

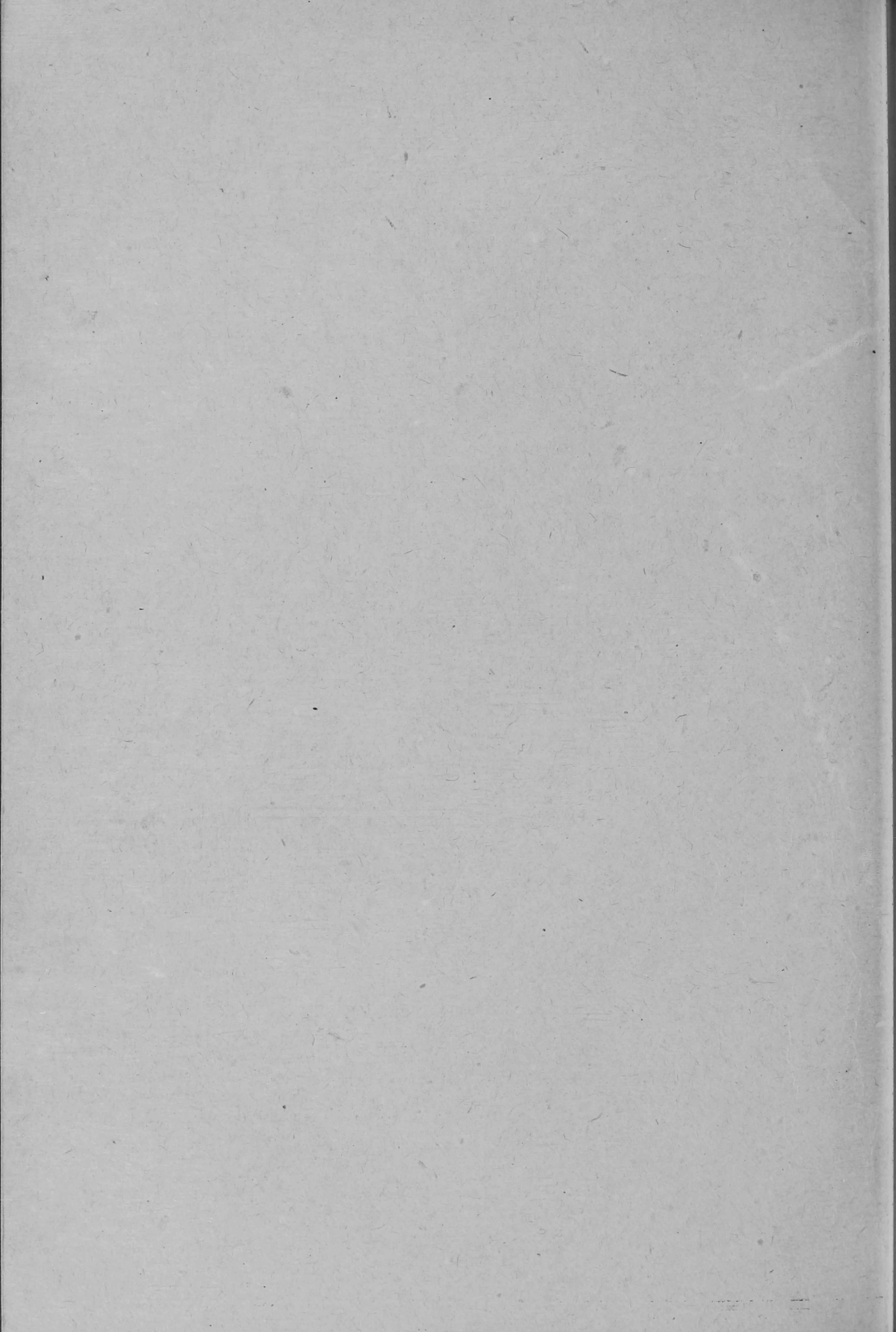
A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

8. KÖTET

5-6. SZÁM

1960

BUDAPEST



A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK

K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor, Náray Zsolt és Pál Lénárd
közreműködésével szerkeszti

Fenyves Ervin

8. kötet

1960.

5-6. szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

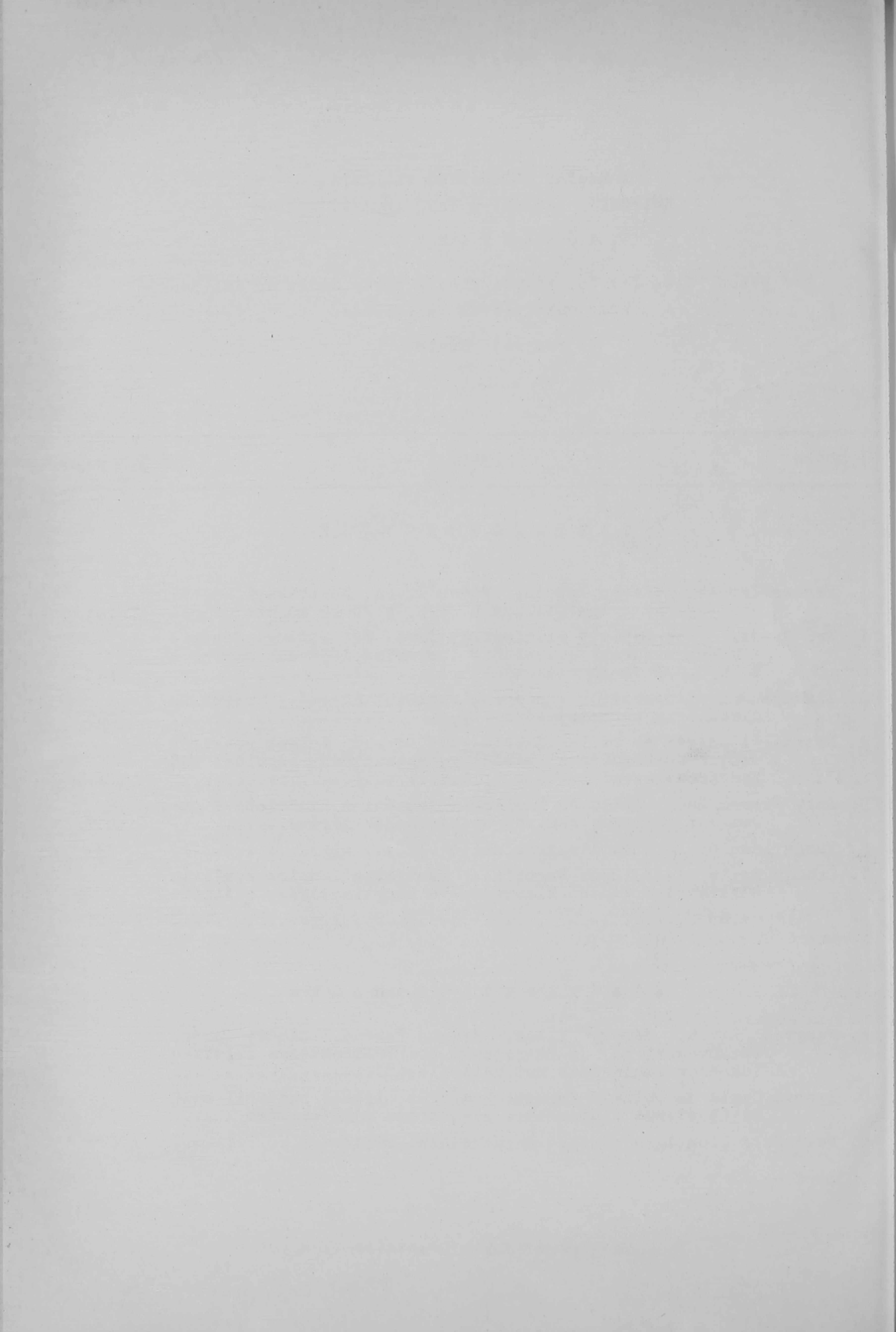
	Oldal
1. Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona, Keszthelyi Lajos: γ - sugarak szögeloszlása B-11/p, γ /C-12 magreakciónál	253
2. Erő János, Pócs Lajos, Szentpétery Imre és Zimányi József: A gamma-sugarak cirkuláris polarizációjának mérése a B-10/d,p γ /B-11 reakciónál	263
3. Zimányi József: Deuteron stripping reakciót követő γ -sugárzás cirkuláris polarizációja	267
4. Neszmélyi András és Palla Gabriella: Direkt target reakciók neutronspektrumának mérése gyors-neutron repülési idő spektrométerrel	275
5. Nagy Tibor, Nagy László és Pavlicsek István: A kísérleti atom- reaktor termikus neutron spektrumának mérése	287
6. Varga László: Jelalak diszkrimináció	293
7. Ördögh Mária és J. Upor Veronika: Neutronaktivációs analízis alkalmazása tantál kimutatására nagy tisztaságu szilici- umban	307

K i s é r l e t i t e c h n i k a

8. Fenyves Ervin, Gémesy Tibor, Németh Ferenc, Sándor Tamás, Gasiórowski L. és Starzynski A.: Buborékkamra felvéte- lek kiértékelésének automatizálása	313
9. Iványi Gyula és Szilávik Ferenc: Grafikus eljárás bistabil mul- tivibrátorok biztonságos egyenáramu méretezésére	321
10. Feit Pál: Ólomtéglá sorozat sugárvédelmi célokra	329

- . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



γ -SUGARAK SZÖGELOSZLÁSA $B^{11} / p, \gamma / C^{12}$ MAGREAKCIÓNÁL

Irta: Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos
Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás:

A $B^{11} / p, \gamma / C^{12}$ magreakcióból származó 16,1 MeV és 11,67 MeV energiájú γ -sugarak szögeloszlásának energia függését vizsgáltuk, azzal a feltevéssel, hogy a reakció közbenső magon keresztül megy végbe. A számolt és mért szögeloszlások még nem teljesen egyeztethetők össze, ezért további méréseket kell végeznünk.

1. Bevezetés

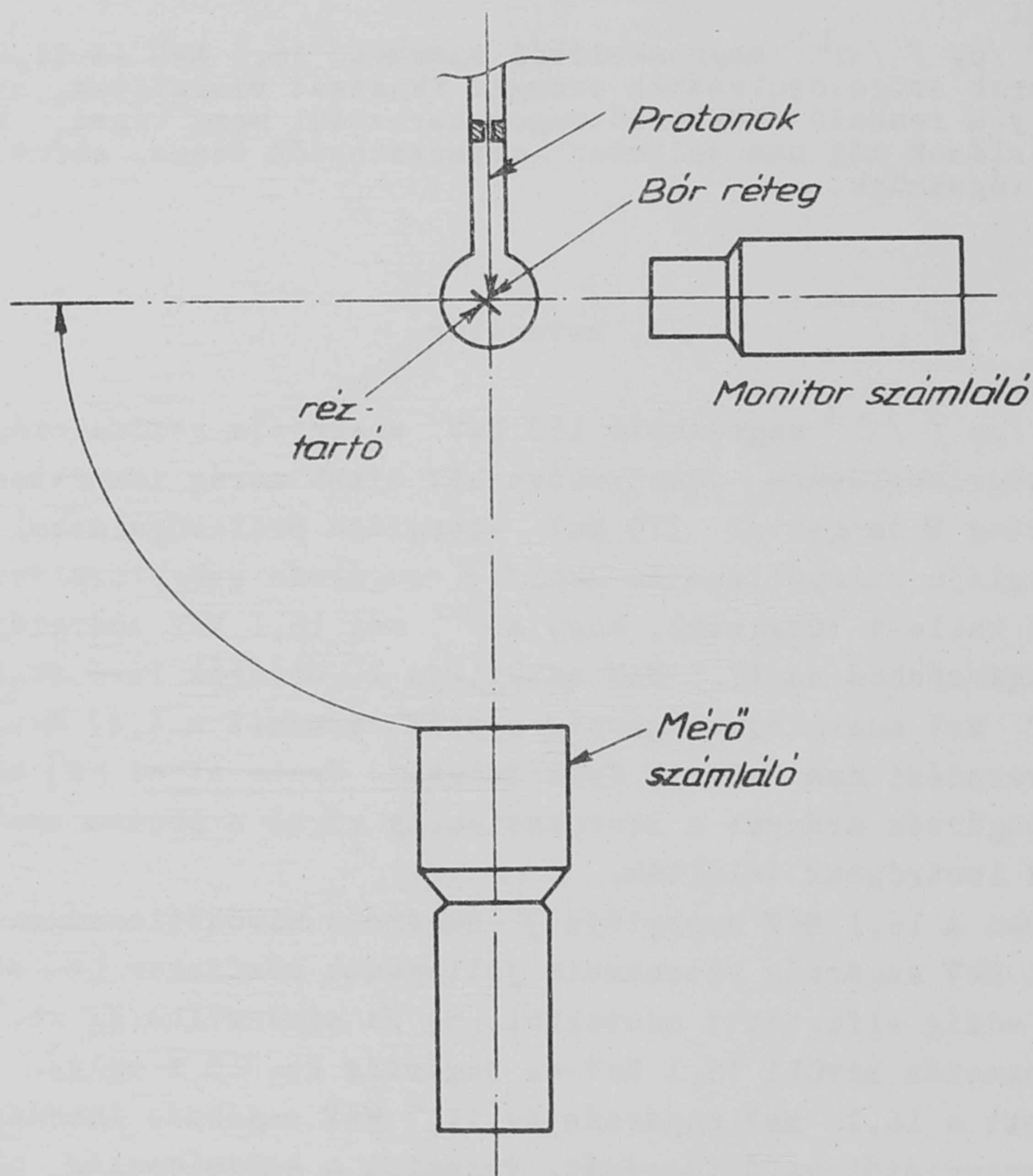
A $B^{11} / p, \gamma / C^{12}$ magreakció 163 keV energiájú rezonanciája esetén a γ -sugarak szögeloszlására vonatkozóan két újabb mérés ismeretes [1,2]. A méréseket vastag B targettel 175 keV energiájú protonnyalábbal végezték. A 16,1 MeV energiájú /alapállapotba menő/ γ -sugárzás szögeloszlásának értelmezéséhez fel kellett tételezni, hogy a C^{12} mag 16,1 MeV energiájú 2^+ nívójáról jövő sugárzáshoz az 17,5 MeV energiájú 1^- nívóról levő sugárzás keveredik. A 11,7 MeV energiájú sugárzás esetén átmenet a 4,43 MeV gerjesztett állapotba keveredést nem kellett feltételezni. Craig et al [2] mérték a 16,1 és 11,7 MeV sugárzás arányát a rezonanciahely körül a proton energia függvényében és azt izotrópnak találták.

Ujabban a 16,1 MeV energiájú γ -sugárzás nivószélességének mérésekor [3] és a 16,1 MeV sugárzás rezonancia jellegének mérésekor [4] eltérések mutatkoztak az eddig elfogadott adatokból [5] /a nivószélesség kb. kétszer akkora, a rezonancián kívüli 16,1 MeV-es sugárzás kb. 25 % volt/. Ezért érdekesnek látszott a 16,1 MeV sugárzás és 11,7 MeV sugárzás intenzitás-arányának a protonenergiától való függését, valamint a szögeloszlás protonenergia függését megvizsgálni.

2. Kísérletek

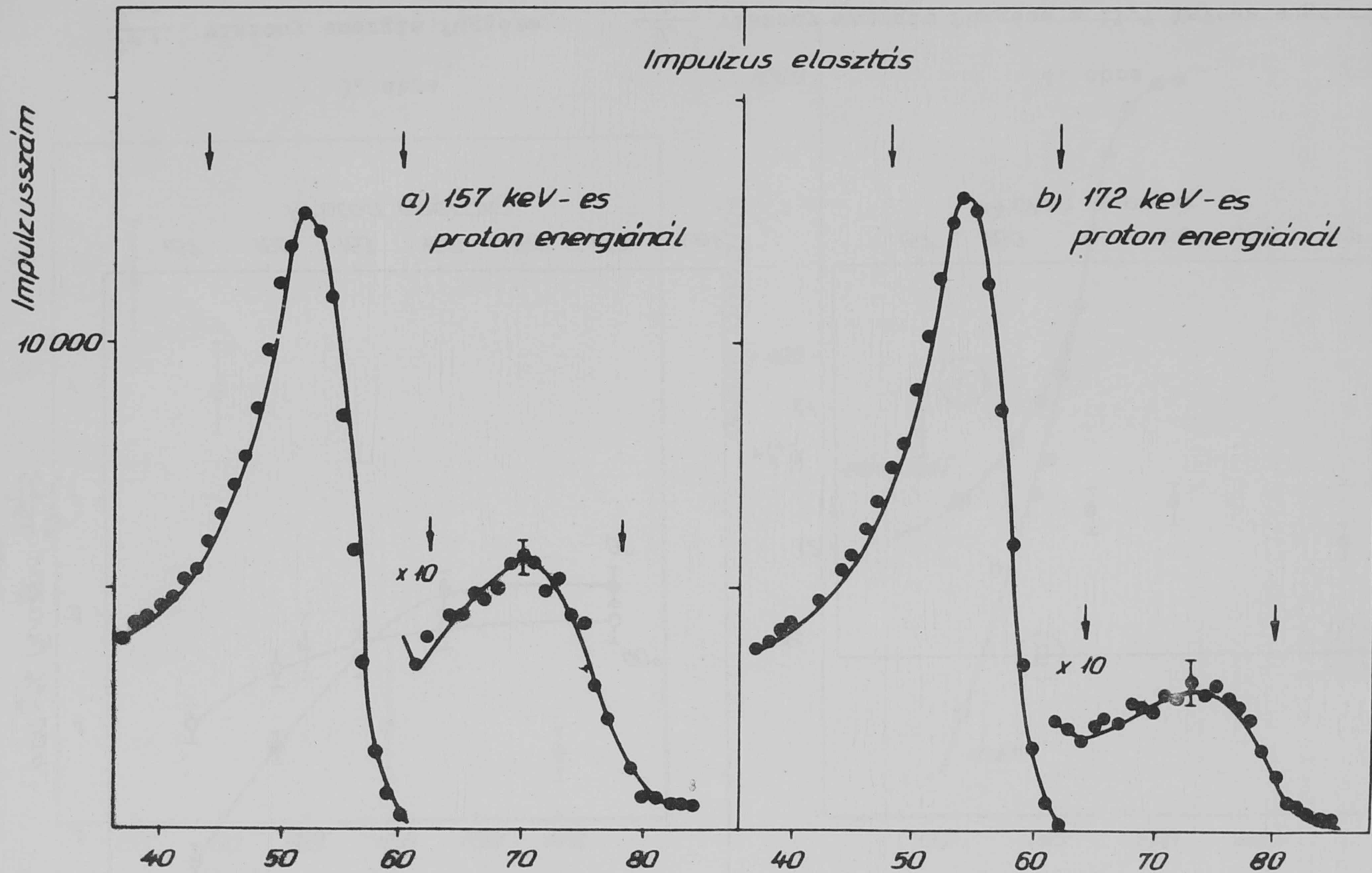
A $B^{11} / p, \gamma / C^{12}$ magreakció 163 keV energiájú rezonanciájának a szélessége $6,5 \pm$ keV [5]. Hogy a rezonanciagörbe több pontján fel tudjuk venni a szögeloszlást legalább 3 keV lépésekben kell változtatni a protonenergiát. 800 keV energiájú Cockroft-Walton generátorunkon különböző $/p, \gamma /$

reakciók rezonanciáját vizsgálva azt találtuk, hogy a feszültség ingadozása legalábbis 5-10 perces rövid időtartamokra - kisebb, mint 2 kV, [6]. Az egyes energiaértékeket úgy választottuk meg, hogy vastag targeten mérve a monitor számlálóban a γ -intenzitás $1/8$, $1/4$, $1/2$, $3/4$ része legyen, illetve az ötödik pontban megegyezzek a rezonancia feletti intenzitással. Csak azokat a méréseket fogadtuk el, amelyekben a monitor számláló beütésszámának ingadozása a mérés alatt nem volt nagyobb, mint a megfelelő intenzitásérték 10 %-a. Ily módon az energiaértékek pontossága 0,5 keV-re becsülhető a vizsgált tartományban.

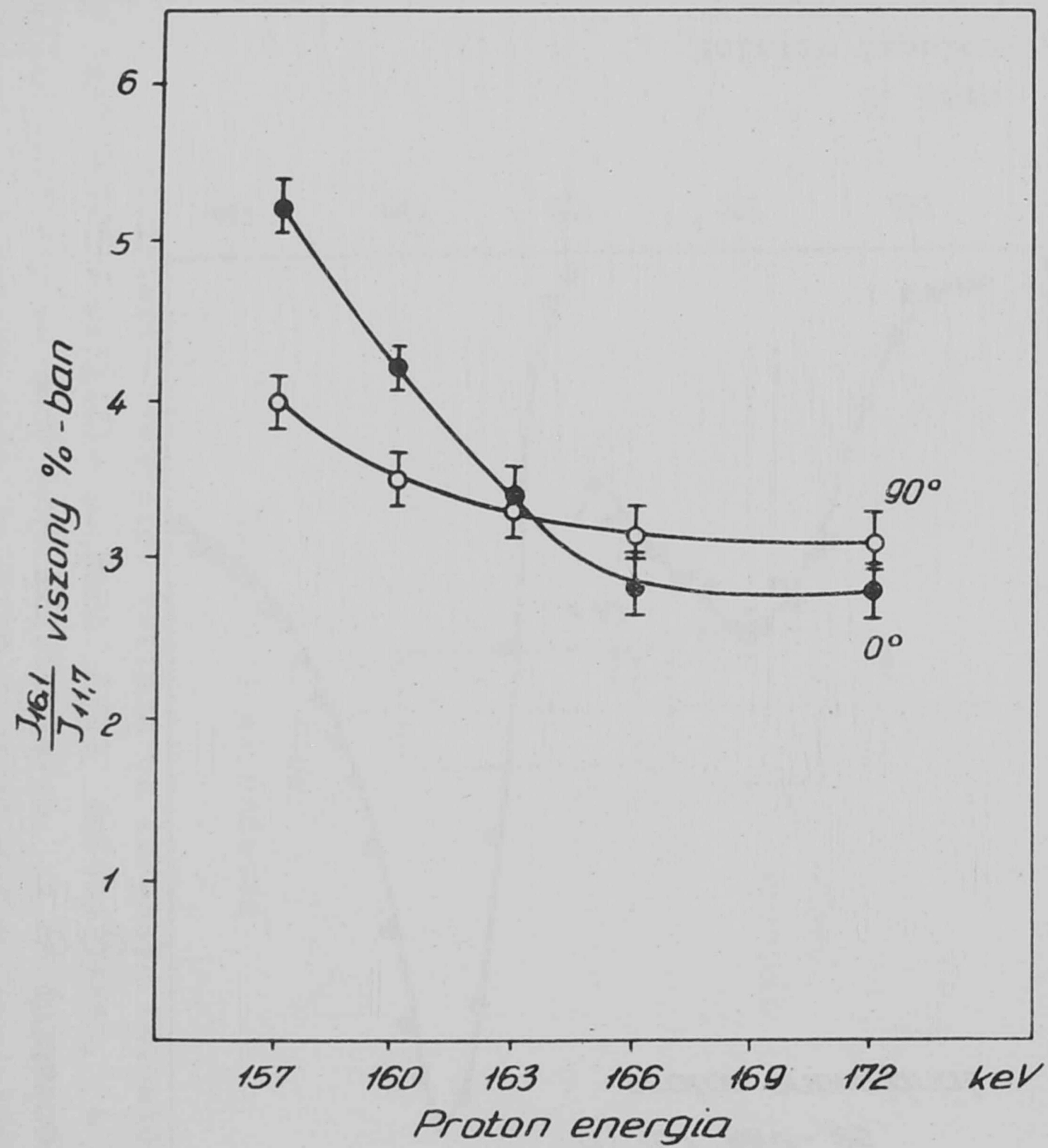


1. ábra
Kísérleti elrendezés

A kísérleti elrendezés vázlatja az 1. ábrán látható. A mérő számláló egy 3x3" NaJ/Tl/ kristály Du Mond 6363 multiplieren, a monitor 1,5x1,5" NaJ/Tl/ kristály du Mond 6292 multiplieren. A mérő kristály homloklapja 22 cm távol volt a targettől. A 11,7 és 4,45 MeV γ -sugárzásra a kristály abszolút hatásfokát koincidencia módszer segítségével meghatározva [7] és feltételezve, hogy a 16,1 MeV sugárzás a bomlásoknak csak 3 %-át adja, az összeintegrálódás hatása a 13,5 MeV-nél nagyobb energiájú impulzusok számának 5 %-a.

