sorozzuk meg balról mindkét oldalt $(E - RL)_{cc''}$ -vel, összegezzük c'' -re

$$\begin{aligned} \sum_{c''} \{ \delta_{cc''} - \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c''} L_c (E_{\lambda} - E)^{-1} \} \cdot \\ \cdot \{ \delta_{cc''} + \sum_{\mu\nu} \gamma_{\mu c''} \gamma_{\nu c} L_c A_{\mu\nu} \} = \delta_{cc'} \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

majd ezt alakítsuk át

$$\sum_{\lambda\nu} (\gamma_{\lambda c} \gamma_{\nu c'} L_c) \{ -\delta_{\lambda\nu} (E_{\lambda} - E)^{-1} + A_{\lambda\nu} - \sum_{\mu} \epsilon_{\lambda\mu} A_{\mu\nu} (E_{\lambda} - E)^{-1} \} = 0 \quad (\text{III.26})$$

itt

$$\xi_{\lambda\mu} \equiv \sum_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} L_c \equiv -\Delta_{\lambda\mu} + i/2\Gamma_{\lambda\mu}. \quad (\text{III.27})$$

Mivel (III.25)-nek $\gamma_{\lambda c}$ és $\gamma_{\mu c}$ tetszőleges értékeire teljesülnie kell,

$$(A^{-1})_{\mu\lambda} = (E - E)\delta_{\mu\lambda} + \Delta_{\mu\lambda} - i/2\Gamma_{\mu\lambda}. \quad (\text{III.28})$$

Ezzel a (III.22)-ben szereplő mátrixinvertálást az $A_{\mu\lambda}$ szintmátrix invertálására vezettük vissza. A (III.23)-ban S_c -t és P_c -t (III.6) és (III.7) segítségével kiszámítva

$$P_c = \frac{\rho_c}{F_c^2 + G_c^2} \Big|_{r_c=R_c} \quad (\text{III.29})$$

$$S_c = -b_c + \frac{\rho_c (F_c F'_c + G_c G'_c)}{F_c^2 + G_c^2} \Big|_{r_c=R_c} \quad (\text{III.30})$$

Ezek segítségével a $\Delta_{\mu\lambda}$ és $\Gamma_{\mu\lambda}$ mátrixok az alábbi alakra írhatók:

$$\Delta_{\lambda\mu} = -\sum_c \frac{S_c - b_c}{2P_c} \Gamma_{\lambda c}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{\mu c}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.31})$$

$$\Gamma_{\lambda\mu} = \sum_c \Gamma_{\lambda c}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{\mu c}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.32})$$

ahol a $\Gamma_{\lambda c}$ a λ -ik szint c csatornájának megfelelő parciális szélessége, mely a $\gamma_{\lambda c}$ redukált parciális szélességgel az alábbi módon fejezhető ki.

$$\Gamma_{\lambda c}^{\frac{1}{2}} \equiv (2P_c)^{\frac{1}{2}} \gamma_{\lambda c} \quad (\text{III.33})$$

(III.24), (III.22) és (III.7)-ből az U -mátrix következő alakjára jutunk:

$$U_{ce} = \Omega_c \Omega_e (\delta_{ce} + i \sum_{\lambda\mu} \Gamma_{\lambda c}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{\mu e}^{\frac{1}{2}} A_{\lambda\mu}) \quad (\text{III.34})$$

ahol

$$\Omega_e = e^{i\{\omega_e - \arctg(F_e/G_e)\}} \quad (\text{III.35})$$

IV. A HATÁSKERESZTMETSZET ÉS AZ ÜTKÖZÉSI MATRIX KAPCSOLATA

IV. 1. A szórási amplitudó

(III.9) és (III.10)-ből láthatjuk, hogy a Ψ teljes hullámfüggvény a külső tartományban

$$\Psi = \sum_{cc'} (\delta_{cc'} I_c - U_{cc'} O_c) \psi_c A_{c'} \quad (\text{IV.1})$$

alakban írható. Az egyenlet jobb oldalához hozzáadjuk és le is vonjuk a

$$\Psi' = \sum_{cc'} (\delta_{cc'} I_c - e^{2i\omega_c} \delta_{cc'} O_c) \psi_c A_{c'} \quad (\text{IV.2})$$

hullámfüggvényt, amely valamennyi csatornában az F_c reguláris megoldással arányos, így

$$\Psi = \Psi' + \sum_{cc'} (e^{2i\omega_c} \delta_{cc'} - U_{cc'}) O_c \psi_c A_{c'} \quad (\text{IV.3})$$

Ezzel a befutó hullámra való explicit hivatkozást eltüntettük, mivel a bejövő síkhullám sorfejtésében a radiális hullámfüggvény szintén F_c -vel arányos. A következő lépés tehát az A_c együtthatók megválasztása, mégpedig úgy, hogy Ψ' egy Z tengely irányába mozgó, csak a Coulomb-tér által zavart beeső nyalábot írjon le, így

$$A_c \equiv \frac{i\pi^{\frac{1}{2}}}{k_\alpha} (2\ell+1)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{IV.4})$$

/lásd pl. [3]/, ahol $k_\alpha = \left(\frac{2M_\alpha |E_\alpha|}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ a hullámszámvektor. Ezt (IV.3)-ba beírva, valamint felhasználva Ψ' és O aszimptotikus alakját [3], [6] a kifutó hullám Ω_α szög alatt vett $A_{\alpha's'v',\alpha sv}(\Omega_\alpha)$ amplitudójára az $r_{\alpha'} \rightarrow \infty$ határesetben a következő kifejezést kapjuk:

$$\begin{aligned} A_{\alpha's'v',\alpha sv}(\Omega_\alpha) &= \frac{\pi^{\frac{1}{2}}}{k_\alpha} -C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) \delta_{\alpha's'v',\alpha sv} + \\ &+ i \sum_{\ell'm'} \sum_{\ell JM} (2\ell+1)^{\frac{1}{2}} (sv\ell 0 | JM) (s'v'\ell'm' | JM) T_{\alpha's'\ell',\alpha s\ell}^{J\pi} Y_{\ell'm'}(\Omega_{\alpha'}) \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

ahol

$$C_{\alpha}(\theta_{\alpha}) = \frac{1}{4\pi} \eta_{\alpha} \frac{1}{\sin^2 \theta_{\alpha}/2} e^{-2i\eta_{\alpha} \log \sin(\theta_{\alpha}/2)} \quad (\text{IV.6})$$

és

$$T_{\alpha's'l',\alpha s l}^{J\pi} = e^{2i\omega_{\alpha'l'}} \delta_{\alpha's'l',\alpha s l} - U_{\alpha's'l',\alpha s l}^{J\pi} \quad (\text{IV.7})$$

IV. 2. A differenciális hatáskeresztmetszet

Az $(\alpha \rightarrow \alpha')$ folyamat differenciális hatáskeresztmetszete definíció szerint:

$$d\sigma_{\alpha,\alpha'} = \frac{1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \sum_{\substack{s,s' \\ v,v'}} |A_{\alpha's'v',\alpha s v}(\Omega_{\alpha'})|^2 d\Omega_{\alpha'} \quad (\text{IV.8})$$

(IV.5)-t behelyettesítve és az impulzuszmomentum-algebra ismert összefüggéseit felhasználva:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\alpha,\alpha'}}{d\Omega_{\alpha'}} &= \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} |C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'})|^2 \delta_{\alpha\alpha'} + \\ &+ \frac{1}{k_{\alpha}^2 (2I_1+1)(2I_2+1)} \sum_{ss'} \sum_L B_L(\alpha's',\alpha s) P_L(\cos\theta_{\alpha'}) + \quad (\text{IV.9}) \\ &+ \frac{\sqrt{\pi}}{k_{\alpha}^2 (2I_1+1)(2I_2+1)} \sum_{J\ell s} (2J+1) \text{Re}[i T_{\alpha s \ell, \alpha s \ell}^{J\pi*} C_{\alpha}(\theta_{\alpha})] P_{\ell}(\cos\theta_{\alpha'}) \delta_{\alpha\alpha'} \end{aligned}$$

ahol

$$\begin{aligned} B_L(\alpha's',\alpha s) &= \frac{(-1)^{s'+s}}{4} \sum_{J_1^{\pi_1} J_2^{\pi_2}} \sum_{\substack{\ell_1 \ell_2 \\ \ell_1' \ell_2'}} Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, sL) Z(\ell_1' J_1 \ell_2' J_2, s'L) \times \\ &\times T_{\alpha's'\ell_1',\alpha s \ell_1}^{J_1^{\pi_1*}} T_{\alpha's'\ell_2',\alpha s \ell_2}^{J_2^{\pi_2}} \quad (\text{IV.10}) \end{aligned}$$

a $Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, sL)$ Z-együtthatók definíciója a következő:

$$Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, sL) = \sqrt{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2J_1+1)(2J_2+1)} \times \quad (IV.11)$$

$$\times (\ell_1 0 \ell_2 0 | L 0) W(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, sL)$$

ahol $W(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, sL)$ a Racah együttható.

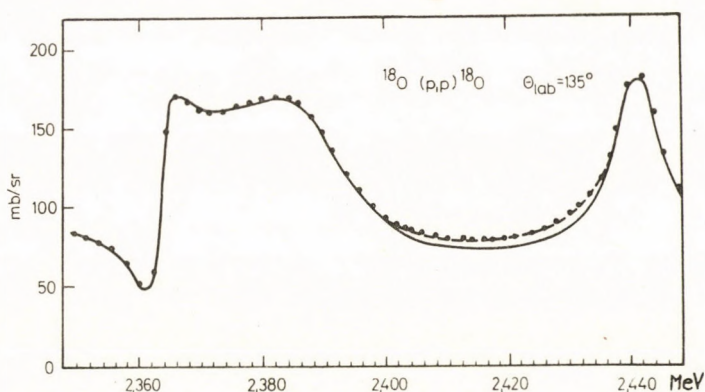
V. SZÁMITÁSI ELJÁRÁSOK

Láttuk, hogy az ütközési mátrix, és így a hatáskeresztmetszet is kiszámolható, ha ismerjük az R -mátrixot. (III.20) és (III.33) szerint az R -mátrix megadható az E_λ és $\Gamma_{\lambda c}$ mennyiségekkel. E_λ -t a rezonancia helyével, $\Gamma_\lambda = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$ -t a rezonancia teljes szélességével azonosíthatjuk. Az E_λ és $\Gamma_{\lambda c}$ mennyiségeket az elmélet nem tudja kiszámolni, de az E_λ és Γ_λ paramétereknek nagyon szemléletes fizikai jelentése van, a közelítő értékük a mért hatáskeresztmetszetből közvetlenül megbecsülhető. Az E_λ rezonanciahelyeket, a Γ_λ szélességeket, valamint a feltételezett $\Gamma_{\lambda c}$ parciális szélességeket és a rezonanciák spin-paritásait megadva a hatáskeresztmetszeteket kiszámíthatjuk, a mérttel egybevetethetjük, s ezzel ellenőrizhetjük feltevéseink helyességét. Az eljárást addig folytatjuk, amíg a kísérletileg mért és az elméletileg számolt hatáskeresztmetszetek megfelelően össze nem esnek, s így végeredményként a hatáskeresztmetszetben előforduló rezonanciák helyét, parciális szélességeit, spin és paritás értékét kapjuk.

A CDC-3300-as gépen két Fortran nyelvű R -mátrix programunk van. Az első egycsatorna-egyszint közelítésben dolgozik, a [7] RMATRIX kód továbbfejlesztett változata, eredetileg csak egész spinű részecskék rugalmas szóródásának kiszámítására volt alkalmas, ezért átírtuk úgy, hogy a feles spinű protonok rugalmas szórását is számolhatjuk vele. A rezonancia helyének, szélességének, spinjének és paritásának megadása után a program a megkívánt szögekre kiszámolja a rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszeteit [8].

A fenti program alkalmazhatóságának feltétele az, hogy a vizsgált rezonancia közelében ne legyenek más rezonanciák és hogy csak a rugalmas szórás mehessen végbe. Ezek a feltevések azonban csak korlátozott tartományban érvényesek. Ezért írtunk egy sokcsatornás, sokszintes R -mátrix programot, amely egyszerre 25 nívót, 10 féle J^π -t, 30 különböző szórási és reakciócsatornát képes figyelembe venni, $\ell \leq 4$ esetén. A bemenő adatok az E_λ rezonanciahelyek, a $\Gamma_{\lambda, ac\ell}^{J^\pi}$ parciális szélességek és a kísérleti felbontás. A program a megadott laboratóriumi szögek alatt kiszámolja a megkívánt szórások és reakciók differenciális hatáskeresztmetszeteit. A program addig alkalmazható, amíg a rezonanciák még nem olvadnak teljesen össze, a rugalmas szórás kiszámítása mel-

lett (p,p') , (p,α) , (α,n) stb reakciók kiértékelésére is alkalmas. A programot a [9]-ben olvasható sokcsatornás-sokszintes R-mátrix számolás segítségével ellenőriztük, itt a rugalmas $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$ proton szórás mellett figyelembe kellett venni a $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$ reakciót is /1. ábra/.



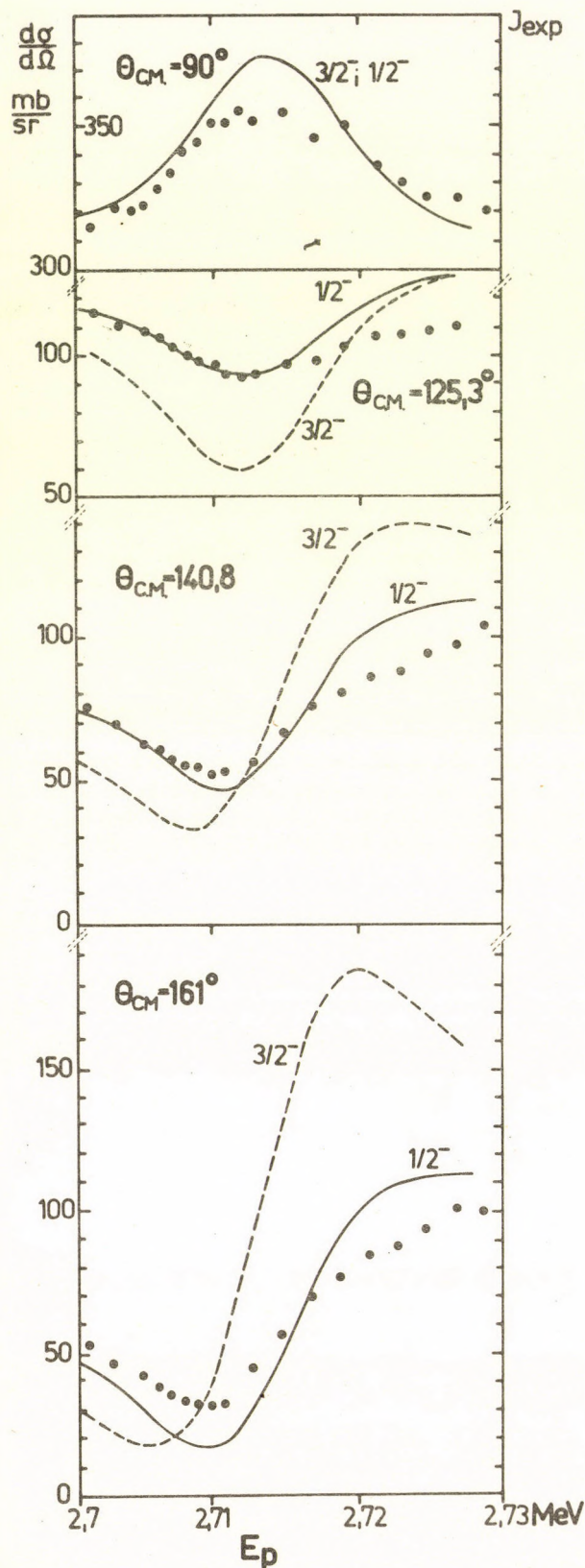
1. ábra. A $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$ rugalmas szórás számolt hatáskeresztmetszete. A sokcsatornás-sokszintes R-mátrix programunk a [9]-ben megadott szintekkel, proton és alfa parciális szélességekkel számolt. A folytonos vonal [9] számolási eredményeit, a pontok a mi eredményeinket ábrázolják, a szaggatott vonallal kihuzott részen mutatkozik némi eltérés.

Fig. 1. Calculated cross-section of the elastic scattering $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$. Our multichannel-multilevel R-matrix program has been run with levels and partial p- and alpha-widths given in ref. [9]. The solid line denotes the calculations of ref. [9], points indicate our own results. There is a small deviation visible in the part marked with dashed line.

Рис. 1. Вычисленное сечение упругого рассеяния $^{18}\text{O}(p,p)^{18}\text{O}$, уровни и парциальные протонные и алфа-ширины взяты из работы [9] и включены в нашу многоканальную многоуровневую программу R-матрицы. Непрерывная кривая взята из работы [9] точки показывают наши результаты, на участке рисованном штрихами можно видеть небольшое расхождение.

VI. ALKALMAZÁSI LEHETŐSÉGEK

Az alábbiakban illusztrációképpen néhány kiértékelést mutatunk be. A rezonanciákat az ATOMKI 5 MeV-es Van de Graaff generátorán mértük, a hatáskeresztmetszeteket a kísérleti adatokhoz illesztett számított rugalmas szórás hatáskeresztmetszet-



2. ábra.

$^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$ rugalmas szórás hatáskeresztmetszete.

$E_{\text{res}} = 2.714 \text{ MeV}$, $\Gamma = 12 \text{ keV}$. A pontok a kísérleti adatok, a folytonos vonal a $J^\pi = 1/2^-$ -t, a szaggatott vonal a $J^\pi = 3/2^-$ -t feltételező, a kísérleti felbontást 6 keV / figyelembe vevő, számított görbék.

Fig. 2.

Cross-section of the elastic scattering $^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$, $E_{\text{res}} = 2.714 \text{ MeV}$, $\Gamma = 12 \text{ keV}$. Points represent experimental data, the solid and dashed lines indicate calculations assuming $J^\pi = 1/2^-$, and $3/2^-$ respectively. An experimental resolution at 6 keV was taken into account.

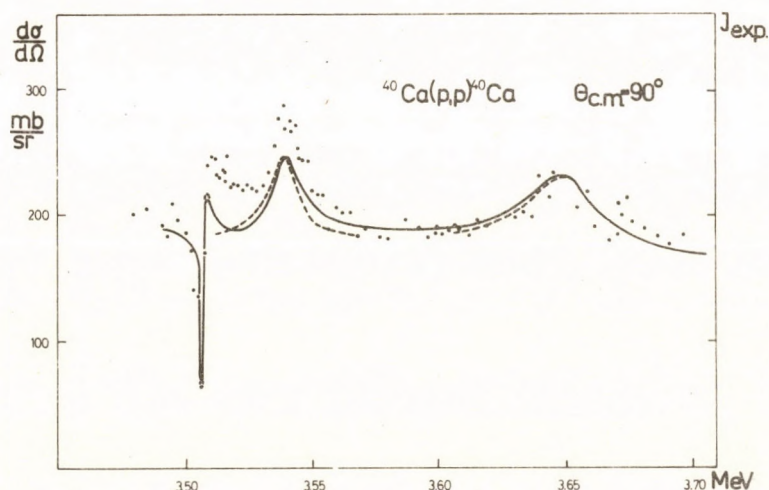
Рис. 2.

Сечение упругого рассеяния $^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$. $E_{\text{res}} = 2.714 \text{ МэВ}$, $\Gamma = 12 \text{ кэВ}$. Точки обозначают опытные данные, непрерывная и штриховая кривые показывают вычисления соответствующие $J^\pi = 1/2^-$ и $J^\pi = 3/2^-$. Учитывалось экспериментальное разрешение 6 кэВ .

re normáltuk.

A $^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$ szórásban az $E_p=2.714$ MeV-nél [$E(^{41}\text{Sc})=3.733$ MeV] jelentkező $\Gamma=12$ keV-es rezonancia jól teljesíti az egyszaturna-egyszint közelítés feltételeit. A rezonancia spinje eddig nem volt ismeretes. A rezonanciának megfelelő $\ell=1$ pályamomentumot könnyű volt meghatározni, $J^\pi=1/2^-$ és $J^\pi=3/2^-$ között a 2. ábra alapján $J^\pi=1/2^-$ mellett döntöttünk.

A $^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$ rugalmas szórásban $E_p=3.505$ MeV-nél megjelenő $\Gamma \sim 0,5$ keV széles, az $E_p=3.537$ MeV-nél megjelenő $\Gamma \sim 12$ keV-es és az $E_p=3.647$ -nél megjelenő $\Gamma \sim 36$ keV-es rezonanciákat a sokcsaturna-sokszintes programmal számolva, és ezt a számolást az egyszint közelítéssel összehasonlítva az alábbi eredményhez jutunk /3. ábra/.



3. ábra. $^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$ rugalmas szórás hatáskeresztmetszete. A figyelembe vett rezonanciák $E_p=3.505$ MeV, $\Gamma=0,5$ keV, $J^\pi=1/2^+$; $E_p=3.537$, $\Gamma=12$ keV, $J^\pi=3/2^-$; $E_p=3.647$ MeV, $\Gamma=36$ keV, $J^\pi=1/2^-$. A folytonos vonal a sokszintes számolást, a szaggatott vonal az egyszint közelítést jelöli, a pontok a mérési eredmények. A számított hatáskeresztmetszet nincs átlagolva a kísérleti felbontásra.

Fig. 3. Cross-section of the elastic scattering $^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$. The following three resonances were taken into account: $E_p=3.505$ MeV, $\Gamma=0,5$ keV, $J^\pi=1/2^+$; $E_p=3.537$ keV, $\Gamma=12$ keV, $J^\pi=3/2^-$; $E_p=3.647$ MeV, $\Gamma=36$ keV, $J^\pi=1/2^-$. Solid line represents the multilevel calculation, dashed line indicates one-level approximation, points show experimental data. Calculated cross-section has not been averaged for experimental resolution.

Рис. 3. Сечение упругого рассеяния $^{40}\text{Ca}(p,p)^{40}\text{Ca}$ принимая в внимание следующие резонансы: $E_p=3.505$ Мэв, $\Gamma=0.5$ кэв, $J^\pi=1/2^+$; $E_p=3.537$, $\Gamma=12$ кэв, $J^\pi=3/2^-$; $E_p=3.647$ Мэв, $\Gamma=36$ кэв, $J^\pi=1/2^-$. Непрерывная кривая отмечает многоуровневое вычисление, штриховая показывает одноуровневое приближение, точки обозначают опытные данные. Вычисленное сечение не усреднялось по экспериментальному разрешению.

A fenti kiértékelések bemutatása csupán illusztráció, az adatok pontos értékelése, valamint más mérések analízise jelenleg is folyik.

Köszönetemet fejezem ki Dr. Koltay Edének és Dr. Gyarmati Borbálának munkám támogatásáért. Köszönöm M. Balakrishnannak, hogy rendelkezésünkre bocsátotta az egyszint közelítésben dolgozó, α -részek rugalmas szórásának kiszámítására alkalmas RMATRIX kódot.

IRODALOM

- [1] Gyarmati B., Kandidátusi értekezés, 1971.
- [2] Dolinszky T., Kandidátusi értekezés, 1969.
- [3] A. M. Lane, R. G. Thomas: Revs. Mod. Phys. 30 /1958/ 257.
- [4] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, Quantenmechanik, Akademie-Verlag, Berlin, 1967.
- [5] R. G. Thomas: Phys. Rev. 97 /1955/ 224.
- [6] Schiff L. I., Quantum Mechanics, Mc Graw-Hill Book Company, Inc., New York, 1949.
- [7] M. Balakrishnan, magánközlés.
- [8] J. M. Blatt, L. C. Biedenharn: Revs. Mod. Phys. 24 /1952/ 258.
- [9] D. L. Sellin, H. W. Newson, E. G. Bilpuch, Ann. Phys. 51 /1969/ 461

A BATTONYAI KVARCPORFIR KORÁNAK MEGHATÁROZÁSA A Rb/Sr MÓDSZERREL

BALOGH KADOSA - KOVÁCH ÁDÁM

A Pannon Medence déli peremén mélyfurásokkal feltárt savanyu vulkáni kőzetek korára a Rb/Sr izokron módszerrel 240 ± 15 millió év adódott, így a déli medenceperem posztorogén vulkáni tevékenysége az alsó és felső perm határára helyezhető.

DETERMINATION OF THE AGE OF THE BATTONYA QUARTZ PORPHYRIES BY THE Rb/Sr METHOD. A Rb/Sr isochron age of 240 ± 15 million years has been ascertained for the acid volcanics disclosed by deep drillings at the southern margin of the Pannonian Basin, assigning this volcanic activity of postorogenic character to the boundary of the Early and Late Permian.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗРАСТА КВАРЦЕВЫХ ПОРФИРОВ В ОКРЕСТНОСТИ БАТТОНЬЯ РУБИДИЕГО-СТРОНЦИЕВЫМ МЕТОДОМ. Для обнаруженных глубокими бурениями кислых вулканических пород южного края Паннонского Бассейна изохронный Rb/Sr возраст 240 ± 15 милл. лет был определен. Следовательно, возраст посторогенного вулканизма на южном краю бассейна соответствует границе нижнего и верхнего перма.

BEVEZETÉS

A Pannon Medence déli peremén, Battonya-Mezőhegyes térségében lemélyített furások a kristályos medencealjzat "békési medence" néven ismert depressziójának centrális, kiemelkedő részén, a medencealjzat granitoid és metamorf kőzetei mellett és azokra közvetlenül települten bizonytalan vastagságú savanyu vulkáni kőzetösszletet tártak fel. A Battonya község nyugati határában mélyített furások mintegy 5 km átmérőjű, összefüggő kvarcporfirtest körülhatárolását tették lehetővé, feltehetően kisebb kiterjedésű maradványokat jeleznek a Pitvaros-1 és 2, valamint a Mezőkovácsháza-1 furások kvarcporfirjai. A kőzettani,

geokémiai szempontból egyaránt egységes jellegű vulkáni-szub-vulkáni tömeghez csatlakozóan, teléres-hipabisszikus kifejlődésű savanyu eruptívumok mutathatók ki a Battonyától ÉÉNy-ra elhelyezkedő pusztaföldvári terület medencealjazatának metamorf összletében.

A Szepesházy [1] által adott összefoglaló közettani leírás szerint a - feltehetően erőteljes lepusztulásnak alávetett - monogén vulkáni kőzetösszlet a centrális részeken erősen porfiros, a peremi részek felé haladva egyre inkább fluidális jellegű, inhomogén hablávára utaló szövettel. A feltételezett kitörési centrumtól legtávolabb eső furásokban tufajellegű változatok is jelentkeznek, feltehetően a vulkáni tevékenység kezdeti szakaszában fellépett tufaszórás anyagát képviselve. A lávakőzetek porfiros elegyrészei között uralkodó a többé-kevésbé reszorbeált, dihexaéderes kvarc. A vulkanitokat regionális metamorfózis nem érte, az észlelhető elváltozások tulnyomórészt kataklázisok mentén, helyi jelleggel alakultak ki.

A kvarcporfir-vulkánosság korára nézve támpontként szolgál, hogy törmelékanyaga a környező területek triász rétegsorát bevezető homokkővekben benne van [1]. Tekintettel arra, hogy a vulkanitok közvetlenül a battonyai /szintektonikus/ gránittestre, illetve a gránit metamorf köpenyének kőzetösszletére települnek, korbelt alsó behatárolásuk csupán feltételezések alapján lehetséges. Közettani és regionális analógia alapján Szepesházy [1] a kvarcporfirokat eredményező, posztorogén vulkáni tevékenységet - a krassó-szőrényi kvarcporfirok korával történő párhuzamosítás révén - a felső permbe helyezi. Tekintettel azonban arra, hogy a párhuzamosítás alapjául szolgáló vulkanitok korának rögzítése is elsősorban a triász rétegsorhoz való viszonyuk alapján történt [2], e korbesorolás megerősítésre szorul annál is inkább, mert a battonyai kvarcporfirral kapcsolatba hozható területek savanyu vulkáni termékein izotóp-koradatok nem állnak rendelkezésre.

MÉRÉSI EREDMÉNYEK ÉS ÉRTÉKELÉSÜK

A jelen munkában foglalt mérések alapjául az Országos Kőolaj- és Gázipari Tröszt által rendelkezésünkre bocsátott minták szolgáltak. A Bat-27. sz. furás 1059.0-1060.0 m.; Bat-32 sz. furás 1045.0-1046.5 m.; Bat-35 sz. furás 1065.0-1066.0 m.; valamint a Bat-53 sz. furás 1033.0-1034.5 m. szakaszából származó minták mind magas SiO_2 tartalmuak ($\text{SiO}_2 > 74\%$), devitrifikált üveges hablávából származnak. A minták kevés fenokristályt tartalmaznak /reszorbeált magas kvarc, földpát/, az alapanyagban hidrocsillámos átalakulás mutatkozik.