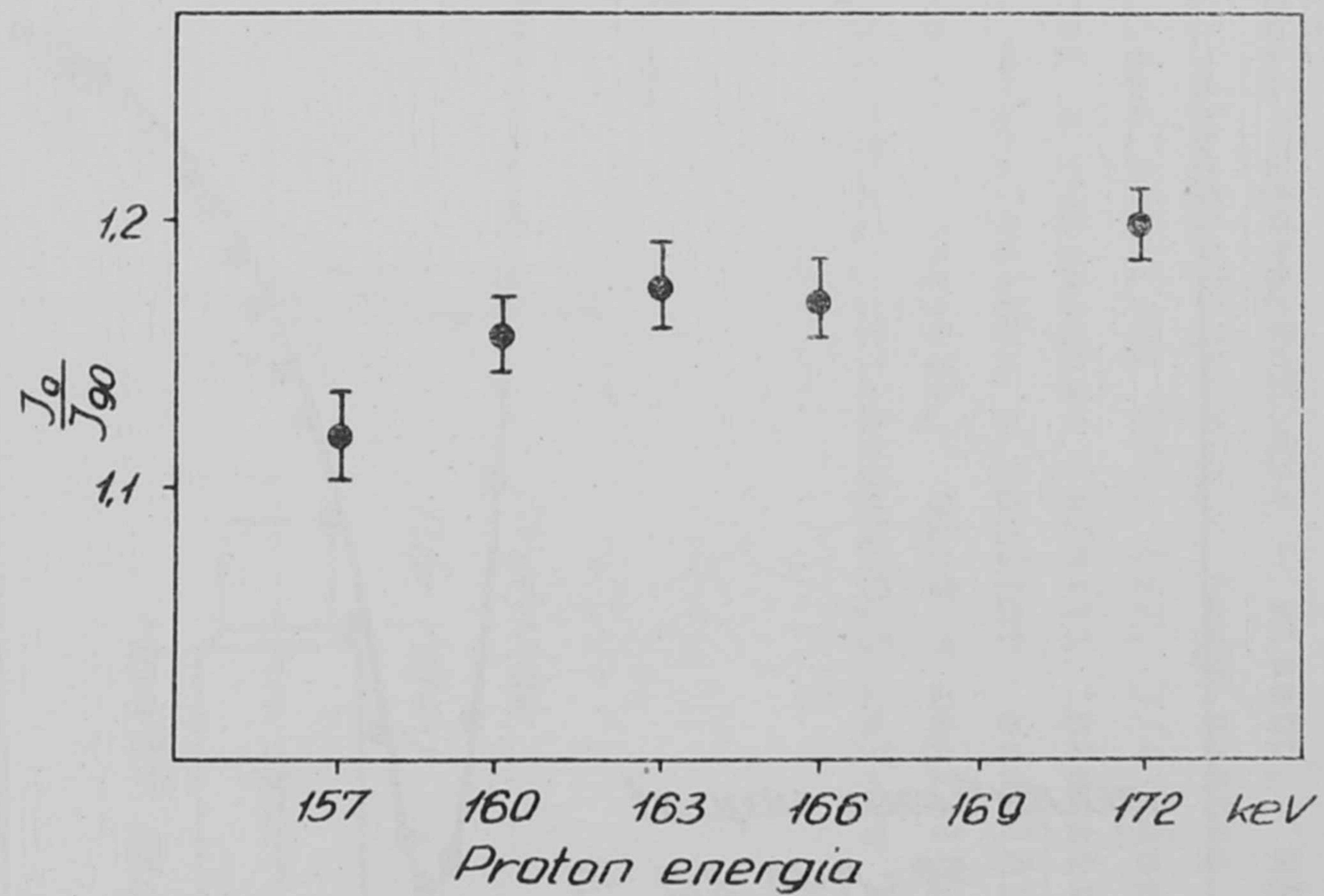


2. ábra
Relativ impulzus nagyság



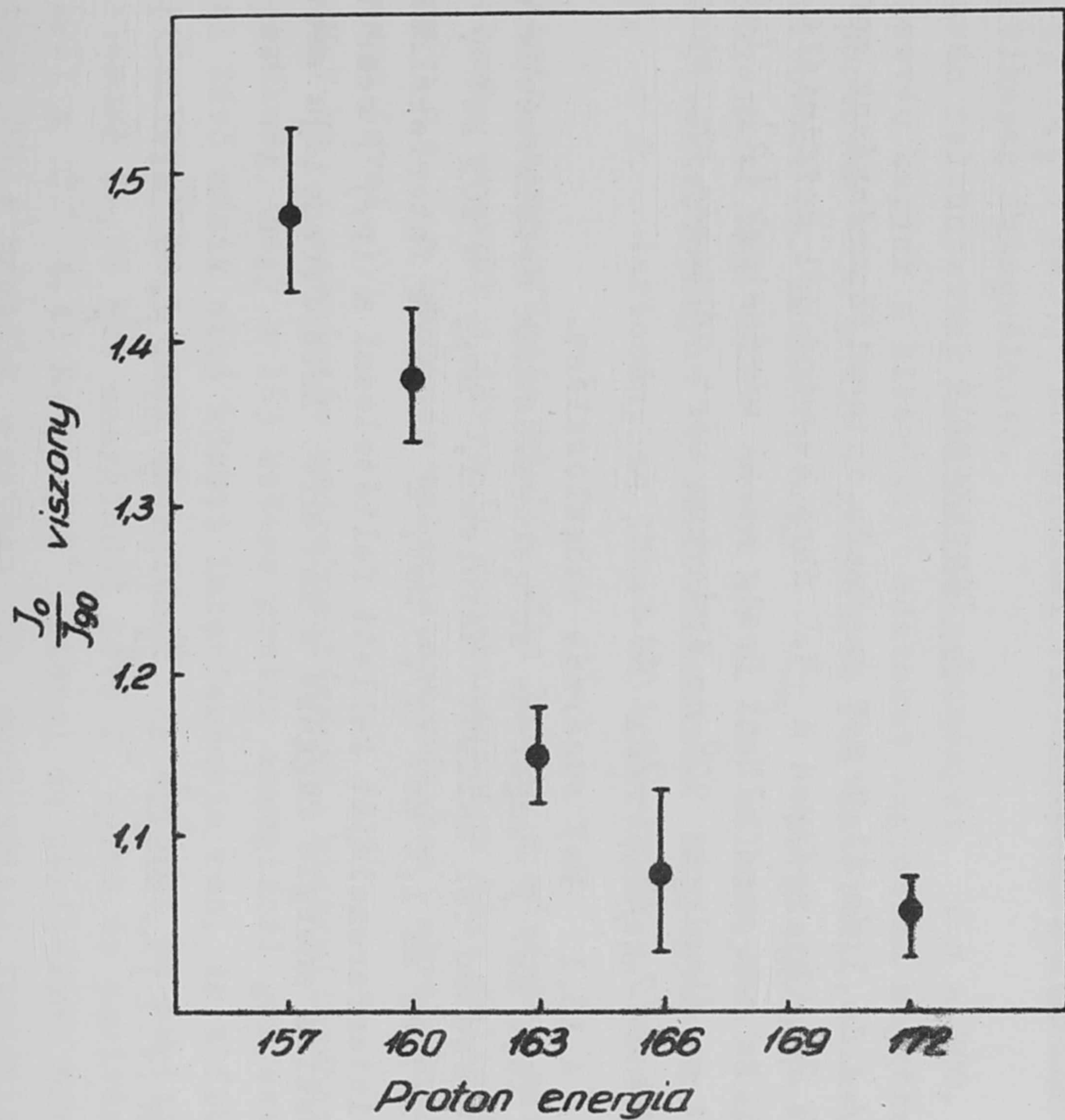
3. ábra

$\frac{J_{16,1}}{J_{11,7}}$ viszony energia függése



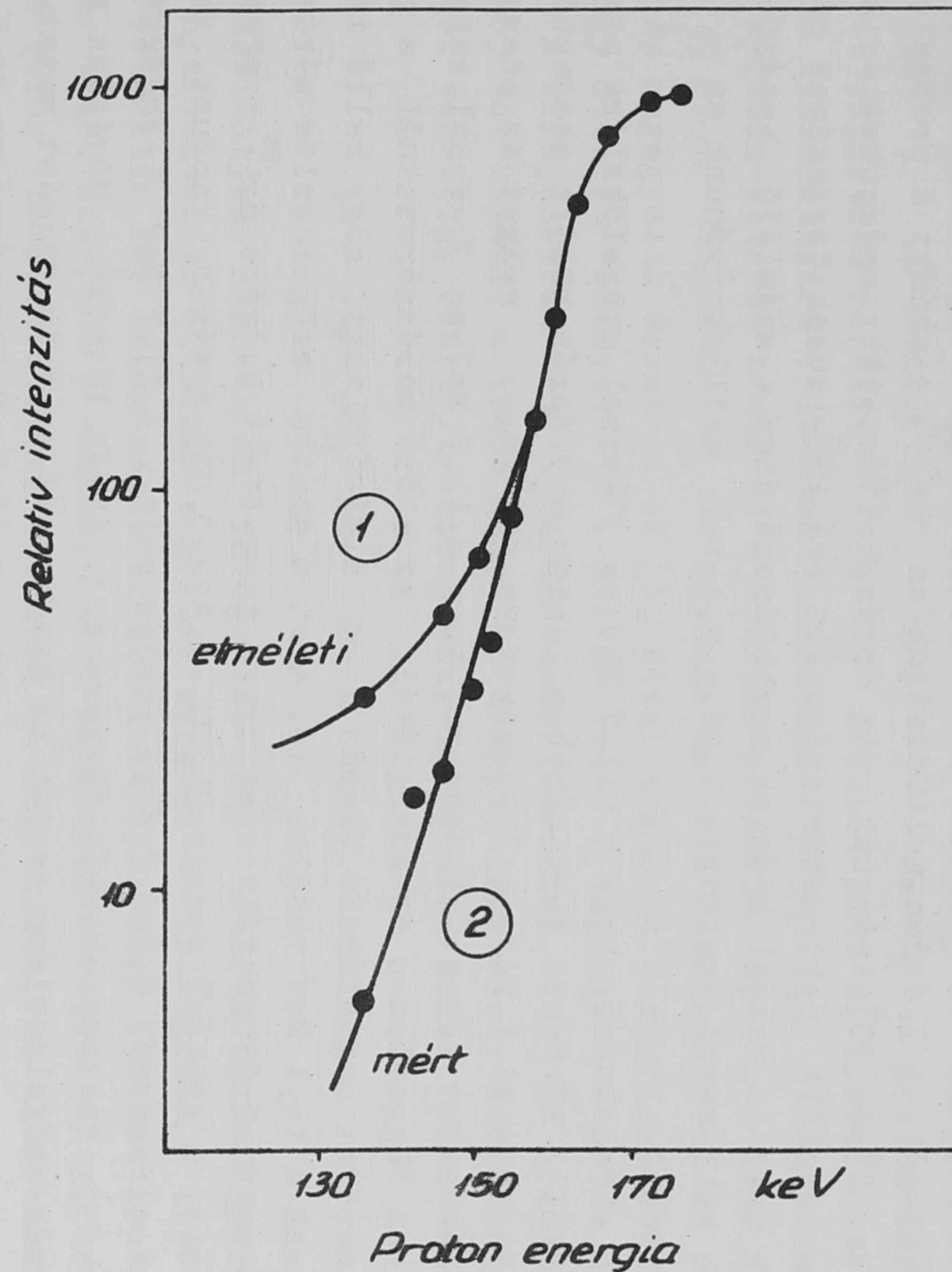
4. ábra

$\frac{J_0}{J_{90}}$ viszony energia függése a 11,7 MeV-es sugárzásra



5. ábra

$\frac{J_0}{J_{90}}$ viszony energia függése a 16,1 MeV-es sugárzásra



6. ábra

A $B^{11}/p, \gamma / C^{12}$ magreakció gerjesztési függvénye

A γ -sugarak által keltett amplitudó elosztást 100 csatornás ferrit memoriás analizátorral mértük. A 2. ábrán feltüntettünk két amplitudó spektrumot, amelyet 172 és 157 keV-nél mértünk 0° -os irányban. Jól látható, hogy a 16,1 MeV-es γ -sugárzás relatív intenzitása 157 keV-en lényegesen nagyobb, mint 172 keV-nél. A 3. ábrán feltüntettük az $J_{16,1}/J_{11,7}$ arányt a proton energia függvényében 0° és 90° irányban. Az ábrán feltüntetett arányokat és hibákat a 2. ábrán bejelölt spektrumtartományokba eső impulzusok összegének számából határoztuk meg. A valódi arányok meghatározásához a számláló hatásfokát is figyelembe kell venni, amikoris $1,06 \pm 0,1$ -vel kell szoroznunk az ábrán közölt adatokat.

Ha elfogadnánk, hogy a 11,7 MeV-es γ -vonal szögeloszlása nem függ az energiától a kérdéses tartományban, akkor a 3. ábrán közölt adatokból meghatározhatnánk a 16,1 MeV-es γ -sugárzásra az J_0/J_{90} arányt az energiafüggésében. Méréseket végeztünk azonban, hogy a 11,7 MeV-es γ -vonal szögeloszlása valóban független-e az energiától. Az előző méréssorozatnál a protonnyaláb átmérőjét meghatározó blende 1 cm átmérőjű volt, hogy kellő intenzitást kapjunk a 16,1 MeV vonalra is, mert a pontos szögeloszlás méréséhez a blendét 3 mm átmérőjűre változtattuk. A targetfolt helyére Au^{198} preparátumot helyezve; a 411 keV vonalra $J_0/J_{90} = 0,993 \pm 0,005$ értéket kaptunk, tehát a geometriai elrendezés 0,5-0,7 %-ra pontos volt. A 11,7 MeV γ -sugárzás esetén az J_0/J_{90} viszony energia függése a 4. ábrán látható. Mérésünk a 11,7 MeV sugárzás szögeloszlása esetén is határozott energia függést mutat.

Ezeket az adatokat felhasználva a 16,1 MeV sugárzásra az 5. ábrán látható eredményt kaptuk.

3. Diskusszió

a/ A 16,1 és 11,7 MeV sugárzás intenzitásarányának energiafüggése.

Az $J_{16,1}/J_{11,7}$ arányon a 3. ábra szerint jól definiált energiafüggést találtunk. Ez nem mond ellent Craig et al méréseinek [2], (csak 90° irányban), mert az általunk 90° -os irányban mért változás kb. akkora, mint ott a mérési hiba ($J_{16,1}/J_{11,7} = 1,3 \pm 1\%$).

b/ A 16,1 MeV sugárzás szögeloszlása.

A 16,1 MeV γ -sugárzás szögeloszlásának értelmezésekor 175 keV protonenergia esetén fel kellett tételezni, hogy a 163 keV (C^{12} mag nivója 16,1 MeV $2+$) és az 1,4 MeV (17,5 MeV, 1^-) nivók interferálnak. Ugyancsak a két nivó interferenciáját kellett feltételezni a (p, γ) reakcióból is [8]. A szögeloszlás energia függése a két nivó interferenciája esetén [9].

$$W(\vartheta, E) \sim \frac{2\alpha^2 p^2}{A^2} + \frac{10}{B^2} \left(1 + \frac{1}{3} \cos^2 \vartheta \right) + \frac{2\sqrt{10} \alpha p \cos \vartheta}{A B} \cos \vartheta. \quad /1/$$

ahol $A^2 = [(E - E_{0A})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_A^2]$ az 1,4 MeV rezonancianevezője B^2 ugyanaz az 163 keV rezonanciára vonatkozóan; $p^2 = \frac{\Gamma_A(E)}{\Gamma_B(E)}$, ahol $\Gamma_A(E)$ és $\Gamma_B(E)$ az S (felső rezonancia) és p (alsó rezonancia) protonokra vonatkozó protonszélesség energia függő része, amely Christy és Latter táblázatából vehető [10]; $\alpha^2 = \frac{\Gamma_A}{\Gamma_B} \cdot \frac{\Gamma_{E1A}}{\Gamma_{E2B}}$ ahol Γ_A és Γ_B a protonszélesség energiától független része, Γ_{E1A} és Γ_{E2B} a felső nivó $E1$ ill. az alsó nivó $E2$ sugárzás kibocsátására vonatkozó szélessége: $\gamma = \xi_A - \xi_B + \varphi_A - \varphi_B$ ahol ξ_A és ξ_B a fázis-eltolás a mag és a Coulomb potenciál miatt, s ill. p protonokra, $\varphi_A = \arctg \frac{2(E - E_{0A})}{\Gamma_A}$, φ_B ugyanaz az alsó rezonanciára. Az (1) összefüggés megegyezik Grant et al [1] által megadott összefüggésével, kivéve azt, hogy ott $\sqrt{10}$ helyett $\sqrt{6}$ áll a $\cos \gamma$ tagban.

A kifejezésben αp -t paraméternek vesszük, [11]. alapján kiszámítva -63° -ot kapunk, a többi adat [5] alapján ismeretes. Méréseinket vastag targettel végeztük, ezért /1/ kifejezést integrálni kell

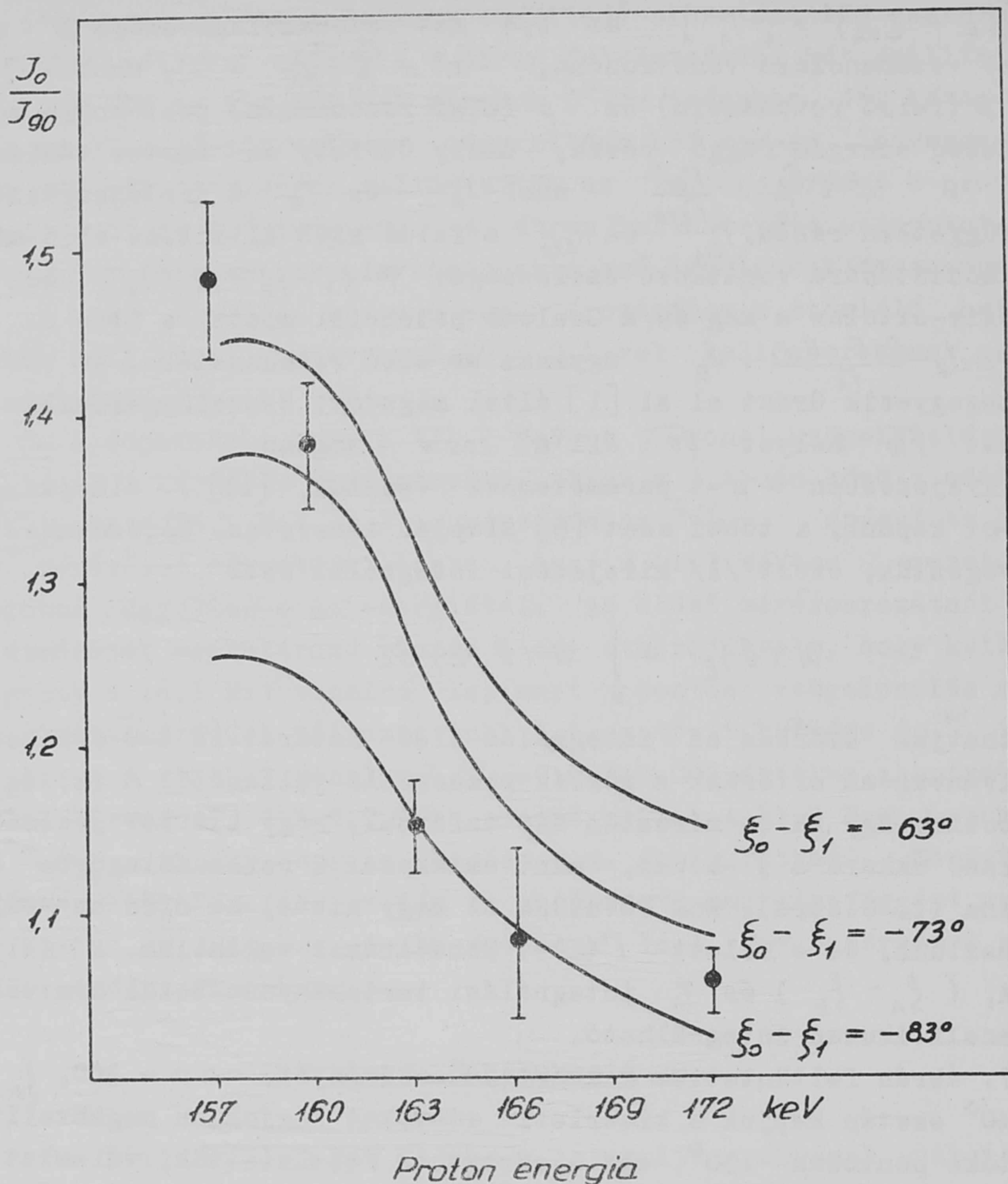
$$W(\gamma)_{E'} = \int_0^{E'} W(\gamma, E) dE \quad /2/$$

Nem választhatjuk azonban az integrálás alsó határát az $E=0$ értéket, mert közben nyilvánvalóan eltérünk a görbék rezonancia jellegétől $A(E)$ és $\Gamma(E)$ erősen változik. Egy külön mérésben azt találtuk, hogy 130 keV protonenergiánál már tized akkora a γ -hozam, mint amekkora a rezonanciagörbe alapján várható volna (l. 6. ábra). Nem követünk el nagy hibát, ha alsó határul $E=130$ keV-et választunk, és e felett $\Gamma(E)$ -t konstansnak tekintjük. Ha feltesszük még, hogy A , $(\xi_A - \xi_B)$ és φ_A integrálási tartományon belül nem változik, akkor /1/ analitikusan integrálható.

A 7. ábrán feltüntettük a számítás eredményét. $\alpha p = 300$, $\xi_A - \xi_B + \varphi_B = -140^\circ$ esetén kapjuk a kísérleti adatokat legjobban megközelítő görbét. γ értéke pontosan -130° , azt a görbét is feltüntettük, valamint $\gamma = -150^\circ$ -ra számítottat is. Látható, hogy J_0/J_{90} energiafüggése γ -tól erősen függ, nem engedhető meg tehát Grant et al [1] véleményével ellentétben $\xi_A - \xi_B$ széles értéktartományon belüli változása. Megjegyezzük, hogy csak $-90^\circ < \xi_B - \xi_A < 0$. tartományban jöhet ki a mérésekhez hasonló menetű görbe.

A számított energiafüggés kielégítően leírja a mérésben talált eredményt, ha figyelembe vesszük a tényezők konstansságára tett feltevéseket. Ha feltesszük, hogy αp a kérdéses energiatartományban növekedhet, akkor az egyezés lényegesen javul.

A 11,7 MeV-es γ -sugárzás szögeloszlásának kiszámításához arra a feltevésre van szükség, hogy a 163 keV-es proton energiánál gerjesztett nivó és a 675 keV-nél lévő másik nivó között interferencia van. Az előbbi a C^{12} atommag vizsgált nivója 16,1 MeV energiánál $2+$ spinnel és paritással, az utóbbi a C^{12} atommag 16,58 MeV energiánál lévő 2^- spinű és paritású nivója. Ezekről a nivókról a C^{12} 4,43 MeV-es, 2^+ spinnel és paritással bíró nivójára az első esetben $M1$, a második esetben $E1$ sugárzással történik meg az



7. ábra

$\frac{J_0}{J_{90}}$ viszony a 16,1 MeV-es sugárzásra különböző αp paraméterek mellett

átmenet. A lehetséges interferenciát figyelembe véve a 11,7 MeV-es γ -sugárzás szögeloszlását kiszámolva, eredményül a következő kifejezést kapjuk, ha a d hullámu protonokat $l=2$ tartalmazó tagokat elhanyagoljuk:

$$W(\vartheta, E) = \left[\frac{5 \alpha^2 p^2}{A^2} + \frac{7,1}{B^2} \right] + \left[\frac{5}{\sqrt{2}} \frac{\alpha p}{AB} \cos \vartheta + \right. \\ \left. + \left[\frac{1,02}{B^2} \right] (\cos^2 \vartheta - \frac{1}{2}) \right]$$

Ahol A^2 a 675 keV rezonancia rezonancianevezője hasonlóan, mint fent kiírtuk: B^2 pedig a 163 keV-es rezonanciára vonatkozó ugyanilyen kifejezés

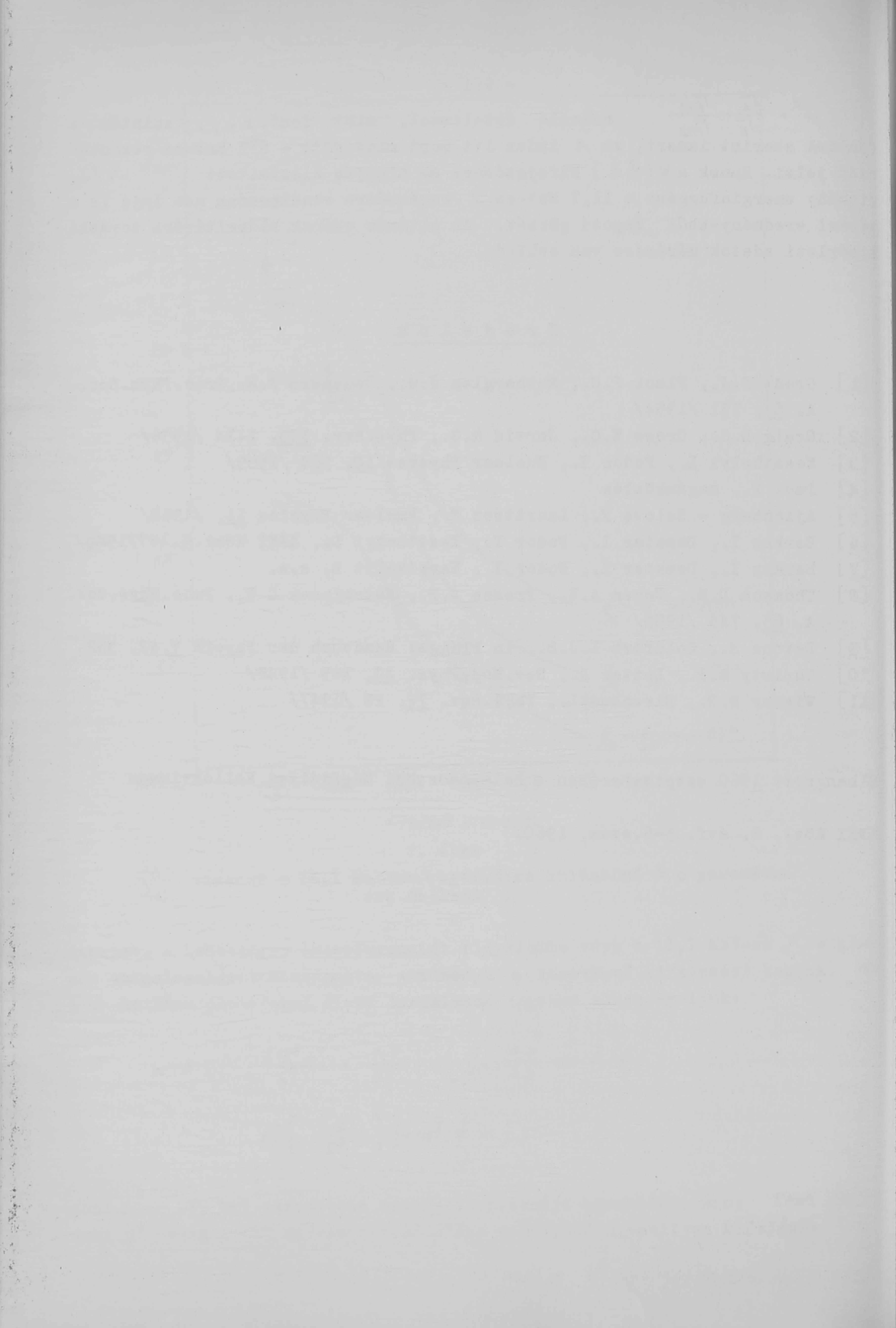
$\alpha^2 = \frac{\Gamma_A}{\Gamma_B} \frac{\Gamma_{E1A}}{\Gamma_{M1B}}$ hasonló értelemmel, mint fent, ρ, η, φ szintén a fentiek szerint ismert, az A index itt most mindenütt a 675 keV-es rezonanciát jelzi. Ennek a $W(\gamma, E)$ kifejezésnek az alapján kiszámított J_0/J_{90} viszony energiafüggése a 11,7 MeV-es γ -sugárzásra vonatkozóan nem írja le a mérési eredményekből kapott görbét. Az eltérés okának kiderítésére további kísérleti adatok mérésére van szükség.

I r o d a l o m

- [1] Grant P.J., Flack F.C., Rutherglen J.G., Deuchars W.M., Proc. Phys. Soc. A. 67, 751 /1954/
- [2] Craig D.S., Cross W.G., Jarvis R.G., Phys. Rev. 103, 1414 /1956/
- [3] Keszthelyi L., Fodor I., Nuclear Physics 10, 564 /1959/
- [4] Paul P., magánközlés
- [5] Ajzenberg - Selove F., Lauritsen T., Nuclear Physics 11, /1959/
- [6] Berkes I., Demeter I., Fodor I., Keszthelyi L., KFKI Közl. 8, 167/1960/.
- [7] Berkes I., Demeter I., Fodor I., Keszthelyi L. s.a.
- [8] Thomson D.M., Cohen A.V., French A.P., Hutchinson G.W., Proc. Phys. Soc. A. 65, 745 /1952/
- [9] Devons S., Goldfarb L.J.B., in Flügge: Handbuch der Physik V, 42, 362.
- [10] Christy R.F., Latter R., Rev. Mod. Phys. 20, 185 /1948/
- [11] Wigner E.P., Eisenbud L., Phys. Rev. 72, 29 /1947/

Elhangzott 1960 szeptemberében a balatonöszödi Magfizikai Kollokviumon

KFKI Közl. 8. évf. 5-6. szám, 1960.



A GAMMA-SUGARAK CIRKULÁRIS POLARIZÁCIÓJÁNAK MÉRÉSE A B^{10}
(d,p γ) B^{11} REAKCIÓNÁL

Irta: Erő János, Pócs Lajos, Szentpétery Imre és Zimányi József
Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás:

A B^{10} (d,p) B^{11} reakciót követő, a B^{11} első gerjesztett nivójáról jövő 2,14 MeV-es gamma-sugarak cirkuláris polarizációját, $E_d = 420$ keV bombázó energiánál P_{γ} cirk = + (37 \pm 19) %-nak találtuk.

Bevezetés

A deuteron stripping reakciókat az utóbbi időben igen kiterjedten vizsgálták. Ezek olyan (d,p), illetve (d,n) reakciók, amelyek során a deuteron egyik nukleonját befogja a bombázott mag, a másik, anélkül, hogy közben behatolt volna a magba, valamilyen irányban tovább repül. A stripping reakció mechanizmusáról elsősorban a kirepülő nukleonok szögeloszlásának és polarizációjának mérésével szerezhethetünk információkat.

Butler, valamint Bhatia és Huang 1950-ben megmutatták [1], hogy a szögeloszlást lényegében a befogott nukleon által a magnak átadott pálya-impulzusmomentum nagysága szabja meg. Ezt a kísérletek igazolták. Azonban a stripping-reakciók ezen első elméletei nem adtak számot a kirepülő nukleonok kísérletileg kimutatott polarizációjáról.

Butler, illetve Bhatia és Huang elméletében síkhullám írja le a be-
menő és kimenő részecskéket. News, Tobocman, Cheston és más szerzők 1953-
54-ben bebizonyították [2], hogy polarizációt csak olyan elmélet adhat, ame-
lyik figyelembe veszi a targetmag és a bombázó deuteron, illetve a targetmag
és a kirepülő proton közti kölcsönhatást. A kölcsönhatást figyelembe vevő
különböző elméletek a protonok szögeloszlását egyformán jól leírják. Azon-
ban a polarizációra, aszerint, hogy milyennek tételezik fel a kölcsönhatást,
mást-mást mondanak. Ezért a polarizáció mérésével a kölcsönhatás módját el-
dönthetjük.

Ujabb információkat nyerhetünk, ha a mag gerjesztett állapotban ma-
rad vissza. A gerjesztett mag általában polározott, ezért az általa kibocsá-
tott gamma-sugárzás - ha a kirepülő nukleonnal koincidenciában mérjük - ál-
talanban cirkulárisan polározott [3]. A kirepülő nukleonok polarizációja is
a maradék mag polarizációs állapotáról tudósít, de mivel a nukleonnak, 1/2

spinje miatt, csak vektor-polarizációja lehet, ez a tudósítás korlátozott. A gamma-sugarak polarizációja azonban magasabb spin-momentumoktól is függ, ezért ennek mérése több információt adhat. E megfontolások alapján hasznosnak látszott (d,p γ) reakciók vizsgálata. A B¹⁰-et választottuk targetmagnak. A reakcióban keletkező B¹¹ első, 2,14 MeV energiájú gerjesztett nivójáról jövő gamma-sugarakat vizsgáltuk.

Elméleti megfontolások

A héjmodell szerint a B¹¹ első gerjesztett nivójának spinje 1/2, paritása páratlan. Ahhoz, hogy a reakcióban 1/2 spinű nivó alakuljon ki, az kell, hogy a neutron $l_n = 3$ impulzusmomentumu pályára fogódjon be. Ugyanis a B¹⁰-nek alapállapotban $J = 3$ a spinje. 1 MeV alatti deuteron-energiánál valóban $l_n = 3$ -nak megfelelő szögeloszlást találtak. Nagyobb energiánál viszont $l_n = 1$ -nek felel meg a protonok szögeloszlása [4]. Az l-es pályamomentum esetén viszont, a héjmodellel ellentétben, legalább 3/2 kell legyen a nivó spinje.

Az ellentmondás feloldására a közönséges strippingtől eltérő reakciómechanizmusokat javasoltak. Wilkinson [5] szerint itt spin-flip stripping következik be, vagyis olyan stripping-reakció, amelyben a kirepülő proton spinje valamilyen spintől függő, nem centrális kölcsönhatás eredményeképpen átugrik az ellentétes irányba. Az átugrással járó impulzusmomentum változás lehetővé teszi, hogy $l_n = 1$ esetén is 1/2 legyen a nivó-spin. Más reakciómechanizmusok is szóba kerültek /pl. exchange stripping/, de ezek hatáske-resztszete nagyon kicsi.

A Wilkinson által javasolt módon értelmezhető a nagyobb energián tapasztalt $l_n = 1$ -es szögeloszlás. Azonban a kis energián észlelhető $l_n = 3$ problematikus marad. Véleményünk szerint kis és nagy energián egyaránt két-féle reakció megy végbe egymás mellett: közönséges stripping és spin-flip stripping. A kettő energiafüggése azonban különböző, kisebb energián a közönséges, nagyobbban a spin-flip stripping dominál.

Feltevésünk igazolására ki kell mutatni, hogy kis energián valóban csak centrális kölcsönhatásnak van szerepe a reakcióban. Mint Zimányi és Satchler kimutatták [3], ha a kölcsönhatás centrális, a kibocsátott gamma-kvantum cirkuláris polarizációja egyszerűen kifejezhető a proton polarizációjával. Esetünkben az összefüggés a következő:

$$P_p = - \frac{14}{3} \frac{3x - 4}{27x - 20} P_{\gamma cirk}$$

P_p és $P_{\gamma_{cirk}}$ a protonok, illetve a gamma-kvantumok polarizációja, χ a $J_n = l_n + 1/2$ és $l_n - 1/2$ állapotokhoz tartozó redukált szélességi amplitudók aránya. χ értékét más mérésből, pl. a gamma-sugarak szögeloszlásából meg lehet határozni. Ha ezt az egyenletet kielégíti P_p és $P_{\gamma_{cirk}}$ mért értéke, a kölcsönhatás centrális.

Mérés

Elsőnek a gamma-sugarak cirkuláris polarizációját mértük, a 800 kV-os kaszkádgenerátoron. A bombázó energia $E_d = 420$ keV volt. B^{10} -es izotópban kb. 90 %-ra feldusított, nikkel vagy réz alapu vastag bór-targetet használtunk.

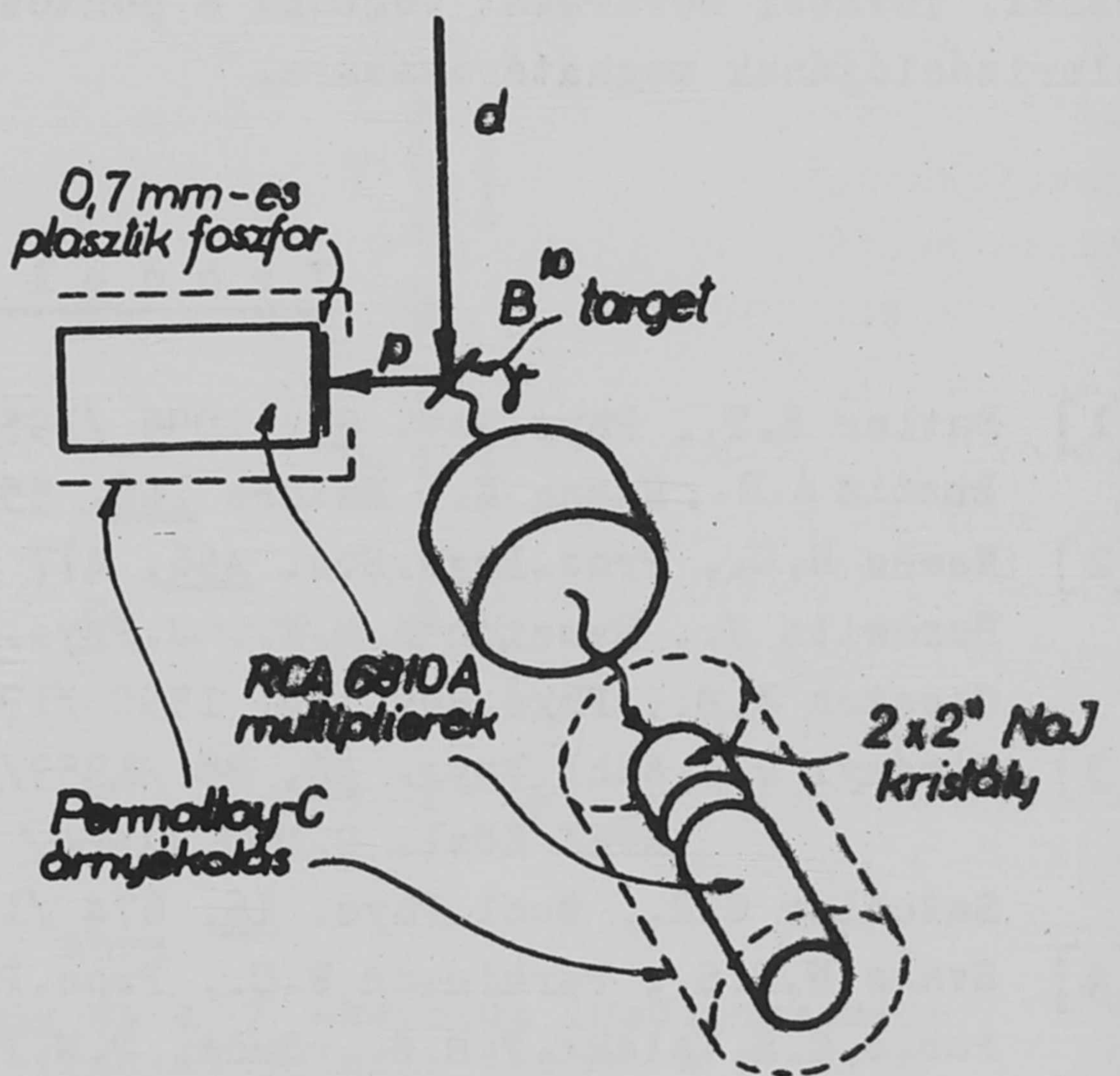
A gamma-sugarak cirkuláris polarizációját mágnesezett vason való szórattással mértük. A polarizált gamma-kvantumok Compton-szórási hatáskeresztmetszete függ a szóró vas mágnesezésének irányától. Ezért a gamma-sugarakkal parallel és antiparallel mágnesezés esetén az abszorbens után mért N^+ és N^- beütésszámokból a polarizáció kiszámítható:

$$P_{\gamma_{cirk}} = a \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$$

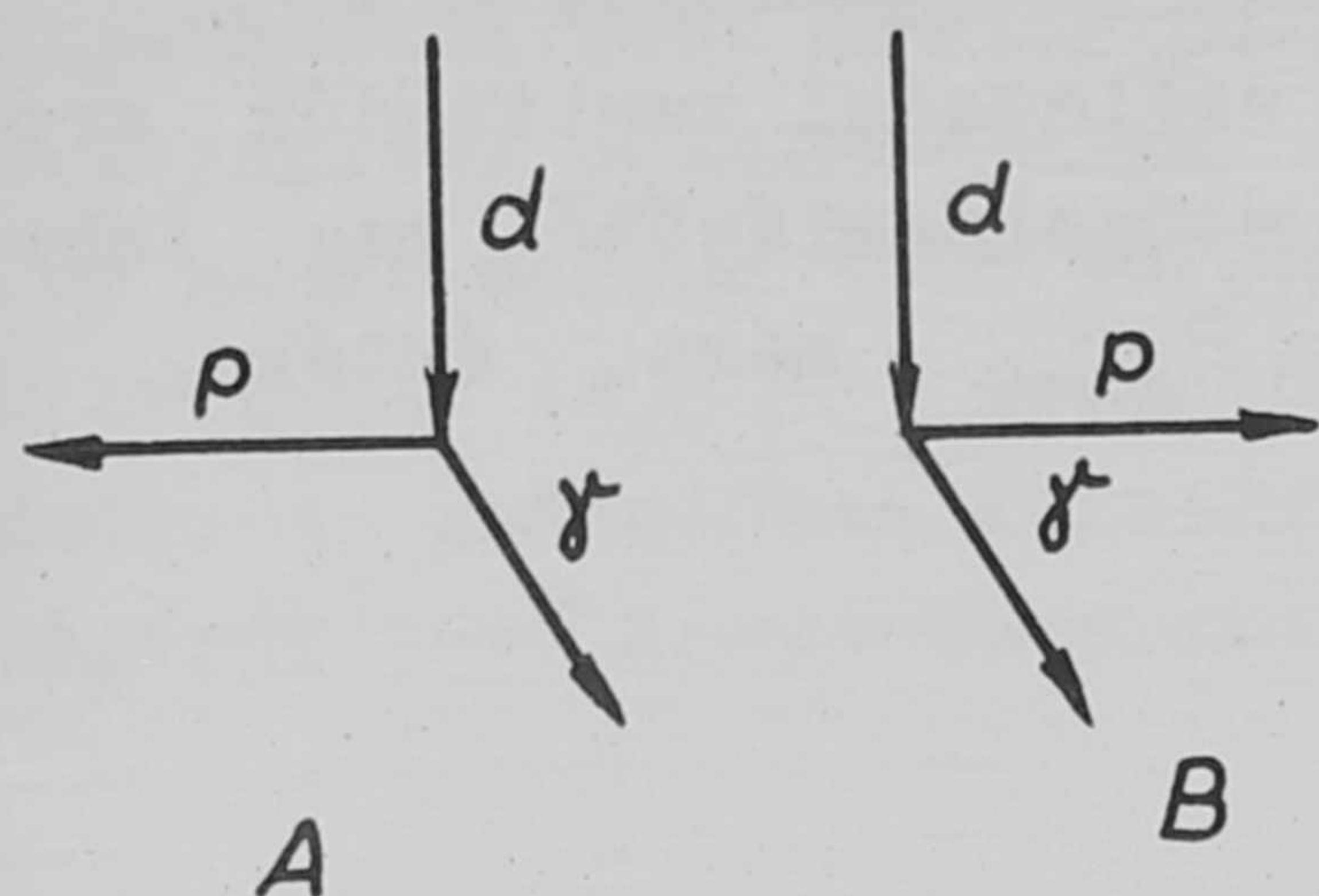
Az a konstans az energiától és a mágnes méreteitől függ, esetünkben $a = 32$.

A mérőberendezés elrendezésének vázlatát az 1. rajzon láthatjuk. A mágnesezési irányt 200 másodpercenként változtatuk. A mágnesezési irány változtatása zavarhatja a multipliereket. Ezért azokat Permalloy-C tokba zártuk. A fennmaradó zavaró hatás kiküszöbölésére felváltva mértünk a 2. rajzon A-val és B-vel jelölt helyzetben. A mágnes tengelyszimetriája miatt a zavaró hatás a két esetben azonos, a polarizáció előjele viszont ellenkező.

A gamma - kvantumokat $2 \times 2''$ NaJ kristállyal, a protonokat 0,7 mm vastag plasztikfoszforral detektáltuk. A vékony foszfor elhanyagolhatóan kevés impulzust ad a háttérként jelentkező neutronok hatására. A jeleket gyors-lassu koincidencia rendszerrel dolgoztuk fel. A gyors koincidencia kör felbontási ideje $2,3 \cdot 10^{-9}$ sec. A lassu részben egy-egy egycsatornás ampli-



1. ábra



2. ábra

tudó-analizátor választotta ki a 2,14 MeV-es gamma-kvantumokat, illetve a nekik megfelelő 7,1 MeV-es protonokat. A gamma-csatornában - a reakcióban gerjesztődő magasabb nivók miatt - igen jelentős, nagyenergiájú gamma-jelekből származó háttér volt. Ezért, a véletlen koincidenenciák számának csökkentésére, csak percenként 6 koincidenenciát engedhetünk meg.

Eredmények:

Eredményeink előzetesek. 50 000 koincidencia feldolgozása után a mért aszimmetria

$$N^+ / N^- = 1,023 \pm 0,012 .$$

Ez

$$P_{\gamma\text{cirk}} = + (37 \pm 19) \%$$

polarizációknak felel meg. A polarizáció előjelét a bázeli konvenciónak megfelelően adtuk meg, vagyis pozitív a polarizációs vektor, ha $\underline{k}_d \times \underline{k}_p$ irányába mutat. \underline{k}_d és \underline{k}_p a deuteron, illetve proton hullámvektora.

A nagy hiba miatt a polarizáció számértékét még nem mondhatjuk biztosnak. További méréseket végzünk a pontosság növelésére, továbbá a protonok polarizációjának meghatározására.

I r o d a l o m

- [1] Butler S.T., Phys.Rev. 80, 1095 /1950/
Bhatia A.B., Huang K., Nature 166, 552 /1950/
- [2] News H.C., Proc.Phys.Soc. A66, 477 /1953/
Horowitz J., Messiah A.M.L., J.Phys. et Radium 14, 731 /1953/
Cheston W.B., Phys.Rev. 96, 1590 /1954/
- [3] Zimányi J., Nucl.Phys. 10, 88 /1959/
KFKI Közl. 8, 267 /1960/
Satchler G.R., Nucl.Phys. 16, 674 /1960/
- [4] Evans N.T.S., Parkinson W.C., Proc.Phys.Soc. A67, 684 /1954/
Paris, C.H. Valckx. F.R.G., Endt, P.M. Physica 20, 573 /1954/
Marion J.B., Weber G., Phys.Rev. 103. 1408 /1956/
- [5] Wilkinson D.H., Phys.Rev. 105, 666 /1957/
Evans N.T.S., French A.P., Phys.Rev. 109, 1272 /1958/

Elhangzott 1960 szeptemberében a balatonöszödi Magfizikai Kollokviumon.

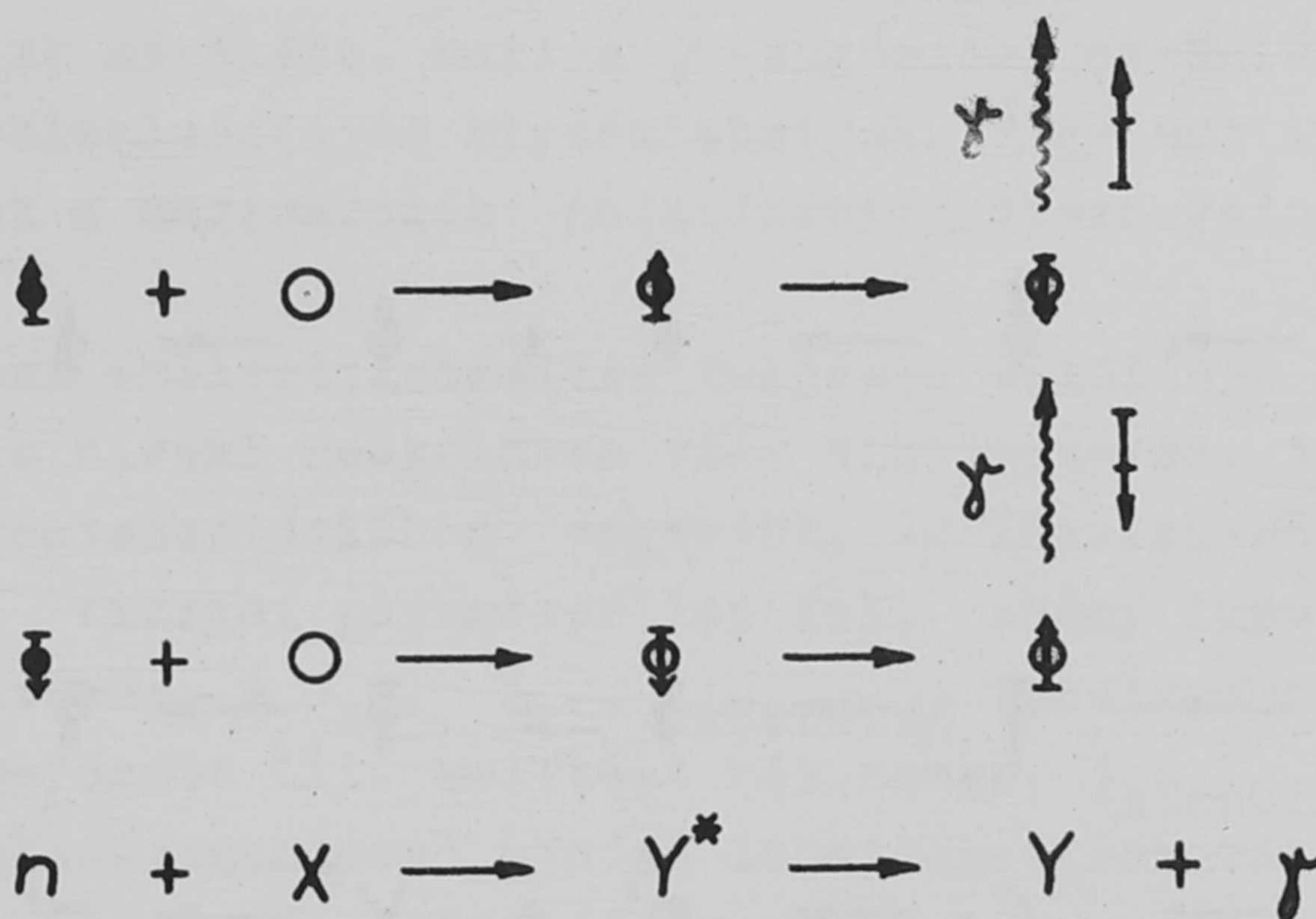
DEUTERON STRIPPING REAKCIÓT KÖVETŐ γ -SUGÁRZÁS CIRKULÁRIS POLARIZÁCIÓJA

Irta: Zimányi József
Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás:

A stripping reakciókban fellépő polarizációs viszonyokat vizsgáljuk. Megmutatjuk, hogy a $(d, p \gamma)$ reakciókban keletkező protonok polarizációjának és a γ -sugarak cirkuláris polarizációjának mérése szükséges ahhoz, hogy meghatározhassuk a spintől függő erők járulékát a fenti folyamatot létrehozó kölcsönhatáshoz. A CFDWDI modell alapján számolt összefüggéseket adunk meg a protonok polarizációja és a γ -sugarak cirkuláris polarizációja között.

Ismeretes, hogy a polarizálatlan lassu neutronok befogását követő γ -sugárzás nem polarizált. Ha azonban a beeső neutronok polarizáltak, akkor a befogási γ -sugárzás cirkulárisan polározott lesz. Ez világosan látszik az 1. ábráról:



1. ábra

A kis nyilak a neutron, a mag és a γ -kvantum impulzusmomentum-vektorának nagyságát és irányát jelzik. Azokat a γ -kvantumokat, melyeknek spinje a γ -kvantum haladási irányában /ill. azzal ellentétesen/ mutat, jobbra /ill. balra/ cirkulárisan polározott γ -kvantumoknak nevezzük

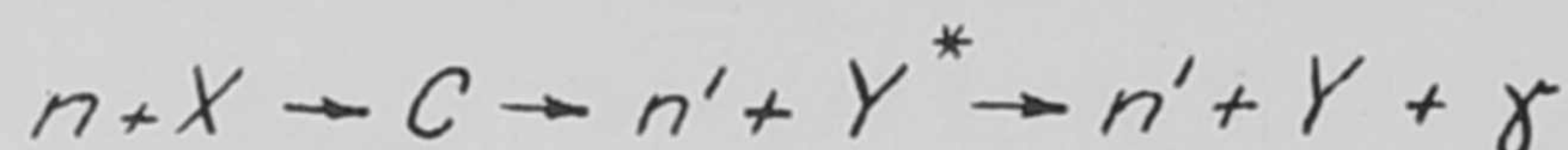
Látjuk, hogy ha egy fölfelé mutató spinű neutron fog be a targetmag, akkor egy ugyanilyen irányba emittált γ -kvantum jobbra cirkulárisan polározott lesz. Az ellenkező spin-állapotú neutron befogását követő γ -kvantum pedig

balra cirkulárisan polározott lesz, ha ugyanabba az irányba emittálódott, mint az előző. Ez egyszerűen az impulzusmomentum megmaradásából következik. Ha a beeső neutron-nyaláb nem polarizált (tehát ugyanannyi neutronnak a spinje mutat felfelé, mint amennyinek lefelé), akkor az eredő γ -sugárzásban ugyanannyi jobbra, mint balra cirkulárisan polározott γ -kvantum lesz, azaz a teljes γ -sugárzás polározatlan lesz. Ha azonban a beeső neutron-nyaláb egy adott irányban polározott, akkor az ugyanebben az irányban emittált γ -kvantumok cirkulárisan polározottak lesznek.

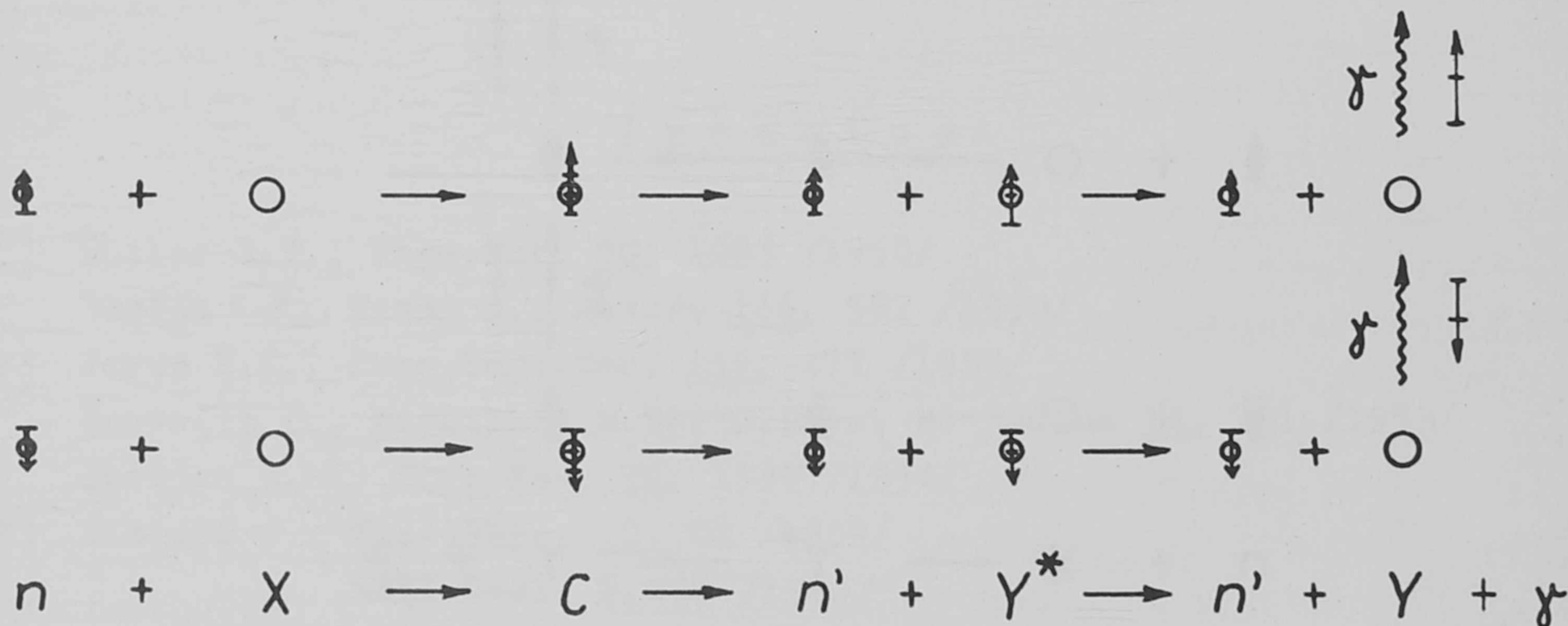
A polarizált lassu neutronok befogását követő γ -sugárzás cirkuláris polarizációját kísérletileg is kimutatták. Az első ilyen kísérletet G.Trumpy végezte 1955-ben [1].

A fenti gondolatmenetből azt is beláthatjuk, hogy ilyen típusu kísérletekből csak a folyamatban résztvevő magnivók spinjét, valamint a γ -átmenet multipolaritását határozhatjuk meg. A magerők természetére vonatkozólag azonban nem sok felvilágosítással szolgálnak ezek a mérések.

Vizsgáljuk most a következő típusu reakciókat:



azaz olyan inelasztikus neutron-szóródásokat, melyeknél a maradék mag γ -sugárzással megy az alapállapotba /2. ábra/.



2. ábra

A kis nyilak jelentése ugyanaz, mint az 1. ábrán. A szereplő impulzusmomentum értékek itt: $j_x = 0$, $j_c = \frac{3}{2}$, $j_{Y^*} = 1$, $j_Y = 0$.