A Rb/Sr módszerrel történt kormeghatározáshoz a rubidium és stroncium kvantitatív elválasztására a Sámsoni [3] által leírt, ioncserélő eljárás alapján módosított változatát alkalmaztuk. A Rb és Sr mennyiségi meghatározása tömegspektrométerrel, a stabil izotóphigitás módszerével történt,

pontosan kalibrált, ^{87}Rb -ban illetve ^{87}Sr -ban dúsított rubidiumot illetve stronciumot tartalmazó törzsoldatok segítségével. Mind a Rb és Sr mennyiségi meghatározását, mind a stroncium izotópszétételének mérését MI 1305 típusú tömegspektrométerrel, egyszalagos termikus ionforrással végeztük. Az ionforrásban izozszálként elektrolitikus uton oxidált felületű tantál izzószálat, az ionáramok detektálására szekundér elektronsokszorozót alkalmaztunk. A mérési eredményeket a teljes rendszer okozta tömegdiszkriminációs hatásokra a $^{86}\text{Sr}/^{88}\text{Sr}$ arányhoz történő normalálás segítségével korrigáltuk, a $^{86}\text{Sr}/^{88}\text{Sr}$ arányt - a nemzetközi gyakorlatnak megfelelően - 0.1194-nek véve. A ^{87}Rb nuklid bomlási állandójaként az $1.39 \cdot 10^{-11}$ év $^{-1}$ értéket fogadtuk el [4].

A négy battonyai kvarcporfir-mintán végzett mérések eredményeit az I. Táblázat, valamint az 1. ábra tartalmazza.

I. Táblázat

Battonyai kvarcporfir-mintákon nyert mérési eredmények

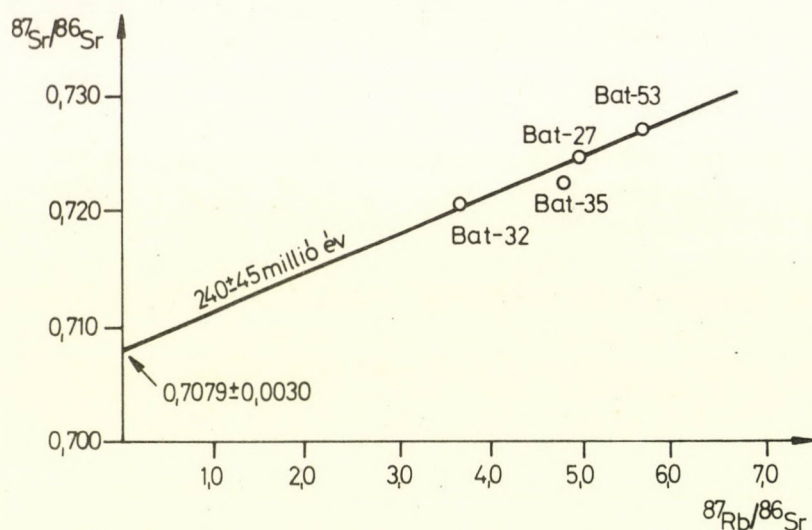
Minta	Rb ppm	Sr ppm	$^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$	$^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$	T millió év
Bat-53 sz. furás 1033.0-1034.5 m.	204	105	0.7271 ± 0.0020	5.64	245
Bat-27 sz. furás 1059.0-1060.0 m.	197	115	0.7248 ± 0.0040	4.97	244
Bat-35 sz. furás 1065.0-1066.0 m.	193	117	0.7226 ± 0.0012	4.75	223
Bat-32 sz. furás 1045.0-1046.0 m.	181	143	0.7205 ± 0.0015	3.66	247
Átlagos kor:					240 ± 12

Table I. Results of measurements on the Battonya quartz porphyries.
Табл. I. Результаты измерений на образцах кварцевых порфиров окр. Баттонья.

Az I. táblázatban foglalt "analitikai" korértékeket a radioaktív bomlás alaptörvényéből közvetlenül levezethető,

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr} - (^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr})_0}{^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}} + 1 \right]$$

összefüggés alapján számítottuk, a mintákba azok megszilárdulása idején beépült stronciumra jellemző, nemradiogén "kiindulási" ($^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$)₀ izotóparányt 0.7079-nek véve. E választást indokol-



1. ábra. Battonyai kvarcporfirok izokron-diagrammja.
 Fig. 1. Isochron diagram of the Battonya quartz porphyries.
 Рис. 1. Изокронная диаграмма кварцевых порфиров окр. Баттонья.

ja, hogy egyrészt a mérési eredményeknek az izokron-módszerrel történt értékelése során ez az érték adódik legvalószínűbb kiindulási izotóparányként, másrészt a vulkanitok gyökérrégiójában elhelyezkedő és közetkémiai szempontból a kvarcporfirvulkanizmus termékeivel genetikai kapcsolatba is hozható [5] gránittest izotópanalitikai vizsgálata során igen jó közelítéssel azonos (0.7080) kiindulási izotóparány-értéket határoztunk meg a gránittest savanyu összletének közeteiben [5]. A Rb és Sr mennyiségi meghatározásának pontatlansága $\pm 2\%$, a számított analitikai /modell/ korértékek átlagának hibakorlátait az egyes mintákra adódó koradatoknak átlagukhoz viszonyított szórásával adtuk meg.

Az 1. ábrán az I. táblázatban összefoglalt mérési eredményeket a Nicolaysen [6] által bevezetett izokron-diagramban adtuk meg, a mért $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ izotóparányt tüntetve fel a $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$ arány függvényében. A négy mérési adat viszonylag jól illeszkedik egyetlen egyenesre /izokronra/ amelynek meredekségéből számíthatóan a négy minta közös izokron-korára 240 ± 45 millió év, míg az abszcisszával való metszéspontra - mely a kezdeti, nemradiogén $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ arányt szolgáltatja - 0.7079 ± 0.0030 adódik eredményül. Az izokron egyenletének meghatározásánál, mivel a mért mennyiségek közül a koncentrációarányok mérési hibái elhanyagolhatóak az izotóparányok meghatározásának bizonytalanságából adódó mérési hibákhoz képest, lineáris regressziós eljárást alkalmaztunk, és a számított paraméterek hibáit is a regressziós paraméterek szórásai alapján adtuk meg.

Az izokron egyenletének regressziós módszerrel való számítása során az abszcisszával való metszéspontról tartozó szórás viszonylag nagy / ± 0.0030 / adódik. Ez arra vezethető

vissza, hogy a vizsgált négy minta Rb/Sr aránya csak kevéssé tér el egymástól, így a nulla Rb/Sr arányra történő extrapolálás is viszonylag bizonytalan értéket szolgáltat, megnövelve egyúttal az izokron meredekségének tapasztalati szórását is. A nyert metszéspont számszerű értékének igen jó egyezése a terület granitoid kőzeteire jellemző kezdeti izotóparánnyal, továbbá az ennek felhasználásával számított analitikai koroknak a regressziós számításból adódónál lényegesen alacsonyabb szórása arra engednek következtetni, hogy a regressziós egyenes paramétereinek szórása alapján megadott statisztikus hiba mind az izokron-kor, mind a kvarcporfirvulkanizmushoz rendelhető kezdeti $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ arány vonatkozásában erősen tulbecsült. Amennyiben a kezdeti izotóparányt - a jelen mérések eredményeitől független információ felhasználásával - 0.0010 szórással tekintjük ismertnek, úgy az ennek felhasználásával az izokron-kor hibájára ± 15 millió év adódik, amelyet már reális hibakorlátnak tekinthetünk.

Az izokron-módszerrel meghatározott izotóp-kor a jelenleg elfogadott földtani időskála [7] adatainak alapján alátámasztja a kvarcporfirvulkanizmusnak a permbe való helyezését. Szepesházy [1] - analógia alapján - a vulkanitok keletkezésének koraként egyértelműen a felső permet adja meg, az izotóp-kor számszerű értéke legvalószínűbb földtani korként az alsó és felső perm határára utal, a mérések hibakorlátaikat is tekintetbe véve megerősítve a korábbi feltételezéseket.

IRODALOM

- [1] Szepesházy K., Kőzettani adatok a battonyai gránit ismeretéhez. M. Áll. Földt. Int. Évi Jel. 1967-ről, pp. 227-266, 1969.
- [2] Dimitrescu, R., Cercetari geologice in regiunea Siria. D.S. Com. Geol. 1957-58., 45 /1962/
- [3] Sámsoni Z., Eruptiv kőzetek és csillámok Rb valamint Sr tartalmának kinyerése és elkülönítése. ATOMKI Közlemények, 9 /1967/ 105.
- [4] Kovách, Á., A re-determination of the half life of rubidium-87. Acta Phys. Acad. Sci. Hung., 17 /1964/ 341.
- [5] Kovách, Á., Szalay, Á., Közlésre még nem került adatok.
- [6] Nicolaysen, L.C., Graphic interpretation of discordant age measurements on metamorphic rocks. Ann. N.Y. Acad. Sci., 91 /1961/ 189.
- [7] Geological Society Phanerozoic time-scale 1964. Quart. J. Geol. Soc. Lond., 120S /1964/ 260.

ELEMENTARY CALCULATIONS ON THE OPTIMUM SIZE OF THE DETECTOR AND THE SAMPLE AT RADIOISOTOPE EXCITED X-RAY EMISSION ANALYSIS*

D. BERÉNYI

The optimum size of the detector and that of the sample was calculated on the basis of rough approximations for the case when the exciting source is around the detector. The conclusion obtained was that the usage of a detector and a sample with a radius higher than 2-3 cm is not reasonable.

ELEMÍ SZÁMITÁSOK A DETEKTOR ÉS MINTA OPTIMÁLIS MÉRETÉRE VONATKOZÓLAG RADIOIZOTÓP-GERJESZTÉSES RÖNTGEN-EMISSIONS ANALIZISNÉL. Durva közelítéseken alapuló számításokat végeztünk a detektor és minta optimális méretére vonatkozólag arra az elrendezésre, amikor a gerjesztő radioaktív forrás a detektor körül foglal helyet. A számítások arra az eredményre vezettek, hogy sem detektort, sem mintát nem érdemes 2-3 cm-nél nagyobb sugarú használni.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ РАСЧЕТЫ НА ОПТИМАЛЬНЫЕ РАЗМЕРЫ ДЕТЕКТОРА И ОБРАЗЦА ПРИ РЕНТГЕНОВСКОМ ЭМИССИОННОМ АНАЛИЗЕ РАДИОИЗОТОПНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ. Оптимальные размеры детектора и образца были рассчитаны на основе грубой аппроксимации в том случае когда источник расположен вокруг детектора. Получен вывод о том, что использовать детекторы и образцы радиусом больше чем 2-3 см не целесообразно.

It is well known that radioisotope excitation came to have an increasing role in X-ray fluorescence analysis in the last years. At this excitation the arrangement of the detector, the radioactive source and the sample can be different /cf. ref. [1] in which four different arrangements are shown and treated/. Of these the most frequently used solution is nowadays - especially as the use of semiconductor detectors of relatively small surface is becoming more general - where the exciting

* Presented at the Radioanalytical Symposium, Veszprém, October 4-6, 1973.

source is located around the detector and the specimen to be examined is placed opposite to them [2-4] /see. Fig. 1./.

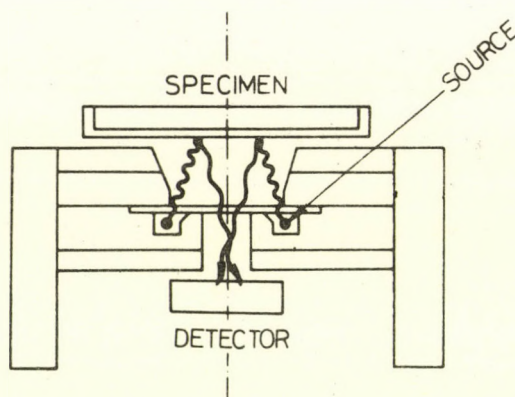


Fig. 1. Sketch of the arrangement of the specimen, detector and exciting radioactive source at X-ray fluorescence analysis using a semiconductor detector /taken from a Kevex prospectus/.

1.ábra. A detektor, minta és gerjesztő forrás kölcsönös elhelyezkedésének vázlata röntgen emissziós analízisnél félvezető detektorral /Kevex prospektusból átvéve/.

Рис. 1. Расположение детектора, образца и источника при рентгено-эмиссионном анализе полупроводниковым детектором /из проспекта фирмы Kevex/.

It is obvious that here the arrangement is the better the more the source and the detector are in the same plane /it can be nearly completely realized using scintillation detectors/. There are also experiences of our own and those of other authors according to which there exists an optimum in the distance between the detector and the sample /e.g. in ref. [1] where the change of intensity of the fluorescent X-rays is plotted as a function of the distance in question/. Neither a too small nor a too long distance is desirable. The actual value of the optimum distance is some mm in general.

During our work carried out in the frame of an actual industrial contract, it came to light that one cannot find any consideration on the optimum size of the detector and that of the sample in the pertaining papers. That is the reason why we carried out the present rough calculations to obtain an approximate orientation at least, on the basis of which we can provide a crystal of the most suitable size without delay.

The simplified sketch of the arrangement is given in Fig. 2 with the applied designations. In the present approximate considerations source was supposed to be located just beside around the detector practically without dimension. It is almost trivial that the "goodness" of the arrangement, i.e. the

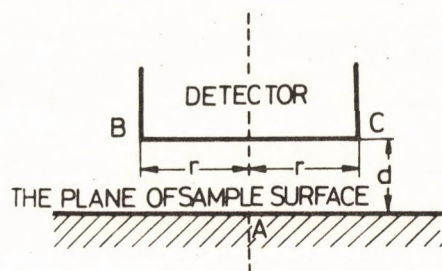


Fig. 2. The simplified sketch of the arrangement, on the basis of which the approximate calculations of the present paper were carried out.

2.ábra. Az elrendezés egyszerűsített vázlata, amelynek alapján a jelen közlemény közelítő számításait végeztük.

Рис. 2. Схема расположения на базе которого грубые расчеты сделаны в настоящей работе.

efficiency of the X-ray emission analysis /XEA/ depends on the product of two angles. One of them is defined by the visibility of the points of the sample from the source, and the other by that of the detector from the points of the sample. The former angle is in a rough plane approximation /sweeping half part of the sample under the detector from the B and C points, respectively/

$$\phi = \frac{r}{\sqrt{r^2 + d^2}} \cdot$$

The second angle is

$$\omega = \frac{2r}{\sqrt{r^2 + d^2}},$$

with reference to the point A. The efficiency of the analysis is the higher the greater the angle of irradiation from the source to the specimen is, and at the same time, the greater the angle of visibility of the detector is from the points of the sample. If the calculations are carried out as a function of r , the radius of the detector, at a fixed d /the distance between the detector and the sample/ the curve in Fig. 3 will be obtained. In this Figure two other curves can be seen, as well. One of them was calculated on the basis of similar considerations as the first, but in a three-dimensional approximation. The third curve was calculated also in a three-dimensional approximation except that the angle ω was not taken from the middle point /A/ but from a side-point.

Figure 3 shows that it is not reasonable to use a much

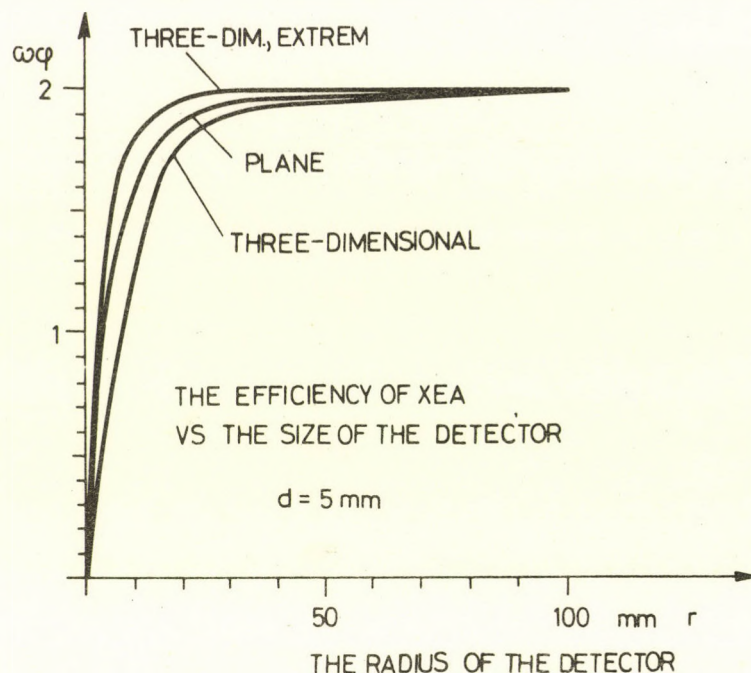


Fig. 3. The efficiency of XEA as a function of the detector-size calculated in three different approximations.

3.ábra. A röntgen-emissziós analízis /REA/ hatásfoka a detektor-méret függvényében három különböző közelítés esetére.

Рис. 3. Эффективность рентгеновского эмиссионного анализа /РЭА/ в функции размера детектора в трех разных аппроксимациях.

larger detector than of 2 cm radius because the curves go into saturation. Using a larger detector the gain is rather small. Taking into consideration the absorption effect of the air, not only a saturation but even an optimum at a radius of about 2 cm can be observed /Fig. 4/. The latter calculations were made for the X-rays of Ca.

If we change the distance between the sample and the detector, the optimum detector size will change only slowly /cf. Figs. 5 and 6/. All the curves in Figs. 5 and 6 were calculated in a plane approximation.

Regarding the appropriate size of the sample, the following considerations and calculations, respectively, were performed. The radius of the sample was increased and correspondingly the increase in the angles ϕ and ω was calculated approximately. The result of the calculations is given in Fig. 7 /r - the radius of the detector, R - the radius

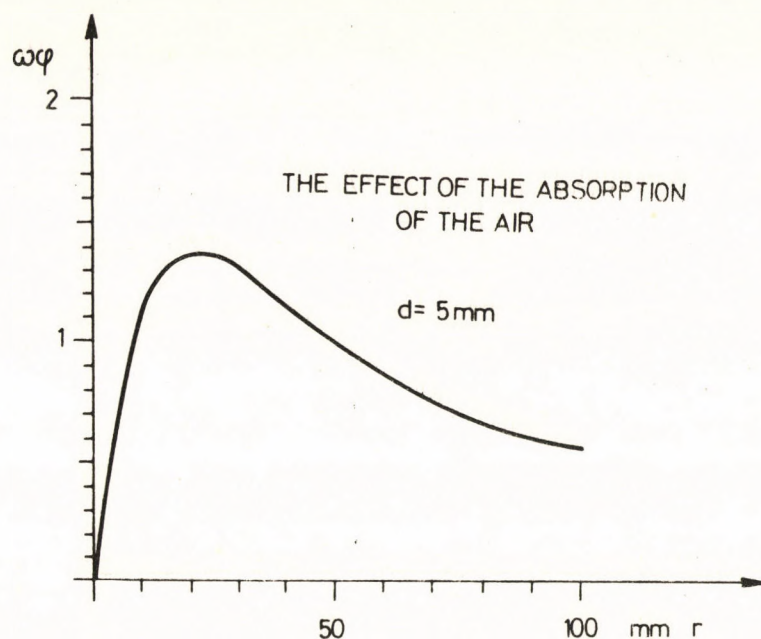


Fig. 4. The efficiency of XEA vs. the radius of the detector taken into consideration the absorption effect of the air.

4.ábra. A REA hatásfoka a detektor sugarának függvényében figyelembe véve a levegő abszorpciós hatását

Рис. 4. Эффективность РЭА в функции радиуса детектора учитывая и эффект воздуха.

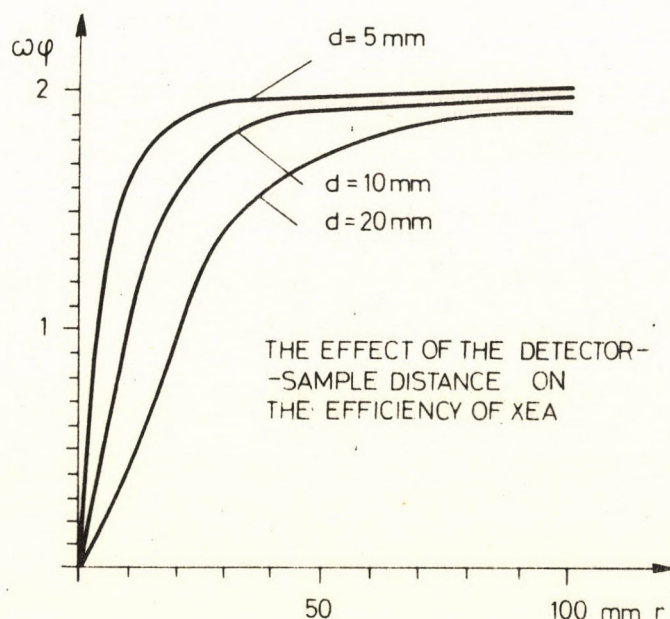


Fig. 5. The effect of the distance between the detector and the sample on the efficiency of XEA plotted as a function of the radius of the detector.

5.ábra. A detektor és minta közötti távolság hatása a REA hatásfokára a detektor sugarának függvényében ábrázolva.

Рис. 5. Эффект расстояния между детектором и образцом на эффективность РЭА в функции радиуса детектора.

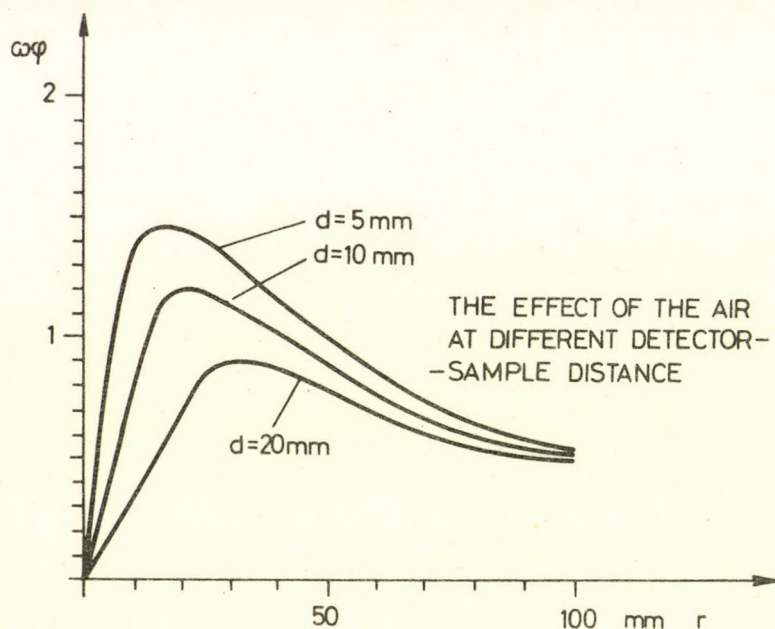


Fig. 6. The same curves as in the case of Fig. 5., except that the absorption effect of the air is taken into consideration.

6.ábra. Ugyanazon feltételek mellett számított görbék, mint az 5. ábránál, kivéve, hogy a levegő abszorpciós hatása is figyelembe van véve.

Рис. 6. Те же самые кривые как в Рис. 5. но эффект воздуха тоже включен в расчет.

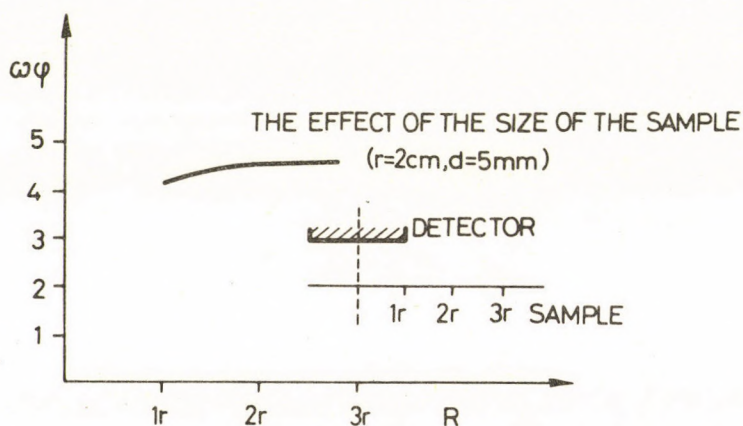


Fig. 7. The efficiency of XEA versus the size of the sample relatively that of the detector. R is the radius of the sample and r is the radius of the detector.

7.ábra. A REA hatásfoka a minta-méret függvényében a detektor sugarát véve egységnek. R - a minta sugara, r - a detektor sugara/.

Рис. 7. Эффективность РЭА в функции размера образца относительно к детектору. R - радиус образца, r - радиус детектора.

of the sample/. It can be seen that the gain is not much if the size of the sample is larger than that of the detector. Taking into consideration the absorption effect of the air, it is obvious that the conclusions above should be still corroborated.

Finally, it should be noted that the appropriate choice of the irradiating source, its backing and the thickness of the detector /in connection with this latter question cf. ref. [5]/ as well as that of the sample also can be important, or maybe decisive, at the solution of the actual task. The usage of the electronic biases and windows is also to be mentioned.

REFERENCES

- [1] J. R. Rhodes, Isotopes and Rad. Techn. 8 /1970-71/ 153.
- [2] C. Shenberg and S. Amiel, Anal. Chem. 43 /1971/ 1025.
- [3] J. Kuusi, M. Virtanen and P. Jauko, Nucl. Technology, 13 /1972/ 216.
- [4] T. J. Kneip and G. R. Laurer, Anal. Chem. 44 /1972/ 67A.
- [5] L. Górski, Nucleonica 6 /1961/ 404.

THE COMPUTER PROGRAMME ALGAMMA FOR THE ANALYSIS OF γ -RAY SPECTRA FROM Ge(Li) SPECTROMETERS

G. SZÉKELY

The computer programme ALGAMMA is described and the way of its use on the computer CDC-3300 is explained. The programme is an improved version of G. Winter's code GAMMA [1], it performs the computer analysis of observed spectra. The peaks are fitted with Gaussian curves using the least-squares procedure /complex peaks are decomposed automatically/. It gives the parameters of the peaks, the errors of the parameters and performs an energy and efficiency calibration.

ALGAMMA, Ge(Li) SPEKTROMÉTERREL MÉRT γ -SPEKTRUM KIÉRTÉKELŐ PROGRAM. A cikkben az ALGAMMA komputer-programot ismertetjük és a CDC-3300 számítógépen való felhasználását írjuk le. A program, amely G. Winter GAMMA nevű programjának [1] átírása, mért spektrumok kiértékelését végzi. A csúcsokra legkisebb négyzetek módszerével Gauss-görbéket illeszt /komplex csúcsokat automatikusan bont szét/, megadja a csúcsok paramétereit, a paraméterek hibáját, valamint energia- és hatásfok-hitelesítést végez.

ПРОГРАММА АЛГАММА ДЛЯ ОБРАБОТКИ ГАММА-СПЕНТРОВ, ИЗМЕРЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ Ge(Li)-СПЕНТРОМЕТРОВ. Описывается программа АЛГАММА и ее использование на вычислительной машине CDC-3300. Программа-переработка программы Г. Винтера ГАММА [1] -выполняет анализ измеренных спектров. На пики накладываются кривые Гаусса методом наименьших квадратов, сложные пики разлагаются автоматически. Программа позволяет определить параметры пиков и ошибки параметров а также выполняет калибровку по энергии и эффективности.

I. INTRODUCTION

The code arrived at this institute in 1972 from Dubna where it has been run on the computer CDC-1604A under the name GAMMAD1 [1, 2]. We have also a CDC computer a CDC-3300 at our

disposal but as there has been much difference between the ALGOL machine representation of CDC-3300 and that of the CDC-1604A, we had several difficulties during the adapting procedure. In addition to routine changes /e.g.: rewriting all of the I/O statements, converting about 16 basic symbols, elimination of the ARITHMETIC UNDERFLOWS, etc./ the following changes have been carried out:*

- corrections in the declarations and in the part that makes the graph of the fit on line printer /GRAPH/ ,
- elimination of the procedures POT and IINV,
- increasing the speed of: the matrix inverting procedure, the procedure for fitting polynomials, the part GRAPH,
- building in the possibility of the restart and the possibility to have the code run without energy calibration.

II. MATHEMATICAL METHOD

The mathematical bases of the computations are described in details elsewhere [1], [2], [7], so here we sketch only the substance of them.

1. Fitting procedure

The task is to solve the well-known least-squares minimization

$$S^2 = \sum_i w_i [y_i - f(x_i, \vec{p})]^2 \rightarrow \min! , \quad \begin{array}{l} i = 1, 2, \dots, N \text{ and} \\ \vec{p} = (p_1, p_2, \dots, p_K), \end{array} \quad (1)$$

where

y_i : counts in the i -th channel

x_i : channel number

$$f = p_1 + p_2 x + (p_3 x^2) + \sum_{\ell} p_4^{(\ell)} \exp[-(x - p_6^{(\ell)})^2 / 2(p_5^{(\ell)})^2], \quad \ell = 1, 2, \dots, M$$

$$w_i = \frac{1}{y_i}$$

i : runs from 1 to a number that had been determined automatically in advance. It will be described in section III/3.

* Besides the above mentioned changes we are going to finish rewriting the programme to another programming language SIMULA [4] in the near future, since the compiler of this language on the CDC-3300 gives an object programme running 2-3 times faster than that in the case of the ALGOL compilation.

The problem of finding a $p_1, \dots, p_K$ parameter-set, minimizing the function $S^2(p_1, \dots, p_K)$ given in (1) is equivalent to determine a solution of the following set of simultaneous equations in p_j

$$\frac{\partial S^2}{\partial p_j} = 0, \quad j = 1, 2, \dots, K. \quad (2)$$

As Eq. (2) has no explicit solution in our case we apply an approximating method the so-called "linearization". The substance of it is that we replace the above f with a linear function f^* . This f^* can be obtained from the first two elements of the Taylor series of f

$$f^*(x, p_j) = f(x, p_j) + \sum_i \frac{\partial f}{\partial p_i} \delta p_i, \quad i = 1, 2, \dots, K. \quad (3)$$

Substituting f^* into (2) we can solve exactly this set of simultaneous linear equations, i.e. we can determine δp_i ($i = 1, 2, \dots, p_K$) which gives us the corrections of p_i . This way the new p_i can be determined

$$\bar{p}_i^0 = p_i^0 + \delta p_i \quad (i=1, 2, \dots, K).$$

Now the iteration procedure is obvious: forming the new f^* with $\bar{p}_i^0$, substituting the new f^* to (2), solving (2), e.t.c. The iteration is finished as the convergence criteria is reached.

The convergency of the procedure depends on the accuracy of the initial estimates p_i^0 and the values of the higher derivatives of f by p_i . In practical cases the parameters of the Gaussian function can be well estimated from the spectrum and so the higher derivatives are sufficiently small for the convergency of the procedure.

The fact that the FWHM /full width at half maximum/ is approximately a linear function of energy in a spectrum, is built in the programme as a capability of reducing the number of the parameters. If we know this function we can eliminate the FWHM as a variable parameter because it can be calculated using this function. The application of this relationship is extremely useful in the analysis of complex peaks as it reduces the probability that a fit will fail to converge. The errors of the parameters p_i determined by the iteration procedure above can be calculated from the following formula:

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{S^2}{N-K}} R_{ii},$$

where:

S^2 is the final value of the function $S^2(p_1, p_2, \dots, p_K)$, i.e. the expression (1) with the final values of p_i

$N-K$ is the number of degrees of freedom,

R_{ii} comes from Eq. (2) with the last p_i . This is the diagonal element of the inverse of the coefficient matrix of the set of simultaneous linear equations (2).

The final value of S^2 mentioned above is useful to control the goodness of fit because it can be shown that the values of S^2 are approximately chi-square distributed with $N-K$ degrees of freedom. So, if S^2 is not greater than a value about $N-K$, the fit is acceptable.

2. Energy calibration

To compute the photon energies belonging to the computed peaks, the energies of some peaks must be provided as input parameters. The relation between channel numbers and energies is a nonlinear one depending on the qualities of the detector, so this relation can be approximated by polynomials. To get the calibration curve the symbols in Eq. (1) should represent the following quantities:

y_i : input energies

x_i : input positions of y_i

$f = p_0 + \sum p_i x_i^i, i = 1, 2, \dots$

$w_i = \frac{1}{(\Delta y_i)^2}$, where Δy_i is the error of y_i /input data/.

i : serial number of the input calibration peaks.

In this case the problem (2) is linear so we can determine the p_i values minimizing the functions S^2 by solving Eq. (2) immediately.

Giving the values of the parameters p_i the photon energies of all the peaks are computed. The errors of this energies can be estimated as

$$\sigma_E = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_p^2},$$

where σ_x comes from the error of peak position and σ_p comes from the errors of p_i .

3. Efficiency calibration

To compute the corrected intensities for all of the peaks in the spectrum we must know the efficiency curve of the actual detector system we have got the spectrum from. In this code this function has the form

$$\epsilon = \begin{cases} a_0 + a_1 \ln E + a_2 (\ln E)^2 & \text{if } E \leq E_B \\ b_0 + b_1 \ln E + b_2 (\ln E)^2 & \text{if } E > E_B \end{cases} \quad (4)$$

where

ϵ : efficiency
 E : energy
 E_B : energy bound
 E_B, a_i, b_i : parameters, characteristics of the detector
 $(i=0,1,2)$

These parameters can be determined by a fitting procedure if we have a graph of efficiency and energy observed by the detector. It is also a least-squares procedure which leads to a linear problem (2) by taking the logarithm of ϵ in (4). Knowing the area (A) under the peak and the energy, the intensity is

$$I = \frac{A}{\epsilon}.$$

The errors of I can be estimated as

$$\sigma_I = \sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_\epsilon^2},$$

where σ_A comes from the error of the area under the peak and σ_ϵ comes from the possible error of the efficiency. The code gives the relative intensities relating to the maximal intensity and their errors.

III. PHASES OF COMPUTATION

1. Input of the data

After the input of the nine control data the estimated positions of all the peaks are read in. Then the estimated positions of the single peaks are read in. These peaks are some of the peaks read before which are suitable to determine the relation between channel number and FWHM. Finally the spectrum /series of counts per channel/ is read in.

If we cannot give any single peak position, i.e. the machine reads 0 single peak, it will go to the phase 3. after reading the spectrum in.

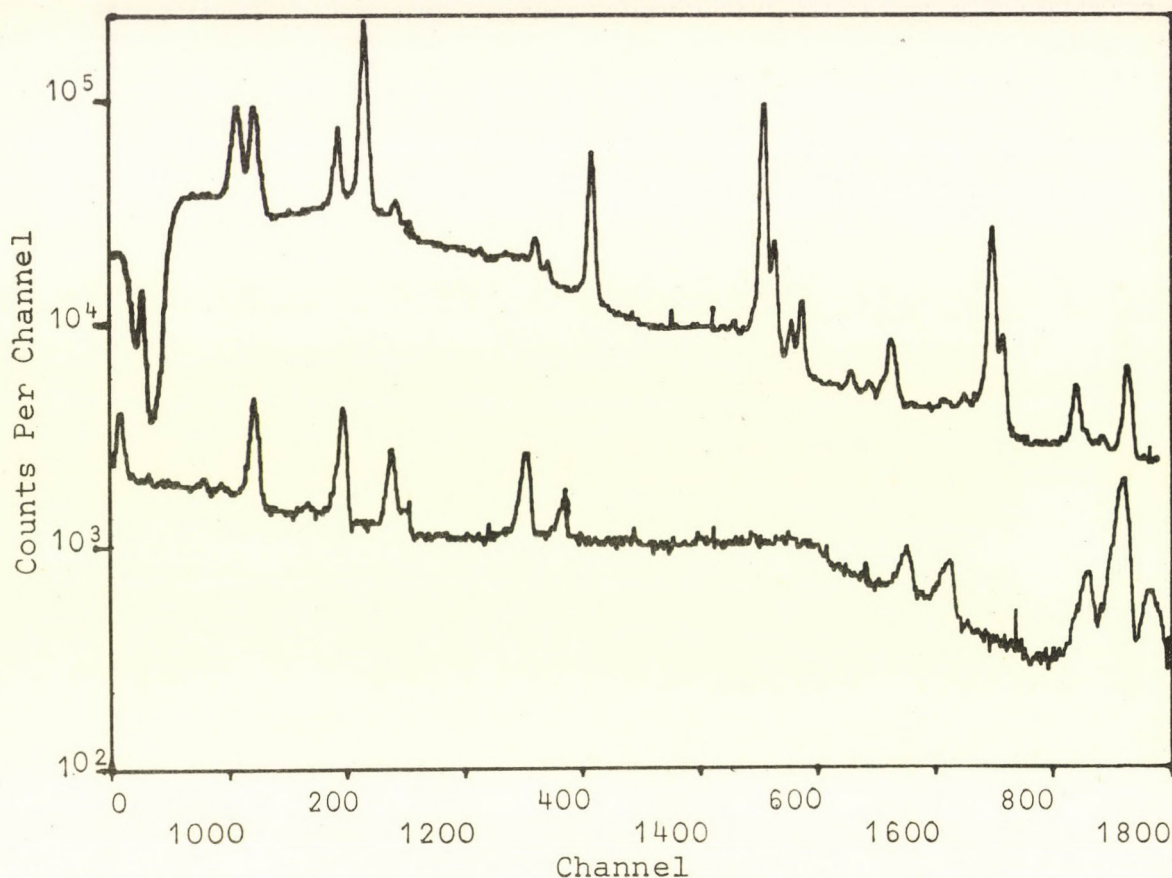


Fig. 1. Graph of the input spectrum.
1. ábra. A bemenő spektrum képe.
Рис. 1. Трафик входного спектра.

2. Fitting single peaks

Using the single peak positions and the initial FWHM read in phase 1., the machine fits these peaks with Gaussian curves separately. It prints out the parameters of the fitted peak and determines the two parameters of the linear function between channel number and FWHM in the spectrum.

* G A M M A *									
ANALYSIS WITH SYMMETRIC GAUSS CURVE									
INPUT DATA									
1785	1777	1755	1725	167	1572	1278	1246	1151	1137
1094	1090	1015	974	974	899	873	870	851	836
828	824	760	751	667	664	649	634	594	584
571	562	545	535	527	413	375	365	244	216
193									
SINGLE LINES									
1755	167	1246	1015	413	216	193			
POSITION ERROR		FWHM ERROR		INTENSITY ERROR		UNDERGROUND		CHANNELS	CHI
1754.843+-0.172		10.5495+-0.5577		17267+-1179		-29.5	8.567	23	5.384
1616.962+-0.336		1.9197+-1.1298		4332+-596		-11.1	6.521	24	2.063
1246.031+-0.153		8.3281+-0.4145		13213+-801		-11.4	13.423	25	9.225
1014.587+-0.100		6.8585+-0.2577		22624+-1038		-24.6	20.202	23	7.803
413.397+-0.036		5.4530+-0.0841		262885+-5097		-137.6	154.619	25	28.201
216.571+-0.035		5.8115+-0.0816		1086129+-19362		-355.4	408.975	23	108.853
193.199+-0.031		5.6666+-0.0774		247421+-4197		114.2	347.793	22	8.713
GROUPS..START OF CALCULATIONS									
RESOLUTION		5.1476	SLOPE		0.011937				

Fig. 2. Result of phase 1. and 2. of ALGAMMA.
2. ábra. Az ALGAMMA 1. és 2. fázisának eredménye.
Рис. 2. Результат 1. и 2. фазы обработки.

3. Classification of peaks

The programme analyses all of the given input peaks in the following steps:

- a/ elimination of the most extreme peaks by control computations
- b/ indicating the peaks to be treated simultaneously /division into classes/
- c/ fixing the degree of background of the classes determined in the step b.

4. Fitting groups of peaks

The programme fits the peaks of the classes determined in phase 3. with Gaussian curves and given background degrees /see phase 3/c/. In a class all of the peaks are fitted simultaneously. If single peaks were given in phase 1., FWHM is calculated from the linear function determined in phase 2., otherwise FWHM is an independent variable parameter in the fitting procedure. The results and graph of this fitting are printed optionally.

5. Energy calibration

This phase has two ways of working:

- a/ the computation is over, it can be restarted from phase 1.
- b/ it reads the peak positions, energies and the errors of the energies for the calibration and the initial and final degrees of the calibration polynomial. After this input the calibration /see in II/2/ is carried out for all of the polynomials which have degrees between the input initial and final degrees.

6. Efficiency calibration

The computation is continued from a/ if we do not want to obtain relative intensities, else it is continued from b/.

- a/ the computation is over, all of the sorted results are printed in tables according to the polynomials in phase 5. and it can be restarted from phase 1.
- b/ the parameters of the efficiency function (4) are read in, the relative intensities and their errors are computed. Finally all of the sorted results are printed in tables /see phase 6/a/ and the computation can be restarted from phase 1.

The code has the following three main working modes:

1 - 2 - 3 - 4, 1 - 2 - 3 - 4 - 5 - 6/a, 1 - 2 - 3 - 4 - 5 - 6/b.

Further switching capabilities are:

- a/ running with or without reading in single peaks

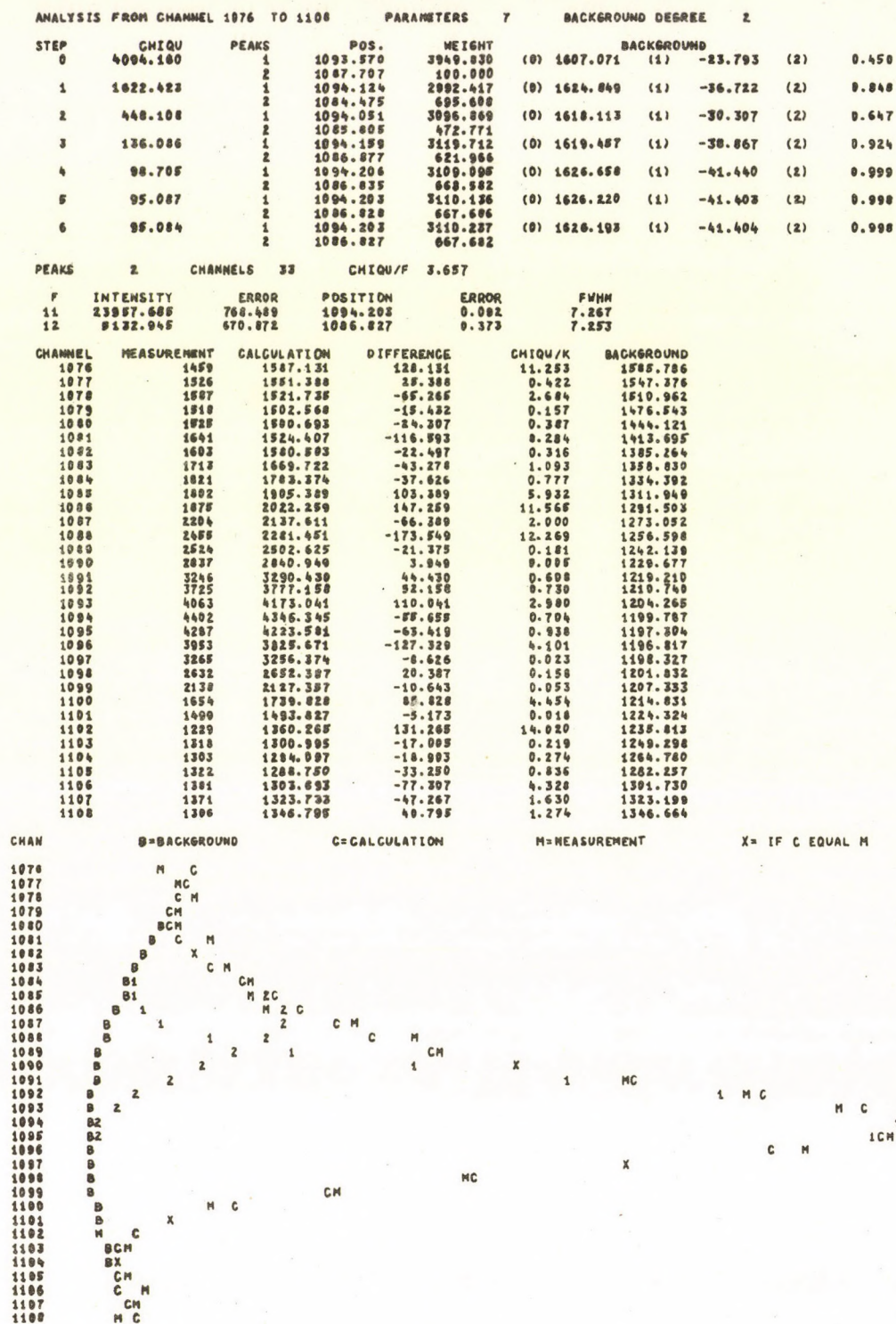


Fig. 3. The results and graph of fitting procedure within a class.

3.ábra. Az illesztés eredménye és grafikonja egy csatorna-tartományban.

Рис. 3. Результаты и график интерполирования в одном участке спектра.

ENERGY CALIBRATION
PARAMETERS

-1.793520900#-001	0
+7.830346754#-001	1
+1.130457006#-005	2
+3.645821851#-009	3

DEGREE 3

CAL.POINTS		REPRODUCTION	DEVIATION	WEIGHT
CHANNELS	ENERGY KEY	KEY	KEY	
1754.569	1410.500	1410.447	0.053	2.611
1571.619	1254.700	1254.772	-0.072	3.199
1094.203	857.100	857.175	-0.075	17.284
1014.486	792.100	791.884	0.216	9.750
751.005	578.000	578.048	-0.048	11.284
561.328	425.700	425.811	-0.111	12.676
413.370	308.100	307.937	0.163	11.151
216.561	152.170	152.207	-0.037	54.529
193.172	133.940	133.774	0.166	8.430

CHIOU/F 0.2723

T A B L E

POSITION	ERROR	ENERGY	ERROR	AREA	ERROR
1785.877	0.684	1437.289	0.761	2323	367
1776.652	0.558	1429.374	0.672	3293	416
1754.569	0.163	1410.447	0.460	14314	565
1724.115	0.306	1384.386	0.489	2876	212
1607.010	0.274	1284.733	0.394	3169	214
1571.619	0.247	1254.772	0.361	2976	182
1278.229	0.281	1009.047	0.295	4172	314
1246.013	0.154	982.340	0.215	12360	516
1148.504	0.433	901.618	0.390	2809	492
1136.911	0.120	892.278	0.183	12138	547
1094.203	0.092	857.175	0.167	23957	768
1086.827	0.373	851.121	0.342	5132	670
1014.486	0.105	791.884	0.166	23011	715
973.744	0.502	758.623	0.435	1698	243
903.811	0.090	701.706	0.155	15797	578
895.825	0.458	693.219	0.397	2886	507
872.210	0.136	676.054	0.177	11471	482
869.884	0.083	674.168	0.182	19119	488
850.001	0.563	658.052	0.479	2143	403
835.773	0.729	648.529	0.608	1978	508
827.733	0.115	640.021	0.166	16467	550
820.159	2.068	633.894	1.680	726	434
760.279	0.246	585.526	0.243	35643	3753
751.005	0.084	578.048	0.182	144899	4878
667.958	0.053	511.229	0.140	25735	367
662.273	0.157	506.679	0.185	7878	348
649.289	0.222	488.244	0.224	4646	289
634.001	0.137	483.982	0.173	7819	303
593.496	0.285	451.537	0.263	39466	3464
584.288	0.483	444.169	0.408	22488	3174
570.826	0.156	433.403	0.179	93895	4477
561.328	0.044	425.811	0.131	535970	8230
551.689	0.560	418.109	0.466	23208	3403
535.991	0.962	405.573	0.779	11895	3219
526.525	1.962	398.018	1.570	5802	3178
413.370	0.856	307.937	0.116	273790	5519
375.187	0.201	277.633	0.190	19711	1891
364.753	0.096	269.360	0.127	45916	1911
244.003	0.133	173.854	0.148	30723	1422
216.561	0.044	152.207	0.114	1875421	17999
193.172	0.030	133.774	0.120	243577	2702

Fig. 4. Table of the results of ALGAMMA.
4.ábra. Az ALGAMMA eredményeinek táblázata.
Рис. 4. Таблица результатов программы АЛГАММА.

E is the number of single peaks among the input peaks (I)
 /the programme fits these peaks with one Gaussian plus a linear background/

N1 is the first channel number of the input spectrum (I)

N2 is the last channel number of the input spectrum. If N2=0 the computation is terminated

ZP is the initial value of the FWHM in the spectrum (I)

NE is the number of the input peaks for the energy calibration (I)

PEAK(J), J=KA, KA-1,...,1 are the estimated positions of the peaks of the spectrum. They are in the order of decreasing channel number (I)

SAA(J), J=E, E-1,...,1 are the estimated positions of the single peaks (I)

NN(J), J=N1, N1+1,...,N2 are the values of the spectrum /counts in the i-th channel/ (I)

FS(J), J=F, F-1,...,1 are the intensities of the peaks known (R)

FF(J), J=F, F-1,...,1 are the errors of the intensities of the peaks known (R)

PS(J), J=F, F-1,...,1 are the positions of the peaks known (R)

SS(J), J=F, F-1,...,1 are the errors of the positions of the peaks known (R)

K(J), J=NE, NE-1,...,1 are the positions of the calibration peaks (R)

DE(J), J=NE, NE-1,...,1 are the errors of the energies of the calibration peaks (R)

NN1 is the initial degree of the calibration polynomial (I)

NN2 is the final degree of the calibration polynomial (I)

NG is the bound energy of the efficiency curve in keV (I)

PL(J), J=0,1,2 are the parameters of the efficiency function from to the bound energy /E≤NG/ (R)

PH(J), J=0,1,2 are the parameters of the efficiency function to from the bound energy /E>NG/ (R)

2/A.

```
$JOB,ACC-NO,ALGAMMA,30,6000
$SCHED,CLASS=C,CORE=65,SCR=20,854=1
$*DEF(0,,LIB,ACC-NO,UJLIBA,01,KOK,I)
$COSY
ALGAMMA DECK/      I=LIB,H
      ENDCOSY/
$ALG(L,S,R,I=SHO)
CHANNEL,4=DSIINP,P80
CHANNEL,5=DSIINP,P80
CHANNEL,END
```

*

D A T A C A R D S

[[

2/B.

```
$JOB,ACC-NO,ALGAMMA,30,6000
$SCHED,CLASS=C,CORE=65,SCR=20,854=1,604=1,3691=1
$*DEF(0,,LIB,ACC-NO,UJLIBA,01,KOK,I)
$*DEF(U,,10,604)
$FTNU(L,X,S)
      PROGRAM PTTOMT
      CALL PTCONVRT(2H10,0,1)
      END FILE 10
      REWIND 10
      END
      FINIS
$X,LGO
$REWIND(LGO)
$COSY
ALGAMMA DECK/      I=LIB,H
      ENDCOSY/
$ALG(L,S,R,I=SHO)
CHANNEL,4=DSI10,P80
CHANNEL,5=DSI10,P80
CHANNEL,END
```

*

[[

- Notes: a/ At the running type 2/B the subroutine PTCONVRT converts the papertape to a magnetic tape /MT/ and the programme takes this MT as an input file. Therefore one has to ask for a scratch MT to this type of running.
- b/ If we have only the spectrum on the papertape, the card with the star in 2/B must be changed to the card with the star in 2/A and the cards with the other input data come before the last card of the job in

the order given in section IV/1.

- c/ One can realize from the examples above that the programme is held in source language form in the programme library /more exactly in a concise form COSY [6]/so first it must be compiled in every case. This fact seems to be advantageous because we may use COSY control cards [6] to obtain special results printed, even if the value of OUT is equal to 0. This type of running is faster than the case of OUT=1. Nevertheless, we are going to store the code in binary form on the basis of the most frequent type of runnings.
- d/ The input data can be stored on disc or on magnetic tape as well. In these cases the type of running is 2/B and instead of the 4-th card we have to insert a file opening card with a dsi "10" [5].

REFERENCES

- [1] G. Winter, Zfk-182, Rossendorf 1969.
- [2] Р. Арльт, Г. Винтер, С. В. Медведь, Г. Музиоль, А. Н. Синаев, З. А. Усманова, Д. Фромм, И. А. Чистов, Х. Штрусный, Препринт ОИЯИ Р6-6227, Дубна, 1972.
- [3] 3000/6000 computer Systems ALGOL Generic Ref. Man. /Control Data Corp. Software Documentation, California, 1968./
- [4] SIMULA/MASTER Ref. Man. University of Oslo, 1967.
- [5] 3300/3500 MASTER Instant /Control Data Corp. Software Doc. California, 1968.
- [6] 3100-3500 COSY/MASTER Ref. Man. /Control Data Corp. Software Doc. Minnesota, 1970./
- [7] R. G. Helmer, R. L. Heath, M. Putnam and D. H. Gipson, Nucl. Instr. and Meth. 57 /1967/ 47.

PROGRAMOZHATÓ FERRIT HÁTTÉRMEMÓRIA FELHASZNÁLÁSA A FOCAL'69 PROGRAMNYELVBEN /AZ ND 50/50 RENDSZER PROGRAMKÖNYVTÁRÁNAK BŐVÍTÉSE II./

ZOLNAI LÁSZLÓ

A PDP-8/I számítógéphez illesztett analízátor-memóriára /4k, 24 bit/ kiterjesztettük a FOCAL'69 interpretatív programnyelv szövegtárolóját cca. 8000 karakterig. Lehetővé tettük a gyorslyukasztón való adatkivitel programozását és cca. 1300 változó tárolását.

APPLICATION OF PROGRAMABLE FERRIT-BACKGROUND STORAGE IN PROGRAMMING LANGUAGE FOCAL'69. /EXTENSION OF THE PROGRAM LIBRARY OF AN ND 50/50 SYSTEM, PART II./ The text storage of the interpretive programming language FOCAL'69 was extended to 8000 characters on the analyser memory /4k, 24 bit/ interfaced to a PDP-8/I computer. The programming of data output on high speed perforated tape punch and the storing of about 1300 extra variables has become possible.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАМИРУЕМОЙ ВНЕШНЕЙ ФЕРРИТОВОЙ ПАМЯТИ В ПРОГРАММИРОВАННОМ ЯЗЫКЕ FOCAL'69. /РАСШИРЕНИЕ БИБЛИОТЕКИ-ПРОГРАММ СИСТЕМЫ ND 50/50 II./. Описано увеличение хранения текста программированного языка FOCAL'69 до 8000 характеров на паматю анализатора всязана ЭВМ PDP 8/I. и программирование вывода данных на быстром перфораторе и хранение примерно 1300 переменных.

1. BEVEZETÉS

A Nuclear Data 50/50 rendszer programkönyvtárában található FOCAL'69 /4k/ interpreter [1], a FORTRAN-hoz hasonló szintakszisu, egyszerü, könnyen elsajátítható algoritmikus programnyelv. Hatékony kihasználását számításokra a rendszer jelenlegi kiépitettségében, elsősorban az indirekt program [1] tárolására

fennmaradó kevés memória korlátozza. Az e célra felhasználható memória nagyságát az alkalmazott matematikai függvényektől függően, az alábbi táblázat tartalmazza.

Felhasznált függvények	Szabad memóriarész cca. /szó/
exp log sin cos	700
sin cos	950
-	1100

A szabad memóriamezőt az indirekt program a következő képlet szerint tölti be:

$$\text{programhossz [szó]} = 5 \cdot s + 1.01 \cdot c / 2$$

ahol s a programozó által definiált változók száma, c az indirekt program karakterekben kifejezett hossza.

Célszerű volt a rendelkezésre álló memória nagyságát növelni, hiszen az interpretativitásból eredően a program nem lefordított, hanem forrásnyelvi formában raktározódik, és a FOCAL'69 más, magas szintű programnyelvekhez hasonlóan tömör programozást tesz lehetővé. A megoldást a rendszerben levő analízátormemóriában találtuk meg. Az elkészült, módosított programnyelvet az alábbiakban ismertetjük.

2. PROGRAM ÖSSZEFOGLALÓ

A program neve: "ZOLA 73 4W&12k"

Katalógusszám: "73-E-Z/28-PAL"

Számítógép: PDP-8/I /alapkonfiguráció/

Forrásnyelv: PAL-III

Használt perifériák: ASR-33, ND-50/50 analízátormemória /4k, 24 bit/gyorsolvasó, gyorslyukasztó.

A program feladata: A FOCAL'69 programnyelv módosítása nagyobb program tárolására, valamint a gyorslyukasztó használatára.

3. A MÓDOSÍTOTT PROGRAMNYELV RÉSZLETES LEÍRÁSA

A módosított programnyelvet a rendelkezésre álló FOCAL'69 interpreter bináris listájából kiindulva készítettük el. A végleges kialakításban a program két fő részből, és egy opcionális overlay-ből áll. Az első rész /ZOLA 73 4W&12k-I./ tartalmazza a FOCAL'69 törzsprogramot, valamint egy módosított kezdeti beszélgetést. Az első rész beolvasása, majd a kezdeti beszélgetés lezajlása után lehet a második /ZOLA 73 4W&12k-II./ programrészt beolvasni. Ez utóbbi tartalmazza a módosítások nagy részét. A beolvasás után megkezdhető a programozás.

A harmadik /ZOLA 73 4W&12k-III./ programrészt annak megfelelően kell beolvasni, hogy 6 vagy 10 értékes jegy pontossággal akarunk-e számolni. Az előbbi esetben a lebegőpontos aritmetika által használt számábrázolás 12 bit karakterisztika, 24 bit mantissza, az utóbbiban 12 bit karakterisztika, 36 bit mantissza formátumu.

A FOCAL'69 programnyelvhez képest az elvégzett lényeges módosítások a következők:

1. A központi memóriában maradó szabad memóriarészt csak változók tárolására használjuk. Az itt elhelyezhető változók száma cca. 240. Szövegtárolásra az analizátormemória 12.-23. bitjei szolgálnak, cca. 8000 karakter hosszúságu programot engedve meg.
2. Az analizátormemória 0.-11. bitjeiben /a 3 ill. 4 szavas tárolásnak megfelelően/ 1365 ill. 1024 db indexes változót lehet tárolni. A behívás a FI(h), a kivitel a FO(h,x) utasításfüggvény segítségével történik, ahol h jelenti az indexkifejezést, x a megfelelő aktuális értéket.
3. Lehetővé tettük a gyorslyukasztó interruptos használatát /P - PUNCH utasítással/ formailag a TYPE utasítással azonos módon [1].
4. A programnyelvbe új utasításként beépítettük a számított ugró utasítást. Formátuma GO TO. (x) Ln,Ln,... ahol x aritmetikai kifejezés, az Ln pedig a megfelelő programsor száma. A program az x értékétől függően az ent(x)+1. sorszámra ugrik. Amennyiben ez az érték olyan nagy, hogy neki megfelelő sorszám nincs az utasításban, a program a soron következő utasításra ugrik.
5. Megszüntettük az egyes aritmetikai függvények törlésének lehetőségét.
6. Megszüntettük az L /szabad memória rész határait kiíró/, és a T \$ /szimbólumtábla kiíró/ utasításokat.