A bejövő nagyenergiájú (pl. 14 MeV-es) neutronok polarizálatlanok. Mégis, a legtöbb ilyen típusu magreakciónál a rugalmatlanul szórt neutronok polarizáltak. Ez nyilvánvalóan csak oly módon következhet be, hogy a 2. ábrán egymás alá rajzolt két folyamat közül az egyik - például a felső - nagyobb valószínűséggel megy végbe, mint a másik. Ekkor viszont a γ -sugárzás is cir-

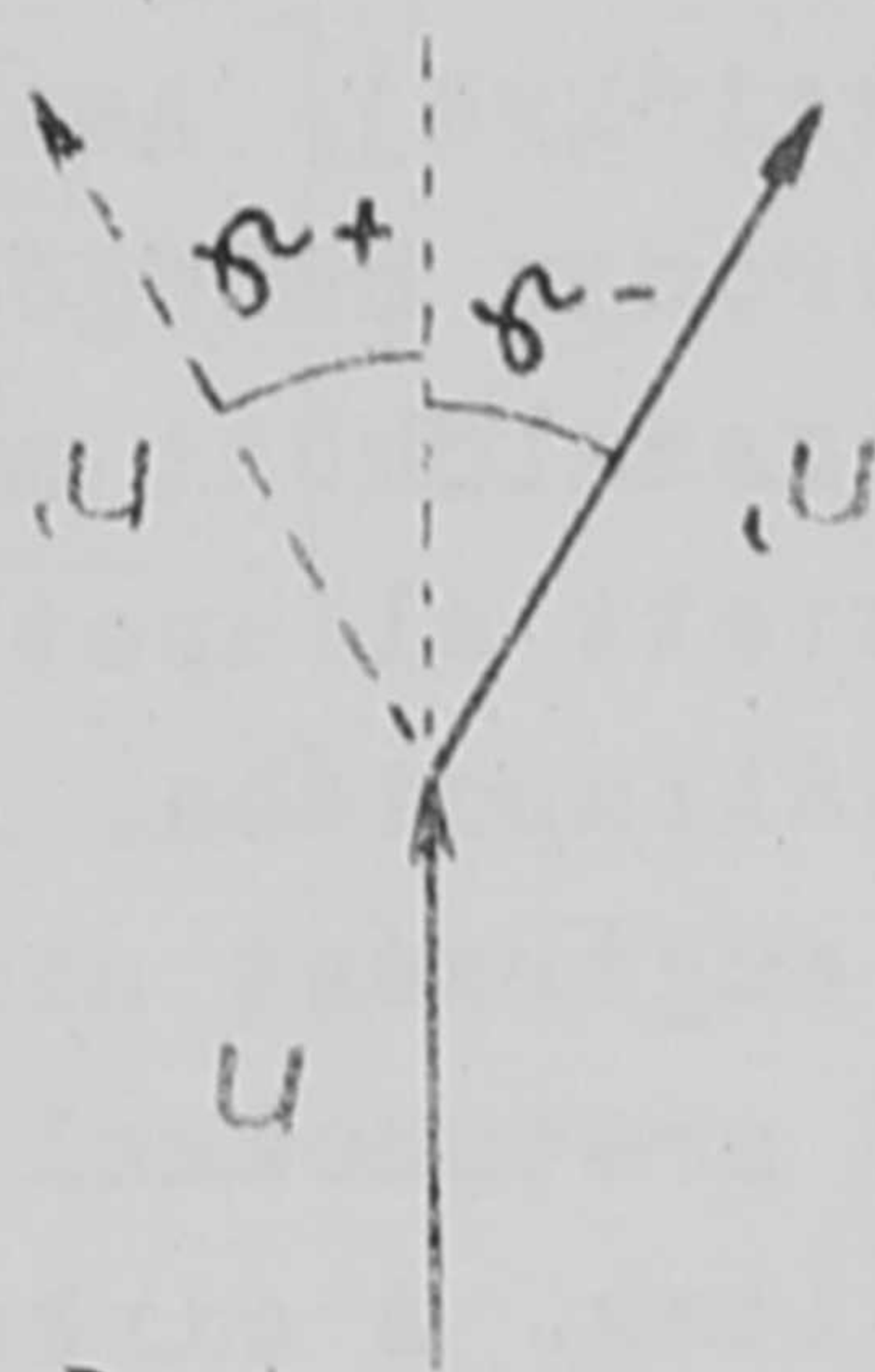
kulárisan polározott lesz, éspedig ugyanabban az irányban, mint a szórt neutronok.

A neutronok polarizációjának iránya azonban attól függ, hogy milyen szög alatt szóródtak (3. ábra). Ezért, ha egy ϑ szög alatt szóródott neutront követő γ -sugárzás pl. jobbra cirkulárisan polározott, akkor a $-\vartheta$ szög alatt szóródott neutront követő γ -sugárzás balra cirkulárisan polározott lesz. Így a teljes γ -sugárzás polarizálatlan. Ha azonban egy adott irányba szóródott neutronokkal koincidenciában lévő γ -sugárzást vizsgálunk, azt cirkulárisan polározottnak fogjuk találni.

Egy előző dolgozatban [2] kiszámítottuk a fenti folyamatban keletkező γ -sugárzás cirkuláris polarizációját. Megmutattuk, hogy a cirkuláris polarizációt ugyanazok a fizikai paraméterek határozzák meg, mint amelyek a neutronok polarizációját. Ezek a paraméterek a redukált mag-mátrix-elemek relativ fázisszögei. Ha a γ -átmenet tiszta multipól jellegű, akkor csak az ismert Racah és X koeficiensek lépnek fel a fizikai paraméterek szorzóiként. Ha a γ -átmenet kevert, akkor természetesen a keverési paraméter is fel fog lépni a formulában, de ezt más mérésekből, például a γ -sugarak szögeloszlásának a méréséből is meghatározhatjuk.

Ilyen módon új módszert kaptunk a magreakciókban keletkező részecskék polarizációjának mérésére, mert a γ -sugárzás cirkuláris polarizációjában a részecskék polarizációját kiszámíthatjuk. Vagy azt is mondhatjuk, hogy új módszert kaptunk a magreakciók polarizációs viszonyainak a tanulmányozására.

Ámbár a fent említett számítás teljesen általános érvényű, a végformula nem alkalmas a direkt reakciókra való alkalmazásra. A számítást ugyanis impulzusmomentum-reprezentációban végeztük. Az impulzusmomentum-reprezentációban pedig annyi fizikai paraméter lép fel, ahány impulzusmomentum érték szerepel a folyamatban: a J_{be} , J_{ki} , $J_{közbulso}$ impulzusmomentum értékek, (J_{be} , ill. J_{ki} a befogott ill. emittált részecske, $J_{közbulso}$ pedig a közbulso mag teljes impulzusmomentuma) minden lehetséges sorozatához külön fizikai paraméter tartozik. Ez a tárgyalásmód igen alkalmas valamely rezonancianívó körüli jelenségek analizálására, aholis csak kevés impulzusmomentum-érték lép fel. A direkt reakcióknál azonban a valósághoz sokkal közelebb kerülünk, ha a beeső részecskéket síkhullámokkal vagy a síkhullámtól kevésbé eltérő hullámokkal ábrázoljuk. Ez azt jelenti, hogy a direkt reakcióknál igen sok impulzusmomentum-érték lép fel. Ezért nem alkalmas a fentemlített számítás a direkt reakciók analizálására. Mivel azonban direkt reakcióknál, különösen pedig a stripping reakcióknál, a γ -sugárzás cirkuláris polarizációjának mérése értékes információkat nyújthat, elvégeztük a számítást erre az esetre is. Itt meg kell említenünk, hogy számításaink elvégzése után megjelent G.Satchler-nek egy cikke [3], melyben ugyanezzel a problémával foglalkozik.



3. ábra

A $+\vartheta$ és $-\vartheta$ szögek alatt szórt neutronok polarizációjának nagysága azonos, előjele ellentétes

A számításban a stripping reakciók CFDWDI modeljét [4] (Central Force Distorted Wave Direct Interaction) használtuk. Ez a stripping reakciók legáltalánosabb elmélete, ha a spintől függő erők és a kicserélődési hatások elhanyagolhatók a vizsgált folyamatban.

A következőkben az egyszerűség kedvéért csak (d,p) reakciókról beszélünk (a megadott formulák azonban egyaránt alkalmazhatók (d,p) és (d,n) reakciókra). Amint az jól ismert, a (d,p) reakciónál a bombázó deuteron neutronja befogódik a target-magba és a szabaddá vált proton továbbmegy. Ha a visszalökött mag (a target-magból neutronbefogással létrejött mag) gerjesztett állapotban keletkezett, akkor γ -sugárzás emittálásával lebomlik az alapállapotába. Az előző gondolatmenetek alapján itt is azt várjuk, hogy a γ -sugárzást cirkulárisan polározottnak találjuk, ha egy adott irányba távozó protonokkal koincidenciában mérjük őket, feltéve, hogy a protonok polarizáltak. A cirkuláris polarizációra $j = 1/2$ (j a visszalökött mag gerjesztett állapotának spinje) esetén a következőt kapjuk (az általános kifejezést a Függelék 1. képlete adja):

$$P_{\gamma} = c_1 P_{mag}$$

ahol P_{mag} a visszalökött mag polarizációja arra az irányra vonatkoztatva, amely irányban a γ -sugárzást mérjük. c_1 lényegében geometriai jellegű konstans, csak a γ -átmenetben résztvevő két nivó spinjétől, valamint az átmenet multipolaritásától függő, exakt megadható szám. Amint látjuk, a cirkuláris polarizáció mérésével a visszalökött mag polarizációját kapjuk meg. Ezt ismét a CFDWDI model alapján számítottuk:

$$P_{mag} = c_2 P_{I_n}(\nu_p)$$

ahol $P_{I_n}(\nu)$ a neutron pályaimpulzusmomentum vektorának polarizációja. Ez függ ν_p -től, a bejövő deuteron iránya és a távozó proton iránya közti szögtől. Ez ismét egy konstans. Az általános kifejezést a Függelék 2. képlete adja.

A teljesség kedvéért írjuk ide a protonok polarizációját is, melyet szintén a CFDWDI model alapján számítottak [4]:

$$P_{proton} = c_3 P_{I_n}(\nu_p)$$

ahol c_3 szintén egy konstans. A teljes kifejezést a Függelék 3. képlete adja. c_1 , c_2 és c_3 tiszta átmenetek esetén exakt megadhatók, ha a CFDWDI model alapfeltevése - nevezetesen az, hogy spintől függő erők nem vesznek részt a folyamatban - helyes. A $P_{I_n}(\nu_p)$ azonban már erősen függ egyéb feltevésektől is, és pedig igen érzékenyen.

Az eddigi eredményeket összefoglalóan mutatja az I. táblázat a $j_a = 0$, $j_n = 1$ esetére (j_a a target-mag spinje); a P_γ megadásához még a $j_b = 1/2$, $L = 1$, $j_c = 3/2$ paraméter-értékeket vettük fel (j_c a γ emisszió után visszamaradt mag spinje, L a γ multipolaritása).

	P_{prot}	P_{mag}	$\frac{P_{mag}}{P_{prot}}$	P_γ	$\frac{P_\gamma}{P_{prot}}$
$j_n = \frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3} P_{L_n}$	$+ P_{L_n}$	$- 3$	$+\frac{1}{2} P_{L_n}$	$-\frac{3}{2}$
$j_n = \frac{3}{2}$	$+\frac{1}{6} P_{L_n}$	$+\frac{5}{6} P_{L_n}$	$+ 5$		

I. táblázat

Látjuk tehát, hogy P_γ és P_{prot} külön-külön erősen függenek a speciális feltevésektől (a P_{L_n} (v_p) -on keresztül), a hányadosuk azonban nem. Ez a hányados csak akkor térhet el számítottól, ha a kölcsönhatásban a spinfüggő erők járuléka jelentős.

A Függelék 3. képletéből láthatjuk, hogy a protonok polarizációja a CFDWDI model szerint sohasem lehet nagyobb 1/3-nál. Azonban a kísérletek szerint előfordul olyan eset is, hogy a protonok polarizációja nagyobb ennél a határértéknél. Például A.C.Juveland 1956-ban [5] a $C^{12}(d,p)C^{13}$ stripping reakcióban keletkező protonok polarizációját 58 %-nak találta. Ez azt jelenti, hogy a spintől függő erők egyáltalán nem elhanyagolhatók.

Nézzük azonban a következő esetet. Tegyük fel, hogy egy mérés során a protonok polarizációját 27 %-nak találjuk. Ekkor még nem tudhatjuk, hogy most azért 27 % a protonok polarizációja, mert a spintől függő erők hatása elhanyagolható ebben a folyamatban, vagy pedig azért, mert a centrális erők itt sokkal kisebb polarizációt adtak volna, de jelentős hatása volt a spinfüggő erőknek is.

Ha azonban a protonok polarizációján kívül a γ -sugárzás cirkuláris polarizációját is megmérjük, akkor egyértelműen dönteni tudunk a két lehetőség között és meg tudjuk mondani, hogy mekkora a nem centrális erők járuléka a kölcsönhatásban. Ekkor például az I. táblázat első sora szerint (ez $j_a = 0$, $j_b = 1/2$, $j_c = 3/2$, $j_n = 1/2$, $L = 1$ esetére igaz): $P_\gamma / P_{prot} = -3/2$ ha csak centrális erők vesznek részt a folyamatban. Ha azonban spinfüggő erők is résztvesznek a folyamatban, akkor ez a hányados nem lesz $-3/2$. Még az előjele is megfordulhat.

Az elmondottak alapján remélhetjük, hogy a protonok polarizációjának és a γ -sugárzás cirkuláris polarizációjának mérésével nagy lépést teszünk előre a stripping reakciók (és ezen keresztül általában a magreakciók) mechanizmusának megismerésében.

Függelék

A γ -sugárzás cirkuláris polarizációja.

1./

$$P_{\gamma} = \frac{\sum_{\substack{k = \text{páratlan, } j_n j_n' l_n l_n'}} \hat{l}_n \hat{l}_n' \hat{j}_n \hat{j}_n' (-1)^{l_n+1} \theta_{j_n l_n} \theta_{j_n' l_n'} W(j_b j_n j_b j_n'; j_a k) W(l_n j_n l_n' j_n'; \frac{1}{2} k) \rho_{k0}(l_n l_n')}{\sum_{\substack{k = \text{páros, } j_n j_n' l_n l_n'}} \hat{l}_n \hat{l}_n' \hat{j}_n \hat{j}_n' (-1)^{l_n} \theta_{j_n l_n} \theta_{j_n' l_n'} W(j_b j_n j_b j_n'; j_a k) W(l_n j_n l_n' j_n'; \frac{1}{2} k) \rho_{k0}(l_n l_n')} \cdot \frac{\sum_{LL'} \langle j_c \| L \| j_b \rangle \langle j_c \| L' \| j_b \rangle F_k(L L' j_c j_b)}{\sum_{LL'} \langle j_c \| L \| j_b \rangle \langle j_c \| L' \| j_b \rangle F_k(L L' j_c j_b)}$$

ahol l_n és j_n az az impulzusmomentum, mellyel a neutron befogódik, j_a a target-mag, j_b a visszalökött gerjesztett mag, j_c a vég-mag impulzusmomentuma. L a γ -átmenet multipol rendje. $\theta_{j_n l_n}$ a $j_n l_n$ impulzusmomentum neutron-redukált befogási valószínűségi amplitudója $W(;)$ a Racah koefficiens, $\rho_{k0}(l_n l_n')$ a neutron pályamomentumának sűrűség-tenzora [4]. $\hat{l} \equiv \sqrt{2l+1}$.

2./

$$P_{mag} = (-1)^{l_n + \frac{1}{2} + j_b - j_a} \left[\frac{(j_b + 1)(2j_b + 1)l_n(2l_n + 1)}{j_b(l_n + 1)} \right]^{\frac{1}{2}} \left\{ \sum_{j_n j_n'} \hat{j}_n \hat{j}_n' W(l_n l_n j_n j_n'; \frac{1}{2}) W(j_b j_b j_n j_n'; j_a) \frac{\theta_{j_n l_n} \theta_{j_n' l_n'}}{\theta_{l_n + \frac{1}{2}}^2 + \theta_{l_n - \frac{1}{2}}^2} \right\} \cdot P_{l_n}^l(v_p),$$

ahol $\theta_{l_n \pm \frac{1}{2}} = \theta_{l_n, j_n = l_n \pm \frac{1}{2}}$

3./

$$P_{proton} = \frac{1}{3} \left\{ \frac{l_n}{l_n + 1} \theta_{l_n + \frac{1}{2}}^2 - \theta_{l_n - \frac{1}{2}}^2 \right\} \frac{1}{\theta_{l_n + \frac{1}{2}}^2 + \theta_{l_n - \frac{1}{2}}^2} P_{l_n}^l(v_p)$$

Látható, hogy

$$P_{prot} = \begin{cases} \frac{1}{3} \frac{l_n}{l_n + 1} P_{l_n}^l(v_p) & , \quad \text{ha } j_n = l_n + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{3} P_{l_n}^l(v_p) & , \quad \text{ha } j_n = l_n - \frac{1}{2} \end{cases}$$

Természetesen

$$|P_{l_n}^l(v_p)| \leq 1.$$

I r o d a l o m

- [1] Trumpy G., Nature, 176, 507 /1955/
- [2] Zimányi J., Nucl.Phys. 10, 88 /1958/
- [3] Satchler G.R., Nucl.Phys. 16, 674 /1960/
- [4] Huby R., Refai H.Y., Satchler G.R., Nucl.Phys. 9, 94 /1958/
- [5] Juveland A.C., Jentschker W., Phys.Rev. 110, 456 /1958/

Elhangzott 1960 szeptemberében a balatonöszödi Magfizikai Kollokviumon

KFKI Közl. 8. évf. 5-6. szám, 1960.

DIREKT TARGET REAKCIÓK NEUTRONSPEKTRUMÁNAK MÉRÉSE
GYORS-NEUTRON REPÜLÉSI-IDŐ SPEKTROMÉTERREL

Irta: Neszvényi András és Pála Gabriella
Magfizikai Laboratórium II.

Összefoglalás:

A KFKI-ban működő, elektronikus szaggatású gyors-neutron repülési-idő spektrométer minőségi jellemzőinek bemérésére használt magreakciók egyikénél, a $Li^7(d,n)Be^8$ folyamatnál egy, az irodalomban mind máig vitatott Be^8 nivó létezésének eldöntésére kínálkozik lehetőség. A spektrométer korszerű minőségi jellemzőinek elérésére kifejtett fejlesztési munka vázolója után ismertetésre kerülnek az első $Li^7/d,n/$ méréssorozat eredményei.

Az elmúlt pár évben a 10 - 20 MeV energiájú részecskék keltette magreakciók mechanizmusának kísérleti vizsgálatát számos publikáció bontakoztatta ki. A mért szög- és energia eloszlások, valamint az elérhető reakciócsatornák hatáskeresztmetszeteinek hányadosai igen sok esetben éles ellentmondásban voltak a magreakciók statisztikus elméletével, és ún. direkt kölcsönhatások jelenlétére utaltak. Bár a direkt kölcsönhatások elméleti értelmezése a neutron-neutron reakcióknál különösen könnyen vethető össze a kísérlettel [1,2], a ténylegesen elvégzett mérések száma a neutronspektroszkópia ismert kísérleti nehézségei miatt viszonylag kevés volt [3]. A ma rendelkezésünkre álló két legpontosabb módszernek: az emulziós és repülési-időt mérő technikának, ellentétes energia-felbontóképesség karakterisztikája van és jól kiegészítik egymást a gyors-neutron tartományban [4].

A repülési-idő módszernek 14 MeV neutronok inelasztikus szórásából származó spektrumok mérésére való alkalmazása így különösen a spektrum alsó részén hozhat minden más módszert felülmúló pontosságú adatokat, ugyanakkor a direkt kölcsönhatások tanulmányozásához szükséges egész energiatartományban az emulziós módszernél nagyságrendekkel gyorsabb adatbegyűjtést tesz lehetővé.

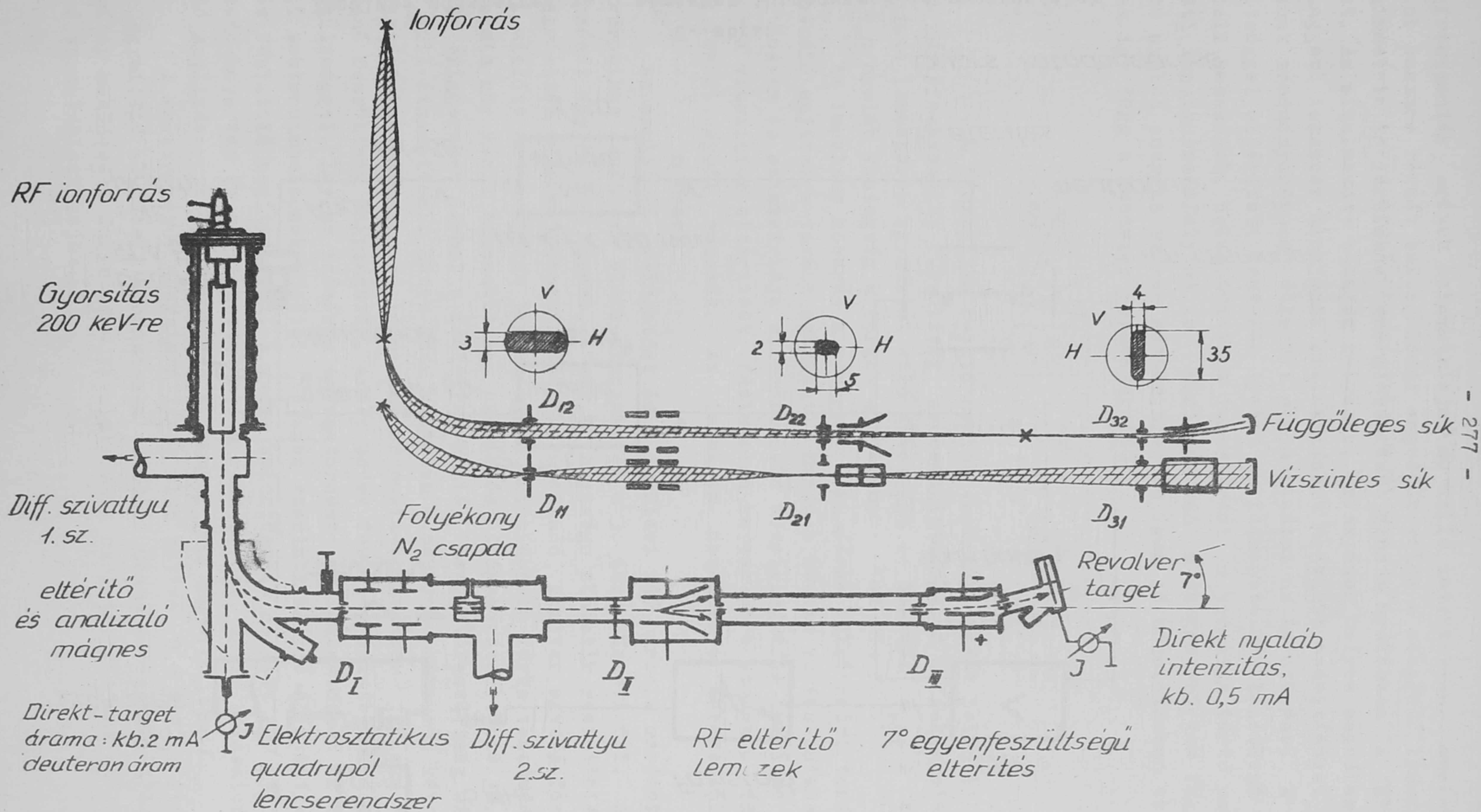
Az 1957-ben létesített elektronikus szaggatású, gyorsneutron spektrométer első sikeres működése kapcsán [5] szerzett tapasztalatok azonban azt mutatták, hogy a spektrométerrel szemben, a fenti célok megvalósítására támasztandó követelmények jóval felette állnak azoknak a minőségi jellemzőknek, mint amit az akkortájt létező hasonló spektrométernél az irodalom tanúsága szerint megvalósítani sikerült.

Nagy áramot, igen jó időfelbontást, nagy energiaátfogást és a magas háttér kiküszöbölését kellett biztosítani. Az azóta eltelt időszakban sikerült e területek mindegyikénél a spektrométer minőségi jellemzőit a ma korszerű értékre hozni. Az alábbiakban röviden vázolni fogjuk e fejlesztési-bemérési munka fő irányait. Ennek során a minőségi jellemzők végső kontrolljakép mindig neutronspektrumok, ismert direkt- (a targetben közvetlenül lejátszó) reakciók spektrumainak meghatározása volt a cél. Így az energia felbontás és átfogás a $T/d,n/He^4$ és $D/d,n/He^3$ reakciók, míg a kielégítő háttérviszonyok a $Li^7/d,n/Be^8$ reakcióból származó neutronspektrum felvételével voltak demonstrálhatók. Az utóbbi reakció mérése azonban ezen túlmenő célok érdekében is történt, amint azt később látni fogjuk.

A gyorsító nagy áramát az ionoptika speciális áttervezésével sikerült biztosítani, figyelembe véve a rádiófrekvenciás szaggatásnál fellépő különleges követelményeket is. A felhasznált lencsék paramétereinek instabilitásai mellett (beleértve a gyorsítófeszültséget is) a nagy áramtranszmisszió és rövid targetimpulzus csak az ionoptikai mátrixmódszer alkalmazásával és bizonyos kiegészítésével [6] volt megoldható. Az optika elrendezését az 1. ábra tünteti fel. A 200 kV Cockroft-Walton típusu feszültségforrás és a egyfokozatu gyorsító 4 mA áramot tud szolgáltatni a közvetlen, függőleges gyorsítási uton. Hogy az intenzitás az 5m hosszú vízszintes ágban se csökkenjen lényegesen a maradékgázokkal való ütközés következtében, valamint, hogy elkerülhessük a deuteronok semlegesítődését és töltésvételét ezen folyamatoknál, különleges gondot kellett fordítani a nyomás alacsony értéken való tartására ($p < 10^{-5}$ Hgmm), ami a 100 l térfogatú és kb. 60 gumitömítést tartalmazó rendszerben komoly feladatot jelentett.

Az 1. ábra feltünteti a gyorsító fontosabb pontjainál a fókuszált nyaláb keresztmetszetét is. Hogy a nagy áram és rövid impulzus elérése mellett elkerülhessük a nagy áramsűrűségek használatát, az optika a vízszintes szakaszban függetlenül lett tervezve a függőleges és vízszintes síkban. Az 1. ábra feltünteti a két síkban megvalósított fókuszpontok helyét is. A mágnes lencse eredendő egyirányu hatástalanságát a sztröng-fókuszring lencsével lehetett kompenzálni. Így a vízszintesbe kanyarított nyalábot sikerült a szaggató lemezpár bementén elhelyezni, Wilson-tömítéssel mozgatható blende síkjára a vízszintes, fekvő-vonalból, egy 90° -al elforgatott álló ellipszisé alakítani. Ekkor a végtarget előtti függőleges résre, amely lényegében az impulzusok hosszát szabja meg, vele azonos alakú és azt teljesen kitöltő, karcsu téglalap-alakú nyaláb esik. Mindezek eredményeképpen folytonos üzemben a vákuumrendszer végén levő targetra 0,5mA ionáramot fókuszálunk.