4. ÖSSZEFOGLALÁS

A FOCAL'69 programnyelv módosításával létrehoztunk egy olyan programnyelvet, amelyen az ND 50/50 rendszer felhasználásával, a fentebb ismertetett korlátozásoknak megfelelő programokat lehet írni. A programnyelv 6 értékes jegy pontosság esetén kb. az ODRA-1013 számítógép FALA 69 programnyelvéhez hasonló gyorsaságu, a programjavítás azonban jóval kevesebb időt vesz igénybe a programnyelv interpretatív jellegéből eredően.

IRODALOM

- [1] Introduction to programming /DEC, Maynard, Massachusetts. 1969./
- [2] Series 50/50 Physics Analyzer basic software instructional manual /Nucl. Data., Inc., Illinois 1970./

LINEÁRIS ERŐSÍTŐ MAGFIZIKAI DETEKTOROKHOZ

GÁL JÁNOS

A cikk integrált áramkörökkel felépített, spektroszkópai igények kielégítésére tervezett lineáris erősítőt ismertet. Az erősítőnek differenciál bemenete és az unipoláris és bipoláris jelek számára két független kimenete van.

A működés ismertetésén kívül a cikk részletesen foglalkozik az erősítőben alkalmazott impulzusformáló körök matematikai elemzésével, tulajdonságainak ismertetésével.

LINEAR AMPLIFIER FOR NUCLEAR RADIATION DETECTORS. A linear amplifier built with integrated circuits and designed to meet spectroscopic demands is presented. The amplifier has differential input and two independent outputs for unipolar and bipolar pulses respectively.

In addition to the outline of the principles of operation a detailed mathematical analysis of the pulse shaping circuits of the amplifier is given.

ЛИНЕЙНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ. В статье описано линейный усилитель, построенный на интегральных схемах, удовлетворяющий спектроскопическим требованиям. Усилитель имеет дифференциальный вход и два независимого друг от друга выхода для униполярных и биполярных импульсов.

Кроме объяснения принципа работы в статье даются и математический анализ и характеристики формирующих схем усилителя.

1. BEVEZETÉS

A lineáris erősítők alapvető feladata az, hogy a részecske detektorból, vagy az előerősítőből származó jeleket a mérés és az analízis céljaira megfelelő nagyságúra és alakúra transzformálják. Az erősítőnek az erősítés és a jelformálás során meg kell őriznie mindazokat az információkat, amelyeket az eredeti impulzus tartalmazott. Ezért a bemenő és a kimenő impulzus ampli-

tudója között szigorú lineáris összefüggésnek kell teljesülnie, amely összefüggésnek hosszu mérési idő alatt is állandónak kell maradnia. Nagy feloldású félvezető detektorok használata esetén az integrális linearitási hiba általában nem lehet nagyobb 0,1 %-nál.

A szigorú linearitási követelményeken túlmenően fontos szempont a detektorból származó időinformáció megőrzése is a jel feldolgozása során.

2. JELFORMÁLÁS A LINEÁRIS ERŐSÍTŐBEN

A lineáris erősítő impulzusának alakja befolyásolja a zaj/jel viszonyt, a feloldási időt /unipoláris impulzus feloldási ideje alatt értjük az impulzus alatti terület és az impulzus amplitudó hányadosát, bipoláris impulzus esetén hasonló módon értelmezzük külön a pozitív és külön a negatív részre/, az erősítő után következő analízátor mérési pontosságát és a rendszerből nyerhető időinformáció pontosságát.

A zaj/jel viszony szempontjából arra törekszünk, hogy ez a mennyiség a jó energiafeloldás elérése céljából minél kisebb legyen. A feloldási időt ugyancsak célszerű kis értékre választani, hogy elkerüljük az impulzusok egymásra ülését, a pile-up effektust.

1947-ben Den Hartog és Muller kimutatták, hogy létezik olyan impulzus alak, amelynél a zaj/jel viszony minimális. Ez az ún "cusp" impulzus, amelynek analitikus alakja

$$v(t) = e^{\frac{t}{\tau}} H_0(-t) + e^{-\frac{t}{\tau}} H_0(t) .$$

$H_0(t)$ a $t=0$ időpillanatban fellépő Heaviside-féle ugrásfüggvényt jelöli. Általában a $t=\lambda$ időpillanatban fellépő ugrásfüggvényt $H_\lambda(t)$ -vel jelöljük. Ez a függvény a $0 \leq t < \lambda$ szakaszon 0-val a $\lambda \leq t < \infty$ szakaszon az egységgel - a mi alkalmazásainkban az egységnyi feszültséggel - egyenlő./

Nem lényegesen rosszabb zaj/jel viszony szempontjából a háromszög alakú impulzus, amelynek a "cusp"-ra vonatkoztatott relatív zaj/jel viszonya 1,08, a relatív feloldási idő pedig 1,03.

Viszonylag jó a zaj/jel viszony és a feloldási idő értéke Gauss-görbe alakú impulzusok esetén is, a "cusp"-ra vonatkoztatott relatív értékük egyaránt 1,12 [1], [2].

"Cusp" impulzust a gyakorlatban egzaktul formálni nem lehet. Megjegyezzük, hogy bár zaj/jel viszony és feloldási idő szempontjából ez az impulzus alak a legjobb, az impulzus amplitudó mérőberendezések szempontjából nem tekinthető ideálisnak.

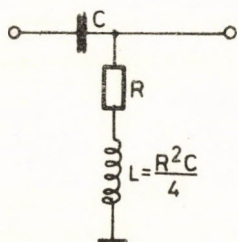
Háromszög alakú impulzust kétszeres művonalas csipés és integrátor segítségével nyerhetünk. Az ilyen típusu formálás nem terjedt el, valószínű, hogy ennek oka a művonalak használatának kényelmetlenségében rejlik.

Gauss-görbe alaku impulzusokat egzaktul szintén nem tudunk formálni, de egyszeres RC differenciálással és többszörös RC integrálással - az integrálások számának a növelésével - tetszés szerinti pontossággal megközelíthetjük.

Jelenleg a legelterjedtebb formálás a Gauss-görbe alak minél jobb megközelítése. Egy adott megközelítést /a megközelítés mértékét az impulzus szimmetriájával jellemezhetjük, aminek számszerű mértékéül a kétszeresen differenciált impulzus alálövésének és az elsődleges impulzusnak a hányadosát vehetjük/ viszonylag kevesebb számú integráló körrel elérhetünk, ha un. inductív kompenzált RC differenciálást alkalmazunk [1]. Ilyen típusu differenciáló kört láthatunk az 1. ábrán. Ezen differenciáló kör átviteloperátora:

$$F(s) = \frac{s(\frac{4}{\tau} + s)}{(s + \frac{2}{\tau})^2}, \quad (1)$$

ahol $\tau = RC$, s pedig a differenciálás operátora [4].



1. ábra. Induktív kompenzált RC differenciáló kör.

Fig. 1. Inductive compensated RC differentiator.

Рис. 1. RC-дифференцирование с компенсацией на индуктивности.

A $H_0(t)$ gerjesztésre adott válaszoperátor:

$$\frac{F(s)}{s} = \frac{\frac{4}{\tau} + s}{(s + \frac{2}{\tau})^2}. \quad (2)$$

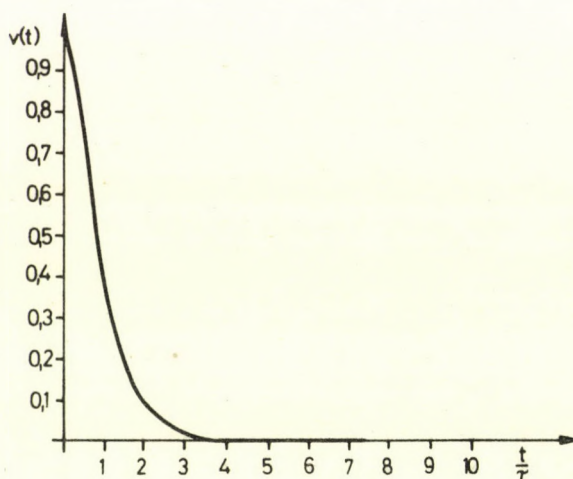
Ez az operátor a következő időfüggvénynek felel meg:

$$v(t) = e^{-2\frac{t}{\tau}} + 2\frac{t}{\tau} e^{-2\frac{t}{\tau}}. \quad (3)$$

Az időfüggvény képét $\frac{t}{\tau}$ függvényében a 2. ábrán láthatjuk.

Fairstein szerint az egy inductív kompenzált RC differenciáló kört és egy RC integráló kört tartalmazó szűrőkör átviteloperátora induktivitás nélkül is realizálható műveleti

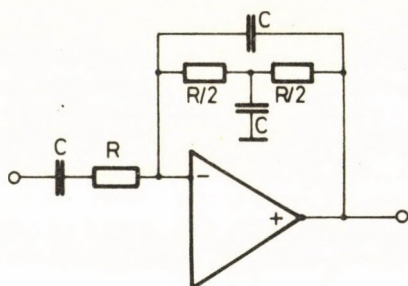
erősítő segítségével [1]. Egy ilyen szűrőkör képét láthatjuk a 3. ábrán.



2. ábra. Induktív kompenzált differenciáló kör kimenő impulzusának alakja $H_0(t)$ gerjesztés esetén.

Fig. 2. Pulse shape with an inductive compensated differentiator, if the input function is $H_0(t)$.

Рис. 2. Функция от времени выходных сигналов RC-дифференциатора с компенсацией на индуктивности, при входной функции $H_0(t)$.



3. ábra. Szűrőkör, amely induktivitás nélkül realizálja egy induktív kompenzált differenciáló kör és egy integráló kör átviteloperátorát.

Fig. 3. The realization of the transfer function of an inductive compensated differentiator and that of an integrator without inductance.

Рис. 3. Схема фильтра, реализующая без индуктивности одного RC-дифференциатора с компенсацией на индуктивности, и одного RC-интегратора.

Az átviteloperátor ebben az esetben a következő lesz:

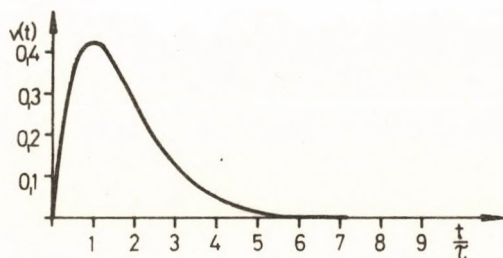
$$F(s) = \frac{s(s + \frac{4}{\tau})}{(s + \frac{2}{\tau})^2} \cdot \frac{\frac{1}{\tau}}{s + \frac{1}{\tau}}, \quad (4)$$

ami valóban megfelel egy induktív kompenzált RC differenciáló és egy RC integráló körnek.

A $H_0(t)$ gerjesztésre adott válaszfüggvény:

$$v(t) = 3e^{-\frac{t}{\tau}} - 3e^{-2\frac{t}{\tau}} - 2\frac{t}{\tau}e^{-2\frac{t}{\tau}}. \quad (5)$$

A függvény képét a 4. ábrán láthatjuk.



4. ábra. A 3. ábrán látható szűrőkör kimenő impulzusának alakja $H_0(t)$ gerjesztés esetén.

Fig. 4. Pulse shape with the filter of Fig. 3. if the input function is $H_0(t)$.

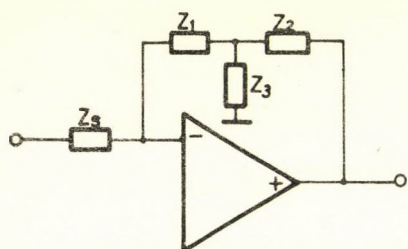
Рис. 4. Функция от времени выходных сигналов схемы, изображенной на рис. 3, при входной функции $H_0(t)$.

A 3. ábrán látható - a visszacsatoló ágban T tagot tartalmazó - szűrőkör típus az, amelyet ma leggyakrabban alkalmaznak a lineáris erősítőkben. A 3. pontban részletesen foglalkozunk az ilyen típusú szűrőkörök matematikai elemzésével. Mielőtt azonban erre rátérnénk, röviden szólunk az impulzusformáló körök elhelyezéséről az erősítő láncban. Az első differenciálást, amely nagymértékben lerövidíti az előerősítő lassu lecsengésű impulzusait, a pile-up effektus szempontjából célszerű minél közelebb elhelyezni a bemenethez. A második differenciálást viszont - ha ilyet is alkalmazunk - a lineáris erősítő tulvezérlési jellemzőinek javítása miatt a kimenet közelében célszerű elhelyezni.

A differenciáló és az integráló körök relatív helyzete a zaj/jel viszony szempontjából közömbös, viszont a gyakorlatban felmerülhet néhány olyan követelmény /pl. ha felerősített gyors jeleket is akarunk nyerni az erősítóből/, amelynek alapján az integráló köröknek az erősítő lánc végén kell elhelyezkedniük.

3. "GAUSS FORMÁLÓ" KÖRÖK

A következőkben megvizsgáljuk, hogy hogyan változik a visszacsatolásban a 3. ábrán láthatóhoz hasonló típusu T tagot tartalmazó szűrők $H_0(t)$ gerjesztésre adott válaszfüggvénye, ha a T tag egyes elemeit változtatjuk. Első lépésként az átviteloperátort kell meghatároznunk, mint a T tagban szereplő elemek paramétereinek függvényét. Hogy ezt megtehessük, tekintsük az 5. ábrán látható kapcsolást.



5. ábra. T tag visszacsatolásban.
Fig. 5. T network in the feedback loop.

Рис. 5. Член "Т", в обратной связи.

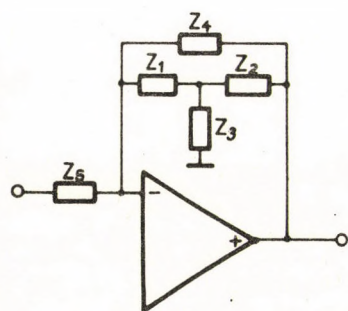
A műveleti erősítő átviteloperátorát a következőképpen számíthatjuk ki:

$$F(s) = \frac{Z_F}{Z_S}, \quad (6)$$

ahol Z_F a visszacsatoló, Z_S pedig a forrás impedancia.

Az 5. ábrán a visszacsatolásban szereplő T tag a következő visszacsatoló impedanciával helyettesíthető:

$$Z_{F1} = \frac{Z_1 Z_2}{Z_3} + Z_2 + Z_1. \quad (7)$$



6. ábra. T tag és vele párhuzamos impedancia a visszacsatolásban.

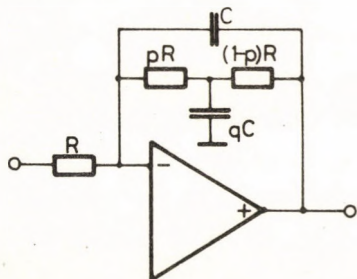
Fig. 6. T network and an impedance parallel with it in the feedback loop.

Рис. 6. Член "Т", и параллельный с ним импеданс в обратной связи.

Ha a T taggal egy Z_4 impedancia van párhuzamosan /6. ábra/, akkor az eredő impedancia

$$Z_{F_2} = \frac{Z_{F_1} Z_4}{Z_{F_1} + Z_4} = \frac{\left(\frac{Z_1 Z_2}{Z_3} + Z_1 + Z_2\right) Z_4}{\frac{Z_1 Z_2}{Z_3} + Z_1 + Z_2 + Z_4} \quad (8)$$

Ezek után vizsgáljuk meg a 7. ábrán látható szűrőkört.



7. ábra. Szűrőkör T taggal a visszacsatolásban.

Fig. 7. Filter with T network in the feedback loop.

Рис. 7. Схема фильтра с членом "Т" в обратной связи.

Itt a T tagban szereplő kapacitás nagyságának a változását a q paraméterrel $/q>0/$, míg az ellenállások nagyságának a változását a p paraméterrel $/0<p<1/$ vettük figyelembe.

(8) alapján a visszacsatoló impedancia

$$Z_F = \frac{R\left(\frac{s}{\tau} + \frac{1}{a\tau^2}\right)}{s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2}}, \quad (9)$$

ahol

$$a = (p - p^2)q. \quad (10)$$

Az a paraméter egyszerre leírja a T tagban szereplő kapacitás és az ellenállások értékeinek a változását.

Az átviteloperátort (6) alapján kaphatjuk meg.

Mivel $Z_S = R$

$$F(s) = \frac{\frac{s}{\tau} + \frac{1}{a\tau^2}}{s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2}}. \quad (11)$$

A $H_0(t)$ gerjesztésre adott válasz pedig

$$\frac{F(s)}{s} = \frac{\frac{s}{\tau} + \frac{1}{a\tau^2}}{\left(s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2}\right)s}. \quad (12)$$

A továbbiakban megvizsgáljuk, hogy a (12) operátor milyen időfüggvényt állít elő. (12) az s operátor racionális tört-kifejezése, és mivel irreducibilis valódi tört, parciális törtekre bontható. Azt, hogy ez az operátor kifejezés milyen típusu parciális törtekkel állítható elő, a nevezőben szereplő másodfokú kifejezés diszkriminánsa határozza meg.

Először vizsgáljuk meg azt az esetet, amikor

$$\frac{1}{a^2\tau^2} - \frac{4}{a\tau^2} > 0$$

azaz

$$a < \frac{1}{4}.$$

(12) ekkor a következő módon bontható fel:

$$\frac{F(s)}{s} = \frac{A}{s} + \frac{B}{s-k} + \frac{C}{s-l}, \quad (13)$$

ahol k és l az

$$s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2} = 0 \quad (14)$$

egyenlet gyökei.

Az A , B , C konstansok a határozatlan együtthatók módszerével határozhatók meg. Értékeik a következők:

$$A = 1; \quad B = \frac{a-a\tau k-1}{a\tau(k-l)}; \quad C = \frac{a-a\tau l-1}{a\tau(l-k)}. \quad (15)$$

Az időfüggvény (13) alapján exponenciális függvényekkel adható meg:

$$v(t) = A + Be^{kt} + Ce^{lt}. \quad (16)$$

Ezzel az esettel részletesebben nem foglalkozunk.

Ha $\frac{1}{a^2\tau^2} - \frac{4}{a\tau^2} = 0$ azaz $a = \frac{1}{4}$ /pl. $p = \frac{1}{2}$, $q = 1/$ akkor a válaszoperátor

$$\frac{F(s)}{s} = \frac{A}{s} + \frac{B}{s+\frac{2}{\tau}} + \frac{C}{(s+\frac{2}{\tau})^2}, \quad (17)$$

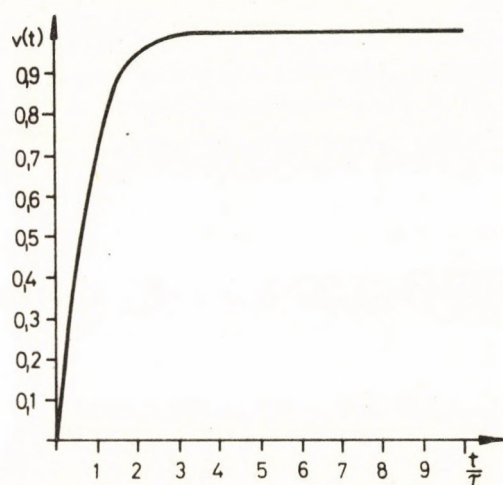
ahol ebben az esetben

$$A = 1; \quad B = -1; \quad C = -\frac{1}{\tau}. \quad (18)$$

Az időfüggvény pedig (17) és (18) alapján

$$v(t) = 1 - \left(e^{-2\frac{t}{\tau}} + \frac{t}{\tau} e^{-2\frac{t}{\tau}} \right). \quad (19)$$

Ezen függvény képét a 8. ábrán láthatjuk.



8.ábra. A 7. ábrán látható szűrőkör kimenő impulzusának alakja $H_0(t)$ gerjesztés esetén, ha $a = \frac{1}{4}$.

Fig. 8. Pulse shape with the circuit of Fig. 7. in the case of $H_0(t)$ at the input, if $a = \frac{1}{4}$.

Рис. 8. Функция от времени выходных сигналов фильтра, изображенного на рис. 7., в случае входной функции $H_0(t)$, при $a = \frac{1}{4}$.

Végül vizsgáljuk meg azt az esetet, amikor

$$\frac{1}{a^2\tau^2} - \frac{4}{a\tau^2} < 0 \quad \text{azaz} \quad a > \frac{1}{4}.$$

Az $\frac{F(s)}{s}$ operátor ekkor a következőképpen bontható fel parciális törtekre:

$$\frac{F(s)}{s} = \frac{A}{s} + \frac{Cs + D}{s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a^2\tau^2}} = \frac{A}{s} + C \left[\frac{s + \frac{1}{2a\tau}}{\left(s + \frac{1}{2a\tau}\right)^2 + \frac{4a-1}{4a^2\tau^2}} + \frac{\frac{D}{C} - \frac{1}{2a\tau}}{\left(s + \frac{1}{2a\tau}\right)^2 + \frac{4a-1}{4a^2\tau^2}} \right]. \quad (20)$$

A határozatlan együtthatók módszere alapján:

$$A = 1; \quad C = -1; \quad D = \frac{a-1}{a\tau}. \quad (21)$$

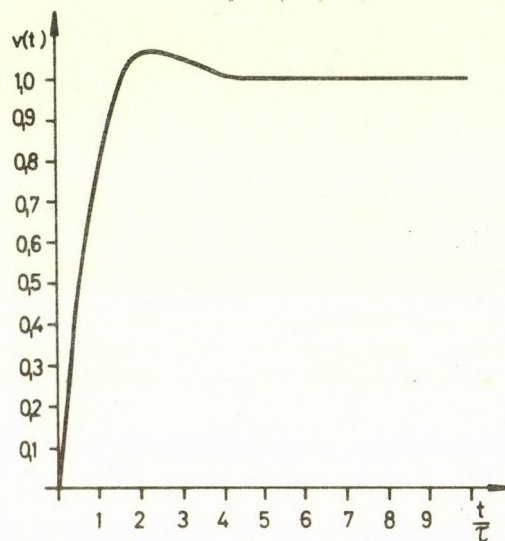
(20) és (21) alapján az időfüggvény a következő:

$$v(t) = 1 + \left[\frac{2a-1}{\sqrt{4a-1}} \sin \frac{\sqrt{4a-1}}{2a} \frac{t}{\tau} - \cos \frac{\sqrt{4a-1}}{2a} \frac{t}{\tau} \right] e^{-\frac{t}{2a\tau}}. \quad (22)$$

Ha az a paraméter értéke $\frac{1}{2}$ /pl. $p = \frac{1}{2}$, $q = 2/$ (22) a következő lesz:

$$v(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \cos \frac{t}{\tau}. \quad (23)$$

A (23) függvény képét a 9. ábrán láthatjuk.



9. ábra. A 7. ábrán látható szűrőkör kimenő impulzusának az alakja $H_0(t)$ gerjesztés esetén, ha $a = \frac{1}{2}$.

Fig. 9. Pulse shape with the circuit of Fig. 7. in the case of $H_0(t)$ at the input, if $a = \frac{1}{2}$.

Рис. 9. Функция от времени выходных сигналов фильтра, изображенного на рис. 7., в случае входной функции $H_0(t)$, при $a = \frac{1}{2}$.

A fent leírtakhoz hasonlóan vizsgálhatjuk meg azt az esetet, amikor a Z_S impedancia sorba kapcsolt C kapacitásból és R ellenállásból áll, vagyis

$$Z_S = R \frac{1+s\tau}{s\tau}. \quad (24)$$

Az átviteloperátor ekkor a következő:

$$F(s) = \frac{s(\frac{s}{\tau} + \frac{1}{a\tau^2})}{(s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2})(s + \frac{1}{\tau})} . \quad (25)$$

Mivel (25) nevezőjében ugyanaz a másodfoku kifejezés áll, mint (11) nevezőjében az $\frac{F(s)}{s}$ kifejezés parciális törtekre való bontása szempontjából, ugyanazt a három esetet különböztetjük meg, mint a (12) válaszoperátor vizsgálatánál.

Most az $a < \frac{1}{4}$ esettel nem foglalkozunk, mivel az időfüggvény alakja ekkor nem különbözik lényegesen az egyszeres RC differenciálás és egyszeres RC integrálás felhasználásával kapható jelalaktól.

Ha $a = \frac{1}{4}$ az $\frac{F(s)}{s}$ kifejezés a már említett (4) a válaszfüggvény pedig (5) lesz.

Az $a > \frac{1}{4}$ esetben csak az időfüggvényt adjuk meg:

$$v(t) = Ae^{-\frac{t}{\tau}} + \left[C \cos \frac{\sqrt{4a-1}}{2a} \frac{t}{\tau} + \frac{2a\tau}{\sqrt{4a-1}} (D - \frac{C}{2a\tau}) \sin \frac{\sqrt{4a-1}}{2a} \frac{t}{\tau} \right] e^{-\frac{t}{2a\tau}} \quad (26)$$

ahol

$$A = \frac{1-a}{a}; \quad C = \frac{a-1}{a}; \quad D = \frac{2a-1}{a^2\tau} . \quad (27)$$

Ha $a = \frac{1}{2}$ (26) a következő alakú:

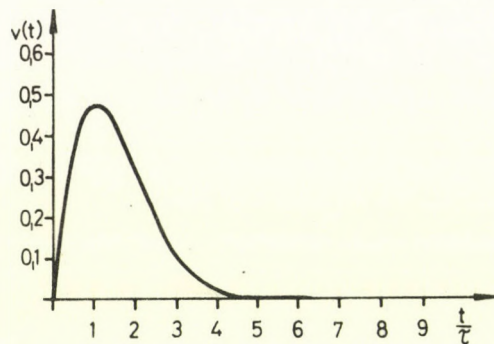
$$v(t) = (1 + \sin \frac{t}{\tau} - \cos \frac{t}{\tau}) e^{-\frac{t}{\tau}} . \quad (28)$$

A (28) függvény képét a 10. ábrán adtuk meg.

A következőkben megvizsgáljuk a lineáris erősítő unipoláris és bipoláris kimenő jelének hullámformáját. Esetünkben a lineáris erősítő unipoláris jel szempontjából a 11. ábrán látható szűrőkörrel ekvivalens. Megvizsgáljuk, hogy p és q illetve $(p-p^2)q = a$ függvényében hogyan változik a lineáris erősítő kimenő jelének az alakja $H_0(t)$ gerjesztés esetén.

Az átviteloperátort egyszerűen (25) és (11) összeszorzásával kapjuk meg:

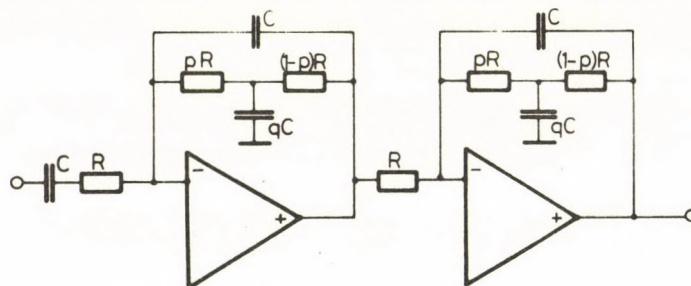
$$F(s) = \frac{s(\frac{s}{\tau} + \frac{1}{a\tau^2})^2}{(s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2})(s + \frac{1}{\tau})} . \quad (29)$$



10. ábra. A (25) átviteloperátornak megfelelő időfüggvény $H_0(t)$ gerjesztés esetén, ha $a = \frac{1}{2}$.

Fig. 10. The time response in the case of the transfer function (25) if the input function is $H_0(t)$ and $a = \frac{1}{2}$.

Рис. 10. Функция от времени, соответствующая оператору (25), в случае входной функции $H_0(t)$, при $a = \frac{1}{2}$.



11. ábra. A lineáris erősítővel egyenértékű szűrőkör unipoláris jel esetén.

Fig. 11. The equivalent filter of a linear amplifier for unipolar pulses.

Рис. 11. Схема фильтра, эквивалентная линейному усилителю в случае униполярного сигнала.

A $H_0(t)$ gerjesztésre adott választ az előbbiekhez hasonlóan az s -sel való osztás szolgáltatja. Az így kapott $\frac{F(s)}{s}$ válaszóperátor parciális törtekre való bontását ismét a már ismert $s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2}$ másodfoku kifejezés diszkriminánsa határozza meg, vagyis az $a < \frac{1}{4}$; az $a = \frac{1}{4}$; és az $a > \frac{1}{4}$ esetek fordulnak elő.

Az $a < \frac{1}{4}$ esettel most sem foglalkozunk.

Ha $a = \frac{1}{4}$ akkor a válaszoperátor

$$\frac{F(s)}{s} = \frac{\frac{s^2}{\tau^2} + \frac{2}{a\tau^3}s + \frac{1}{a^2\tau^4}}{(s + \frac{2}{\tau})^4 (s + \frac{1}{\tau})} = \frac{9}{s + \frac{1}{\tau}} - \frac{9}{s + \frac{2}{\tau}} - \frac{9}{\tau(s + \frac{2}{\tau})^2} - \frac{8}{\tau^2(s + \frac{2}{\tau})^3} - \frac{4}{\tau^3(s + \frac{2}{\tau})^4}. \quad (30)$$

Az időfüggvény (30) alapján exponenciális függvényekkel adható meg:

$$v(t) = 9e^{-\frac{t}{\tau}} - (9 + 9\frac{t}{\tau} + 4\frac{t^2}{\tau^2} + \frac{2}{3}\frac{t^3}{\tau^3}) e^{-2\frac{t}{\tau}}. \quad (31)$$

Ha $a > \frac{1}{4}$, akkor

$$\frac{F(s)}{s} = \frac{A}{s + \frac{1}{\tau}} + \frac{Cs + D}{s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2}} + \frac{Es + F}{(s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2})^2}. \quad (32)$$

A határozatlan együtthatók módszere alapján kiszámított A, C, D, E, F együtthatók értékét (34) alatt adjuk meg.