Az elektronikus szaggatásu repülési-idő spektrométerek kulcskérdése az áramimpulzusok rövidsége és szimmetriája. Az elektronikus felbontás mellett ez szabja meg az energiafelbontást. Az 5 MHz-es szaggatási frekvencia választása kompromisszumot jelentett az átfogni kívánt energiatartomány és az alkalmazható leghosszabb repülési ut között. Az utóbbit elsősorban a háttérviszonyok korlátozzák. Komoly problémát okozott a push-pull meghajtásu



1. ábra

Repülési idő spektrométer ionoptikájának kialakítása
minimális impulzushossz elérésére

nagyfrekvenciás erőtér szimmetriája és kellő intenzitása, anélkül, hogy a nyaláb hasznos részét belesurlódnai engedték volna a szaggató lemezpárba. Kis asszimmetria is járulékos energiaszórást okoz a nyalábban a RF moduláció miatt. Az alkalmazott blendék helyének, alakjának helyes megválasztására és a szaggató lemezpár alakjának kialakítására hosszabb számításokat végeztünk, melynek eredményeképpen sikerült minimalizálni az időszórást. A szinuszfeszültséggel eltérített deuteron nyaláb nullátmeneteinél keletkező impulzusok időbeli hosszának, beleszámítva a lemezpártól a targetig tartó repülési-idő alatti impulzusszétfolyást is, minimuma van a szaggatási kar függvényében, adott nyaláb energia szórás esetén. Első és igen jó közelítésben az impulzushossz így függ a rendszer paramétereitől:

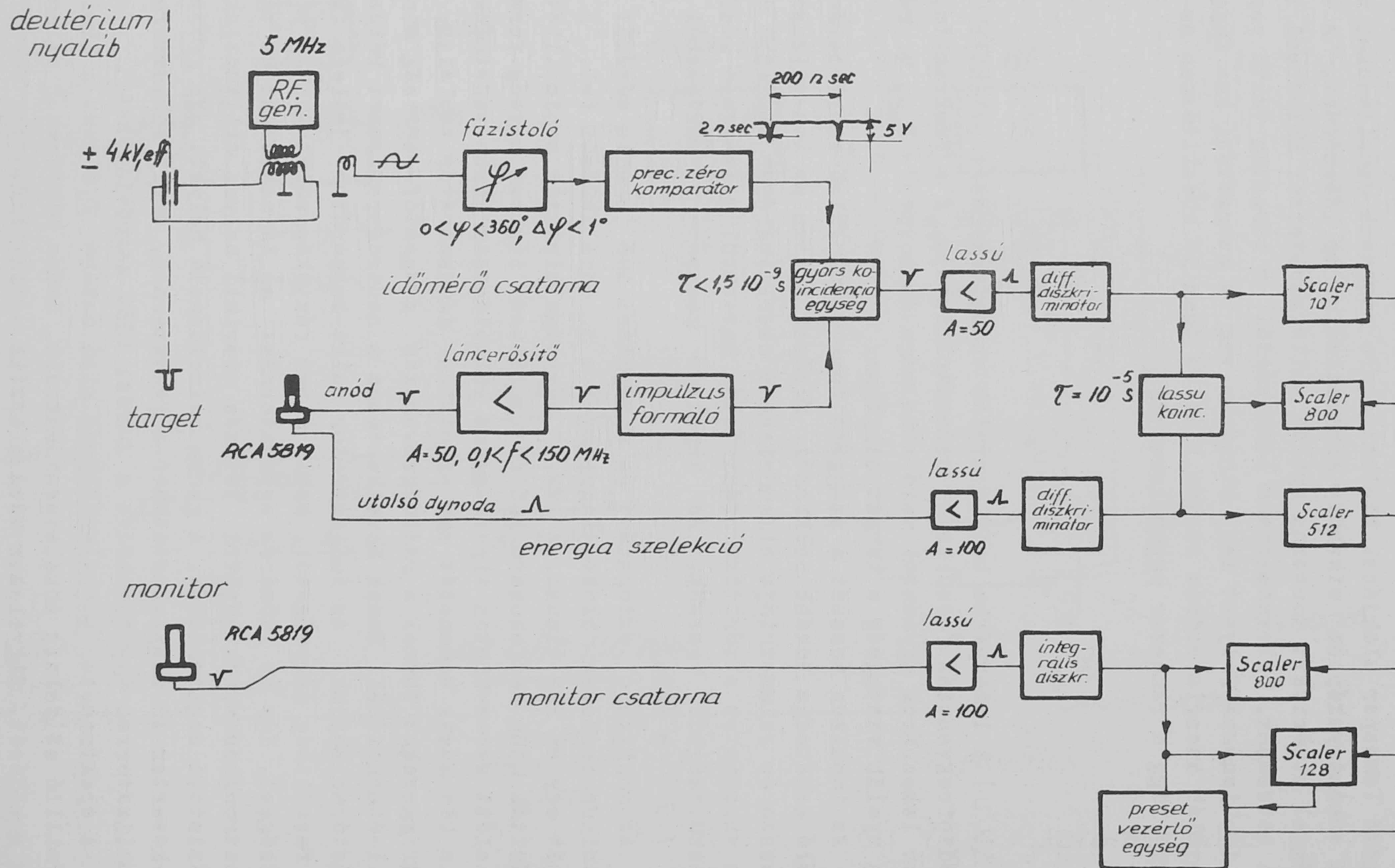
$$\tau_{opt}^{nsec} = 5 \sqrt{\left| \frac{\Delta U}{U} \right| \cdot \frac{160 d^{cm} \cdot D_{eff}^{cm}}{\hat{U}_{\approx}^{kV} \sin(f^{MHz} l^{cm} \frac{0,1}{\sqrt{U^{kV}}})}}$$

ahol $|\Delta U/U|$ a lemezpárba bejutó nyaláb energiaszórását jelenti: \hat{U}_{\approx} a szaggató rádiófrekvenciás feszültség csúcsmplitudója, f a frekvencia; d és l a szaggató lemezpárok egymástól való távolsága és hossza: D_{eff} a rés-szélesség + a nyaláb vastagság a target síkjában.

Az impulzus hosszát a szaggató lemezpárok külső szórt terének fázisfókuszáló sajátsága tovább csökkenti. Mérések közben az ion-pulzusok mindenkori hossza és szimmetriája ellenőrizhető oszcillográfon impulzus módszerrel, ekkor a vízszintes eltérítést fázistolón keresztül a szaggató rádiófrekvenciás feszültségből vesszük. Az impulzus hosszára e mérésekből adódott: $\tau_{opt} < 1,5$ m usec.

Az amplitudó válogatást és a repülési idő precíz mérését biztosító elektronikus rendszer blokk-diagramját a 3. ábra tünteti fel. A neutronok érkezését egy NE 102 típusu, 4"xØ2,5" nagyságú plastik szcintillátor jelzi. Láncerősítés után kétfokozatu idő és amplitudó limiter egység formája a jel, mielőtt azt a Minton típusu gyors koincidencia körbe vezetnénk. A koincidencia kör másik bemenetét egy precíziós időgenerátor táplálja, amely negatív triggeret termel a rádiófrekvenciás szaggatófeszültség minden második null-átmeneténél. Ennek következtében a neutronspektrumot kétszeres reprezentációban kapjuk. Az időgenerátor nulla-komparátor jellege független a bemenő feszültség nagyságától, amely merev fáziskapcsolatban van a szaggatófeszültséggel. Így az időmérés egycsatornás: az időcsatornát az egymást követő neutronimpulzusok közötti tetszés szerinti helyre állíthatjuk a precíziós fázistoló segítségével. A gyors koincidencia helyett egy gyors idő-amplitudó-konverter is csatlakoztatható a rendszerhez, amely sokcsatornás amplitudó analízátorral együttműködve a mérési időt megrövidítheti.

A spektrométer energiasávjának alsó határa 0,8 MeV. A limiter áramkör egymillió eV felett tökéletesen működik. Gamma mérésekkel ellenőriztük a limiter működését, figyelembe véve plastik szcintillátorunk energia-amplitudó karakterisztikáját [7].



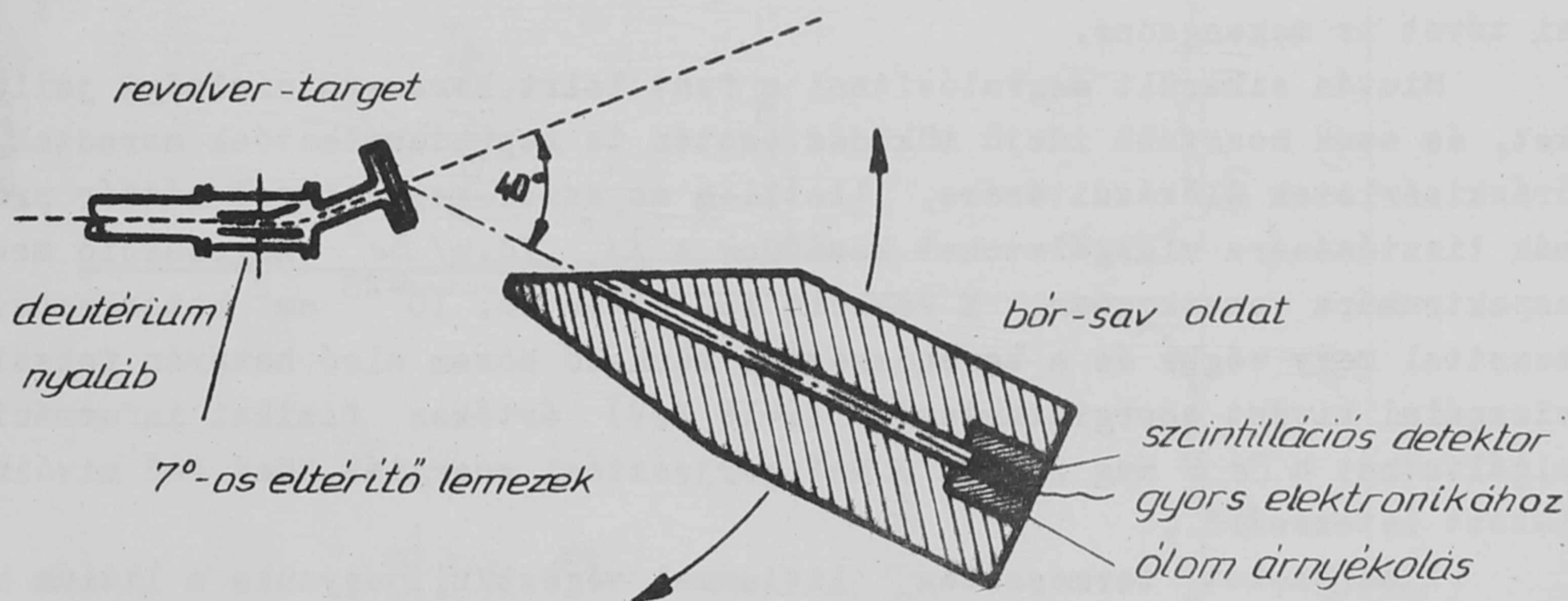
3. ábra
TOF gyorsneutron spektrométer elektronikus blokkdiagramja

A hátteret főleg az elkerülhetetlen selbst-target effektus határozza meg. Ez a gyorsítás utáni szaggatási rendszer következménye. Tekintettel a nagy áramra a gyorsítás előtt szaggatni nem látszik megvalósíthatónak. D-D neutronok a rések, szaggató lemezpár és egyéb deuterium lerakódási helyekből jönnek és a környezet hidrogéntartalmában halnak meg. Az így keletkező neutron-proton befogási gammák a plastik szcintillátorban a D-D neutronoknál is nagyobb impulzus-amplitudót adnak. Ezért alak-diszkriminációval szabadulhatunk csak meg tőlük. Ennek kidolgozása folyamatban van.

A hátteret még a semlegesítődött és így meg nem szaggatott deuteronok okozta, időben folytonosan elosztott reakció-háttér is növeli. Mivel a töltött nyaláb szaggatásakor a kitöltési tényező kb. 50, a targeten megjelenő 1-2 % semleges deuterium komponens kiváltotta neutronsám összemérhető az impulzusüzemben keletkezett neutronok számával. Elvben a semleges komponens okozta háttérnek el kellene tűnni, ha a végtarget előtt egy 7° irányeltérést adó egyenfeszültségű lemezpárral töltés válogatást eszközölünk. Meglepő volt, hogy a folytonos háttér a töltés válogatás alkalmazása után sem tűnt el teljesen, hanem kb. egy 100-as faktorial csökkent. Ez az effektus az 5. ábra elrendezésében kivitelezett mérés kapcsán vált világossá. A maradék gázokkal való ütközés során semlegesítődött deuteronok egy része további ütközés során, a gyorsítási utnak egy későbbi részén, újra leadhatja a felvett elektront.

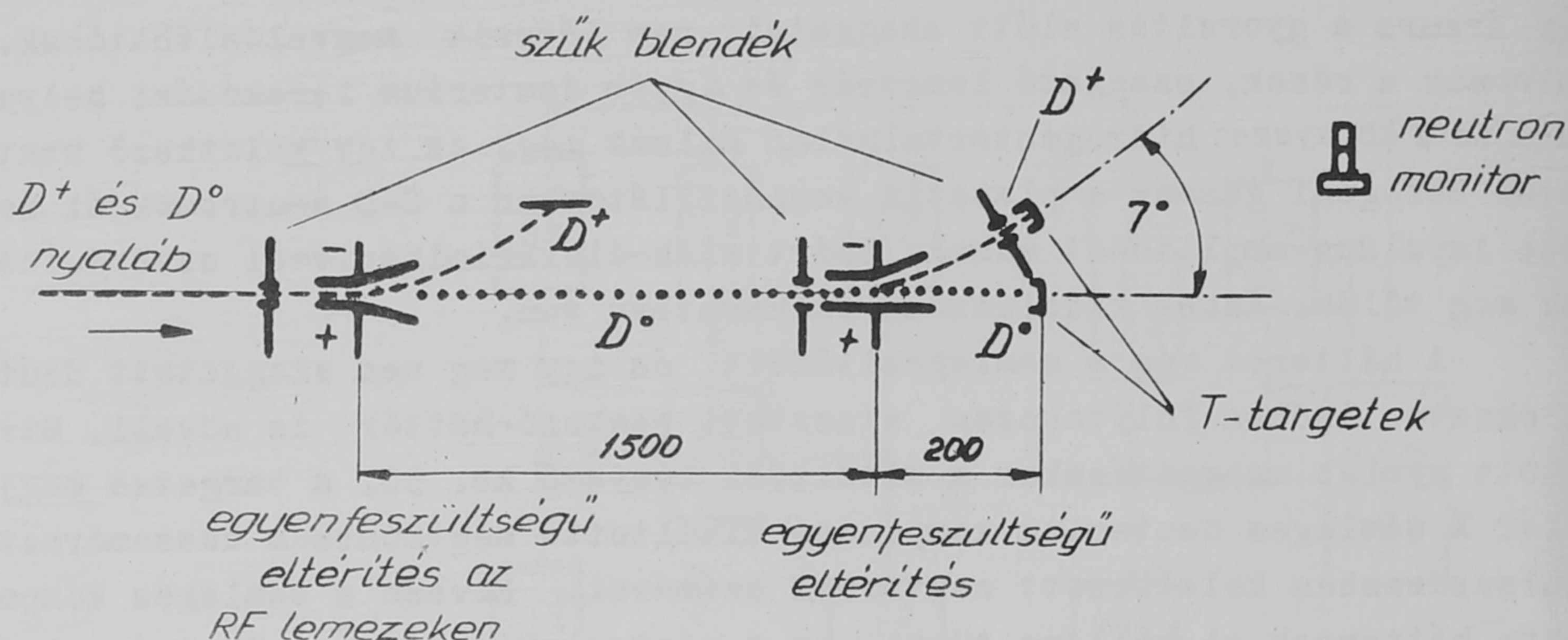
Mindezek az effektusok erősen nyomás-függők. Mérések alatt emiatt különös gondot kellett fordítanunk az egész rendszer nyomásának 10^{-5} Hgmm érték alatt való tartására.

A neutrontektort tartalmazó forgatható kollimátor (4. ábra) bórsav telített vizes oldatát tartalmazza.



4. ábra

Detektor árnyékolás, target elrendezés



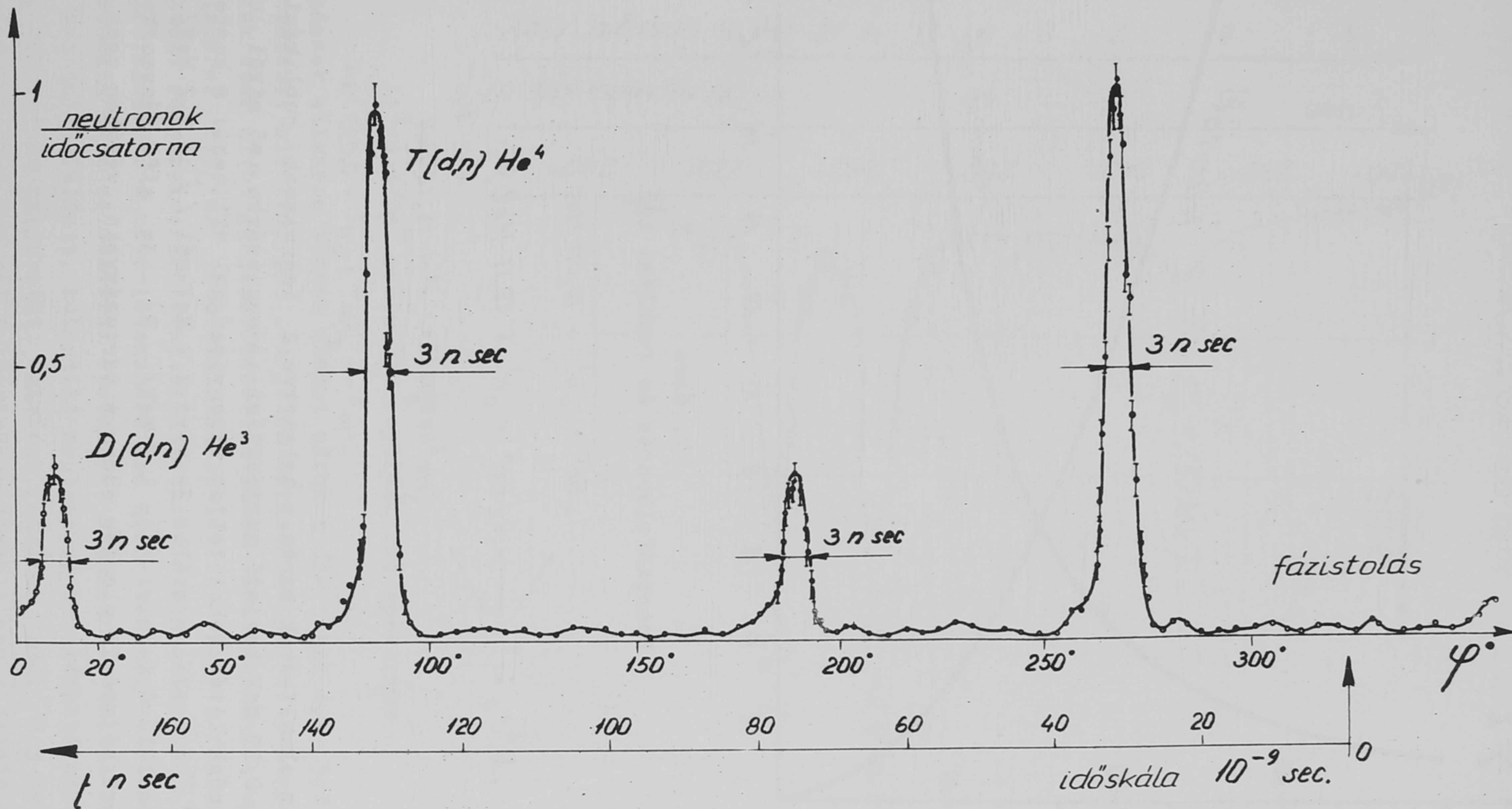
5. ábra

Folytonos háttér forrása: a semleges deuterium atomok töltésbefogása

A repülési-ido spektrometer fentemlitett jellemzőit a 6. ábrán feltüntetett, kombinált trícium és deuterium targetból származó neutronspektrum segítségével ítélni lehet meg. A vízszintes tengelyen a nagy frekvenciás feszültség fáziseltolása, tehát lényegében lineáris időskála van. A megfelelő energiaskála nem lineáris és alatta van feltüntetve. A spektrométernek teljes fizikai időfelbontása 3 m usec. Az alkalmazott 1650 mm hosszú repülési táv mellett ez az időfelbontás a 7. ábrán feltüntetett energiafelbontást eredményezi. A 6. ábrához hasonló spektrumok felvétele a spektrométer napi ellenőrzéséhez szükséges, illetve kalibrációs célokra alkalmas, ha a repülési távot megváltoztatjuk. A T/d,n/ reakció impulzusüzemű működés esetén $1-5 \cdot 10^8$ neutron/sec-ot eredményez a jelen áram mellett, ami 3 méteres repülési távot is megengedne.

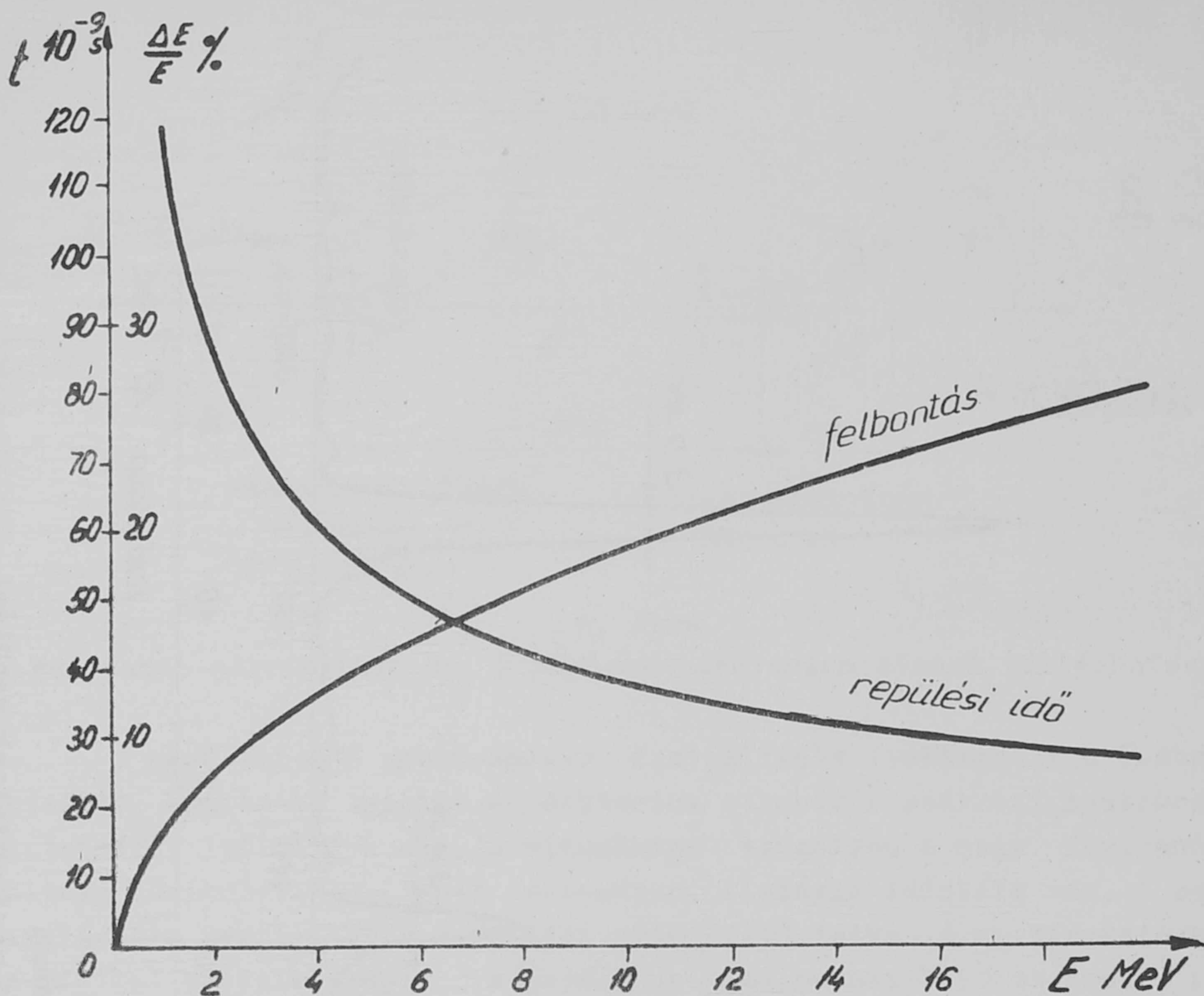
Miután sikerült megvalósítani a fent leírt, korszerű minőségi jellemzőket, és azok hosszabb idejű működés esetén is reprodukálhatóak maradtak, a szórás kísérletek előkészítésére, illetőleg az ezzel kapcsolatos háttér problémák tisztázására vizsgálatokat kezdtünk a $Li^7 /d,n/ Be^8$ magreakció neutronspektrumára vonatkozóan. E reakció 160 kV-on kb. 10^{-28} cm² hatáskeresztmetszettel megy végbe és a berendezéssel mérhető hozam alsó határán fekszik. A vizsgálni kívánt energiataromány (6-16 MeV) értékes fizikai információt szolgáltat a Be-8 mag 2,9 és 9 MeV gerjesztési energiák közé eső nivóinak vitatott létezéséről.

A méréseket természetes lítiummal végeztük, ugyanis a lítium hatos tömegszámú izotópja a kis Q érték miatt nem szolgáltat a fenti energiasávba eső neutronokat. A mérendő neutronspektrum meglehetősen összetett és részben három részecske-reakció terméke:

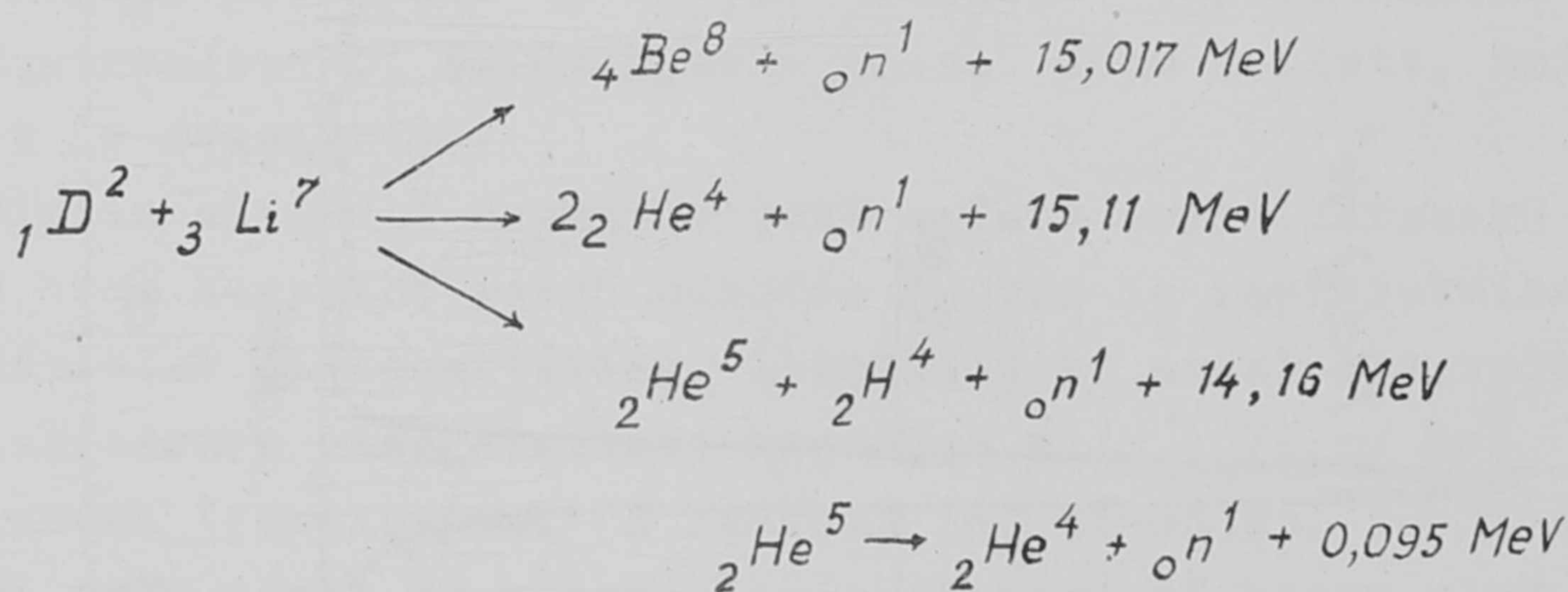


6. ábra

Kombinált T és D target neutronjainak repülési idő spektruma $\varphi = 40$ és $L = 1650$ mm esetén

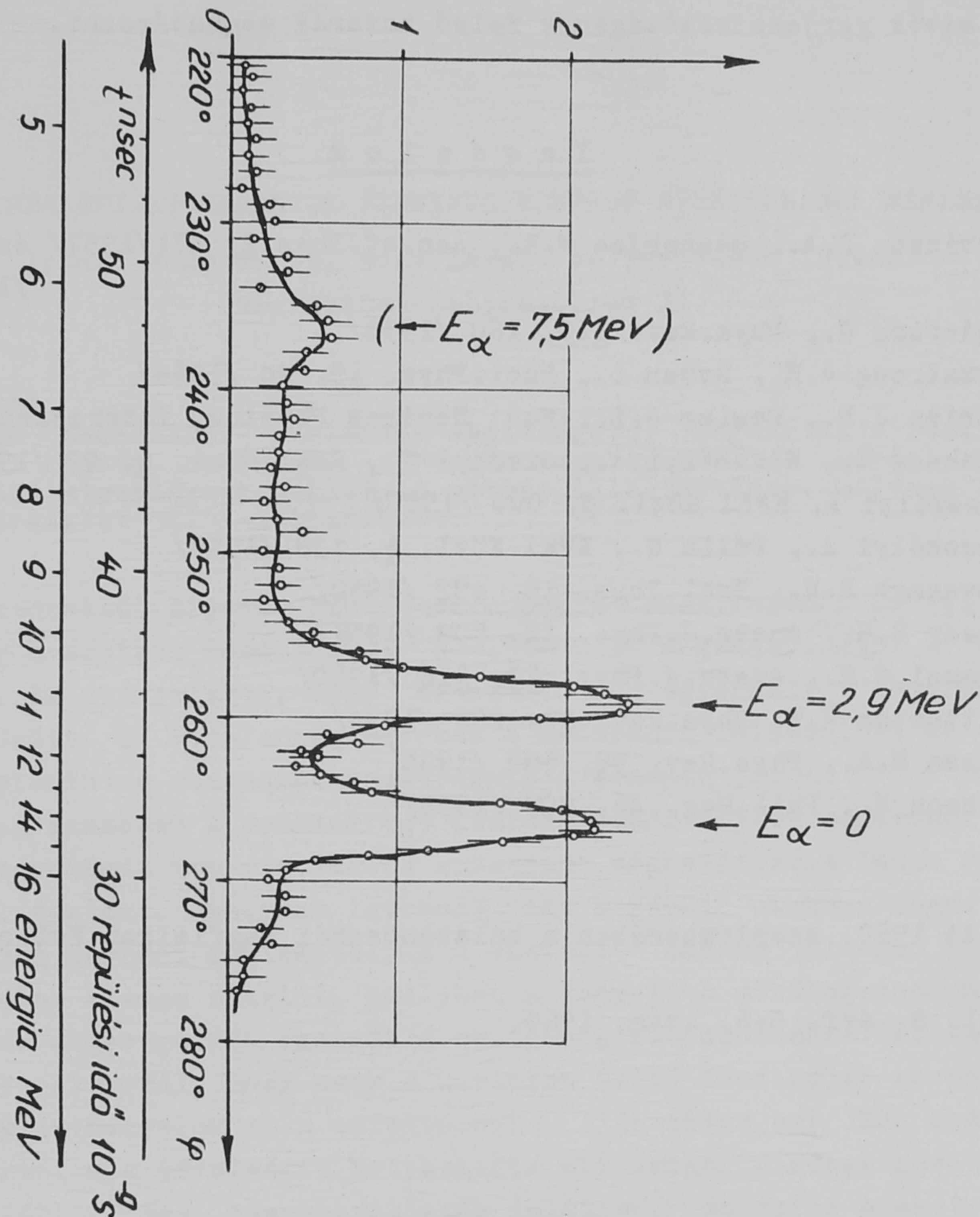


7. ábra
Energiafelbontás és repülési idő



Az elmúlt évek során, beleértve a legfrisebb publikációkat is, a Be^8 mag 0,15 MeV terjedő gerjesztési energiasávba eső nivói közül csupán a következők létét lehet teljes bizonyossággal állítani: a keskeny 0+ alapállapot / $\Gamma = 5 \text{ eV}$ /, a széles 2+ nivó 2,9 MeV-nél / $\Gamma = 1,2 \text{ MeV}$ / és a széles 11,6 MeV-nél lévő 4+ nivó / $\Gamma = 6,7 \text{ MeV}$ / [8]. Az alfa-részecske modell és az egyszerű héjmodell alapján ebben a tartományban valóban csak három nivót várunk.

neutronok / idő csat.