(32) alapján az időfüggvény:

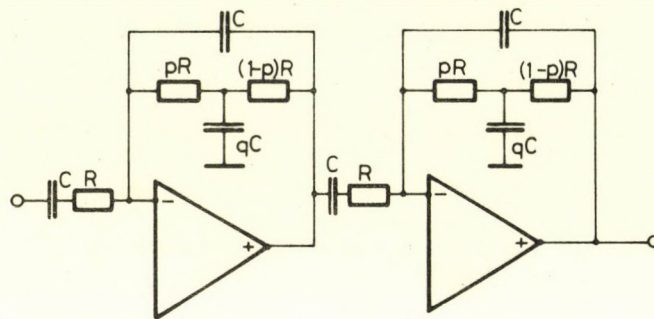
$$v(t) = Ae^{-\frac{t}{\tau}} + \left[\left(C - \frac{E\alpha + F}{2\beta^2} t \right) \cos \beta t + \left(\frac{D + C\alpha}{\beta} + \frac{E\alpha + F}{2\beta^3} + \frac{E}{2\beta} t \right) \sin \beta t \right] e^{\alpha t}, \quad (33)$$

ahol $\alpha = -\frac{1}{2a\tau}; \quad \beta = \frac{\sqrt{4a-1}}{2a\tau};$

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{a^2}(a^2 - 2a + 1); \\ C &= -\frac{1}{a^2}(a^2 - 2a + 1); \\ D &= \frac{1}{a^3\tau}(a^3 - 3a^2 + 3a - 1); \\ E &= \frac{1}{a^2\tau^2}(2a - 1); \\ F &= \frac{1}{a^3\tau^3}(-a^2 + 3a - 1); \end{aligned} \quad (34)$$

Bipoláris kimenőjel szempontjából a lineáris erősítőt a 12. ábrán látható szűrővel helyettesíthetjük. Az átviteloperátor ebben az esetben a (25) kifejezés négyzete.

$$F(s) = \frac{s^2 \left(\frac{s}{\tau} + \frac{1}{a\tau} \right)^2}{\left(s^2 + \frac{s}{a\tau} + \frac{1}{a\tau^2} \right)^2 \left(s + \frac{1}{\tau} \right)^2} \quad (35)$$



12.ábra. A lineáris erősítővel egyenértékű szűrőkör bipoláris jel esetén.

Fig. 12. The equivalent filter of a linear amplifier for bipolar pulses.

Рис. 12. Схема фильтра, эквивалентная линейному усилителю в случае биполярного сигнала.

Ismét csak az $a = \frac{1}{4}$ és az $a > \frac{1}{4}$ esetekre szorítkozva a $H_0(t)$ gerjesztésre adott válaszfüggvények a következők lesznek:
Ha $a = \frac{1}{4}$, akkor

$$v(t) = (39 - 9\frac{t}{\tau})e^{-\frac{t}{\tau}} - (39 + 30\frac{t}{\tau} + 10\frac{t^2}{\tau^2} + \frac{4}{3}\frac{t^3}{\tau^3})e^{-2\frac{t}{\tau}} \quad (36)$$

Ha pedig $a > \frac{1}{4}$, akkor

$$v(t) = (A + Bt)e^{-\frac{t}{\tau}} + \left[\left(C - \frac{E\alpha + F}{2\beta^2} t \right) \cos\beta t + \left(\frac{D + C\alpha}{\beta} + \frac{E\alpha + F}{2\beta^3} + \frac{E}{2\beta} t \right) \sin\beta t \right] e^{\alpha t} \quad (37)$$

ahol

$$\alpha = -\frac{1}{2a\tau}; \quad \beta = \frac{\sqrt{4a-1}}{2a\tau};$$

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{a^3}(-a^3+6a^2-7a+2); \\
 B &= \frac{1}{a^2\tau}(-a^2+2a-1); \\
 C &= \frac{1}{a^3}(a^3-6a^2+7a-2); \\
 D &= \frac{1}{a^4\tau}(5a^3-12a^2+9a-2); \\
 E &= \frac{1}{a^3\tau^2}(-a^2+3a-1); \\
 F &= \frac{1}{a^4\tau^3}(-3a^2+4a-1);
 \end{aligned}
 \tag{38}$$

Az unipoláris és a bipoláris jelalakokat az I. és II. táblázatban foglaltuk össze az a paraméter különböző értékeinél. Az összehasonlíthatóság kedvéért megadtuk az egyszeres RC differenciálással és kétszeres RC integrálással nyerhető unipoláris és a kétszeres RC differenciálással és kétszeres RC integrálással nyerhető bipoláris jelalakokat. A táblázat tartalmazza a maximum- és minimumhelyeket, a zérushelyeket, és az alálövésnek az elsődleges impulzushoz való arányát is.

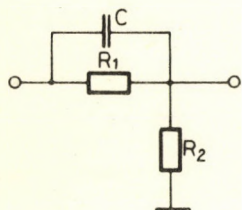
Az eddigiekben feltételeztük, hogy a lineáris erősítő bemenőjele $H_0(t)$ alakú. Az esetek többségében azonban a bemenőjelnek véges lecsengési ideje van, vagyis

$$v(t) = e^{-\frac{t}{\tau_0}} \tag{39}$$

alakú, ahol τ_0 a bemenőjel lecsengési időállandója.

Ilyen esetekben, hogy a bemenőjel unipolaritását megtartsuk, ún. pole-zero kompenzált differenciáló kört alkalmazunk. Pole-zero kompenzált differenciáló áramkört a 13. ábrán láthatunk, amelynek átviteloperátora

$$F(s) = \frac{s + \frac{1}{CR_1}}{s + \frac{R_1+R_2}{R_2R_1} \cdot \frac{1}{C}} \tag{40}$$

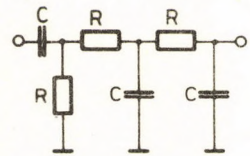
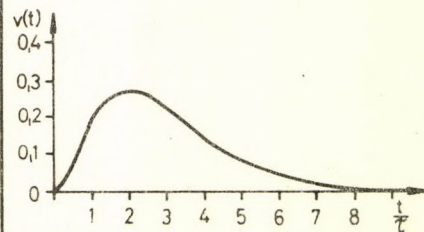
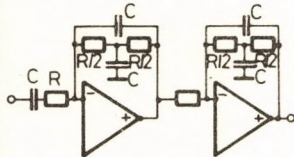
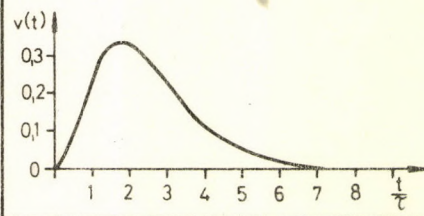
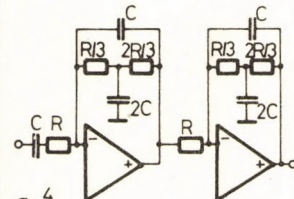
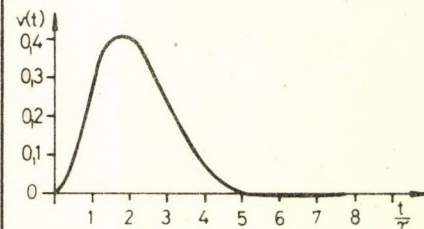
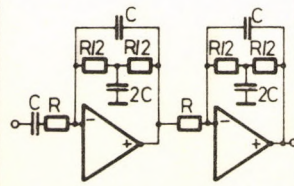
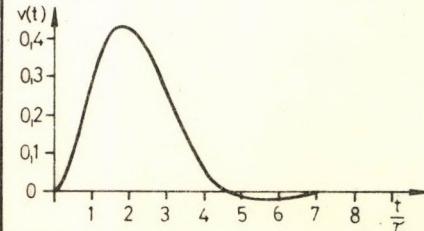


13. ábra. Pole-zero kompenzált differenciáló kör.

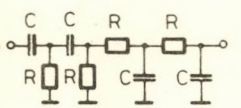
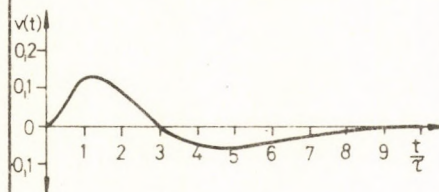
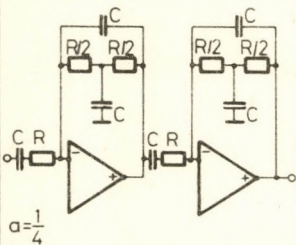
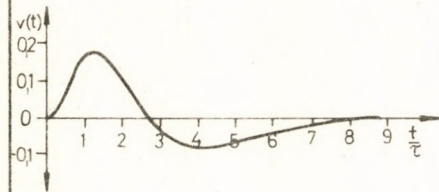
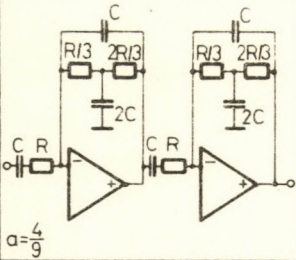
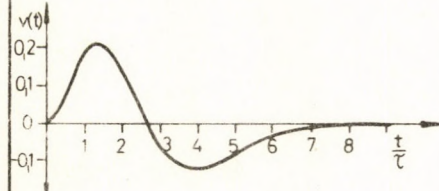
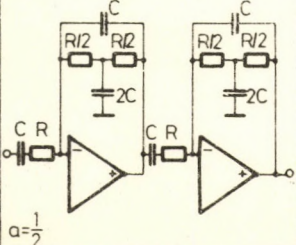
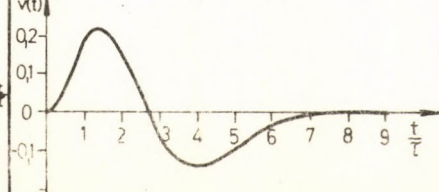
Fig. 13. Pole-zero compensated differentiator.

Рис. 13. Дифференциатор с компенсацией полюса с нулем.

I. Táblázat. Unipoláris jelek különböző szűrők esetén.
 Table I. Unipolar pulses in the case of different filters.
 Таблица I. Униполярные сигналы при различных фильтрах.

SORSZÁM	SZÜRŐ	ÁTVITELOPERÁTOR	H ₀ (t)-RE ADOTT VÁLASZ							
			v(t)		MAXIMUM HELY	MAXIMUM HELYEN FELVETT ÉRTÉK	MINIMUM HELY	MINIMUM HELYEN FELVETT ÉRTÉK	ZÉRUS HELY	MIN-MAX. ARÁNY, ABSZOLÚT ÉRTÉKEK(%)
			ANALITIKUS ALAK	A FÜGGVÉNY KÉPE						
1		$\frac{S}{(S+\frac{1}{\tau})^3} \cdot \frac{1}{\tau^2}$	$\left(\frac{t}{\tau}\right)^2 e^{-\frac{t}{\tau}}$		2,000 τ	0,2707	—	—	0,000 ∞	—
2	 $a=\frac{1}{4}$	$\frac{S(\frac{S^2}{\tau^2} + \frac{2S}{a\tau^3} + \frac{1}{a^2\tau^4})}{(S+\frac{1}{\tau})^4(S+\frac{1}{\tau})}$	$9e^{-\frac{t}{\tau}} \left[9 + \frac{t}{\tau} + 4\left(\frac{t}{\tau}\right)^2 + \frac{2}{3}\left(\frac{t}{\tau}\right)^3 \right] e^{-\frac{t}{\tau}}$		1,776 τ	0,3389	—	—	0,000 ∞	—
3	 $a=\frac{4}{9}$		$\frac{25}{16}e^{-\frac{t}{\tau}} + \left[\frac{25}{48\tau} + \frac{62}{24\tau} - \frac{3}{4\tau} \right] \sin \frac{3\sqrt{7}}{8}t - \left[\frac{25}{16} \cdot \frac{31}{28} \frac{t}{\tau} \right] \cos \frac{3\sqrt{7}}{8}t \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$		1,820 τ	0,4112	5,924 τ	-0,0050	0,000 5,250 τ 7,624 τ	1,220
4	 $a=\frac{1}{2}$		$\left(1 + \sin \frac{t}{\tau} - \cos \frac{t}{\tau} - \frac{t}{\tau} \cos \frac{t}{\tau}\right) e^{-\frac{t}{\tau}}$		1,847 τ	0,4319	5,532 τ	-0,0176	0,000 4,712 τ 7,623 τ	4,093

II. Táblázat. Bipoláris jelek különböző szűrők esetén.
 Table II. Bipolar pulses in the case of different filters.
 Таблица II. Биполярные сигналы при различных фильтрах.

SORSZÁM	SZÜRŐ	ÁTVITELOPERÁTOR	H ₀ (t)-ADOTT VÁLASZ							
			v(t)		MAXIMUM HELY	MAXIMUM HELYEN FELVETT ÉRTÉK	MINIMUM HELY	MINIMUM HELYEN FELVETT ÉRTÉK	ZÉRUS HELY	MAX.-MIN. ARÁNY ABSZOLÚT ÉRTÉKEK
			ANALITIKUS ALAK	A FÜGGVÉNY KÉPE						
1.		$\frac{S^2}{(S + \frac{1}{\tau})^4} \cdot \frac{1}{\tau}$	$\left[\left(\frac{1}{\tau}\right)^2 - \frac{\left(\frac{1}{\tau}\right)^3}{6}\right] e^{-\frac{t}{\tau}}$		1,268 τ	0,1306	4,732 τ	-0,0569	0,000 3,000 τ ∞	43,57
2.		$\frac{S(S^3 + \frac{8S^2}{\tau^3} + \frac{16S}{\tau^4})}{(S + \frac{2}{\tau})^4 (S + \frac{1}{\tau})^2}$	$(39 - 9\frac{t}{\tau})e^{-\frac{t}{\tau}} - [39 + 30\frac{t}{\tau} + 10(\frac{t}{\tau})^2 + \frac{4}{3}(\frac{t}{\tau})^3]e^{-2\frac{t}{\tau}}$		1,236 τ	0,1747	4,127 τ	-0,0811	0,000 2,685 τ ∞	46,42
3.			$\frac{5}{32} + \frac{25}{16}\frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} + \left[\frac{5}{32} - \frac{171}{112}\frac{t}{\tau}\right] \cdot \cos \frac{3\sqrt{7}}{8}\frac{t}{\tau} + \left[\frac{135}{32\sqrt{7}} + \frac{57}{14\sqrt{7}}\frac{t}{\tau} + \frac{33}{16\sqrt{7}}\frac{t}{\tau}\right] \sin \frac{3\sqrt{7}}{8}\frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}$		1,318 τ	0,2094	3,944 τ	-0,1239	0,000 2,638 τ ∞	59,17
4.			$\left[2 + \frac{t}{\tau}\right] \sin \frac{t}{\tau} + \left[1 - \frac{t}{\tau}\right] \cos \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}$		1,344 τ	0,2183	3,959 τ	-0,1389	0,000 2,650 τ 7,718 τ	63,63

Az $e^{-\frac{t}{\tau_0}}$ alakú bemenőjelre adott válasza pedig

$$V(s) = \frac{s + \frac{1}{CR_1}}{s + \frac{1}{C \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}}} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_0}} \quad (41)$$

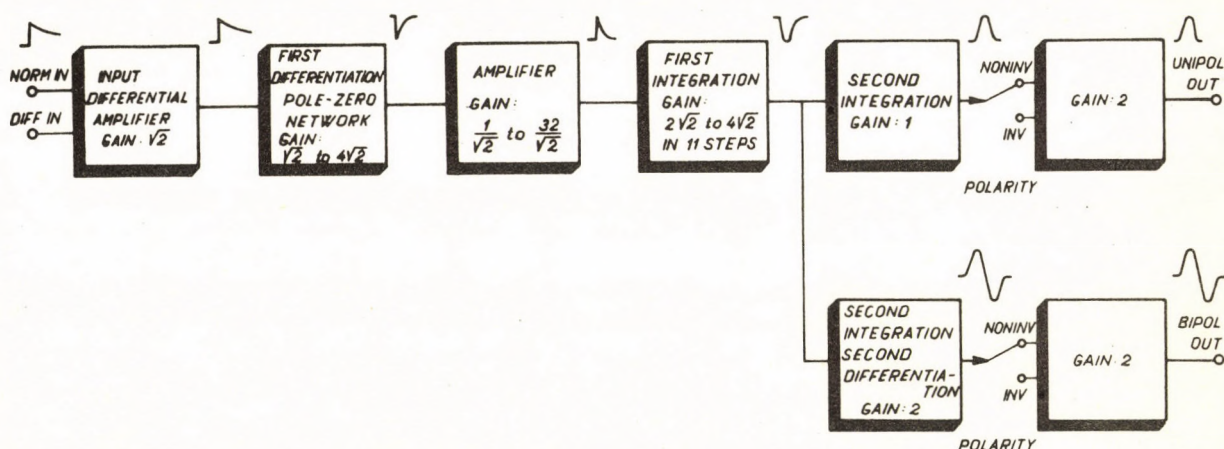
Ha $\tau_0 = R_1 C$, akkor

$$V(s) = \frac{1}{s + \frac{1}{C \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}}} \quad (42)$$

vagyis megegyezik egy $\tau = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} C$ időállandóju közös RC differenciáló kör $H_0(t)$ gerjesztésre adott válaszával.

4. AZ ERŐSÍTŐ ISMERTETÉSE

Az erősítő blokkvázlatát a 14. ábrán láthatjuk. A bemenőfokozat egy $\sqrt{2}$ -szeres erősítésű differenciálerősítő. Ez az egység az üzemmód kapcsoló állásától függően vagy a normál bemenetre adott jelet, vagy pedig a normál és a differenciál bemenetekre adott jelek különbségét erősíti, lehetővé téve ezzel a közös módusu zavarok hatásos kiszűrését.



14. ábra. A lineáris erősítő blokk vázlatja.
Fig. 14. Block diagram of the linear amplifier
Рис. 14. Блок схема линейного усилителя.

A bemenőfokozatot a pole-zero kompenzált differenciáló fokozat követi. Ezen egység erősítése $\sqrt{2}$, $2\sqrt{2}$ vagy $4\sqrt{2}$ a durva erősítésszabályozó kapcsoló állásától függően.

Ezután egy erősítő fokozat következik, amelynek erősítése $\frac{1}{\sqrt{2}} \div \frac{32}{\sqrt{2}}$ értékek között változtatható ugyancsak a durva erősítés szabályozó kapcsolóval, 2 hatványai szerint.

A negyedik egység az első integráló fokozat, amelynek erősítése a finom erősítésszabályozó kapcsolóval 11 lépésben állítható $2\sqrt{2}$ és $4\sqrt{2}$ között. Ezután az egység után a jel kétfelé ágazik. Az unipoláris kimenet felé a második integrálás következik. A második integráló egység erősítése 1. Innen a jel az egyik 2-szeres erősítésű végfokozat invertáló vagy nem invertáló bemenetére jut a polaritáskapcsoló állásától függően.

A bipoláris kimenet felé a második differenciáló és integráló fokozat következik, amelynek erősítése 2, hogy pótoljuk a második differenciálás következtében fellépő amplitudó veszteséget. Ezt követi a másik ugyancsak 2-szeres erősítésű végfokozat, az előbbtől független polaritásváltási lehetőséggel.

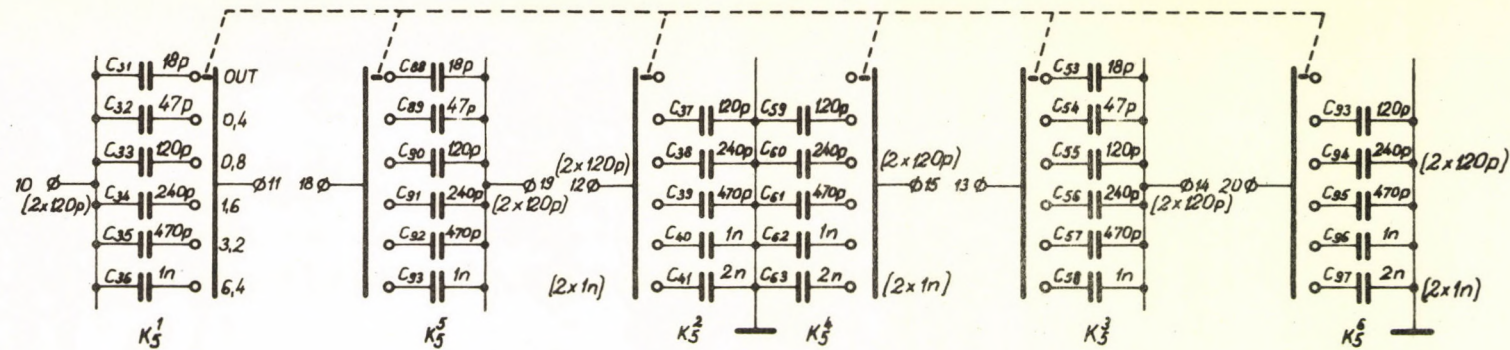
A lineáris erősítő teljes kapcsolási rajzát a 15. ábrán láthatjuk. A műszer valamennyi fokozata műveleti erősítő. A bemenőegység kis zajú, aszimmetrikus felépítésű tranzisztoros differenciálerősítő. A differenciál fokozatot a T_1 , T_2 tranzisztorok és a T_3 áramgenerátor alkotják. A T_2 tranzisztor emitterben vezérli a T_4 földelt bázisu kapcsolásban működő tranzisztort, amelynek a T_5 áramgenerátor a munkaellenállása. Ezt követi a T_6 , T_7 nagy β -jú $\beta \sim 300$ tranzisztorokból álló komplementer emitterkövető. Ezen nagy β -jú tranzisztorok biztosítják a kimeneti terhelés kis visszahatását a nyílthurku erősítésre, amelynek nagysága nagyobb, mint 65 dB. A fokozat $\sqrt{2}$ -szeres erősítését az R_{15} , R_3 , R_2 , R_5 ellenállások határozzák meg mindkét bemenetre vonatkozóan. Az R_1 ellenállás a nem invertáló bemenet 1 k Ω -os bemenőellenállását állítja be.

A differenciáló fokozat a bemenő fokozattal megegyező felépítésű erősítőből áll. A fokozat erősítését az R_{39-41} ellenállások és az R_{29} ellenállás határozzák meg. A differenciálás időállandója pedig az R_{29} ellenállástól és a C_{5-9} kondenzátoroktól függ. A pole-zero kompenzáció mértéke a mindenkor bemenőjel lecsengési időállandójához az R_{22} potencióméterrel állítható be.

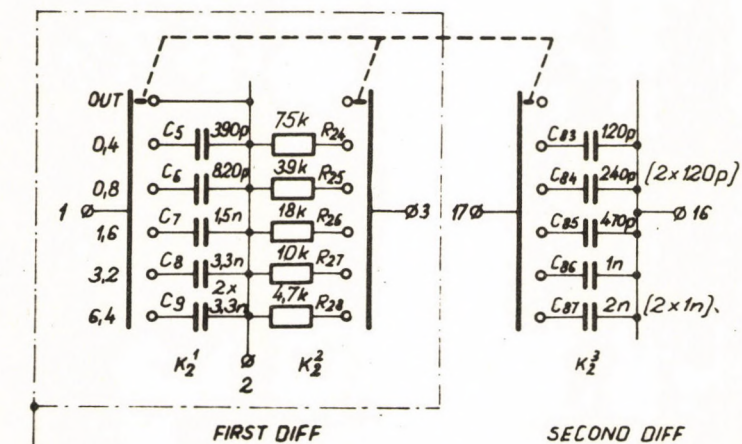
Az erősítő fokozatot az IC_1 integrált áramkör alkotja. Az erősítést az R_{49} és R_{51-56} ellenállások határozzák meg, míg R_{57} , C_{25} , R_{58} , C_{26} a frekvencia kompenzáló hálózat elemei.

Az IC_2 integrált áramkör alkotja az első "Gauss formáló" szűrő egységet /integráló fokozat/. A visszacsatolásban szereplő T tagot az R_{72} , R_{73} ellenállások és a C_{37-41} kondenzátorok alkotják. Az R_{72} és R_{73} ellenállások aránya 2:1, tehát a lineáris erősítő az I. és a II. táblázatban megadott 3. sorszámú szűrőkörökkel ekvivalens. Az integrálás időállandóját az R_{72} , R_{73} ellenállások és a C_{31-36} kondenzátorok határozzák meg. A fokozat erősítése az R_{62-71} , R_{72} , R_{73} , R_{74} ellenállásoktól függ.

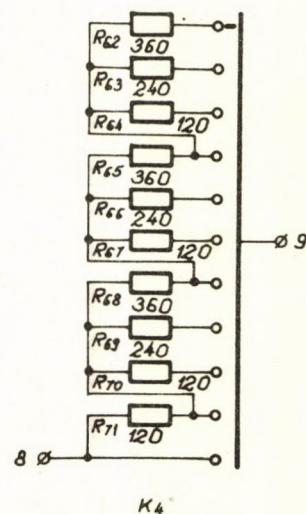
Az IC_3 alkotja az előzőhöz hasonló felépítésű második "Gauss formáló" egységet az unipoláris jelek számára.



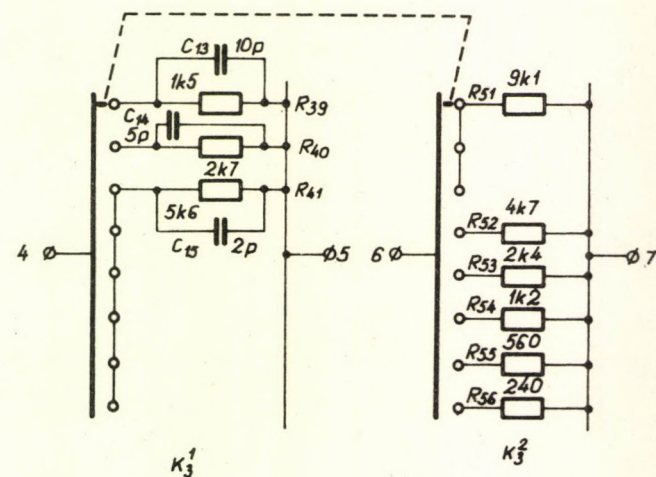
INTEGRATION



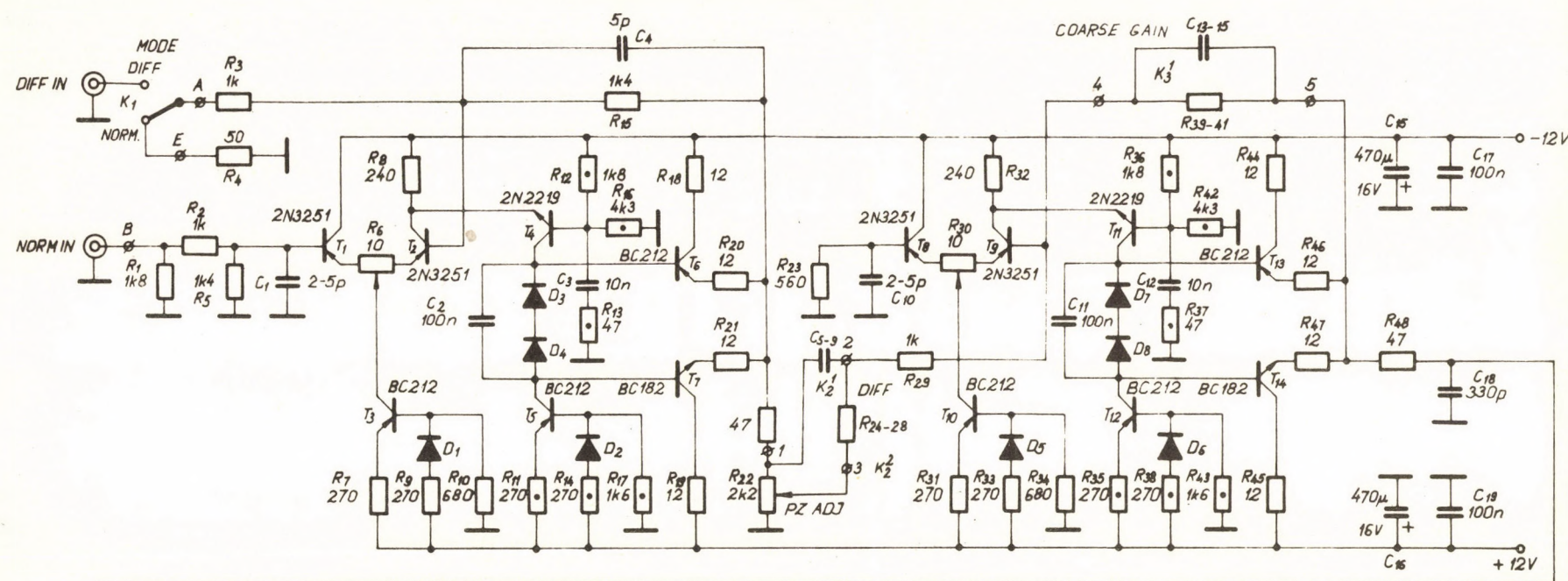
DIFFERENTIATION



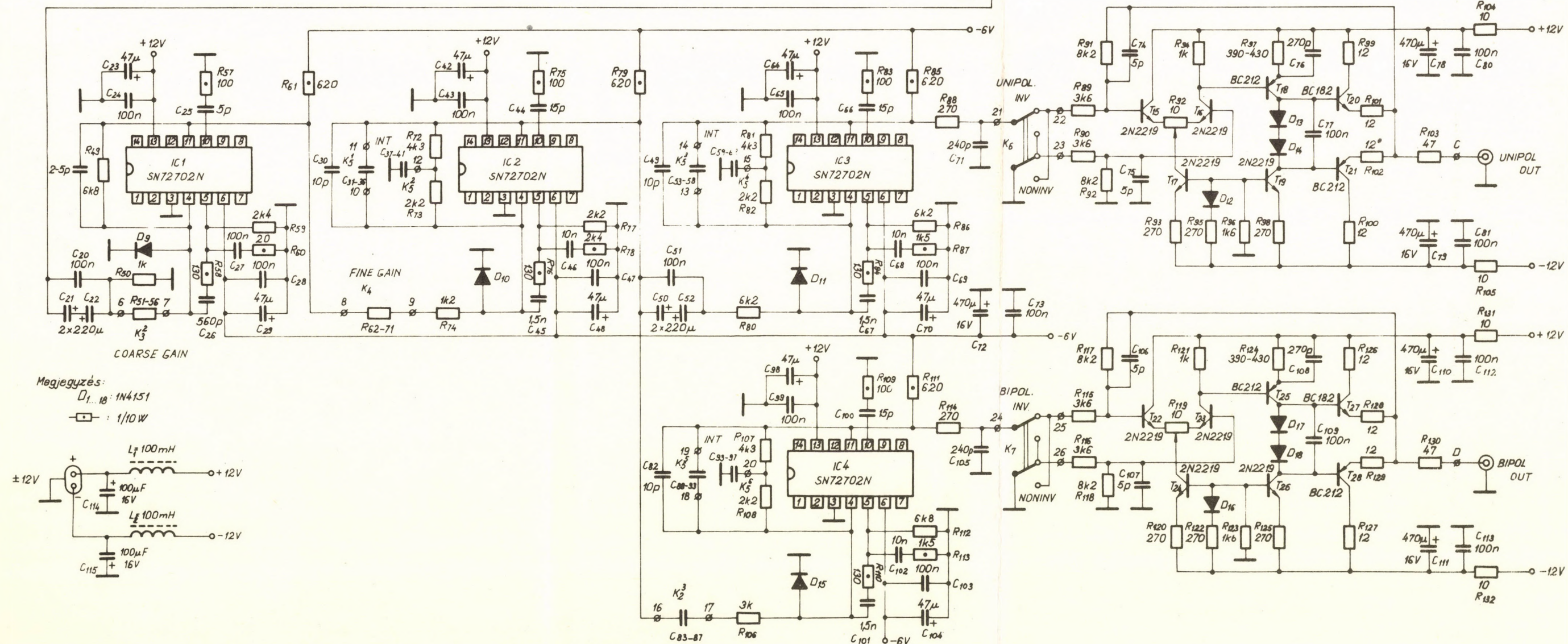
FINE GAIN



COARSE GAIN



15. ábra. A lineáris erősítő kapcsolási rajza.
Fig. 15. Circuit diagram of the linear amplifier.
Рис. 15. Принципиальная схема линейного усилителя.



Az IC₄ a második differenciáló és második integráló fokozat a bipoláris jelek számára. A differenciálás időállandóját a C₈₃₋₈₇ és R₁₀₆ határozzák meg, egyébként a fokozat az előző két egységhez hasonló felépítésű.

A végfokozat mind az unipoláris, mind a bipoláris jelek esetében teljesen azonos. A differenciál párból és áramgenerátorból álló első egységet egy földelt emitteres kapcsolásban működő tranzisztor követi, amelynek nagy dinamikus munkaellenállását áramgenerátor biztosítja. A kimeneti terhelés kis visszahatását itt is komplementer emitterkövetők alkalmazásával oldjuk meg.

A bemenőfokozat és a kimenőfokozatok egyébként azért nem azonos felépítésűek, mert a bemenetnél az elsődleges szempont a gyorsaság és a kis zaj, a kimenetnél viszont a minél kisebb nullpontvándorlás.

5. MŰSZAKI JELLEMZŐK

Bemenetre vonatkoztatott zaj maximális erősítésnél és 3,2 µs-os formáló időállandónál az unipoláris kimeneten mérve a bemenet 50 Ω-os lezárása esetén:

< 5 µV

Bemeneti ellenállás:

1 kΩ, DC csatolt /mindkét bemeneten/

Kimeneti ellenállás:

50 Ω, DC csatolt /mindkét kimeneten/

Integrális nonlinearitás:

< 0,1 %

Lineáris tartomány:

5 V

Maximális kimeneti jel:

+8 V, - 10 V

Erősítés hőmérsékleti stabilitása:

< 1 · 10⁻⁴/C°

Kimeneti DC szint hőmérsékleti stabilitása:

< 0,5 mV/C°

Közös módusu elnyomás:

> 60 dB

Erősítés változtatási lehetőség:
durva:

8 ÷ 1024, 2 hatványai szerint

finom:

1 ÷ 2, 11 lépésben

Időállandók:

0,4; 0,8; 1,6; 3,2; 6,4 µs, vagy mind a differenciálás, mind az integrálás kikapcsolható. A differenciálás és integrálás egymástól függetlenül állítható.

Bemenőjel polaritása:

tetszőleges

Kimenőjel polaritása:

invertált vagy nem invertált.

IRODALOM

- [1] E. Fairstein and J. Hahn, Part I. Nucleonics 23/7 /1965/ 56.
Part II. Nucleonics 23/9 /1965/ 81.
Part III. Nucleonics 23/11 /1965/ 50.
Part IV. Nucleonics 24/1 /1966/ 54.
Part V. Nucleonics 24/3 /1966/ 68.
- [2] E. Kowalski, Nuclear Electronics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1970.
- [3] H. Den Hartog, F. A. Muller, Physica 13, 571 /1947/
- [4] Mikusinski, Operátorszámítás, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1961.

FÉLAUTOMATA DIGITÁLIS KOORDINÁTAMÉRŐ MIKROSKÓP RENDSZER ÉS VEZÉRLŐEGYSÉGE

TÖRÖK ISTVÁN

A cikk az ATOMKI-ben épített félautomata digitális koordinátamérő mikroszkóp főbb egységeinek kapcsolatát mutatja be. Ismerteti, hogy milyen feladatokat és milyen üzemmódokban lehet megoldani a berendezéssel. A cikk részletesebben tárgyalja a vezérlőegységet.

SEMI-AUTOMATIC DIGITAL COORDINATE MEASURING MICROSCOPE SYSTEM WITH CONTROL UNIT. The description of a semi-automatic digital coordinate measuring microscope developed in ATOMKI is given at block-diagram level. The tasks and the operating modes of the instrument are shown. A more detailed description of the control unit is given.

ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКИЙ ЦИФРОВОЙ МИКРОСКОП ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КООРДИНАТ, И ЕГО БЛОК УПРАВЛЕНИЯ. Дано описание /на уровне блок-схемы/ полуавтоматического цифрового микроскопа для измерения координат, разработанного в АТОМКИ. Описано, какие задачи можно решать аппаратом и в каких режимах работы. Более детально описано блок управления.

BEVEZETÉS

Az újabb és újabb, egyre jobb felbontású, gyorsabb és számológépes feldolgozásra alkalmasabb eredményt adó detektorok visszaszorították a fotoemulziós detektálás használatát az elemi részecske és magfizikai vizsgálatok területén, de pl. kis intenzitású folyamatok és gyors neutronok energiamérésénél ma is versenyképes e módszer, ha a mikroszkóvizsgálás időtrábló munkáját automatizáljuk. Külföldön és belföldön egyre több helyen dolgoznak ki különböző célú, különböző fokon automatizált digitális koordináta mérő mikroszkópokat [Pl. [1-8]].

Az ATOMKI-ben nagy hagyományai vannak a nukleáris emulziós méréseknek és sok értékes közlemény született e módszer felhasználásával [9]. Világossá vált, hogy a felgyült emulziós

tapasztalatokat csak úgy tudjuk a jövőben kamatoztatni, ha az intézetben is lépéseket teszünk a mikroszkópizálás automatizálása terén.

A külföldi példák azt mutatták, hogy a teljesen automatizált rendszerek nyomhosszuság-mérések céljára túl költségesek, túl bonyolultak, s a velük szerzett tapasztalatok szerint is a berendezések meglehetősen a várakozás alatt teljesítenek [5]. A különböző helyeken leírt félautomatikus berendezések [pl. [1], [2], [3], [10], viszont sokkal olcsóbbak, egyszerűbbek és alkalmazhatóbbak voltak. Így döntöttünk a félautomatikus megoldás mellett.

FÉLAUTOMATIKUS DIGITALIS KOORDINÁTAMÉRŐ MIKROSKÓP RENDSZER

Intézetünkben építettünk egy félautomata digitális koordinátamérő mikroszkópot [11-15]. E berendezés derékszögű koordináta-rendszerben három dimenzióban méri a koordinátákat. A félautomata megoldású berendezéseknél a koordináta érték leolvasását és a mért érték rögzítését szokták automatizálni, míg a rögzítendő koordinátájú pontok megkeresését, hajszátkereszt-re, vagy más referenciajelre való beállítását az operátorra bízák. Esetünkben is az operátor végzi a keresés és beállítás munkáját, majd egy automatika kiolvassa és rögzíti a mért koordináta értékeket.

A mikroszkópra a három koordinátatengelynek megfelelően HEIDENHAIN gyártmányú lineáris inkrementális optoelektronikus kódolókat szereltünk [16]. A kódolókhöz tartoznak bizonyos logikai áramkörök is [17]. Ezek a berendezések koordinátatengelyenként két-két kimenettel rendelkeznek. Az egyiken az egyik irányu elmozdulás, a másikon a másik irányu elmozdulás esetén kapunk mikrononként egy logikai impulzust.

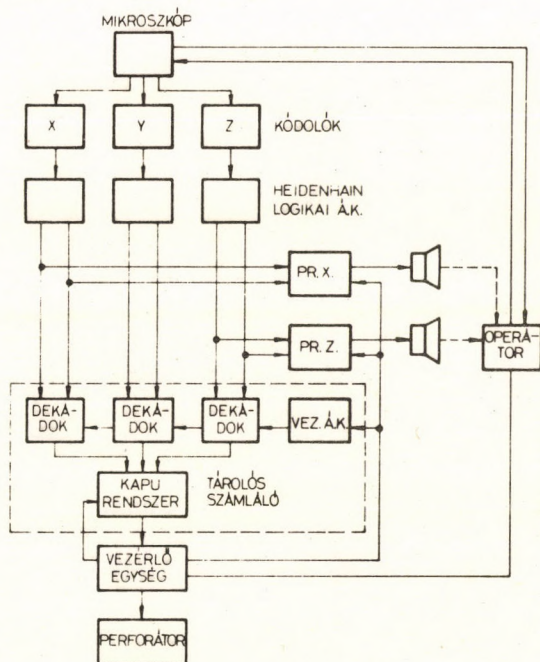
A Heidenhain logikai egységek koordináta impulzusait egy speciális 3x5 dekádós tárolós differencia számlálóval számoljuk le [12], [14]. Az X és Z koordináta impulzusokat preset számlálókra is elvezetjük, ezek teszik lehetővé az előválogatást a nyomméréseknél [13]. Az adatokat perforátor rögzíti /TALLY P-120/. A számlálók /3x5 dekádós tárolós számláló, X és Z preset számláló/ és a perforátor illesztését a vezérlőegység teszi lehetővé. Lehetőséget ad továbbá különböző azonosítók /címkek/ perforálására is, és számlálja az operátor által feldolgozott nyomokat. A berendezés egyszerűsített bloksémáját az 1. ábrán láthatjuk.

[Ideiglenes megoldásként az intézetben régebben kidolgozott [18] 6 dekádós differencia számlálókra /3 db/ vezettük a Heidenhain elektronikák koordináta impulzusait, s a számlálók tartalmát egy-egy VA-G-24A típusú sornyomtató rögzítette [19]. A berendezés bloksémáját régebben közöltük [14]. A berendezéssel a koordináta adatokat három papírszalagon kaptuk, külön szalagon az X, külön szalagon az Y, és külön szalagon a Z koordinátákat. A nyomtatók mechanikus sorszámai azonosították az összetartozó értékeket. A nyomok elejének koordinátáit piros színű nyomtatás különböztette meg. A törés- és végpontok koor-

dinátáit feketével nyomtattuk. A nyomtatott szalagokról az adatokat telex-gép segítségével, kézi beadással vittük át lyukszalagra, ami már közvetlen számítógépes feldolgozásra alkalmas adatszalag volt.

Az ideiglenes berendezés a lyukszalag kimenetű rendszer elkészüléséig is alkalmazásra került [20-21].

A felhasznált VA-G-24A nyomtatók igen megbízhatatlanoknak bizonyultak, és problémát jelentett az is, hogy a nyomtatás idejére a kódolók jeleit nem fogadhatták a számlálók, ami null-pont eltolódáshoz vezetett. A kéziüzemű lyukszalag készítés is sok hibalehetőséget rejtett.]



1. ábra. A mikroszkóp rendszer egyszerűsített blokk-sémája.

Fig. 1. Simplified block-diagram of the microscope system.

Рис. 1. Упрощенная блок-схема системы микроскопа.

A VEZÉRLŐEGYSÉG

A vezérlőegység az alábbi célokat szolgálja:

- a/ kikérdező impulzusokat ad a koordinátákat tartalmazó tárolós számláló felé,
- b/ a koordináta tartalmat továbbítja a tárolós számlálótól a perforátorra,
- c/ a koordináta adatokat olyan formátumra hozza, hogy a kapott lyukszalag telexen való kiírásra alkalmas legyen,

d/ különféle vezérlőjeleket /start, stop, reset, átadás/ ad a tárolós és preset számlálók felé,
 e/ lehetővé teszi, hogy az operátor tetszőleges karaktereket perforálhasson,
 f/ lehetővé teszi, hogy $3 \times 5 = 15$ digités címkéket perforáljunk /azonosítók, "cimke I"/,
 g/ számlálja a mért és "hasznos" eseményeket alakulatokat /pl. részecskenyomokat/,
 h/ téves koordináta-hármasok és nyomok perforálása után lehetőséget ad olyan címkék perforálására, amelyek hatására a számológép a téves adatokat figyelmen kívül hagyja /"cimke II"/,
 i/ esetenként bekapcsolja a perforátor motort kb. 1 másodperccel a perforálás kezdete előtt, vagy állandóan bekapcsolva tartja.

ÜZEMMÓDOK

A vezérlőegység a fenti feladatokat hat üzemmódban látja el. Az üzemmódokat az előlapon elhelyezett nyomógombokkal indíthatjuk, vagy egyes üzemmódokat a mikroszkópasztalon elhelyezett kézikapcsolókkal, illetve a földre helyezett lábkapcsolókkal is. Az üzemmódok a következők:

1/ Törlés. A gomb megnyomására a vezérlőegység elektronikus áramkörei alapállapotba helyeződnek. Egyidejűleg nullázó impulzust kap a tárolós számláló és a két preset számláló is. /A tárolós számláló start-stop vezérlését a mérés elején kézzel kell működtetni a tárolós számláló előlapján elhelyezkedő nyomógombokkal, vagy távirányítással a nyomógombok alatt elhelyezkedő BNC csatlakozókra vezetett impulzusokkal./

2/ Koordináta ill. címke I /azonosítók/ perforálása. Egy kétállású billenőkapcsolóval választjuk ki, hogy melyik adatot kívánjuk rögzíteni:

- a/ a 3×5 koordináta digitet a tárolós számlálóból, vagy
- b/ a $3 \times 5 = 15$ azonosító /cimke I/ digitet.

A választó kapcsoló mellett levő nyomógomb működtetésére a 15 digit az alábbi formátumban kerül kiperforálásra: CR, LF, CR, B₁, D₁, D₂, D₃, D₄, D₅, Sp, Sp, B₁, D₆, D₇, D₈, D₉, D₁₀, Sp, Sp, B₁, D₁₁, D₁₂, D₁₃, D₁₄, D₁₅, Sp, Sp. A kód 5 bites telex-kód /CCIT No 2./. /Lehetőség van a kód megváltoztatására, akár 8 csatornás kódra, pl. ASCII./ A rövidítések a következőket jelentik: CR= kocsi vissza; LF=soremelés; B₁=üres, blank; Sp=szóköz, space; D₁, ..., D₁₅ címke perforálás esetén az 1, ..., 15 számú preset kapcsolón beállított decimális digit /P_i, i=1, ..., 15/, koordináta perforálása esetén a tárolós számláló dekádjainak tartalma: D₁=10⁴X, D₂=10³X, ..., D₅=10⁰X, D₆=10⁴Y, ..., D₁₀=10⁰Y, D₁₁=10⁴Z, ..., D₁₅=10⁰Z.

A tárolós számláló számláló- és tároló-dekádjai közt az átadás kétféle módon mehet végbe, a tárolós számláló előlapján elhelyezett kapcsoló állásának megfelelően. Az egyik esetben az átadó-kapuk állandó nyitó szintet kapnak, és a tároló- és számláló-dekádok tartalma mindig megegyezik. A kapcsoló másik állásában csak a vezérlőegységről kapott átadó impulzus tartamára nyit-

nak a kapuk, s a tároló-dekádok a legközelebbi átadó impulzusig az ezzel az átadással kapott számértéket tartalmazzák. A vezérlőegység átadó impulzust a 2-es és 3-as üzemmód indításakor ad.

A koordináta - címke I perforálás nyomógomb működtetésekor a Z preset számláló stop és reset jeleket kap.

A koordináta - címke I perforálás üzemmódot az előlapon levő nyomógombon kívül egy lábkapcsolóval is indíthatjuk.

Lehetőséget hagyunk egy olyan irányú bővítésre, hogy címke I perforálás esetén a 15 hely bármelyikénél abbahagyhasssa a gép a perforálást, és a vezérlőegység alapállapotba kerüljön.

3/ Kezdő koordináta perforálása. A nyomok elejénél ill. bármely kitüntetett koordinátánál /más jellegű méréseknél/ ezt az üzemmódot indítjuk. Az előlapon elhelyezett nyomógombon kívül egy lábkapcsoló is indítani tudja ezt az üzemmódot. A kitüntetett koordinátákat a lyukszalagon hasonló formátumban rögzítjük, mint a koordináta-címke perforálás üzemmódnál, azzal a különbséggel, hogy egy 8, :, Sp, Sp címke /címke II/ kerül elébe. Az indítógombok működtetésére a perforáláson kívül még a következők történnek:

a/ Az Eseményszám II jelű elektromechanikus számláló eggyel előre lép. /A számlálót mechanikusan kell a munka megkezdésekor nullázni./ Ez a számláló a méréssorozat folyamán mérni kezdett nyomok számát mutatja.

b/ Az X preset számláló reset és start jelet kap.

c/ A Z preset számláló start jelet kap.

/Ha a koordináta-címke átkapcsolót címke állásban felejtettük, akkor a koordináta digitek helyére a preset kapcsolókon beállított értékek kerülnek perforálásra./

Nyomméréseket feldolgozó számítógép programunk olyan, hogy a nyomhosszuságok kiszámítását a gép a 8: címkékkel ellátott koordináta-hármasoktól kezdi.

4/ Koordináta törlés. Amennyiben az operátor észreveszi, hogy tévesen perforált ki egy koordináta-hármas, tehát azt nem kell a számítógépnek figyelembe venni, akkor ezt az üzemmódot indítja. Az előlapon levő nyomógombon kívül az operátor kartámaszába beépített nyomógomb is tudja az üzemmódot indítani. A gombok működtetésére az 5, :, Sp, Sp /címke II típusu/ címkét kapjuk a lyukszalagon. A számítógépet lehet úgy programozni, hogy erre a címkére hagyja figyelmen kívül az előzőleg perforált koordináta-hármas.

5/ Esemény törlés. Ha az operátor mérés közben rájön, hogy a mért nyom, vagy más alakzat valamilyen okból nem alkalmas a további feldolgozásra, ezt az üzemmódot indítja. Az indítás itt is vagy az előlapon levő, vagy a kartámaszba beépített nyomógommbal történik. Az üzemmód indítására a lyukszalagon 3, :, Sp, Sp /címke II típusu/ címkét kapunk. A számítógép programot lehet úgy alakítani, hogy erre a címkére az előzőleg perforált 8, :, Sp, Sp címkétől kezdve rögzített összes koordináta-hármas figyelmen kívül hagyja. Ezen üzemmód minden indítására az Eseményszám I jelű elektromechanikus számláló egyet előre számol. /E számláló ugyancsak mechanikusan nullázandó egy-egy méréssorozat elején./ A két elektromechanikus számláló állásának - a mérni kezdett és törölt események számának - különbsége

adja a "hasznos" események számát.

6/ Tetszőleges karakter perforálása. Ha az operátor a lyukszalagra betűket és írásjeleket is tartalmazó azonosítót akar lyukasztani, akkor ezt az üzemmódot használja. A karaktert az előlapon elhelyezett cserélhető kódtáblázat alapján, az alatta levő kapcsolóregiszteren kell bitenként beállítani. A beállított karakter az üzemmódot indító nyomógomb működtetésére kerül a lyukszalagra. Az üzemmód ismételt indítása esetén az előzőleg beállított karakter újra perforálódik.

A fenti hat üzemmód működését a magfizikai fotoemulziós nyommérések követelményei szerint tárgyaltuk. A berendezést általánosan bármilyen koordinátamérési feladatra fel lehet használni a mikroszkóp asztal mechanikája által adott határok közt. /1-3 dimenzió, $77 \times 25 \times 8 \text{ mm}^3$. / Így azt mondhatjuk, hogy a hat üzemmód általában a következő:

1. Törlés.
2. Koordináta vagy címke I perforálása.
3. Koordináta vagy címke I perforálása egy címke II /8, :, Sp, Sp/ után, elektromechanikusan leszámolva.
4. Független címke II perforálása /5, :, Sp, Sp/.
5. Elektromechanikusan leszámolt címke II /3, :, Sp, Sp/ perforálása.
6. Tetszőleges karakter perforálása.

Ezen lehetőségek kihasználásával tetszőleges programokat írhatunk a különböző koordinátamérési feladatok mikroszkóppunkkal kapott adatszalogjainak számológépes feldolgozására.

A VEZÉRLŐEGYSÉG BLOKKSÉMAJA

A vezérlőegység egyszerűsített blokk-sémáját a 2. ábrán láthatjuk.

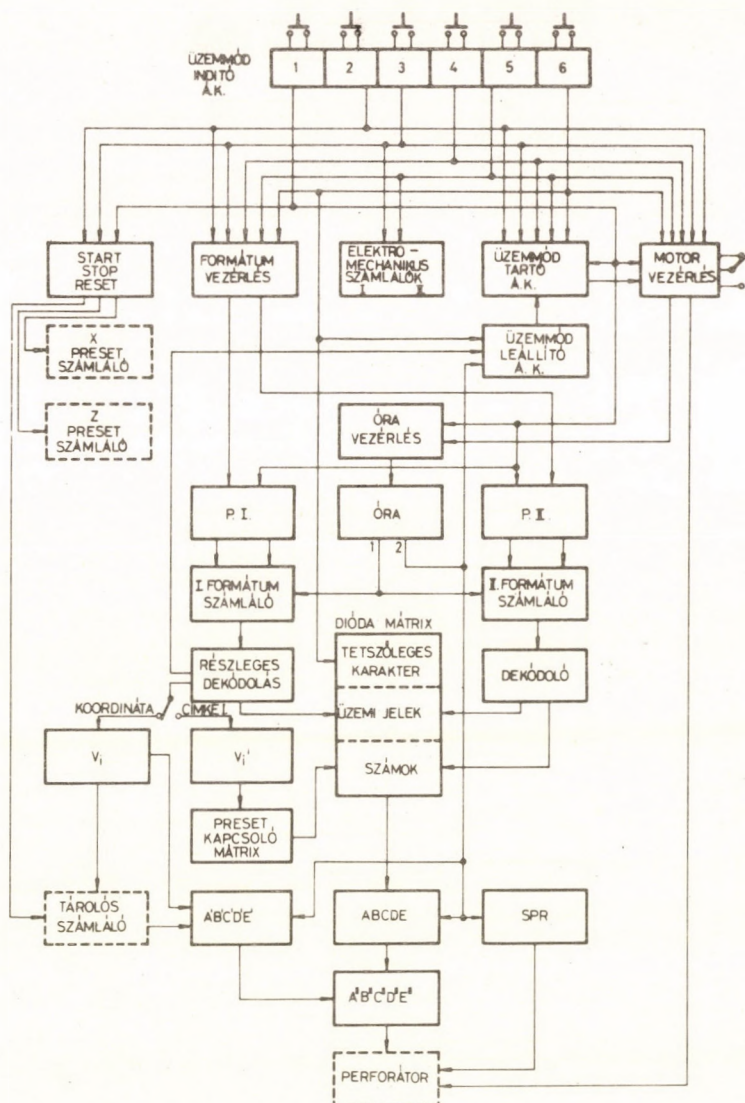
Üzemmód indító áramkörök: Az egyes üzemmódokat egy vagy két nyomógomb indítja. Pergésük hatását egyszerű bistabil billenőkörök védik ki. Ezek egyben indítják az egyes üzemmódokhoz tartozó monostabil billenőköröket. A törlés üzemmód az előlapról és egy automatikus nullázó körrel indul. Ez utóbbi a hálózatra való kapcsoláskor nullázza a berendezést.

Ha egy adott üzemmódban elindult a perforálás, akkor egy kapurendszer a perforálás befejeztéig letiltja bármelyik üzemmód indítását.

Motorvezérlés: A perforátor motorját kétféle módon működtethetjük:

- a/ a motor állandóan pörög,
- b/ bármely üzemmód indításának hatására indul a motor, és az adatok perforálása mintegy 1 s-os felpörgési idő után kezdődik csak.

E két üzemmód közül a számunkra megfelelőt a vezérlőegység előlapján elhelyezkedő kapcsoló segítségével választhatjuk ki. /Az üzemmód indító kapcsolók működtetése után a rendszer mindig kivárja az 1 s-ot és csak ezután indul a karakterek ki-perforálása. /



2. ábra. A vezérlőegység egyszerűsített blokksémája.
 Fig. 2. Simplified block-diagram of the control unit.
 Рис. 2. Упрощенная структурная схема блока управления.

Elektromechanikus számlálók: Leszámlálják a 3-as és 5-ös üzemmódok működtetéseinek a számát.

Üzemmod-tartó áramkörök: Minden üzemmódhoz tartozik egy JK bistabil áramkör, amely az illető üzemmód indítására "0"-ból "1"-be billen és ott is marad, amíg az üzemmód leállító áramkör vissza nem billenti. A visszabillenés hatására a motorvezérlő áramkör /hacsak nem állandóan pörgő motorral dolgozunk/ a motort leállítja.

Üzemmod-leállító áramkörök: A kiperforálásra kerülő karaktereket figyelik, s az illető üzemmód karaktersorozatának utolsó karakterét észlelve a megfelelő üzemmód tartó bistabilt "1"-ből "0" helyzetbe visszabillentik a karakter kiperforálása után.

Koordinátaszámlálók vezérlése: A tárolós számláló, az X és Z preset számlálók részére állítja elő a szükséges start, stop, reset és átadás jeleket.

Formátum vezérlés: A 2-6 üzemmódok karaktersorozatait az 1. táblázat tartalmazza. A 2-es üzemmódban 27 karaktert kell kiperforálni, a 3-as üzemmódban 4+27 karaktert, a 4-es és 5-ös üzemmódban 4 karaktert, a 6-os üzemmódban 1 karaktert. Láthatjuk, hogy voltaképpen három formátum /I, II, III/ kombinációiból összerakható bármelyik.

A berendezés csak ezt a három formátumot állítja elő hardware útján.

A tetszőleges egyetlen karakter kiperforálása csak a 6-os üzemmódban fordul elő. A III formátum kiválasztását elvégzi már maga a megfelelő üzemmód-tartó bistabil.

Az I és II formátum kiválasztását a PI ill. PII bistabilok logikai "1" állapotba való billentésével a perforálás formátum vezérlés végzi. Ezek a formátumok több üzemmód karaktersorozatában előfordulnak. A mindig azonos helyen előforduló üzemi jeleket /:, Sp, B $\bar{L}$, CR, LF/ állandó jelleggel bekötöttük, míg az X-szel jelölt helyekre az üzemmódtól függően esetenként kapuzzuk be a megfelelő jeleket a preset kapcsolókról, vagy a tárolós számláló tároló-dekádjairól, illetve direkt a diódás matrixról. E formátumok alkalmazása teszi lehetővé, hogy a kapott lyukszalagokat a számológép megfelelően értelmezni tudja, ill., hogy a szalagokat a telex-gépen közvetlenül ki tudjuk iratni.