8. ábra

$\text{Li}^7/\text{d}, \text{n}/\text{Be}^8$ neutronok repülési idő spektruma

Mindezek ellenére többen számot adtak a Be^8 -nak 4,1, 5,3, 7,5 MeV-nél talált további nivóiról [9]. A jelen mérések célja volt, hogy felső határt szabjunk ezen nivók gerjesztéséből származó neutronoknak a spektrumban való jelenlétére. Ezt az is plauzibilissé tette, hogy a fenti szerzők a Be^8 -at töltött részecske-rakcióval állították elő mindazokban az esetekben amikor a járulékos három nivó létezésére nem adódott bizonyíték.

Méréseink első sorozatának eredményét a 8. ábra tünteti fel. A háttér fölött két jól feloldott, különálló neutroncsoport látható: ezek az alap- és az első, 2,9 MeV-es terjesztett nivónak felelnek meg. 2,9 MeV felett a spektrum folytonos, 7,5 MeV-nél valószínűnek látszik egy vitatott nivó léte-

zése, azonban a jelenlegi statisztika nem engedi meg ennek számottevő valószínűséggel való állítását. A mérések folytatásával, további adatgyűjtéssel és a háttér alak-diszkriminációval való leszorításával kívánjuk a jövőben a jelzett nivók gerjeszthetőségének felső határát meghatározni.

I r o d a l o m

- [1] Levinson C.A., Bannerjee M.K., Ann.of.Phys.2, 471/1957/ és ibid 3, 67 /1958/
- [2] Anderson G., Phys.Rev. 110, 160 /1958/
- [3] Armstrong A.H., Rosen L., Nucl.Phys. 19, 40 /1960/
- [4] Marion J.B., Fowler J.L., Fast Neutron Physics, Interscience 1960
- [5] Hrehuss G., Neszeményi A., Simonyi K., KFKI Közl. 6, 22 /1958/
- [6] Neszeményi A. KFKI Közl. 8, 000 /1960/
- [7] Neszeményi A., Pálka G., KFKI Közl. 6, 138 /1958/
- [8] Kavanagh R.W., Nucl.Phys. 18, 492 /1960/
Spear R.H., Austr.J.Phys. 12, 502 /1959/
Gammel G.H., Austr.J.Phys. 13, 116 /1960/
- [9] Tittartton E.W. Phys.Rev. 94, 206 /1954/
Ihsan M.A., Phys.Rev. 98, 689 /1955/
Gibson H., Phil.Mag. 46, 807 /1955/

Elhangzott 1960. szeptemberében a balatonöszödi Magfizikai Kollokviumon.

KFKI Közl. 8. évf. 5-6. szám, 1960.

A KISÉRLETI ATOMREAKTOR TERMIKUS NEUTRON SPEKTRUMÁNAK MÉRÉSE

Írta: Nagy Tibor, Nagy László és Pavlicsek István
Magfizikai Laboratórium II.

Összefoglalás:

Lassu mechanikus szelektor segítségével megmértük a reaktor 9.sz. csatornájából kijövő neutronok sebesség spektrumát. A mérési pontokhoz Maxwell típusu eloszlásnak megfelelő görbét illesztettünk, melynek alapján a neutron hőmérséklet 361°K -nak adódott.

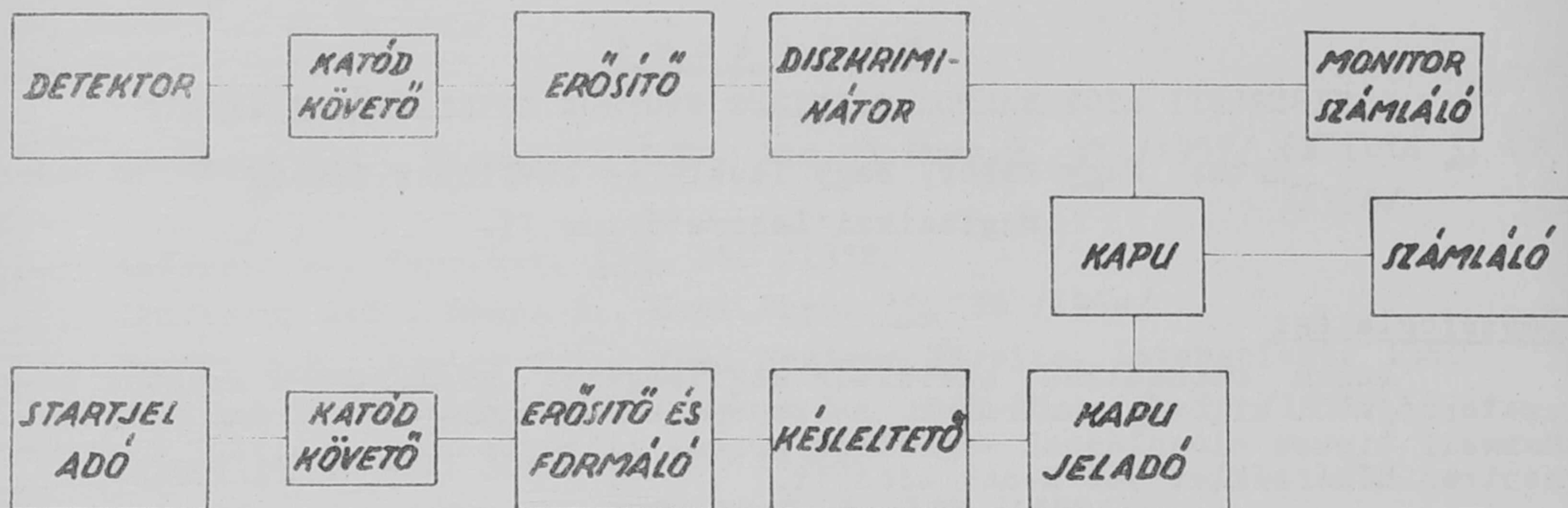
Reaktorokból kijövő neutronok energia spektrumának mérései azt mutatják, hogy a neutron hőmérséklet $50-150^{\circ}\text{C}$ -al magasabb, mint a moderátor hőmérséklet. Ez azt jelenti, hogy nincs valódi egyensúly a neutronok és a moderátor között. Ez a jelenség érdekes a neutronok lelassulási és diffúziós elmélete, valamint a reaktorok konstrukciója szempontjából.

Jelen munkában a reaktor egy csatornájából kijövő neutronok spektrumának meghatározását ismertetjük. A spektrum meghatározása lassu mechanikus szelektorral történt, amelynek leírását egy korábbi cikkben megadtuk [6]. E helyütt igen röviden megismételjük a szelektor néhány jellemző adatát.

A rotor anyaga bakelit, amelyben a tengelyre merőlegesen márt három darab 2×20 mm nagyságu rés szolgál a neutronok átbocsátására. Kollimáló rendszer gondoskodik arról, hogy csak a csatorna belső zárólapján keresztülhaladó neutronok juthassanak el a detektorhoz. A detektor egy BF_3 számlálócső, mely a rotortól 8 m távolságra helyezkedik el. Amikor a rések párhuzamosak a neutron nyalábbal, egy startberendezés jelet ad. Ez jelzi a neutron csomag indulási pillanatát, vagyis az időtengely zérus pontját.

A neutronok repülési idejének mérésére egy egycsatornás berendezés szolgált. A berendezés bloksémája az 1. ábrán látható. A startberendezés jelet egy katódkövető segítségével továbbítjuk a reaktorcsarnokból a csatornalaboratóriumba. Itt a jel egy erősítő és formáló egységre, majd egy késleltető berendezésbe kerül. Ez utóbbinak a késleltetése a mérni kívánt neutron sebességnek megfelelő időre van beállítva. A késleltető kimenő jeléből a kapujeladó berendezés kivánt szélességű jelet állít elő. Ez szabja meg a csatorna szélességét.

A másik ágba a detektor jelet ugyancsak egy katódkövető továbbítja a csatorna laboratóriumban elhelyezett US-2 típusu erősítőre, amely után diszkriminátor következik. Ez utóbbi jelei akkor haladhatnak át a számláló felé, ha a kapujeladó a kaput kinyitotta.



1. ábra

Az időmérő készülék blokksémája

A késleltetés céljára egy intézeti készítésű hét dekádos számlálót alakítottunk át. Az időalapot egy 100 kHz-es kvarc-generátor adta. Kapujeladóként egy GISz-2 impulzusgenerátort használtunk, mely meghatározott szélességű jelet továbbított a kapu felé. Kapu egységben egy 6BN6 sugárpentóda az impulzusgenerátor jelének tartama alatt átengedte a detektor felől jövő jeleket a számláló felé.

A késleltetőn beállított időértéket korrigálni kellett az egyes egységekben létrejött időeltolódások miatt. Figyelembe vettük, hogy az erősítő és formáló egység a startjel maximális értékének elérése előtt indította a késleltetőt. Megmértük a különböző egységekben létrejött késéseket és ezeket is számításba vettük. Mivel 100 kHz-es generátort használtunk, az időmérés bizonytalansága 10 μ sec volt. Ez a mért legnagyobb sebességű neutron esetén 1,2 % pontatlanságot okozott. A detektor láncban a berendezés feloldóképességét a diszkriminátor holtideje szabta meg, amely 4 μ sec. A legvalószínűbb neutron sebesség esetén sem kellett ezt figyelembe venni a kis intenzitás miatt.

A spektrum mérése során a rotor fordulatszáma 3000 ford/perc volt: a csatornaszélesség 50 μ sec. A spektrumot 0,011-0,5 eV tartományban vettük fel.

A kapott beütésszámokat a következők szerint korrigáltuk:

a/ A mérés végrehajtása során változhat a reaktor teljesítménye, megváltozhatnak a tápfeszültségek, az erősítési tényező, a diszkriminációs szint stb. A mérési időtartamok megállapításánál is hibát követhetünk el. Mindezek miatt monitort használtunk. Ennek beütésszáma alapján korrigáltuk az egyes csatornáknál kapott beütésszámokat.

b/ Hátterméréseket végeztünk. Olyan késleltetési értéknél mértünk, melynél a neutron csomagból származó impulzus már nem adhat jelet. Megállapítottuk, hogy az általunk mért sebességtartományban a háttér nem változik és így minden csatornánál ugyanazt a háttér értéket vontuk le a kapott beütésszámokból. A korrekció 0,054 eV-nál 0,7 %-ot, 0,011 eV-nál 15 %-ot tett ki.

c/ A rotor viszonylagosan különböző számban engedi át a különböző sebességű neutronokat [2, 7]. Az ezt figyelembe vevő korrekciós faktor az általunk mért energia tartományban 1-5-ig változik.

d/ A különböző sebességű neutronok különböző mértékben szóródnak és abszorbeálódnak a levegőben. Ezt korrigálandó, a beütésszámokat a következő faktorial szoroztuk meg:

$$\exp \left\{ l \left[N_N \sigma_N (E) + N_O \sigma_O (E) \right] \right\}$$

ahol l a neutronok repülési hossza levegőben a reaktor magjától a detektorig; N_N és N_O a nitrogén és oxigén atomok száma/dm³; σ_N és σ_O a nitrogénre illetőleg oxigénre vonatkozó teljes hatáskeresztmetszetek. A korrekciós faktor 0,5 eV-nál 1,32; 0,01 eV-nál pedig 1,47.

A fenti módon korrigált beütésszámokat a 2. ábra mutatja. A $t = 190-460$ $\mu\text{sec/m}$ tartományban egy

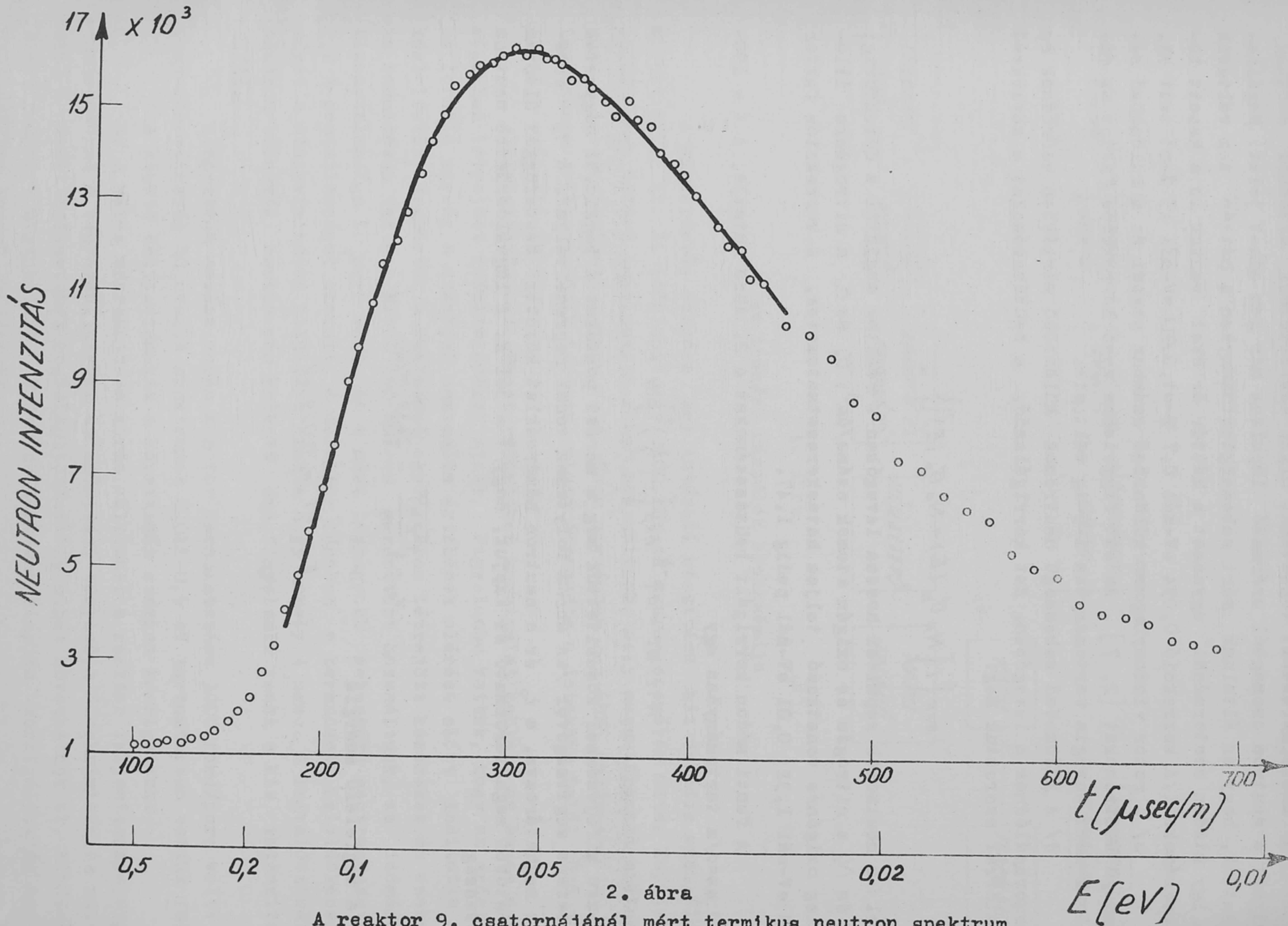
$$N(t) dt = a t^{-b} \exp \left[- \left(\frac{t_0}{t} \right)^2 \right] dt$$

tipusu kifejezéssel közelítettük meg a mérési pontokat a legkisebb négyzetek módszere segítségével /az ábrán folytonos vonal reprezentálja/. A t_0 értéket meghatározva, a t_0 és a neutron hőmérséklet közötti összefüggés alapján ez utóbbi meghatározható és kapjuk, hogy $T = 361^\circ\text{K}$. A legvalószínűbb neutron sebesség

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 2439 \text{ m/sec}$$

és a megfelelő energia

$$E_0 = kT = 0,029 \text{ eV}$$



2. ábra
A reaktor 9. csatornájánál mért termikus neutron spektrum

I r o d a l o m

- [1] Egelstaff P.A., J.Nuclear Energy 1, 57 /1954/
- [2] Мостовой В.И., Певзнер М.И., Цитович А.П., Доклад на Женевской Конференции, /1955/, 4, стр. 19.
- [3] Доильницин Е.Я., Новиков А.Т., Доклад на Второй международной конференции по применению атомной энергии в мирных целях, Женева, /1958/, Ядерная Физика, стр. 520.
- [4] Larsson K.E., Stedmann R., Palevsky H., J.Nuclear Energy 6, 222 /1958/
- [5] Teutsch H., Apostolescu, Timis P., Nucleonic 2, 41 /1960/
- [6] Nagy L., Nagy T., Pavlicsek I., KFKI Közl. 8, 203 /1960/
- [7] Hraskó P., KFKI Közl. 8, 225 /1960/

Elhangzott 1960 szeptemberében a balatonhözsödi Magfizikai Kollokviumon.

KFKI Közl. 8. évf. 5-6.szám 1960.

JELALAK DISZKRIMINÁCIÓ

Irta: Varga László[✉]

Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás:

A dolgozatban megvizsgáljuk az eddigi jelalak diszkriminációs módszereket különös tekintettel arra, hogy azok mennyire használják ki a jelalakban nyújtotta lehetőségeket a részecskék szétválogatására. Bemutatunk egy módszert, melyben az információkat teljes mértékben, statisztikus szempontból optimálisan, igen egyszerű eszközökkel kihasználjuk. Az eljárást alkalmazzuk CsJ(Tl) proton és deuteron keltette felvillanásainak szétválasztására. Tárgyalunk bizonyos speciális eseteket, melyekben a szeparáció tovább javítható.

Bevezetés:

Mint ismeretes, számos szcintillátorunk rendelkezik azzal a sajátossággal, hogy különböző tömegű, vagy töltésű részecskék abszorpciójára különböző időbeli lecsengésű fényfelvillanással válaszol. Ez a lecsengés általában két, egymástól egy nagyságrenddel különböző időállandóju expoenciálissal írható le. Felléphet ugyan több komponens is, de ezek járuléka az összefonyszámhoz kisebb néhány %-nál [1]. E két lényeges komponens intenzitás aránya az, ami egy adott szcintillátor részecske érzékenységét adja. E tekintetben a detektorok különbözőképpen viselkednek a szerint, hogy szervesek vagy szervetlenek-e. Szerves foszforokban Owen [2,3] mérései szerint egy proton felvillanásában a lassu komponens általában kb. kétszer olyan intenzív, mint az elektroné. Egy szerves foszfor gyors és lassu komponenseinek bomlás állandója a mérési hibákon belül független a gerjesztő részecskék tömegétől vagy töltésétől [2,3,4]. Ezzel ugyan nem ért egyet Wright [5], de az ő mérését feltétlenül zavarta a figyelmen kívül hagyott lassu komponens. Ez ellen szól még Brooks [6] is, de erre még később visszatérünk. Szervetlen szcintillátoroknál általában fordított a helyzet. A nagyobb átlagos ionizációs sűrűségű részecske keltette felvillanás kevesebb lassu komponensben emittált fotont

✉ A dolgozat egy része a szerző milánói CISE Laboratóriumában tett tanulmány útján készült.

tartalmaz a gyorsakhoz viszonyítva, mint a kisebb ionizációs sűrűségűé [2,7].
Eltérő a szervekétől még az a sajátosságuk is, hogy a gyorsabb komponens átlagos élettartama függ a gerjesztő részecske ionizációs sűrűségétől [7], bár ez még csak CsJ/Tl/ esetében bizonyított megnyugtató módon. Ezek birtokában tehát a következő megállapítást tehetjük. Ha a szcintillátorunk abszorbeál egy $\bar{\rho}_i$ átlagos ionizációs sűrűségű részecskét, akkor az azt követő felvillanás

$$N_i(t) \Delta t = \left[a(\bar{\rho}_i) \cdot e^{-\frac{t}{\alpha(\bar{\rho}_i)}} + b(\bar{\rho}_i) e^{-\frac{t}{\beta}} \right] \Delta t \quad /1/$$

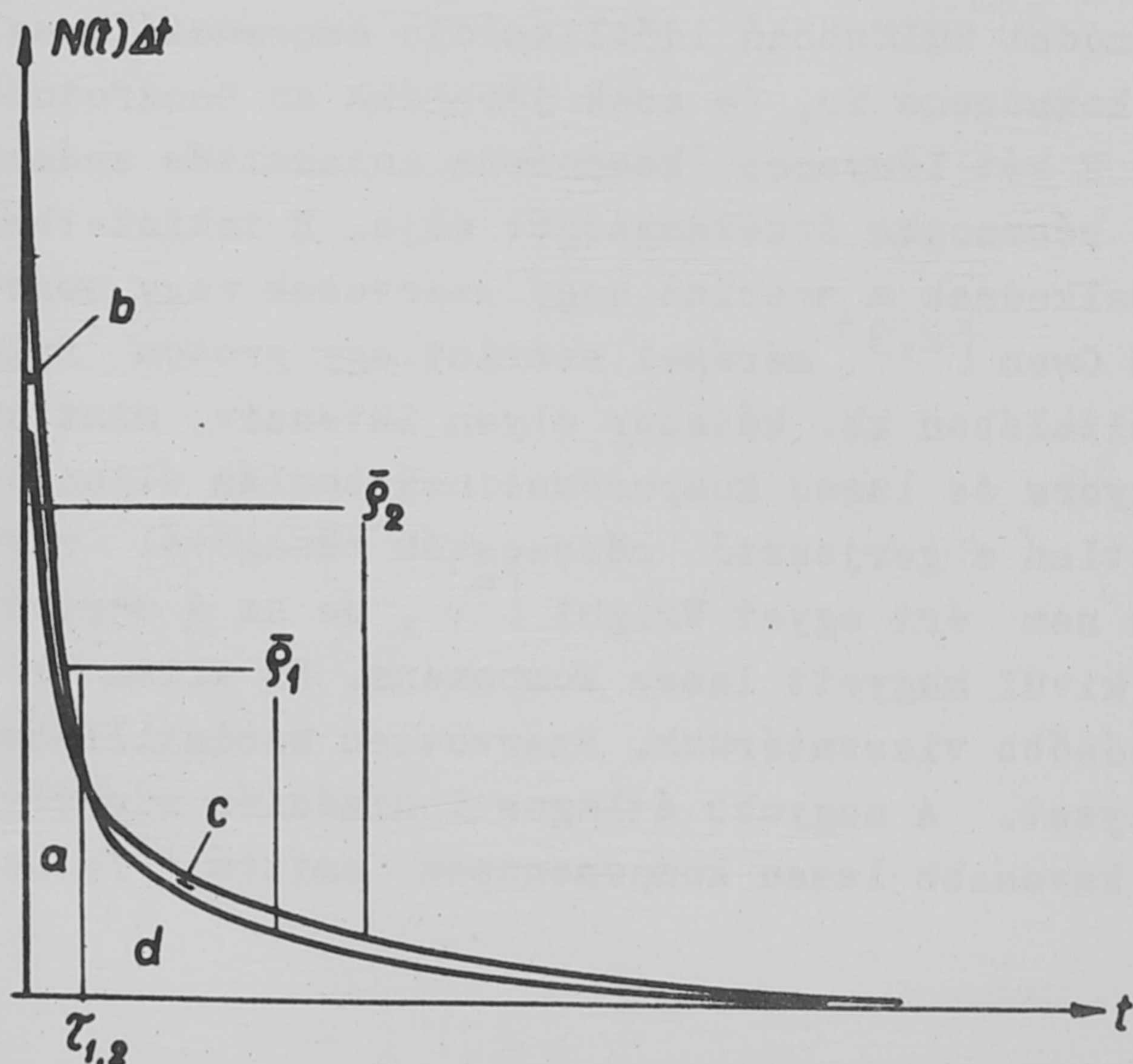
számu fotont ad a t -ben vett Δt intervallumban. Ha szerves a szcintillátorunk, akkor α és β $\bar{\rho}_i$ -től független állandó, továbbá $b_{\text{proton}} > b_{\text{elektron}}$, ha ugy normáltunk, hogy

$$N_p / t = 0 / = N_e / t = 0$$

Szervetlen foszforok esetében csak a β független $\bar{\rho}_i$ -től, továbbá $b(\bar{\rho}_1) > b(\bar{\rho}_2)$, ha $\bar{\rho}_1 < \bar{\rho}_2$ az előbbihez hasonló módon normálva.

A jelalak diszkrimináció általában a következő feladat elé állít bennünket. Ha beérkezik a fotokatódra N_0 számú foton egy felvillanás során, akkor állapítsuk meg azok beérkezésének időbeni lefolyásából, hogy milyen részecske okozta a szcintillációt. Ha felrajzoljuk két részecskének, azonos összfoton tartalmú ($\int_0^\infty N(t) dt = 1$ -re normált) felvillanásának a bomlás görbét /1.ábra/, akkor nyomban kitűnik, hogy mennyi a dat áll rendelkezésünkre

a feladat megoldásához. Az ábrából láthatóan, ha N_0 összfoton tartalmu felvillanást kaptunk, akkor egy nevezetes $\tau_{1,2}$ időpont előtt $N_0 \cdot b$ -vel több, utána $N_0 \cdot c$ -vel kevesebb fotont ad a $\bar{\rho}_1$ ionizációs sűrűségű részecske felvillanása, mint a $\bar{\rho}_2$ -é. Ez az $N_0(b+c)$ fotonszám az, amiben különbözik az N_0 összfoton-számot tartalmazó $\bar{\rho}_1$ ionizációs sűrűségű részecske felvillanása az ugyanannyi fotont tartalmazó $\bar{\rho}_2$ ionizációs sűrűségű felvillanástól.



1. ábra

Az 1. ábra viszonyait találjuk szerves foszforoknál, azzal a kikötéssel, hogy $\bar{\rho}_1 < \bar{\rho}_2$. Szervetlen kristályoknál is lényegében elfogadható a fenti kép azzal a módosítással hogy $\bar{\rho}_1 > \bar{\rho}_2$, de meg kell jegyezni, hogy a gyors komponens időállandója függ a $\bar{\rho}$ -től, s ez némiképp módosítja az ábrát.

Különböző szeparációs eljárások vizsgálata

Ez utóbbi felismerésünk birtokában nézzük meg, hogy a különböző eljárások milyen mértékben meritik ki a rendelkezésünkre álló jelalak adta információt a gerjesztő részecskék tömege, vagy töltése szerinti szétválogatása érdekében. Jóllehet nem sok jelalak diszkriminációt célzó munka jelen meg, de azok mind más és más uton közelítik a megoldást.

Nagyon érdekes Owen [2,3] tértöltéses eljárása. Ugy állítja be multiplier anód-dinóda feszültségét, hogy szerves foszforban a γ okozta felvillanás gyors részének nagy intenzitású áramimpulzusa tértöltésével nyomja el a lassu komponenst, míg protonok esetében a relative kisebb gyorskomponens nem tud érvényesülni az intenzívebb lassu mellett. Az eljárás nagyon egyszerű. Azt, hogy az információnak mekkora részét használja ki, elég nehéz számítással követni, de az bizonyos, hogy az 1. ábra c területének csak egy kis részén tud érvényesülni a b hatása, továbbá ő is írja, hogy különösen kisenergiájú részek esetében zavarók a lassu komponensben fellépő statisztikus fluktuációk okozta ismételt tértöltési effektusok.

Ugyanebben a cikkében [2] közöl Owen egy másik áramkört is, melybe az összefotonszámmal arányos feszültségimpulzust az anódáram impulzus amplitudójával hasonlítja össze. Sajnos ez esetben jóval rosszabb a helyzet a előbbinél, hiszen az áram-amplitudó nagyobb statisztikus ingadozásnak van alávetve, minthogy az amplitudót a maximum környezetében emittált, az összeshez viszonyítva kis számú, tehát nagy statisztikus ingadozású fotonszám adja

Owen ez utóbbi áramkörével lényegében azonos teljesítőképeségű működési elvű kapcsolást valósított meg Brooks [6] más uton. Feltételeztük, hogy szerves foszforokban a γ , illetve proton keltette felvillanások gyors komponenseinek átlagos élettartamai különbözőek. Erre volt is némi oka Wright [5] mérése után, de ha Kallmann és Burcker [4] mérési hibán belül megegyező T_γ és T_α értékei nem is győzték meg, Owen cikke kimutatta, hogy $T_\gamma = T_{proton}$. Az, hogy Brooks eljárása mégis eredményes, annak köszönhető, hogy a dinódában lévő $R_d C \approx 1$ μsec -es kör már közelítőleg integrálta a multiplier áramának a lassu (0,370 μsec) komponensből eredő részét is, míg az anód kb. $R_a C \approx 2 \cdot 10^{-8}$ sec-es köre a multiplier áramával arányos feszültség impulzust adott. A két feszültség megfelelő összevetése után azt a "h" impulzust kapta, amit a protonimpulzus adhat a vele azonos foton-tartalmú elektronéval szemben, a $t=0$ környezetében /1. ábra/. Ha az összegezést úgy állítjuk be, hogy a dinóda pozitív jele éppen kioltsa az anódról eljött negatív elektron jelet, akkor a nála kisebb amplitudójú protonra megkapjuk a pozitív "h"-t. Ez természetesen semmivel sem csökkenti az eljárás értékét, de kívánatos volt tisztázni, hogy a módszer egy, a kiindulástól eltérő, más szeparációs eljárásban is eredményesen alkalmazott, az irodalomban ismert tényt használ fel, ezért mérése alapján nem indokolt a $T_p \neq T_\gamma$ feltevés.

Eredményes eljárást dolgozott ki Robertson és Ward [8] CsJ(Tl) esetére γ - α szeparáció céljából. Ők Storey és munkatársainak [7] eredményét használták fel, melyszerint az elektron, illetve α -részek felvillanásának gyors komponensei erősen különböző időállandójuak. A lassu komponensek intenzitás különbségét nem használták ki, jóllehet az növelhette volna a szeparáció haté-
sosságát, de még így is kielégítően sikerült a feladat megoldása.

Forte már feltételezi az első ábra viszonyait; azonban az eljárása több vonatkozásban javításra szorul. Hátrányos a dióda alkalmazása mindaddig, amíg az információkat teljesen ki nem dolgoztuk. Ez ugyanis nonlinearitásánál fogva különbözőképpen viselkedik a kis és nagy impulzusok beérkeztekor, továbbá az amúgy is elég alacsony amplitudójú impulzusok egyenirányítását csak egy meglehetősen határozatlan szinten kezdi meg. Káros vonása az integráló áramkör, mely tetemes amplitudóvesztéssel jár, és a leközölt formájában csak nagyon kis számolási sebességet enged meg. Kár, hogy a módszer teljesítőképességét csak qualitative vizsgálta meg, mert abból nem tűnik ki, hogy az egyébként exakt kiindulást mennyire közelítette meg a kidolgozott áramkör.

Közös hátránya az összes eljárásnak, talán az egyetlen Robertson és Ward félet kivéve, hogy az áramkörök túl lassuak, és emiatt lényegesen kisebb beütés-számmal tudnak csak dolgozni, mint amit a szcintillátorok egyébként megengednének. Szükségesnek mutatkozik egy olyan eljárás kidolgozása, mely amellett, hogy az összes információt kihasználja, még a maximális számolási sebességet is lehetővé teszi, és módot nyújt bármilyen részecske keltette felvillanásának a többitől való optimális elszeparálására.

A módszer elmélete

Induljunk ki az 1. ábrából. Ha a szcintillátort az 1,2... i... jelű $\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \dots, \bar{\rho}_i, \dots$ ionizációs sűrűségű részecskék valamelyike éri, akkor a felvillanás keltette összes fotoelektronra való normálás után az 1. ábrán látható görbékhez hasonló lecsengésű jelet fogunk kapni, /az ábrán csak a $\bar{\rho}_1$ és $\bar{\rho}_2$ ionizációs sűrűségű részecskék keltette felvillanás lecsengése lát-
ható/. Célunk az, hogy az i részecske felvillanását elválasszuk az $i-1$ és $i+1$ jelű részek felvillanásától. Foglalkozzunk az i és $i+1$ jelű részek szeparációjával. A két részecske azonos N_0 fotoelektront adó felvillanásának bomlángörbéi $\tau_{i,i+1}$ időpillanatban metszik egymást. A két felvillanás $N_0 \cdot A_i$ illetve $N_0 \cdot A_{i+1}$ fotoelektront kelt $\tau_{i,i+1}$ előtt és $N_0 \cdot B_i$ illetve $N_0 \cdot B_{i+1}$ -et utána. Képezzük mindkét részecskének $\tau_{i,i+1}$ előtti és utáni elektronszámok különbségét

$$S' = N_0 (A_i - B_i) \quad \text{és} \quad S'_{i+1} = N_0 (A_{i+1} - B_{i+1}) \quad /2/$$

E két mennyiség különbsége

$$D'_{i,i+1} = N_0 \left[(A_i - A_{i+1}) + (B_{i+1} - B_i) \right] \quad /3/$$

ez pedig az 1. ábra jelöléseit figyelembe véve

$$D'_{i,i+1} = N_0 (b + c) \quad \text{és}$$

$$S'_i = N_0 (a - d + b) \quad \text{ill.} \quad S'_{i+1} = N_0 (a - d - c)$$

vagyis, a kivonások elvégzése után két olyan S'_i és S'_{i+1} , mennyiséget kaphatunk, melyek egymástól való eltérése $D'_{i,i+1}$ pontosan a rendelkezésünkre álló összes információt tartalmazza. Kellemetlen körülmény, hogy mind az S'_i mind pedig az S'_{i+1} additíven tartalmazza az $N_0(a-d)$ elektronszámot is, és ezek statisztikus fluktuációja elmoshatja a viszonylag kis $N_0 \cdot b$ ill. $N_0 \cdot c$ különbségek hatását. Célszerűnek látszik tehát a /2/-es művelet helyett a $\tau_{i,i+1}$ előtti fotoelektronok számából a $\tau_{i,i+1}$ utániak bizonyos η -szorosát vonni ki.

Ekkor

$$D_{i,i+1} = N_0 \left[(A_i - A_{i+1}) + \eta (B_{i+1} - B_i) \right] = N_0 (b + \eta c) \quad /4/$$

Ezt az η -t úgy fogjuk megválasztani, hogy a $D_{i,i+1} = S_i - S_{i+1}$ mennyiségek relatív hibája minimális legyen. Ezt számítandó kihasználjuk, hogy a keltett fotoelektronok száma Poisson eloszlást követ, s emiatt

$$\Delta D_{i,i+1} = \sqrt{N_0} \sqrt{A_i + A_{i+1} + \eta^2 (B_i + B_{i+1})} \quad /5/$$

Továbbá a

$$\frac{d \frac{\Delta D_{i,i+1}}{D_{i,i+1}}}{d\eta} = 0 \quad \text{-ből}$$

$$\eta_{opt} = \frac{A_i + A_{i+1}}{B_i + B_{i+1}} \cdot \frac{B_{i+1} - B_i}{A_i - A_{i+1}} \quad \text{következik.}$$

A normálásból következőleg $B_{i+1} = B_i = c = b = A_i - A_{i+1}$

tehát

$$\eta_{opt} = \frac{A_i + A_{i+1}}{B_i + B_{i+1}} \quad /6/$$

vagyis a nyert S_i és S_{i+1} mennyiségek eltérésének a relatív hibája akkor lesz a minimális, ha a $\tau_{i,i+1}$ után beérkezett fotoelektronok számát a kivonás során a két részecske felvillanásának $\tau_{i,i+1}$ előtti, illetve utáni átlagainak viszonyával súlyozzuk. Ekkor pedig

$$S_i = N_0 \frac{A_i B_{i+1} - A_{i+1} B_i}{B_i + B_{i+1}} \quad \text{és} \quad S_{i+1} = N_0 \frac{A_{i+1} B_i - A_i B_{i+1}}{B_i + B_{i+1}} \quad /7/$$

vagyis

$$S_{i+1} = -S_i$$

/8/

ha tehát az így kapott \mathcal{P}_{opt} -al súlyozzuk, akkor az S szeparációs jelek ellenkező előjelűek lesznek, annak megfelelően, hogy az i vagy $i+1$ jelű részecske érkezett-e be.

Bizonyos számítást is végezhetünk a szeparálhatóság alsó energia hatására vonatkozólag. Ha elfogadjuk Brooks [6] definícióját a jelalak diszkrimináció felbontására vonatkozólag, akkor az alsó határt a

$$\frac{\Delta D_{i,i+1}}{|S|} = 1 \quad \text{feltételből számolható } N_0$$

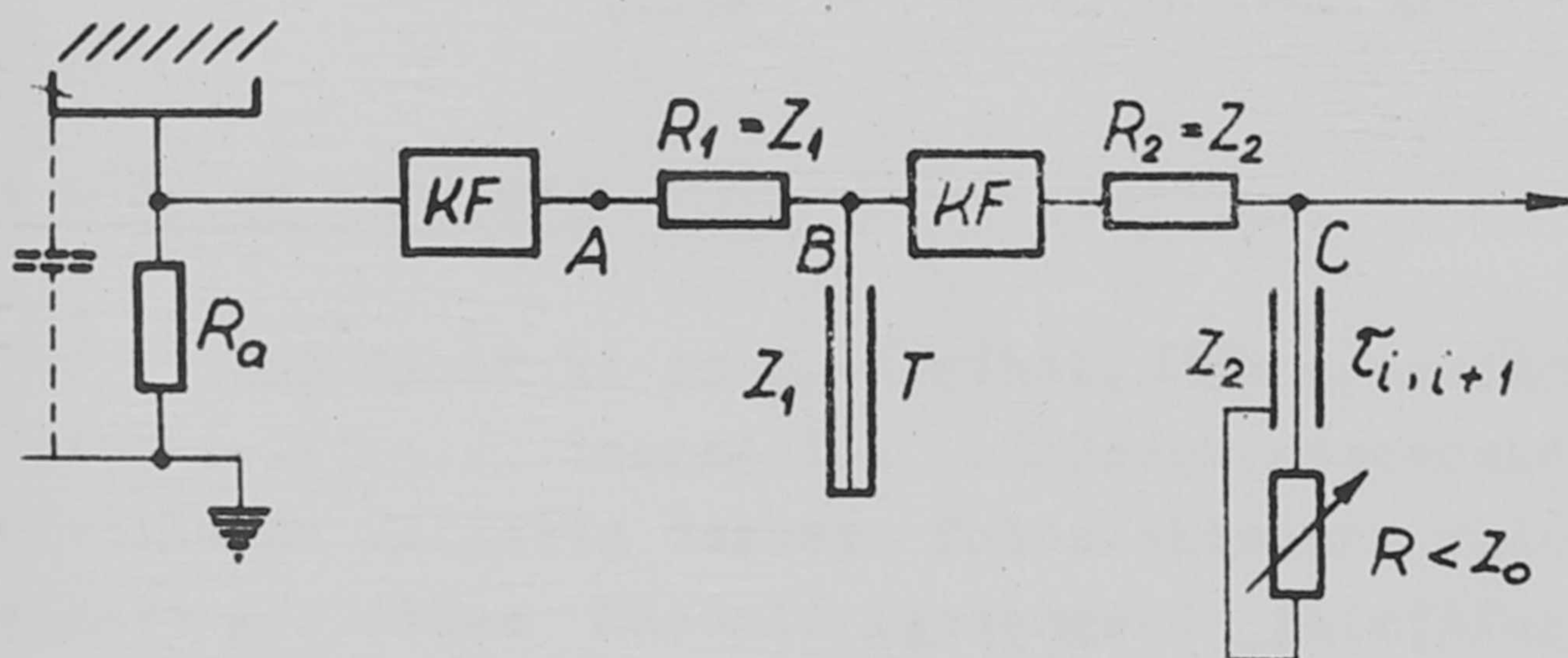
adja meg. Erre

$$N_0 = 2 \frac{A_i + A_{i+1}}{B_i + B_{i+1}} \left[2 \frac{B_i}{A_i - A_{i+1}} + 1 \right]. \quad \text{adódik.} \quad /9/$$

Ha Owen [2,3] antracénra vonatkozó ismeretlen pontosságú adataiból indulunk ki, akkor $N_0 = 90$ adódik grafikus úton határozva meg az A és B mennyiségeket, ami kb. 90 keV-os elektronnak, és 350 keV-os protonnak felel meg.

Az eljárás kivitelezése

Tekintsük a 2. ábra áramkörét. A multiplier anódjában egy elég nagy



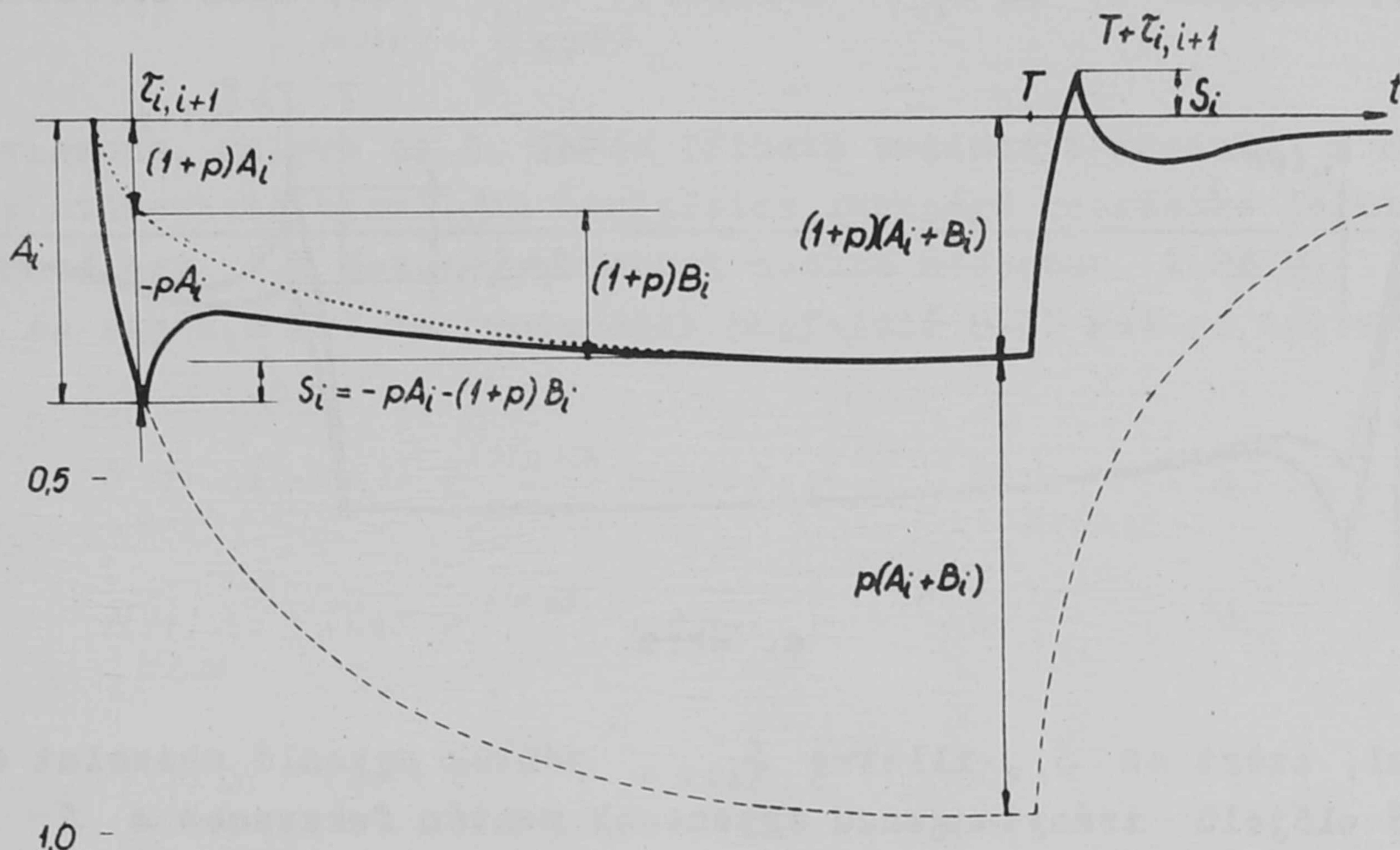
2. ábra

ellenállás van ahhoz, hogy a szórt kapacitással együtt olyan nagy időállandót adjon, mely a felvillanás okozta, és feltételezésünk szerint a multiplier által torzítatlanul felsokszorozott töltést integrálja. Ehhez egy katódfollowerrel illesztünk egy T idő múlva reflektáló rövidrezárt

kábelt. Ez a T éppen a felvillanás időtartamával egyenlő, a B ponton tehát a jel kezdetétől számított $2T$ idő múlva újra 0 szinten vagyunk. Látható tehát, hogy a holtidő $2T$. Eddig még csak a jelet formáltuk, a tulajdonképeni alakdiszkrimináció most következik. Ez lényegében $\tau_{i,i+1}$ időben reflektáló $R < Z_0$ ellenállással zárt kábellel történik, melyet az előbbihez hasonlóan egy katódfollowerrel illesztünk a formálókábel kimenő B pontjához. Mit láthatunk a C ponton? A Z_0 hullámellenállású R ellenállással zárt kábelvégen

$$p = \frac{R - Z_0}{R + Z_0} \quad \text{reflexió lép fel} \quad /11/$$

A 3. ábrán a $\bar{\rho}_i$ ionizációs sűrűségű részecskének a 2. ábra C. pontjáról elvihető jelét analizáljuk. $t=0$ -tól $\tau_{i,i+1}$ -ig eredeti alakjában követi az anódra befutott töltés integrálját, de $t = \tau_{i,i+1}$ időben egy törés áll



3. ábra

elő, mert ekkor visszaérkezik a rövidebb kábelből a beérkező jel p -szerese ($p < 0$). Az eredő jel felbontható a bemenő jel (szaggatott vonal) $(1+p)$ -szeresére, (pontozott vonal) és egy, ugyanazon bemenő jel $(-p)$ -szeresének $\tau_{i,i+1}$ időben reflektáló, rövidrezárt kábellel formált jelére, $\tau_{i,i+1}$ időpillanatban tehát, $(1+p)A_i$ és $-pA_i$ -re. Az ábrából látható, hogy az

$$S_i = -A_i p - (1+p) B_i \quad /12/$$

De azt már kimutattuk, hogy a szeparáció akkor optimális, ha

$$S_i = +A_i - \eta_{opt} B_i$$

ezért $-\frac{pA_i}{A_i} = \frac{-(1-p)B_i}{-\eta_{opt} B_i}$ kell teljesüljön, amiből

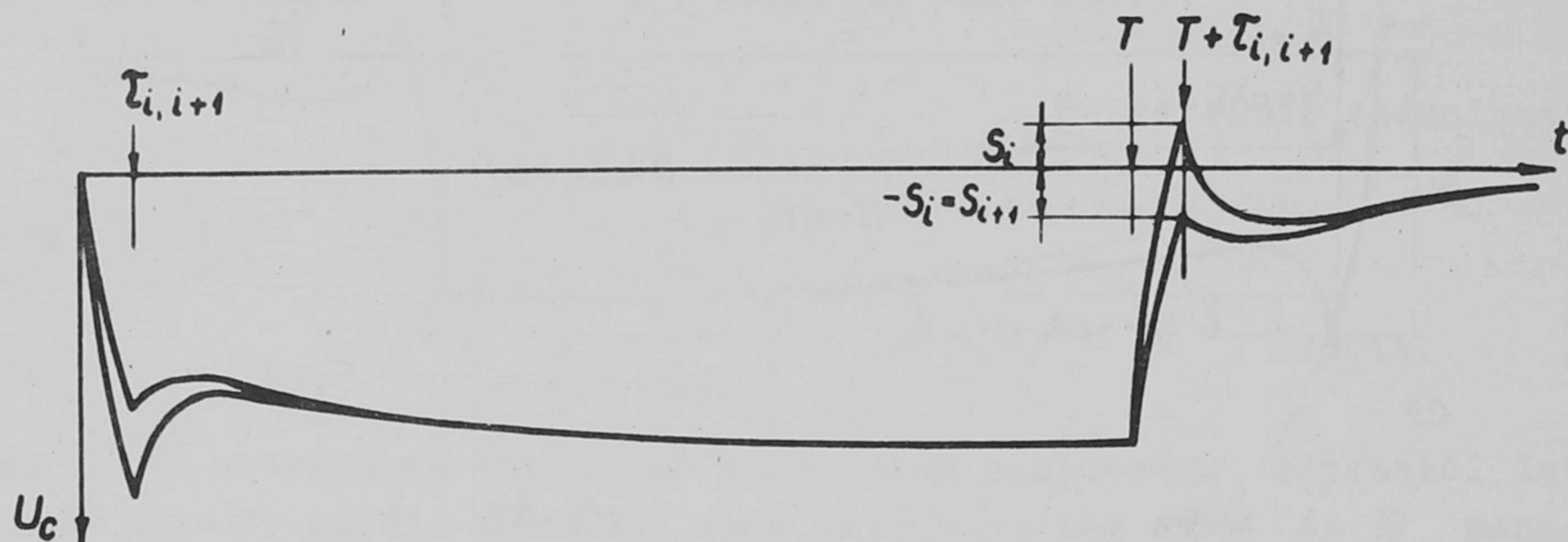
$$p = -\frac{1}{1 + \eta_{opt}} \quad \text{adódik} \quad /13/$$

/13/-nak /11/-gyel való összevetéséből

$$R = \frac{\eta_{opt}}{2 + \eta_{opt}} \cdot Z_0 \quad /14/$$

következik.

Az S_i szeparációs impulzus a $\tau_{i,i+1}$ időpontban talált maximum és a T időben beállt integrálérték különbsége, és ezt az értéket $T + \tau_{i,i+1}$ időben kapjuk meg jelünk felszálló ágának tükörképében. Ez az eset, akkor, amikor a $\tau_{i,i+1}$ idő előtt a több fotoelektront adó részecske abszorbeálódott a kristályban. Abban az esetben, amikor a másik részecske jön be S_{i+1} -et kapunk, és ez /8/ miatt a $T + \tau_{i,i+1}$ időpillanatban nem jön át pozitívba, hanem éppen $S_{i+1} = -S_i$ -vel negatív marad. Két ilyen jelalakot láthatunk a 4. ábrán. /7/ alapján S_i és S_{i+1} arányos N_0 -val, ezen keresztül pedig az



4. ábra

energiával, ezért az S_i , illetve S_{i+1} pontok egyenlő abszolút értékű, de ellenkező előjelű iránytangensű egyenestek mentén fekszenek a S - energia koordinátarendszerben, feltéve, hogy a felvillanás gyors-lassu fotonszámainak aránya, és a két komponens átlagos élettartama független az energiától. Látható, hogy ez egyszerű uton mindig csak a relative intenzivebb gyorskomponensű részecskére kapunk szeparációs jelet, azaz szerves foszforokban a kisebb, szervesetlenekben pedig a nagyobb ionizációs sűrűségű részecske beérkeztekor.

Ha kettőnél több különböző ionizációs sűrűségű részecske sugárzása éri a kristályunkat, akkor egy újabb, ez utóbbihoz hasonló kábellel kell csatlakoznunk a második katódfollowerhez. Minthogy két részecske fajta jeleinek elszeparálásához optimálisan megválasztottuk a $\tau_{i,i+1}$ vágási időpontot, és a refleksiókoeficienst, ugyanaz a kör már nem szeparálja az i jelüt az $i-1$ jelütől. A $\bar{\rho}_i$ ionizációs sűrűségű részecskének a $\bar{\rho}_{i-1}$ -től elválasztásához egy $\tau_{i,i-1}$ hosszúságú és $R_{i,i-1}$ ellenállással zárt kábel kell, mely $\tau_{i,i-1}$ és $R_{i,i-1}$ -et a $\bar{\rho}_{i-1}$ ionizációs sűrűségű részecske jelalakjának a $\bar{\rho}_i$ -étől való eltérése szab meg. Az első körben pozitív S jeleket kapunk minden, a $\bar{\rho}_{i+1}$ ionizációs sűrűségű részecske jelénél meredekebb felfutású integrál görbét adó $i, i-1, \dots, 1$ részecske beérkeztekor, míg a másodikban csak az $i-1, i-2, \dots, 1$ esetében. A két kör $+S$ jeleinek antikoincidenenciája éppen a kiszemelt i részecske abszorpciója esetén következik be.