3-as üzemmódban először a PII bistabil áramkör van logikai "1" állapotban, majd a négy karakter kiperforálása után a perforálás formátum vezérlés átkapcsolja a PI és PII-t; az üzemmód második részében PI van logikai "1" állapotban és PII logikai "0"-ban. A 4-es és 5-ös üzemmódban csak PII van logikai "1" állapotban, a 2-es üzemmódban csak PI.

Óravezérlés: Egy bistabil multivibrátor, ami az óragenerátort kapuzza. Megengedő jelet minden üzemmód indítása után 1 s-mal ad, a perforátor motor felpergési idejének elteltével. A jel az üzemmódhoz tartozó jelsorozat végéig tart.

Óra: Indított, astabil multivibrátor rendszer. Kétfázisu órajeleket ad. A "clock 1." jelei léptetik az egyes formátumok karaktersorozatait előállító számlálókat. A "clock 2" jelei ezekhez képest kissé késve jönnek létre, és ezek a jelek szolgálnak a fenti számlálók által kijelölt karakterek kiperforálására az esetleges tranziensek lecsillapodása után. Ezekkel a jelekkel szinkronban állnak le az egyes üzemmódok is.

Az órajelek frekvenciája az alkalmazott Tally P-120 perforátor lyukasztási sebességének megfelelő.

I. formátum számláló: 6 bites speciális kapuzott 28 állapotú számláló. Voltaképpen két 3 bites számláló egymásba építve. Az első számláló a CR, LF jeleket adja ill. kijelöli a három 5 dekádos számláló közül sorban az X, Y, Z koordinátákat tartalmazót, a másik számláló az 5 dekádot jelöli ki azalatt, míg az első számláló az X, Y, Z állapotokban van. A második számláló

1. Táblázat

A 2-6 üzemmódok jelsorozatai

Karakter-sorszám	ű z e m ó d						Általános formátum
	2 a Koor- dináta	2 b Cimke I	3 Kezdő koord.	4 Koord. törlés	5 Ese- mény törlés	6 Tetszől. karak- ter	
1	Ch						Ch III
1	8						X : Sp Sp } II
2	5						
3	3						
4							
1	CR	CR	CR				CR LF CR Bl X X X X X Sp } I
2	LF	LF	LF				
3	CR	CR	CR				
4	Bl	Bl	Bl				
5	10 ⁴ X	P1	D1				
6	10 ³ X	P2	D2				
7	10 ² X	P3	D3				
8	10 ¹ X	P4	D4				
9	10 ⁰ X	P5	D5				
10	Sp	Sp	Sp	-----			
11	Sp	Sp	Sp				
12	Bl	Bl	Bl				
13	10 ⁴ Y	P6	D6				
14	10 ³ Y	P7	D7				
15	10 ² Y	P8	D8				
16	10 ¹ Y	P9	D9				
17	10 ⁰ Y	P10	D10				
18	Sp	Sp	Sp	-----			
19	Sp	Sp	Sp				
20	Bl	Bl	Bl				
21	10 ⁴ Z	P11	D11				
22	10 ³ Z	P12	D12				
23	10 ² Z	P13	D13				
24	10 ¹ Z	P14	D14				
25	10 ⁰ Z	P15	D15				
26	Sp	Sp	Sp	-----			
27	Sp	Sp	Sp				

Ch = tetszőleges karakter

X = decimális számjegy

adja az X, Y, Z koordináták közti elválasztó jeleket is. Az első számláló az X, Y, Z-t kijelölő állapotában megáll, kivárja míg a második számláló kikérdezi a megfelelő tárolós számlálót és csak az utolsó elválasztó karakter kiperforálása után lép a következő Y, Z ill. nyugalmi állapotba.

A számláló állapotaihoz rendelt perforálási funkciókat a 2. táblázat tartalmazza.

Részleges dekódolás: A két 3 bites számláló dekódolását végzi el. Kimenő jelei az üzemi jelek perforálását teszik lehetővé ill. az X, Y, Z számlálók és a $10^4, \dots, 10^0$ dekádok kijelölését adják.

$V_i^!$ és V_i : A számlálókat és dekádokat kijelölő jelekből 15 kikérdező impulzust előállító kombinációs logika. $V_i^!$ a címke I azonosítók perforálását teszi lehetővé, V_i a tárolós számlálót kérdezi ki.

II. formátum számláló: 3 bites bináris számláló amelynek az első 5 stabil helyzetét használjuk ki a címke II perforálásánál.

Dekódoló: A II. formátum számláló dekódolását végző kombinációs logika. Kimenetei üzemi jelek ill. a címke II jeleket megkülönböztető decimális számok, az üzemmódtól függően.

Preset kapcsoló mátrix: 11 állású preset kapcsolók sorozata. A 15 kapcsolón a 10 decimális számjegyet lehet beállítani, ezekből lehet a programnak megfelelően különböző azonosítókat kombinálni. /A 11. állás fenntartva egy későbbi esetleges módosítás céljára; a kikérdező impulzus a 11. állásban lévő kapcsolón keresztül leállíthatja a perforálást, nem kell kivárni mind a 15 szám lyukasztását, ha kevesebb is elegendő./

Dióda mátrix: A preset kapcsolókon beállított értékeket, ill. a címke II jelekhez tartozó számokat, a különböző üzemi jeleket és a tetszés szerinti karaktereket nyerjük a kimenetén telex kódban.

$A' B' C' D' E'$: A "clock 2." jelekkel kapuzva nyerjük kimenetén a dióda mátrixról jövő telex-kódban levő jeleket.

A B C D E: Koordináta perforáláskor a tárolós számláló felől jövő telex-kódban levő jeleket és a "clock 2." jeleket kombináló logikai kör.

$A'' B'' C'' D'' E''$: A perforátor bemenetének megfelelő formában és ahhoz illeszkedő elektromos paraméterekkel nyerjük kimenetén az előző két egységről jövő jeleket.

Spr: A "clock 2." jel megfelelő formálás után a perforátor indítását és a továbbító lyuksor perforálását teszi lehetővé. /"Sprocket"./

2. Táblázat

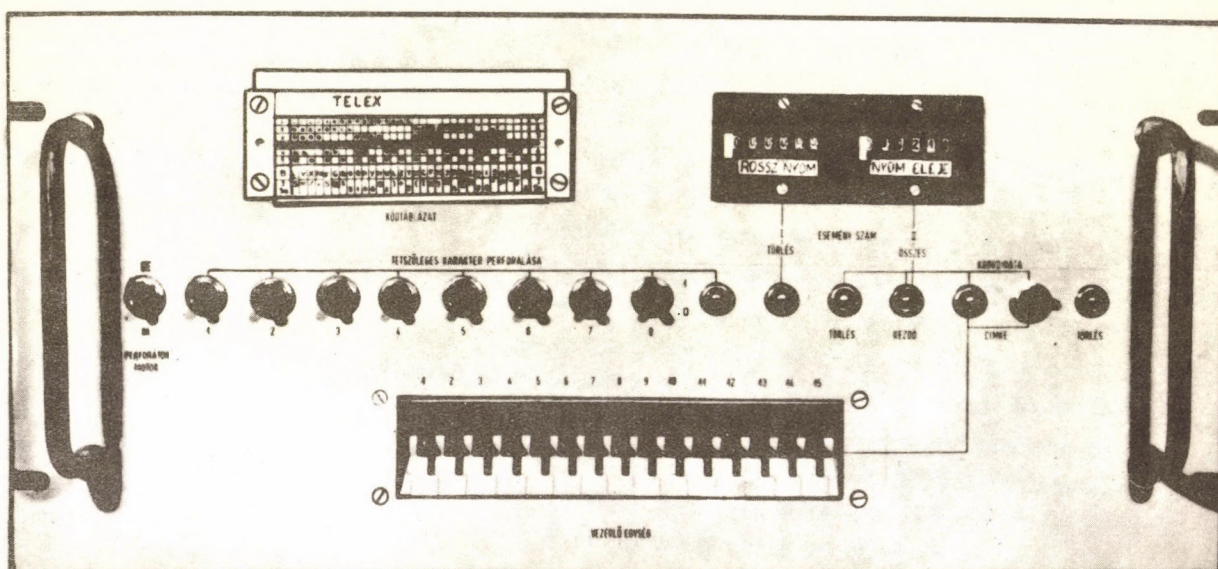
Az I. formátum számláló állapotaihoz rendelt
kiperforálandó jelek

Q1	Q2	Q3	Q4	Q5	Q6	
0	0	0	0	0	0	Nyugalmi állapot
1	0	0	0	0	0	CR
0	1	0	0	0	0	LF
1	1	0	0	0	0	CR
0	0	1	0	0	0	B _L
0	0	1	1	0	0	D1
0	0	1	0	1	0	D2
0	0	1	1	1	0	D3
0	0	1	0	0	1	D4
0	0	1	1	0	1	D5
0	0	1	0	1	1	Sp
0	0	1	1	1	1	Sp
1	0	1	0	0	0	B _L
1	0	1	1	0	0	D6
1	0	1	0	1	0	D7
1	0	1	1	1	0	D8
1	0	1	0	0	1	D9
1	0	1	1	0	1	D10
1	0	1	0	1	1	Sp
1	0	1	1	1	1	Sp
0	1	1	0	0	0	B _L
0	1	1	1	0	0	D11
0	1	1	0	1	0	D12
0	1	1	1	1	0	D13
0	1	1	0	0	1	D14
0	1	1	1	0	1	D15
0	1	1	0	1	1	Sp
0	1	1	1	1	1	Sp

A VEZÉRLŐEGYSÉG FELÉPÍTÉSE

A vezérlőegység egy 5 modul előlap magasságu, szabvány-méretű rackfiókban foglal helyet, 27 db nyomtatott áramkörű kártyán, melyek 20 pólusu csatlakozókkal vannak felszerelve. A berendezésben még sok kihasználatlan kártyahely van, ez nagymértékű bővitést tesz lehetővé. Ez a felépítés nagyfokú rugalmasságot is eredményez, a berendezést könnyen át lehet építeni más kódokra, más üzemmódokra. Az elektronikus áramkörök jórészt integrált áramkörök /kisfokú integrálású SN74XXN sorozatu TTL áramkörök/. Néhány helyen, főként a külső berendezések illesztésénél még tranzisztoros áramköröket is használtunk.

A vezérlőegység előlapját a 3. ábrán láthatjuk. Felül a két elektromechanikus számláló mellett helyezkedik el egy cserélhető kódtáblázat, esetünkben a telex-kód. A középső sorban elhelyezkedő kezelő szervek sorban a következők:



3. ábra. A vezérlőegység előlapja.

Fig. 3. The front panel of the control unit.

Рис. 3. Передняя панель блока управления.

A perforátor motor kapcsolója: folyamatos vagy indított működést választhatunk vele.

A nyolc /ebből a telex-kódnál csak ötöt használunk/ bit-

kapcsoló a tetszőleges karakter perforálásához.

A tetszőleges karakter perforálását indító nyomógomb /6-os üzemmód/.

Eseményszám törlés: ez a nyomógomb indítja az 5-ös üzemmódot.

Koordináta törlés: ez a nyomógomb indítja a 4-es üzemmódot.

Kezdő koordináta rögzítése: ez a nyomógomb indítja a 3-as üzemmódot.

Koordináta ill. címke I perforálást indító nyomógomb /2-es üzemmód/.

Kapcsoló a koordináta, vagy címke I perforálás választására.

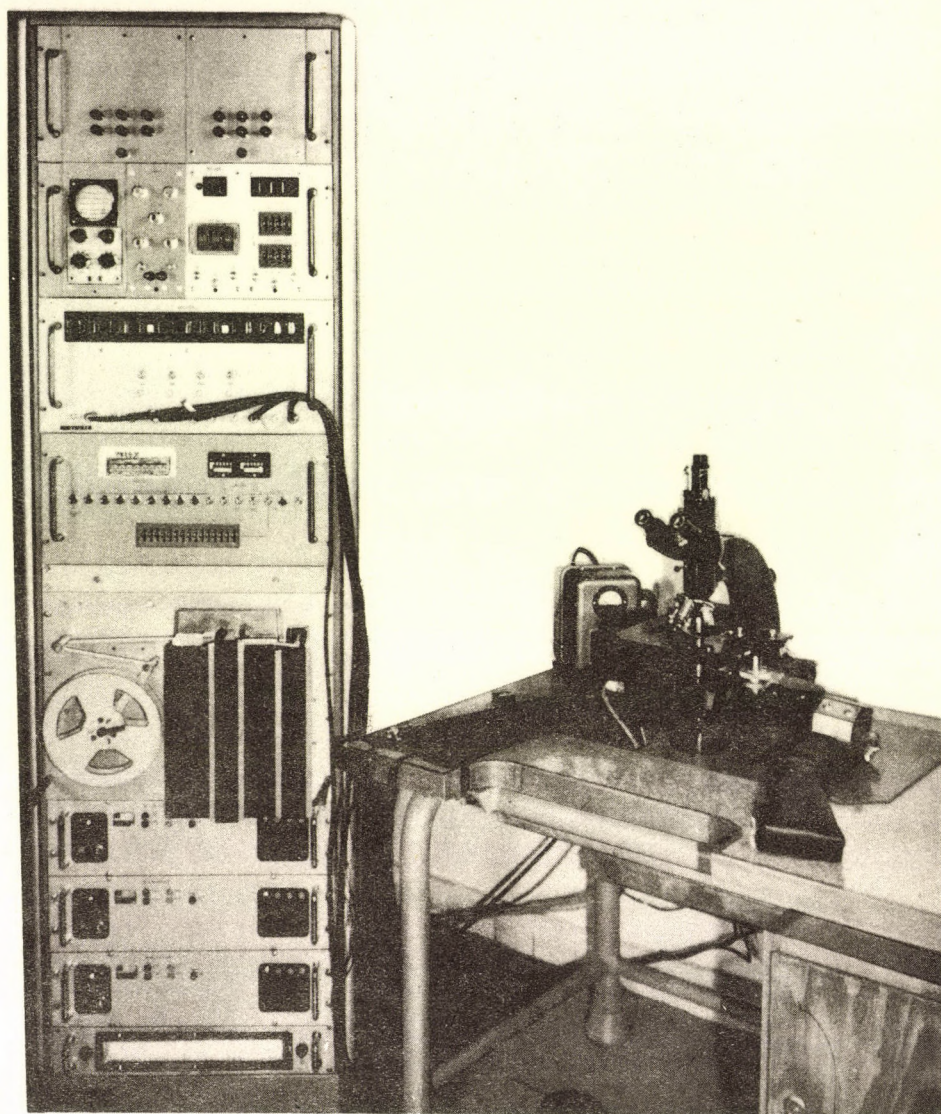
Törlés: A berendezést alapállapotba helyező nullázógomb /1-es üzemmód/.

Alul helyezkedik el a 15 címke I beállító preset kapcsoló.

A MIKROSZKÓPRENDSZER FELÉPÍTÉSE

A teljes megépített mikroszkóp rendszer fényképe a 4. ábrán látható. Az optikai mikroszkóp egy speciális nagytömegű asztalon, gumirugózáson áll, az épület rezgéseitől és az operátortól bizonyos fokig elszigetelve. Az asztal hátlapjára szereltük fel a Heidenhain kódolók izzólámpáit. Ezek fényét száloptikák vezetik a kódolókhoz. Így elkerülhető a kényes kódolók melegítése a lámpák által. A kódolók a mikroszkóp asztalra szerelt négyszögletes dobozok, a belőlük kiálló, bennük mozgatható mérő üvegskálákkal. A dobozokban helyezkedik el az analizáló üvegskála rendszer, fotodiódák és a fotodióda-jelek erősítői és formálói /Schmitt-körök/. Az egyes kódolókat kábel köti össze a megfelelő elektronikus rack-egységekkel. A mikroszkóp mellett kétoldalt helyezkedik el a változtatható szögű kartámasz. Ezek egyikébe van beépítve a két törlő üzemmód /4-es, 5-ös/ indító kapcsolója. A koordináta-perforáló üzemmódokat /2-es, 3-as/ az asztal alatt elhelyezkedő lábkapcsolók indítják. Az elektronikus egységek egy 40 modul előlap magasságú rack-állványban nyertek elhelyezést. Felülről lefelé a következő egységek kaptak itt helyet.

1. sor: 2 tápegység modul, szabványos 200 mm-es előlap szélességű esztergomi subrack egységekben. Ezek adják a tárolós számlálók és a vezérlőegység tápfeszültségeit /+6 V, -6V, +5V, +24 V, +50 V, +150 V/.
2. sor: 1 oszcilloszkóp beállítási, jusztirozási célokra, a kódolók jeleinek vizsgálatára /HTSZ. gym. TV-miniscope/.



4.ábra. A mikroszkóp rendszer fényképe.
 Fig. 4. The photo of the microscope system.
 Рис. 4. Снимок системы микроскопа.

1 elektronkapcsoló és hangerőszabályozó egység. Az egy-sugaras oszcilloszkópon 2 lassu jel egymáshoz viszonyított hely-zetét lehet vizsgálni vele. A hangerő szabályozást a preset szám-lálók részére végzi az egység. A két preset számláló akusztí-kus jelzőberendezését innen ki lehet kapcsolni, ill. hangerejük három fokozatban állítható.

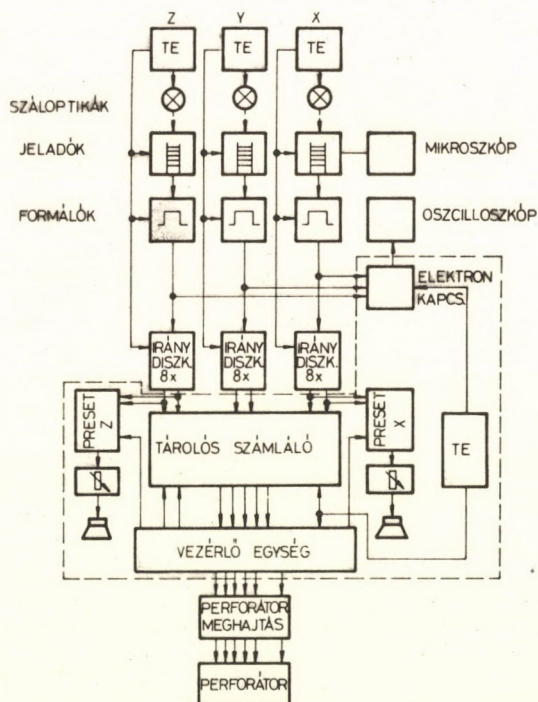
1 kétdekádós preset számláló a Z koordináta impulzusok számlálására.

1 négydekádós preset számláló az X koordináta impulzusok számlálására.

3. sor: tárolós számláló. 3 db ötdekádos számláló a koordináta impulzusok számlálására, tároló regiszterekkel, kikérdező kapukkal és átkódolókkal /telex-kód kimenet/.
4. sor: vezérlőegység.
5. sor: TALLY P-120 perforátor. Mögötte TALLY 1786 típusu meghajtó fokozat.
- 6-8. sor: Heidennain elektronikus egységek: minden koordináta irány részére egy egység. Ezek egyenként tartalmazznak: a/ egy tápegységet a logikai áramkörök részére /beleértve a kódolót is/, b/ egy tápegységet a kódoló lámpája részére, c/ irány diszkriminátor és "impulzus nyolcszorozó" egységet.
9. sor: ventilátor egység.

A berendezés főkapcsolója és biztosítója a rack-állványban foglal helyet.

Az egységek összefüggését az 5. ábra szemlélteti. A szaggatott vonallal körülvett egységeket az ATOMKI-ben dolgoztuk ki.



5. ábra. A mikroszkóp rendszer kivitelezési blokkjainak kapcsolata.

Fig. 5. Connections between the main building blocks of the microscope system.

Рис. 5. Связи между главными блоками системы микроскопа.

MEGJEGYZÉSEK

A berendezésen jusztirozó mérések folynak.

A mini számológépeknek az utóbbi időben bekövetkezett nagyiramu árcsökkenése, és ezzel széleskörű elterjedése, továbbá a CAMAC rendszer [22-24] időközben történt kidolgozása ma már az általunk épített, bonyolult huzalozott programu elektronikus rendszer feladatainak megoldására mini számológépes rendszer lehetőségét kínálja. Ehhez CAMAC rendszerben, vagy anélkül illeszthetjük a kódolórendszert. Ilyen célra ma már speciális CAMAC modulokat is lehet kapni [25]. A moduláris CAMAC szabvány szerint minimális fejlesztési munkával, igen gyorsan lehet összerakni ilyen célú rendszert, ami programozhatósága révén sokkal rugalmasabb is. Sajnos, pillanatnyilag még hazai viszonylatban a számológépes megoldás lényegesen drágább.

KÖSZÖNETNYILVANÍTÁS

Megköszönöm Szalay Sándor akadémikusnak, hogy a munka elvégzését lehetővé tette. Köszönetet mondok Medveczky László kandidátusnak a téma felvetéséért és a témavezetésért. Köszönettel tartozom továbbá az intézet gépészeti tervező szerkesztő gárdájának, az egyes mechanikus alkatrészek tervezéséért. A vezérlőegység szerelési munkálataiban közreműködő Sándor Lászlónét, Szutor Tibort és Varga Józsefet is köszönet illeti.

IRODALOM

- [1] M. A. Roberts, P. Ponting, A three-coordinate digitized microscope. Emulsion Group, CERN, Geneva, Internal Report.
- [2] Р. М. Рагузин, Н. В. Шарыгин, Н. М. Федорова, Полуавтоматический микроскоп МИГЭ-2 для измерения геометрических параметров следов частиц в ядерных фотоэмульсиях. ПТЭ. /1966/ 2, 51.
- [3] A. E. Voronkov, G. E. Belovitzki, L. M. Kolesnikova, V. S. Marenkov, L. V. Suchov, Semiautomatic system for measurements geometric parameters of charged particles tracks in photographic emulsions. In Vith International Conference on Corpuscular Photography, Florence, July 19-23, 1966. pp.196.
- [4] Gémesi T., Koch J., Telbisz F., Thaler Gy., Digitizált mikroszkóp-rendszer buborékkamra felvételek kimérésére. Mérés és Automatika 15 /1967/ 5, 186.
- [5] W. H. Barkas, Data handling in emulsion experiments. In Proc. of Vth International Conference on Nuclear Photography held at CERN, Geneva, 15-18 Sept. 1964. CERN 65-4. Vol. I. pp. 67.

- [6] W. H. Barkas, Nuclear research emulsions Vol. I. Techniques and Theory. Academic Press. 1963. New York and London.
- [7] B. Stiller, Automation of measurements on tracks in nuclear emulsions. In VIth International Conference on Corpuscular Photography, Florence, July 19-23. 1966. pp. 175.
- [8] G. Fehlmann, Ascorecord Zeiss-Präzisions-Koordinaten Messgerät mit automatischer Registrierung. Jenauer Rundschau 12 /1967/ 6, 327.
- [9] L. Medveczky, Corpuscular Photography in Debrecen. ATOMKI Közl., 10 /1968/ 63.
- [10] Conference on Automation in Nuclear Emulsion Physics, Amsterdam, April 9-10. 1964.
- [11] Török G., Hosszuságmérés mikroszkóppal. /Diplomamunka/ ATOMKI, 1968.
- [12] Lőkös S., Félautomata digitális koordinátamérő mikroszkóp tárolós számlálója. /Diplomamunka/ ATOMKI, 1970.
- [13] Török I., Miskolczi J., Lőkös S., Preset számláló audiovizuális értékhatárjelzéshez. ATOMKI Közl. 14 /1972/ 1-2, 65.
- [14] Lőkös S., Miskolczi J., Török I., Félautomatikus digitális koordinátamérő mikroszkóp tárolós számlálója. ATOMKI Közl., 15 /1973/ 2, 125.
- [15] L. Medveczky, Audiovisual discrimination for track measurements in nuclear emulsion. ATOMKI Közl. 12 /1970/ 3, 119. és Comptes Rendus 7^e Coll. Internationale de Photographie Corpusculaire et des Detecteurs Visuels Solides, Barcelone, Juillet 7-11. 1970. Vol. II. pp. 671 CNSR, Strasbourg 1971.
- [16] Dr. Johannes Heidenhain, Montage- und Justieranleitung zum LID 2/92. 15 mit Fiberoptik. /Gépkönyv/
- [17] Dr. Johannes Heidenhain, Traunreut. LID II-Netzgerät. /Gépkönyv/
- [18] Sebestyén B., Miskolczi J., Differencia számláló 1 Mc/s számlálási sebességgel. ATOMKI Közl., 9 /1967/ 1-2, 3.
- [19] VEB Vakutronik WIB Dresden, Gerätebeschreibung Ergebnisdrukker VA-G-24A. /Gépkönyv/
- [20] L. Medveczky, G. Somogyi, G. Götz, Investigations on ternary photofission by means of plastic and mica detectors. Acta Phys. Hung. 28 /1970/ 169.
- [21] L. Medveczky, P. Bornemisza-Pauspertl, Notes on the photographic film-dosimetry of fast neutrons. Acta Phys. Hung. 28 /1970/ 217.
- [22] CAMAC Specifications. EUR 4100e, EUR 4600e, EUR 5100e sz. Reportok.
- [23] Török I., Új elektronikus műszerrendszer: a CAMAC. Atomtechnikai Tájékoztató 13 /1970/ 8, 479.
- [24] I. Tradowsky Thal, CAMAC Bibliography. Karlsruhe Report KFK-1471 /1971/
- [25] CAMAC Product Guide, CAMAC Bulletin No 5. /1972/ pp. I-XXII.

MŰHELYÜNKBŐL - LABORATÓRIUMUNKBÓL

GYORS PNEUMATIKUS CSŐPOSTA NEUTRON-AKTIVÁCIÓHOZ

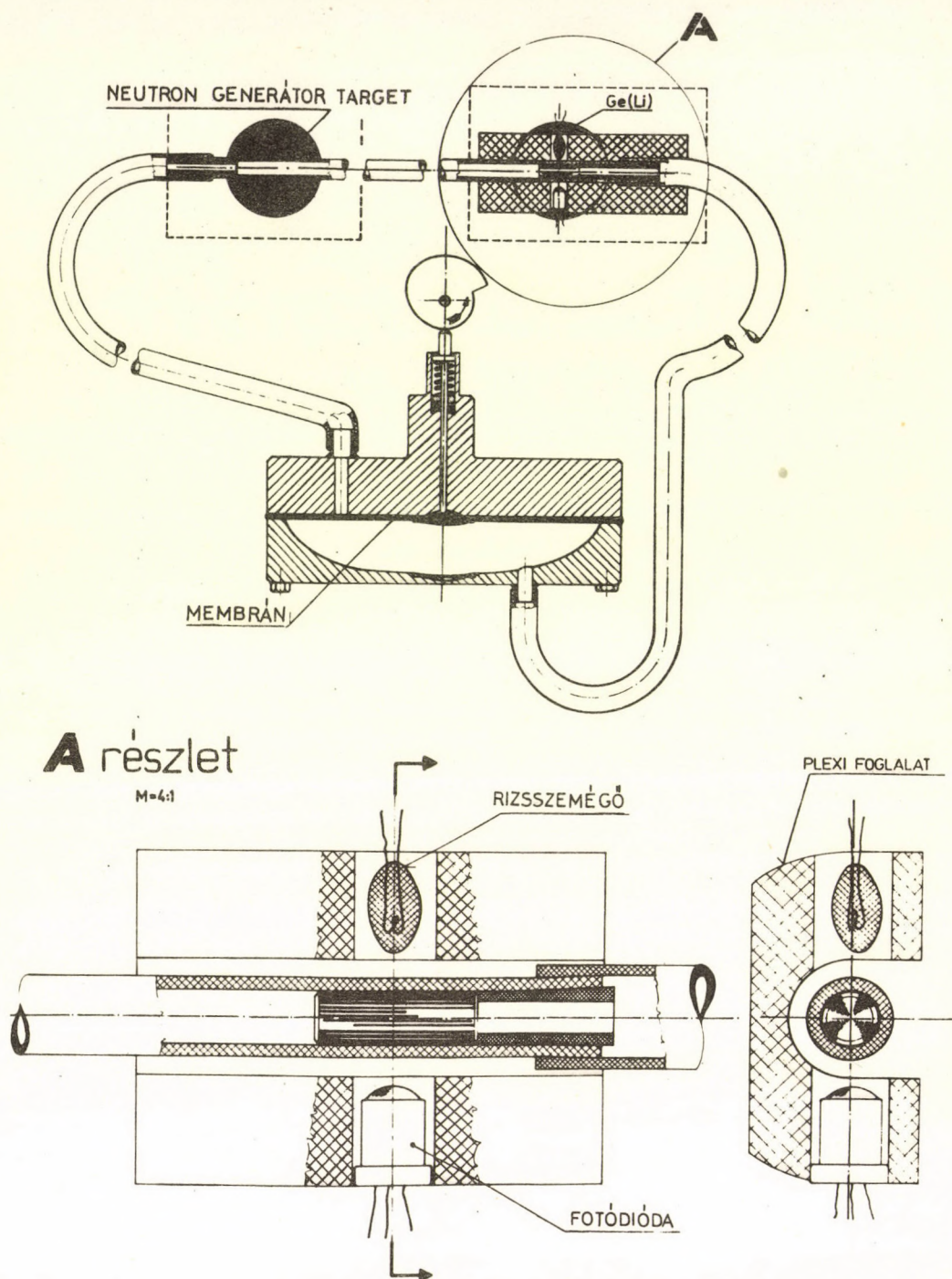
SZALAY SÁNDOR és JOST KATALIN

Intézetünkben 14 MeV energiájú monoenergetikus neutronokkal létrehozott magreakciók vizsgálatához szükségessé vált egy gyors csőpostarendszer kidolgozása. A gyors csőpostarendszer kifejlesztését a következők indokolták: a bombázó neutronok által okozott zavaró háttér elkerülése végett a $(n, \text{töltött részecske})$ reakciókkal keltett rádióaktív magok bomlását a generátortól távol elhelyezett sugárvédett detektorral detektáltuk. Az általunk kimutatni kívánt magreakciók kis hatáskeresztmetszete, valamint a rádióaktív izotópok rövid felezési ideje miatt rövid repülési időre volt szükség és sok aktiválási és mérési periódust kellett ciklikusan ismételni és összeadni. A gyorsneutronok nagy áthatoló képessége és a $\text{Ge}(\text{Li})$ detektor neutron-érzékenysége mintegy 3 m távolságot tett szükségessé.

Az irodalomban több, nagy anyagi befektetés árán épült csőpostarendszer ismeretes, de ezek repülési ideje több mp nagyságrendű. Az általunk szerkesztett pneumatikus csőpostarendszer olcsó és egyszerűen kivitelezhető. Az aktiválás és detektálás távolságát - ami esetünkben 2,8 m volt - a detektor felaktiválódásának elkerülésére alkalmazott sugárvédőfal vastagsága határozta meg. A rövid repülési idő elérése érdekében tokozatlan 6 mm hosszú, 1,8 mm átmérőjű 140 mg súlyú céltárgyat alkalmaztunk, amelynek vezetésére 2 mm belső átmérőjű polietilén csövet használtunk. A minta mozgatása egy excenterrel vezérelt, harang alakú zárt térben mozgó gumimembrán segítségével a polietilén cső két végén létrehozott szivással ill. nyomással történt /1. ábra/

A minta aktiválási és detektálási pozícióját a polietilén-csőbe kuposan illeszkedő kisebb belső átmérőjű polietilén ütközővel biztosítottuk /1. ábra A részlete/.

A folyamatosan változtatható fordulatszámú motorral áttételen át vezértengellyel meghajtott excenter olyan kiképzésű volt, hogy a target az excenter 90° -kal történő elmozdulásáig maradt az aktiválási helyzetben. A gumimembránt vezérlő dugattyúnak az excenter "bütykén" való hirtelen felcsapódása biztosította azt, hogy a minta minden esetben 0,5 sec alatt eljusson a detektorhoz. A minta mérési helyzetbe érkezését fotodiódás



1. ábra. A pneumatikus csőposta vázlata.

helyzetindikátor jelezte. Az ütközőtől 2,5 m-re a polietiléncső két oldalán egymással szemben elhelyeztünk egy fotodiódát és egy rizsszeméőt. A mérőhelyre érkező minta megszakította a rizsszeméő fénynyalábját, ezért a fotodióda egy elektromos jelet adott. Ez az impulzus indította a detektorhoz illesztett sokcsatornás analizátort is. A motor által áttétellel meghajtott vezértengelyen két excentert helyeztünk el, az egyik az előbb említett

gumimembránt, a másik a neutron generátor impulzus üzemét biztosító deuterium nyaláb-reteszt működtette [1]. Így a céltárgynak az aktiválási pozícióba kerülésével a retesz kinyílt, ill. az excenter 90°-os elfordulása után bezárult. Ezzel a mérés alatt a neutron háttér erősen csökkent, ami a neutronforrás-detektor közötti kis távolság miatt nagyon lényeges volt.

Az általunk kifejlesztett pneumatikus csőpostarendszer minden szilárd /fém, keramikus, stb/ minta esetén alkalmazható.

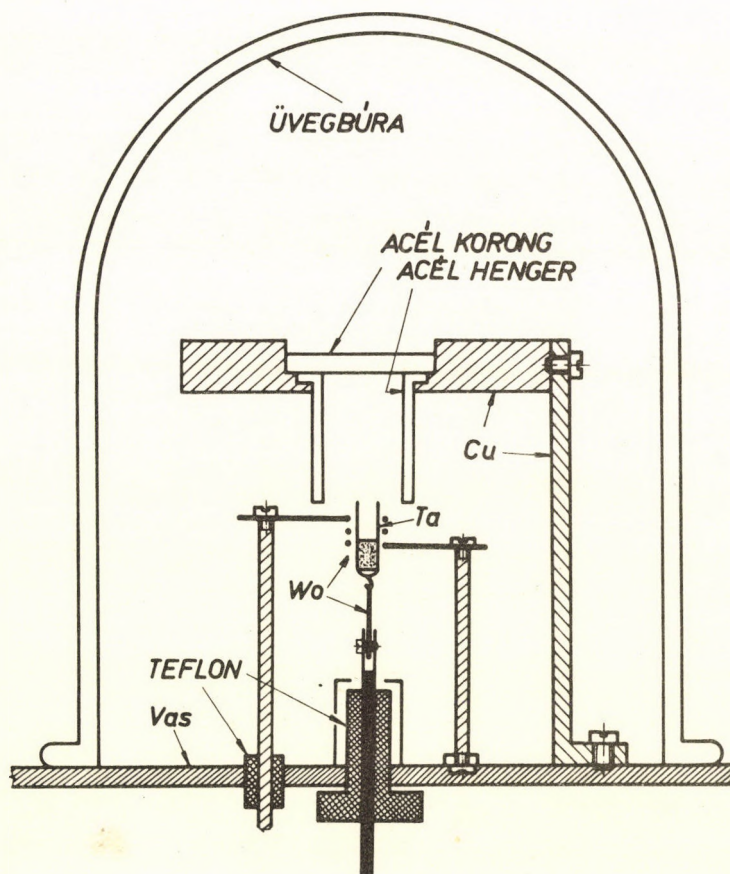
IRODALOM

- [1] A. Szalay and I. Dombi, Nucl. Instr. and Meth. 84 /1970/ 149.

NAGY TISZTASÁGÚ OXIGÉNMENTES Zn-PREPARÁTUM ELŐÁLLÍTÁSA ZnO-BÓL

SZALAY SÁNDOR és JOST KATALIN

Az intézetünkben folyó $^{70}\text{Zn}(n,p)$ magreakció vizsgálatával kapcsolatban felmerült kétszáz mg igen drága, ^{70}Zn -ben dúsított ZnO preparátum fémcinkké redukálásának igénye. A redukciót az $^{16}\text{O}(n,p)$ reakcióból nagy hatáskeresztmetszettel származó ^{16}N izotóp aktivitásának, mint zavaró háttérnek az elkerülése, valamint a csőpostarendszernek [1] fémcéltárgy igénye tette szükségessé.



1. ábra. A ZnO vákuumpárologtatással történt redukciójának elvi elrendezése.

Nehézséget jelentett az, hogy a ZnO $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$ felett redukálható csak, a fémcink forráspontja viszont $907\text{ }^{\circ}\text{C}$, továbbá hogy a redukciót igen kis mennyiségben, lehetőleg kis veszteséggel kellett megoldani. A redukciót az intézetben készített elektronbombázásos vákuumpárologtatóban végeztük el /1. ábra/. A ZnO port a sztöchiometriai sulyarányt meghaladó mennyiségű, nagy tisztaságú finom tantál porral kevertük össze és tantál tégelybe helyezve, a vákuumpárologtatóban 10^{-5} Hgmm elérése után elektronbombázással óvatosan fehér izzásig felhevítettük. A tantál égéshője nagy, szárazreakcióval elvonja a ZnO -tól az oxigént és megköti azt. Az itt fellépő hőmérsékleten sem tantál gőz, sem számottevő oxigén nem illan el. A tantál által redukált, párolgó Zn a tantál tégely felett 3 cm-re elhelyezett vastag, finoman polirozott rozsdamentes acélkorongra és acélhenger belsejére csapódott le. A tökéletesebb kondenzáció eléréséhez az acélkorong hűtését jó hővezető vörösréz tartóval fokoztuk. Az acélkorongról pikkelyekben leválasztható fémcinket egy szét-szedhető kis présmintában hélium atmoszféra alatt $140\text{ }^{\circ}\text{C}$ -on a kívánt méretű hengeres pálcikává sajtoltuk. A cink ugyanis $100\text{--}150\text{ }^{\circ}\text{C}$ között képlékeny. Így állítottunk elő a csőposta méreteinek megfelelő, nagytisztaságú, oxigénmentes cinkrudacskát. A költséges dusított cinkizotópot mintegy 75 % kihozattalal sikerült a 140 mg súlyu fémrudacskává alakítani. A rudacskát a ^{70}Cu izomerek előállítására és vizsgálatára használtuk [2, 3].

IRODALOM

- [1] Szalay S. és Jost K., ATOMKI Közl. 15 /1973/ 317.
- [2] Jost K., Egyetemi Doktori Értekezés, Debrecen, 1973.
- [3] A. Szalay, K. Jost, Radiochemical and Radioanalytical Letters, 15/1, pp. 57-63 /1973/.

ELEKTRONGYORSÍTÁSI TAPASZTALATOK AZ ATOMKI KASZKÁDGENERÁTORÁN

MÓRIK GYULA, SCHLENK BÁLINT, VALEK ALADÁR

Az ATOMKI kaszkádgenerátorához elektronforrást építettünk elektrongyorsítási lehetőség biztosítása céljából. Megadjuk az elektronforrás rövid leírását és áttekintést adunk az elektrongyorsítással kapcsolatos néhány tapasztalatunkról.

ELECTRON ACCELERATION ON THE CASCADE GENERATOR OF ATOMKI. An electron source has been built to the cascade generator of ATOMKI to offer possibilities for electron acceleration. A short description of the electron source and that of some experiences connected with the acceleration of electrons is given.

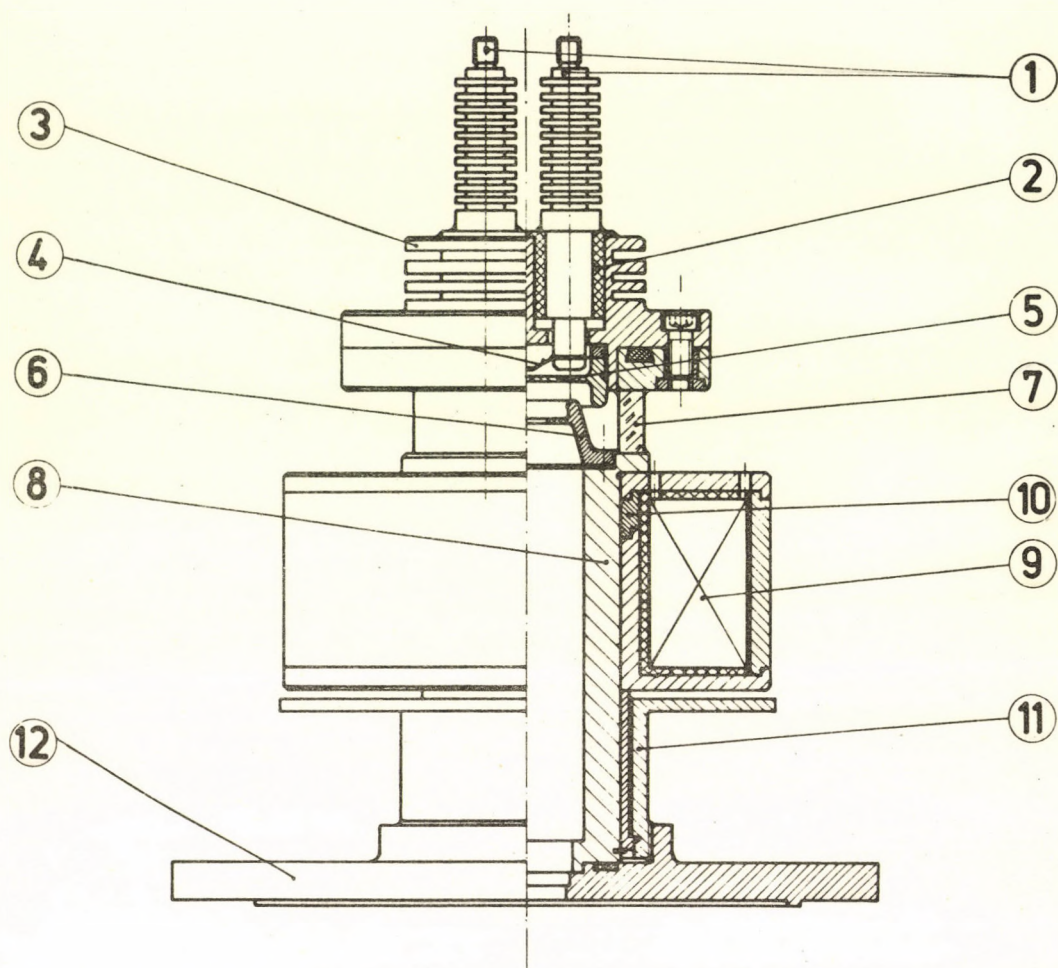
ОПЫТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА КАСКАДНОМ ГЕНЕРАТОРЕ АТОМКИ. Был построен источник электронов на каскадный генератор АТОМКИ, чтобы иметь возможности ускорения электронов. Описано конструкция источника электронов и некоторые опыты полученные при ускорении электронов.

Az ATOMKI kaszkádgenerátorán a létesítése óta eltelt több mint egy évtized során pozitív ionok gyorsítására volt csak lehetőség [1]. Az utóbbi időben azonban felvetődött annak igénye, hogy a többoldalú kihasználás érdekében a generátort elektronok gyorsítására is alkalmassá tegyék. Ennek megvalósítása viszonylag egyszerű volt, mivel a kaszkád típusu gyorsítók pozitív vagy negatív nagyfeszültség előállítására egyformán alkalmasak, és a pozitív ionok gyorsítására felépített elektrosztatikus gyorsító-cső-rendszer változtatás nélkül felhasználható elektronok gyorsítására is. Ezért a kaszkádgenerátor elektrongyorsítóként történő alkalmazásához mindenekelőtt egy elektronforrás kifejlesztésére és a kaszkádgenerátorra történő telepítésére volt szükség.

Az alábbiakban röviden megadjuk az elkészített elektronforrás leírását, áttekintést adunk az átalakítással kapcsolatban felvetődött néhány problémáról és röviden vázoljuk a kaszkádgenerátor mint elektrongyorsító sajátosságait.

Az elektronforrás konstrukciójánál az irodalomban talál-

ható egyik egyszerű megoldás elvéből indultunk ki [2]. Az ennek alapján elkészült elektronforrás műszaki rajza az 1. ábrán látható.



1. ábra. Az elektronforrás műszaki rajza.
Fig. 1. Drawing of the electron source.
Рис. 1. Схема источника электронов.

A hűtőbordázattal ellátott ① alumínium árambevezetőket az araldittal beragasztott ② pirofilit szigetelők választják el a ③ hűtőbordázattal ellátott alumínium háztól. Az árambevezetőkön keresztül történik a szalag alakú, 2 mm széles és 0.2 mm vastag ④ wolfram katód izgatása. A katód méreteinek megválasztásánál a megfelelő mechanikai szilárdság illetve a minimális deformáció, továbbá a hosszú élettartam /min. 200 óra/ biztosítása volt a legfontosabb követelmény. A katódhoz képest negatív feszültségen lévő ⑤ Wehnelt-elektroda távolsága a katódtól csavarment segítségével 0.1-1.5 mm között változtatható. A Wehnelt-elektroda közepén lévő 1.5 mm átmérőjű furaton keresztül a katódból kilépő elektronok a "bázislap potenciálon" lévő

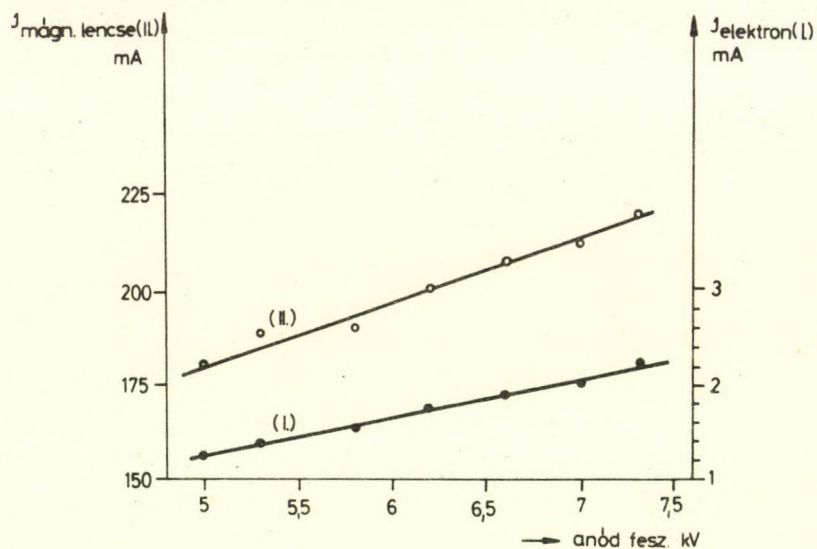
⑥ gyorsító anód irányában gyorsulnak. A ⑦ üveggyűrű a negatív nagyfeszültségen lévő izzó katód illetve Wehnelt-elektroda megfelelő szigetelésére szolgál. Mechanikai rögzítése PVA ragasztással történt. A ragasztás után esztergapadon végzett mechanikai megmunkálás a rendszer egytengelyűségét biztosította. A ⑧ alumínium-ház külső oldalán, a vákuumrendszeren kívül a ⑨ mágneses lencse nyert elhelyezést, amelynek vaskörébe épített ⑩ rézből készített betét a fókuszáló mágneses tér kialakítására szolgál. A ⑪ mechanikai rögzítő szerkezettel történik az elektronforrás rögzítése az eltávolított ionforrás ⑫ bázislapjához.

A nagyfeszültségen lévő katód izgatása egy maximálisan 60 A árammal terhelhető, a bázislaphoz képest 20 kV-ra szigetelt transzformátorról történik. A fűtőáram erőssége toroid transzformátorral szabályozható. A katód izgatása által keletkezett hő elvezetéséhez a hűtőbordákkal ellátott felületek egy db ventillátorral való hűtése elegendőnek bizonyult. A Wehnelt-elektroda katódhoz viszonyított negatív és 0-80 V között szabályozható feszültségét ugyancsak 20 kV-ra szigetelt különálló tápegység állítja elő. Az elektronforrás gyorsító feszültségét egy 7 kV feszültségű, 10 mA-ig terhelhető és 50 k Ω belsőellenállású tápegység szolgáltatja, amelynek bugófeszültsége 1 mA terhelő áramnál kb. 20 V. A mágneses lencse áramellátásáról egy az intézetben készült TE-2 típusú szabvány tápegység gondoskodik. A mágneses lencse tekercsének adatai a következők: huzal-átmérő $\varnothing$ 0.5 mm; menetszám 3200. A mágneses lencse megfelelő beállításához 300 mA-nél kisebb gerjesztő áram minden esetben elegendőnek bizonyult.

Az elkészült elektronforrás beállítása és működési paramétereinek meghatározása "próbapadon" történt. Ezen vizsgálatok eredményeként a Wehnelt-elektroda és a katód közötti távolságot 0.75 mm-re rögzítettük, valamint a szóródott elektronok határolása céljából az elektronforrás bázislapjába egy $\varnothing$ 10 mm környílású blendét építettünk. A katód fűtőfeszültségét változtatva az elektron áramban egy telítési szakasz tapasztalható $1.65 \text{ V} \leq U_f \leq 2 \text{ V}$. Az elektronáram megfelelő stabilitásának biztosítása céljából az elektronforrást e telítési tartományban üzemeltettük $U_f = 1.8 \text{ V}$.

A bázislaptól kb. 80 cm távolságban wilemített bevonat ernyőn vizuálisan vizsgáltuk a fókuszálási tulajdonságokat és közvetlenül az ernyő fölött elhelyezett rácselektroda segítségével mértük az elektronáramot. A 2. ábrán a 80 cm távolságban minimális átmérőre összefókuszált elektronnyaláb áramát tüntettük fel a gyorsító anódfeszültség függvényében /I. görbe/. A minimális nyalábátmérő minden esetben 5 mm-nél nagyobb és 10 mm-nél kisebbnek adódott. A 2. ábrán a mágneses lencse azon gerjesztő áramértékei is fel vannak tüntetve, amelyek egy-egy adott gyorsító anódfeszültség mellett a minimálisra összefókuszált nyalábátmérőhöz tartoznak /II. görbe/. Az ábrán feltüntetett pontok zérus Wehnelt-elektroda feszültségnek felelnek meg.

Az elkészített elektronforrás a kaszkádgenerátorról eltávolított ionforrás helyére néhány csavarral közvetlenül és rövid idő alatt felszerelhető. Az elektronforrás fűtőfeszültségét,



2. ábra. A minimális nyalábátmérőhöz tartozó elektron-
áram az anódfeszültség függvényében /I./
A mágneses lencse minimális nyalábátmérőhöz
tartozó gerjesztő árama az anódfeszültség
függvényében /II./.

Fig. 2. Electron current belonging to the minimal beam
diameter at 80 cm distance from the source in
the function of anode voltage /I./.
The current of the magnetic lens belonging to
the minimal beam diameter in the function of
anode voltage /II./.

Рис. 2. Электронный ток при минимальном диаметре пучка
в зависимости от анодного напряжения /I./.
Ток магнитной линзы при минимальном диаметре
пучка в зависимости от анодного напряжения /II./.

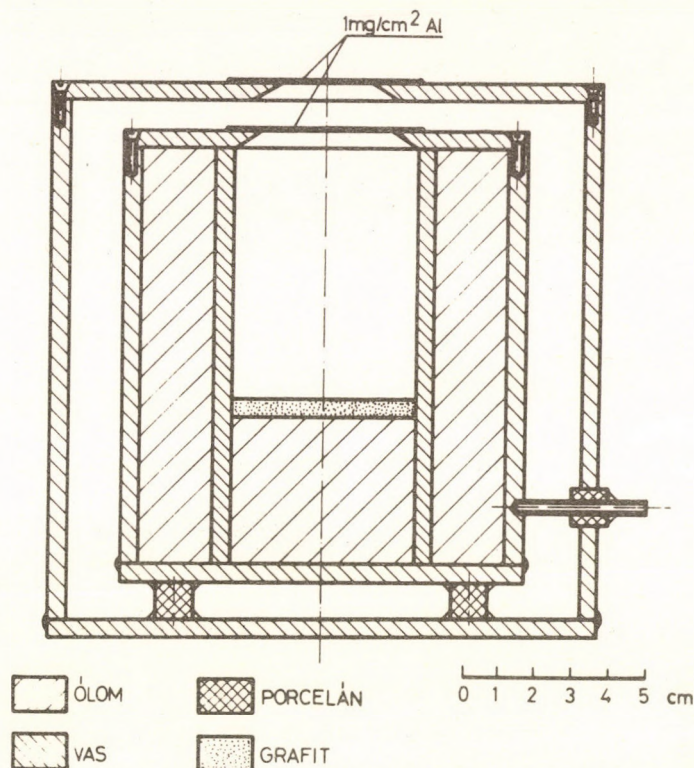
anódfeszültségét és a mágneses lencse gerjesztő áramát rögzített értéken tartva a gyorsított elektronáram erőssége a Wehnelt-elektroda feszültségének a vezérlőpultról történő távszabályozásával 0-1 mA között kényelmesen változtatható.

Az első gyorsítócső elé beépített és az ionnyaláb sugármenetének korrigálására alkalmazott elektrosztatikus lemezpárok elektrongyorsítás esetén is jól alkalmazhatók, és segítségével a gyorsítócső alján a nyaláb pozíciója minden irányban néhány cm-rel változtatható [3].

A felgyorsított elektronnyaláb a gyorsítócsőből egy 3 cm átmérőjű és 23 mg/cm² vastag, levegővel hűtött alumínium ablakon keresztül a szabad levegőre kihozható /600 keV energiánál az elektronnyaláb energiavesztesége az alumínium ablakban kb 50 keV/.

A levegőre kihozott elektronok áramának mérése illetve monitorizálása a 3. ábrán látható elrendezés segítségével történik. Ennek tervezésénél, a lehetőségekhez képest, figyelembe vettük azon szempontokat, amelyek különösen a nagyenergiájú elektro-

nok áramának mérésénél lényegesnek bizonyultak [4].



3. ábra. Az elektronáram méréséhez alkalmazott Faraday kalitka.

Fig. 3. Faraday cage used for the measurement of electron current.

Рис. 3. Цилиндр Фарадея для измерения электронного тока.

Az aluminium ablakon keresztül a szabad levegőre kilépő elektronnyaláb az ablak anyagában és a levegőben létrejövő szóródások következtében jelentős mértékben "szétterül" és keresztmetszete 15-20 cm távolságban már nagyobbá válik mint a 3. ábrán látható áramfelfogó rendszer belépési ablaka. Ilyen esetekben a fenti rendszer elsősorban áramsűrűség mérésére alkalmas.

A levegőben haladó elektronnyaláb jelentős mennyiségű ózont termel, amely erősen mérgező. Ennek eltávolítására a target-helyiségben elhelyezett 500 m³/óra teljesítményű ventilátor szolgál.

Az elektrongyorsításnál fellépő sugárvédelmi problémák megoldása illetve a sugárvédelmi követelmények biztosítása különösebb gondot nem okozott, mivel a target-helyiség és a kaskádgenerátor elhelyezésére szolgáló helyiség vastag sugárvédő betonfalai megfelelő árnyékolást nyújtanak a keletkező gamma-sugárzással szemben. A target-helyiség ablakainak és ajtajának a sugárvédelmét azonban betontéglákkal illetve ólomlemezekkel kellett erősíteniük.

A kaskádgenerátor - mint elektrongyorsító - a legkülönbözőbb fundamentális és alkalmazott kutatások területén alkalmazható. Jelen cikk keretében még a rendkívül szerteágazó le-

hetőségek felsorolásától is el kell tekintenünk. Ezzel kapcsolatban csupán azt kívánjuk megemlíteni, hogy a rendelkezésünkre álló alacsony elektron energiatartomány $/E \leq 650 \text{ keV}/$, illetve kis elektronbehatolási mélység viszonylag vékony rétegű anyagok vagy minták besugárzására nyújt lehetőséget. Ugyanakkor azonban a hatásos mélységben elérhető dózisteljesítmény rendkívül nagy $/0.1-1 \text{ MRad/s}/$ és több nagyságrenddel felülmúlja ugyanebben a rétegben a legnagyobb teljesítményű Co^{60} forrással elérhető dózisintenzitást.

Első alkalmazásként a műanyag nyomdetektorok egyes sajátosságainak különböző dózisu elektronbesugárzás következtében létrejövő változását tanulmányoztuk. A műanyag detektor lemezek kisebb sorozatban történő besugárzására egy használaton kívüli automatikus preparátumváltó mechanikus továbbító szerkezetét használtuk fel [5]. A preparátumváltó kör alakú tárgyasztalára 6 db minta helyezhető, amelyek távolból történő vezérlés révén egymást követően és jól kontrollálható módon besugározhatók. Ez az elrendezés természetesen a legkülönbözőbb kisebb méretű minták vagy preparátumok sorozatos besugárzására is eredményesen felhasználható.

Eddigi tapasztalataink szerint a kaszkádgenerátor elektrongyorsítóként igen stabilan és megbízható módon üzemeltethető, alkalmas akár többnapos, megszakítás nélküli besugárzások lefolytatására is.

IRODALOM

- [1] Berecz I., Papp I., ATOMKI Közlemények, 1 /1962/ 3.
- [2] А. Н. Вальтер, Электростатические Ускорители Заряженных Частиц. Госатомиздат 1963. p. 236.
- [3] Schlenk B., ATOMKI Közlemények, 4 /1966/ 344.
- [4] S. I. Taimuty, Nucleonics, Vol. 17. /1959/ No. 10. pp.66.
- [5] Kósa Gy., Scharbert T., ATOMKI Közlemények, 3 /1960/ 243.

ATOMKI

BULLETIN

Volume 15

Number 4

CONTENTS

SCIENTIFIC PAPERS

Page

- E. VATAI: Note on the approximations in the calculation of the exchange and overlap corrections in electron capture 225
- L. VÉGH: Analysis of resonance reactions using the R-matrix theory 229
- K. BALOGH, A. KOVÁCH: Determination of the age of the Battonya quartz porphyries by the Rb/Sr method 245
- D. BERÉNYI: Elementary calculations on the optimum size of the detector and the sample at radio-isotope excited X-ray emission analysis 251
- G. SZÉKELY: The computer programme ALGAMMA for the analysis of γ -ray spectra from Ge(Li) spectrometers 259
- L. ZOLNAI: Application of programable ferrit-background storage in programming language FOCAL'69. /Extension of the program library of an ND 50/50 system, part II./ 273
- J. GÁL: Linear amplifier for nuclear radiation detectors 277
- I. TÖRÖK: Semi-automatic digital coordinates measuring microscope system with control unit 299

FROM OUR WORKSHOP AND LABORATORY

- A. SZALAY, K. JOST: A quick pneumatic rabbit device for neutron activation 317
- A. SZALAY, K. JOST: Preparation of high purity, oxygenfree Zn-target from ZnO 321
- Gy. MÓRIK, B. SCHLENK, A. VALEK: Electron acceleration on the cascade generator of ATOMKI 323