Vizsgálat CsJ/Tl/ kristállyal

Storey, Jack és Ward [7] mérései részletes felvilágosítást nyújtanak CsJ/Tl/ kristály jelalakjára vonatkozóan. Mérésük megmutatja, hogy a gyorskomponens időállandója exponenciálisan csökken növekvő ionizációs sűrűség mellett. Mérésünk alapján számolható továbbá az

$$\int_0^{\infty} \text{lassú} / \int_0^{\infty} \text{gyors}$$

/15/

fotonszám-viszony, melyre az 5. ábrán látható eredményt kapjuk. E két adat alapján meghatározható bármilyen ionizációs sűrűségű részecske jelalakja. Így pl. számítható egy 2,2 MeV-es protonnal azonos responzu 2,26 MeV deuteron jelalakja, és egy 8,6 MeV-es protonénak megfelelő 8,85 MeV-es deuteroné.

$$N(t) \Delta t = (1,33 \cdot e^{-t/0,519} + 0,044 \cdot e^{-t/7,0}) \Delta t \quad a.)$$

p, 2,2

$$N(t) \Delta t = (1,48 \cdot e^{-t/0,48} + 0,041 \cdot e^{-t/7,0}) \Delta t \quad b.)$$

d 2,26

$$N(t) \Delta t = (1,074 \cdot e^{-t/0,6} + 0,051 \cdot e^{-t/7,0}) \Delta t \quad c.)$$

p 8,6

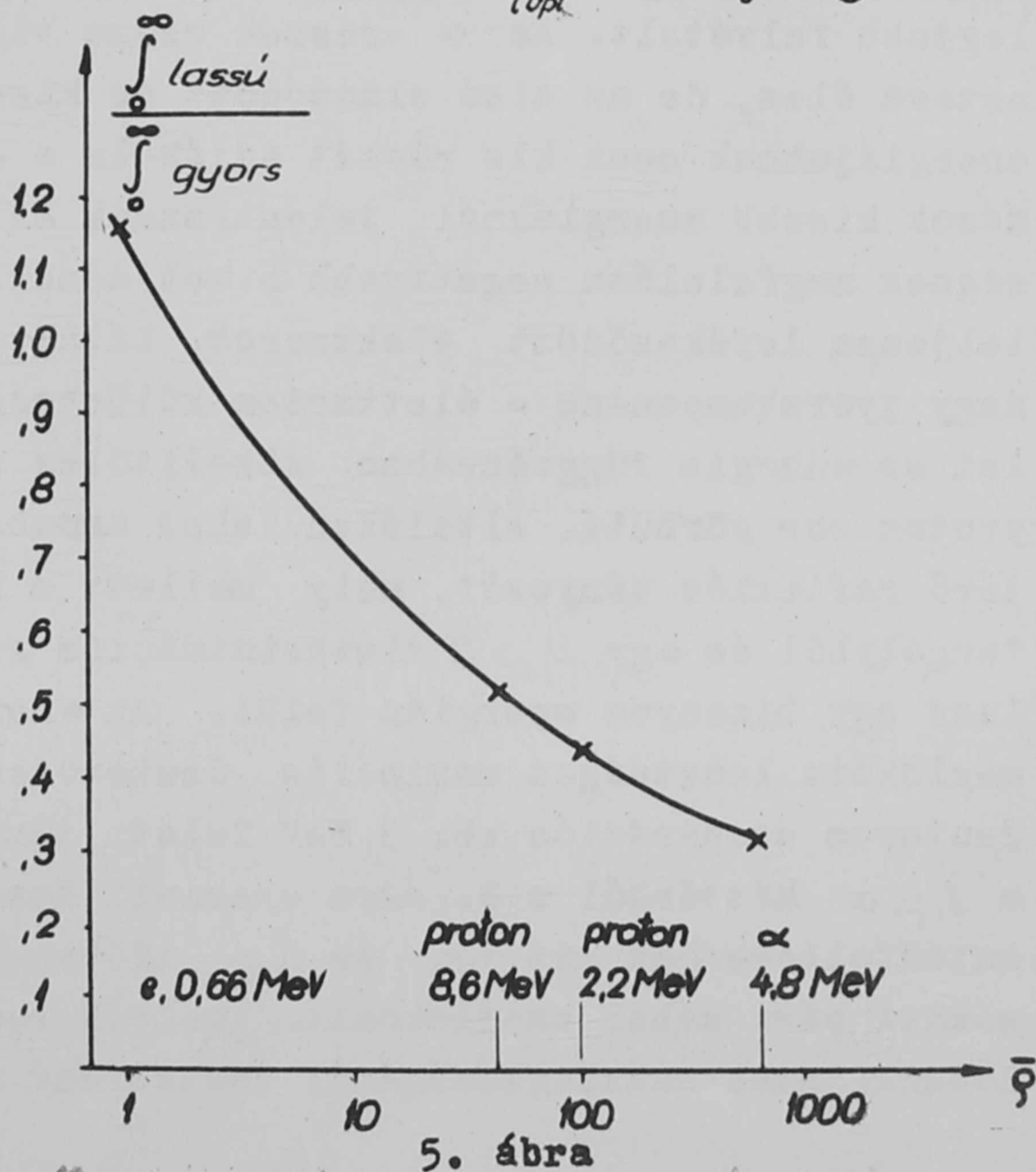
$$N(t) \Delta t = (1,225 \cdot e^{-t/0,56} + 0,046 \cdot e^{-t/7,0}) \Delta t \quad d.)$$

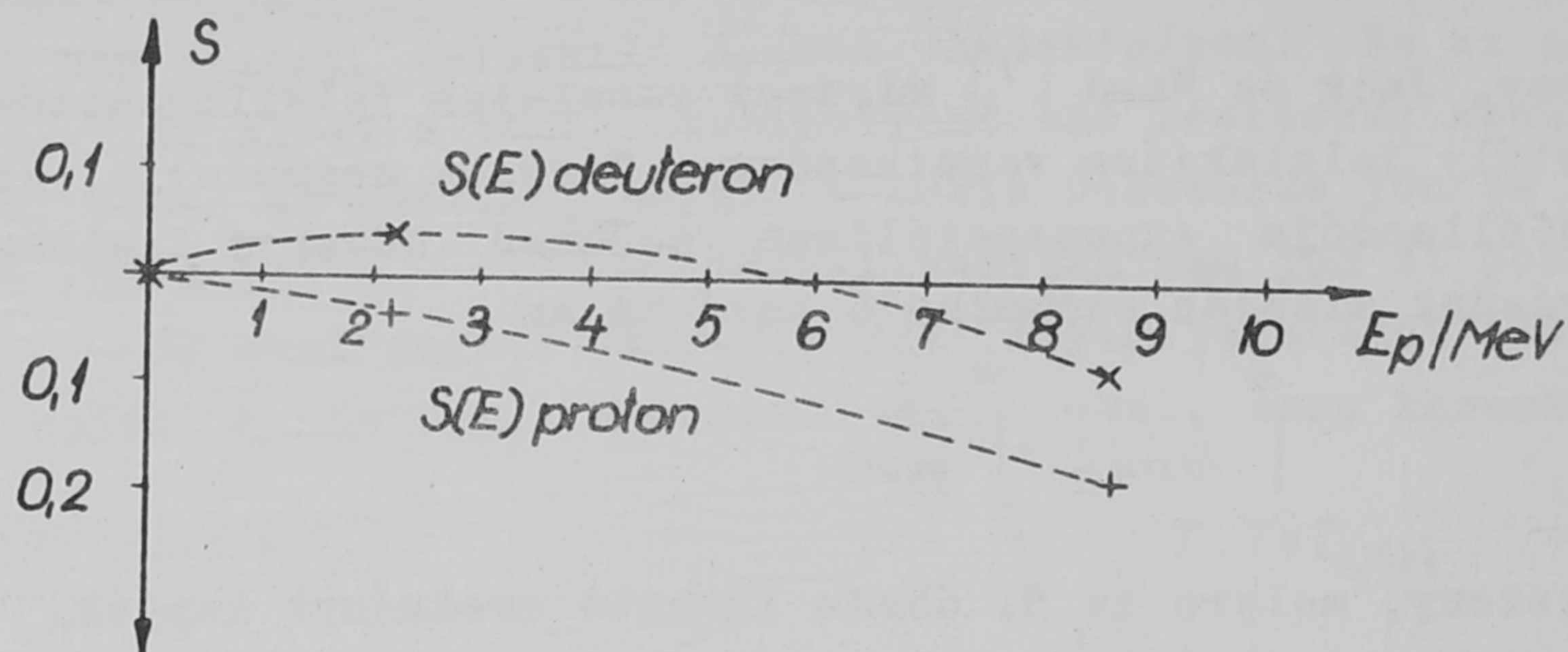
d 8,85

A 2,2 MeV-es részecskék áramgörbéi $\tau_{dp} = 0,66 \mu\text{s}$ -nél metszik egymást. /16a/ és /16b/ alapján számíthatók az A és B továbbá η_{opt} mennyiségek. Ezekből megkaphatjuk a

$$S_i = S_{d,2,26} \quad \text{és} \quad S_{i+1} = S_{p,2,2}$$

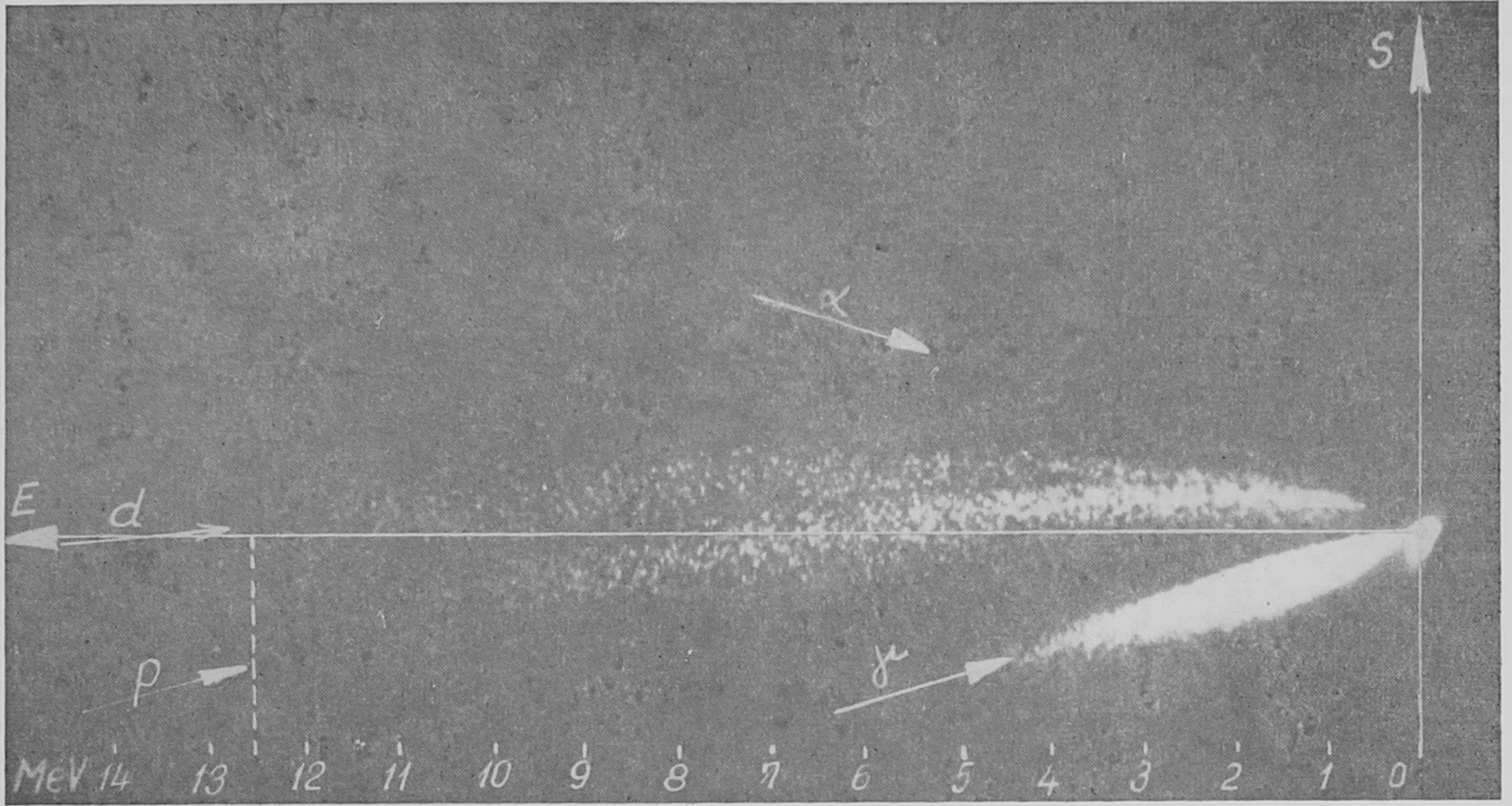
szeperációs jeleket, azok abszolút értékétől eltekintve minthogy az N_0 összfotoelektronszám most nem játszik szerepet. /16c/ és /16d/ alapján megállapíthatjuk a 8,6 MeV-es proton és a vele ekvivalens deuteron szeperációs jelét is, figyelembe véve, azt, hogy τ_{dp} és R_{dp} már a 2,2 MeV-es részecskékre optimálisan meglett választva. Az így kapott eredményeket a 6. ábrán látjuk. A két pontpárhoz hozzávehetjük még a $S_p = S_d = 0$ az $E=0$ -nál ismert adatot





6. ábra

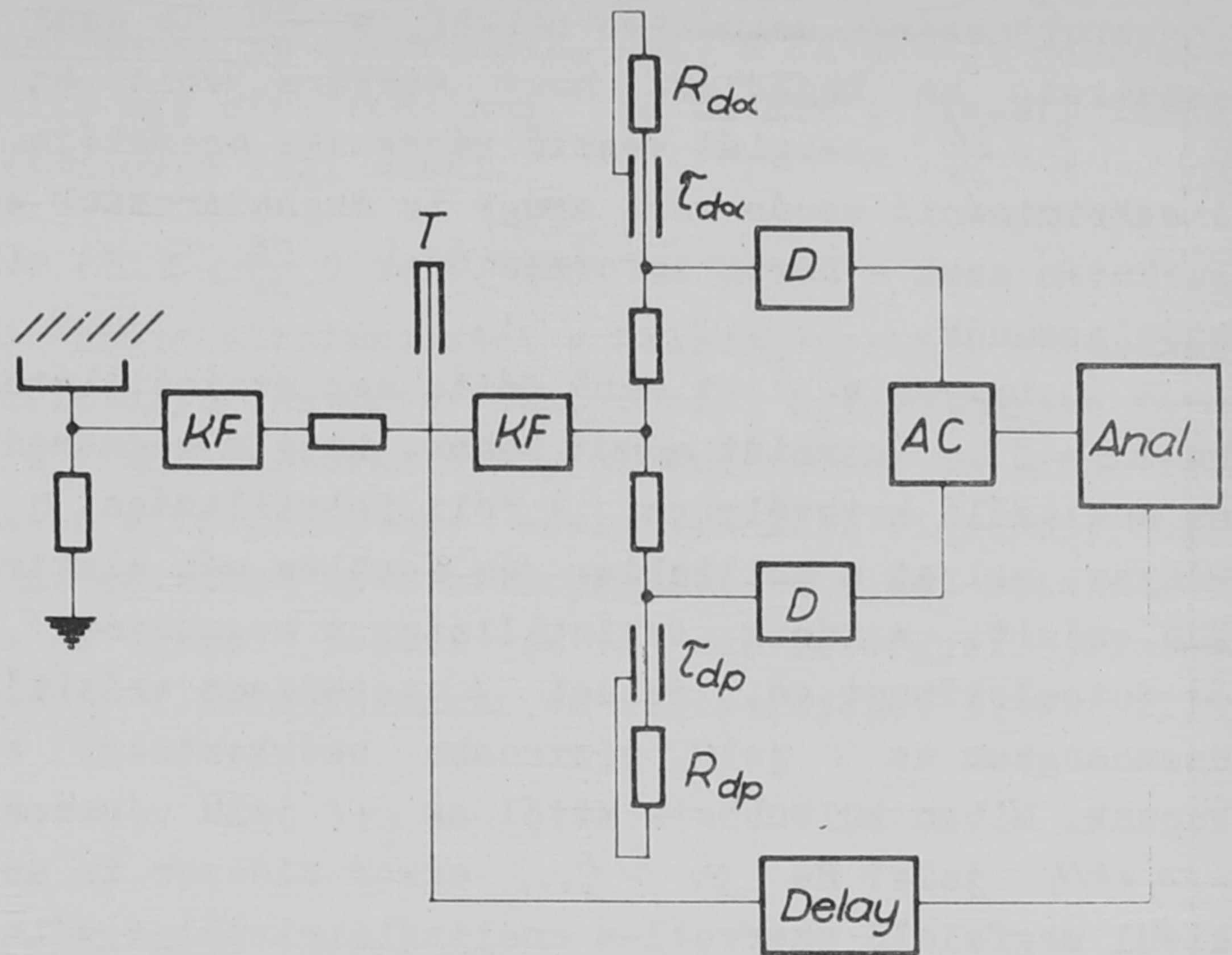
is, amiből azonnal látható, hogy $S_d(E) \neq kE \neq S_p(E)$. Ezt a problémát kísérletileg is megvizsgáltuk, és a mérés eredménye a 7. ábrán látható. A felvétel úgy készült, hogy egy vékony (1,5 mm vastag) CsJ(Tl) lapra felfeküdt egy aluminium lemezre felvitt deuterizált paraffinréteg, melyet 14 MeV-es neutronokkal besugároztunk. Az α részecskéket az $Al(n, \alpha)$ reakció szolgáltatotta deuteronok a rugalmas szóródásból, a protonok pedig mind az $Al(n, p)$, mind a $D(n, p)$ reakcióból jöttek. γ impulzusokat a környezet (n, γ) sugárzása adta. A felvillanásokat egy Dumont 6292 fotomultiplier regisztrálta. A 2. ábra C pontjáról Tektronix 515 A típusu oszcilloszkóp vertikális erősítőjére csatlakoztunk, majd a horizontálisra az első katódfollower $t \geq \tau_{dp}$ -vel készített jelét adtuk. Az oszcilloszkóp elektronsugarát $T + \tau_{dp}$ időben megnyitottuk egy 50 ns-es időtartamra. $T = 3 \mu\text{sec}$ és $\tau_{dp} = 0,5 \mu\text{sec}$ adta a legjobb felvételt. Az α -részecskék száma viszonylag kicsi. A γ -vonal felső határa éles, de az alsó elmosódott és kiszélesedik, mert a gyors elektronok energiájuknak csak kis részét adják le a kristályban, és az ilyen felvillanások kisebb energiáknál jelentkeznek és a kisebb átlagos ionizációs sűrűségnek megfelelően negatívabb S -et adnak, mint az ugyanolyan fényhozamú, de teljesen lefékeződött elektronok. Látható még az is, hogy a γ és α részecskék nagy gyorskomponens - élettartam különbségű felvillanásainak szeparációs jelei az energia függvényében közelítőleg egyenesen fekszenek. A deuteron és proton sor görbült. Általában lehet azonban találni olyan, az optimumtól eltérő reflexiós tényezőt, mely mellett a két pontsor kiemelkedik az energiatengelyből és egy $U > 0$ diszkriminációs szintet viszonyítva $|S_p| < U < |S_d|$ lesz egy bizonyos energián felül. Az energia skála a 14 MeV-es neutronokkal meglökött lehetséges maximális deuteronenergiából lett számítva. A proton-deuteron szeparációs kb. 3 MeV felett tűnik lehetségesnek. Ezek kiválasztása a γ, p, α háttérből a 8. ábra szerinti összeállítással történhet. A második katódfollowerhez két $\tau_{d\alpha}$ és τ_{dp} időben reflektáló, R_{dp} és $R_{d\alpha}$ ellenállásokkal zárt kábel csatlakozik, melyek bemenetéről diszkriminátorhoz kapcsolódunk. Ennek szükségességéről beszéltünk a d-p szeparáció tárgyalása során,



7. ábra

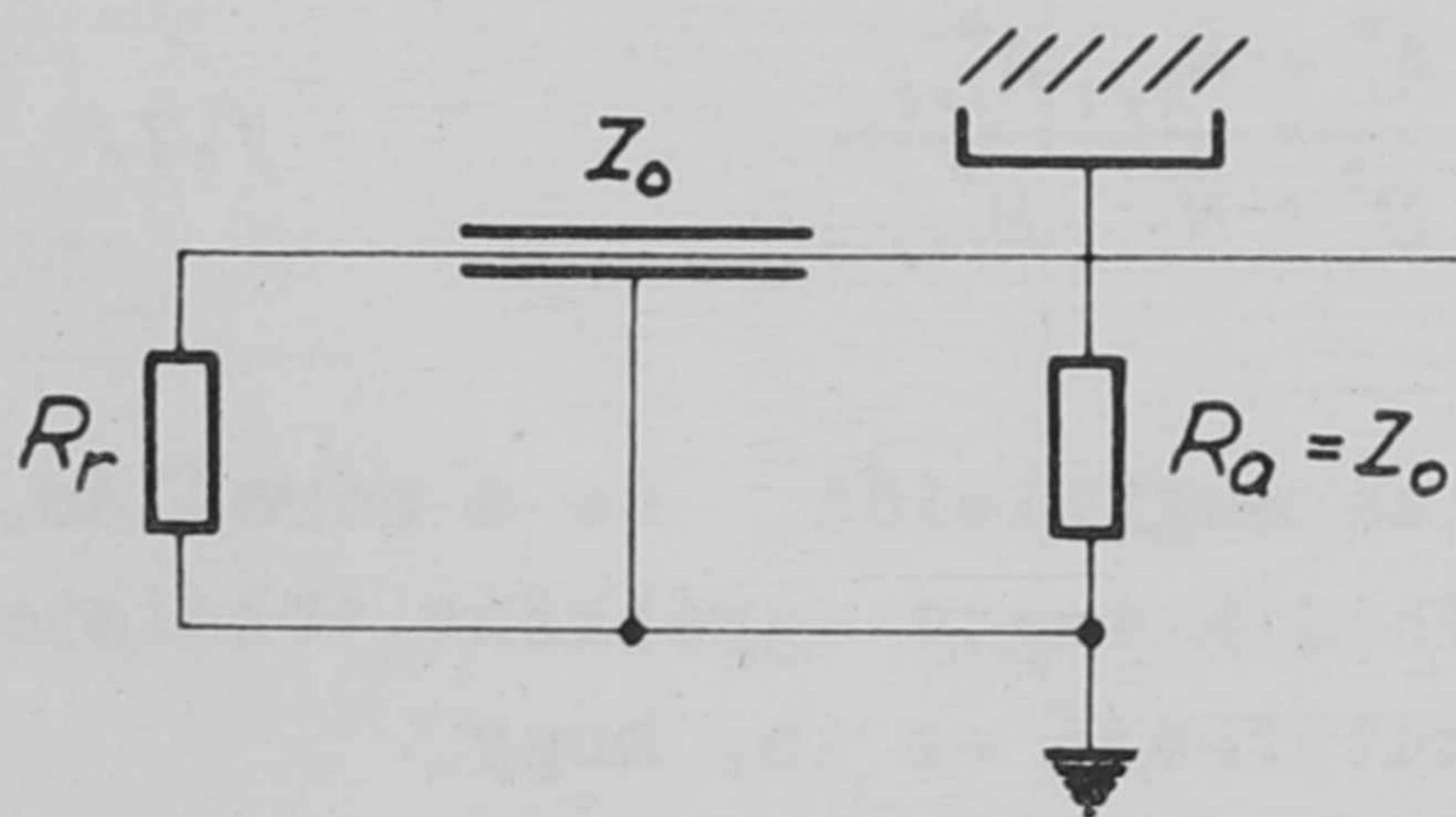
de nem felesleges az α - d ágban sem, minthogy a d - p csatorna diszkriminátora jelet ad minden a beállított szint felett lévő S impulzusra, így az S_α -ra is, de nem ad jelet azokra az α -részekre, melyek S_α -ja alacsonyabb a d - p ág diszkriminációs szintjénél.

Ha ezek után az α - d ágban 0 voltra diszkriminálnánk, akkor antikoincidenciát kapnánk azokra a jelekre is, melyek α -részekből eredtek ugyan, de S_α -juk 0 és U_{dp} között van, tehát deuteronoknak tűnének.



8. ábra

Ahogy az általában történni szokott, az elszeparált részek energiáját még meg is mérjük, tehát nem felesleges bevárnunk a szcintilláció teljes lecsengését. Mindazonáltal, bizonyos körülmények között szükséges lehet a nagyobb számolási sebesség, ha az az analizálás vagy a szeparálás rovására is megy. Ilyenkor a T időt csökkentjük, ami a τ bizonyos korrigálását is megkívánja. Extrém gyors követelmények esetén a 9. ábra szerinti elrendezés is



9. ábra

megfelelhet, bár ezuttal csak a leggyorsabb lecsengésű felvillanásra kaphatunk pozitív szeparációs jelet. R reflektáló ellenállás alkalmas választásával, és $R_a = Z_0$ mellett. Itt a kábel hosszát úgy kell megválasztani, hogy a reflektált hullám a szeparálandó részek gyorskomponenseinek a számtani közepe körüli időpontban érjen vissza. Ez CsJ/1/-ban α - γ szeparálás esetén $\approx 0,56 \mu\text{sec}$.

A szeparációs alsó energiahatárának csökkentése

Abban a speciális esetben, amikor a részecskék egy meghatározott irányból kollimált nyalábban érkeznek további javításra nyílik lehetőség a $\frac{dE}{dx}$ megméréséből nyerhető információnak a jelalak diszkriminációval való megfelelő kombinálása által. Világos, hogy ugyanugy, ahol az S szeparációs jelek sem mondanak semmit számunkra a részecske minemüségről az energia

/összfotonszám/ megmérése nélkül, a $\frac{dE}{dx}$ is csak akkor határozza meg a részecskét, ha megadjuk, hogy mekkora volt az adott vastagságu fóliában $\rho \Delta x$ ($\rho = \frac{dE}{dx}$) energiát veszítő részecske energiája. Most azonban a jelalakdiszkrimináció során már amugy is meghatározzuk ezt a szükséges adatot, és ezekután csak a három információnak ($\frac{dE}{dx}$, S , E) alkalmas összevetését kell kidolgoznunk.

Legyen a ρ -t mérő fólia egy szcintillátor. Az E_0 energiájú részecske $\Delta E = \rho \Delta x$ energiát veszít benne, majd a megmaradt $E_0 - \Delta E$ energiát leadja az analizáló kristályban. A fóli felvillanása n számú fotoelektront eredményez, melyet a multiplier /és esetleg más elektronika együttesen/ k -szorosán erősít. A másik szcintillátor a megmaradt $E_0 - \Delta E$ energiával arányos N fotoelektront ad, és azt k' -szörösen erősítjük. A korábbi jelöléssel összhangban az i jelű részecske beérkeztekor egy $kn_i - k'N_i$ mennyiséget kapunk. Miben különbözik ettől az $i+1$ jelű részecskének a $kn_{i+1} + k'N_{i+1} = kn_i + k'N_i$ jele? Ha $\bar{S}_i > \bar{S}_{i+1}$ akkor először is az $n_i > n_{i+1}$, áll fenn ezenkívül megfelelő szervetlen analizálókristályt választva az $S_i > S_{i+1}$ is fennáll. Válasszuk a fólia anyagát úgy, hogy annak felvillanása sokkal gyorsabb lecsengésű legyen az energiamérő kristályénál, mégpedig annyival, hogy annak a felvillanása teljesen fejeződjék be az analizátorra jellemző $\tilde{\tau}_{i, i+1}$ idő előtt. Ez biztosan teljesíthető egy szerves szcintillátorfólia és szervetlen analizálókristály párosítással. Ekkor ugyanis $(A_i - A_{i+1})$ előjele is azonos lesz $(n_i - n_{i+1})$ előjelével, ami azt jelenti, hogy praktikusán az 1. ábra "b"-információját sikerült megnövelni $(n_i - n_{i+1})$ -nek megfelelően. Nem szabad megfeledkeznünk arról, hogy a normálás megváltozása miatt $\tilde{\tau}_{i, i+1}$ korrekcióra szorul, és ezt követően η_{opt} is meg fog változni. Az előzőekhez hasonló módon számolva

$$\eta^* = \frac{k}{k'} \cdot \frac{n_i + n_{i+1}}{N_i B_i^* + N_{i+1} B_{i+1}^*} + \frac{N_i A_i^* + N_{i+1} A_{i+1}^*}{N_i B_i^* + N_{i+1} B_{i+1}^*} \quad /17/$$

A csillagozott mennyiségek a korábbi tárgyalás megfelelői, de a normálás, majd az új $\tau_{i, i+1}^*$ miatt azoktól eltérnek. η^* második tagja egyébként tökéletesen analogonja az η_{opt} -nak. Egyszerűen kimutatható az is, hogy

$$S_i^* = \frac{(kn_i + k'N_i A_i^*) N_{i+1} B_{i+1}^* - (kn_{i+1} + k'N_{i+1} A_{i+1}^*) N_i B_i^*}{N_i B_i^* + N_{i+1} B_{i+1}^*} = -S_{i+1}^* \quad /18/$$

a korábbiakkal teljes analogiában. Ha durva közelítésnek feltesszük az A és B mennyiségek energiatfüggetlenségét, N -nek E -vel, n -eknek $\frac{1}{E}$ -vel való arányosságát, nyomban kitűnik, hogy $S^*(E)$ egy hiperbolának és egy egyenesnek a szuperpozíciója. A szuperpozíció súlyfaktorai mind a Δx -el (a fóliavastagsággal), mind a k ill. k' erősítési tényezőkkel befolyásolhatók. A k (ρ csatorna erősítése) azonban nem lehet akármekkora. Ha ΔE energiavesztésüket meg akarjuk nyerni a pontosabb spektrumfelvétel céljából, akkor, mint az könnyen belátható, $k = k'$ beállítás az optimális. Meg kell jegyezni, hogy ΔE sem lehet tetszőlegesen kicsi. Az η^* számításában a Landau-effek-

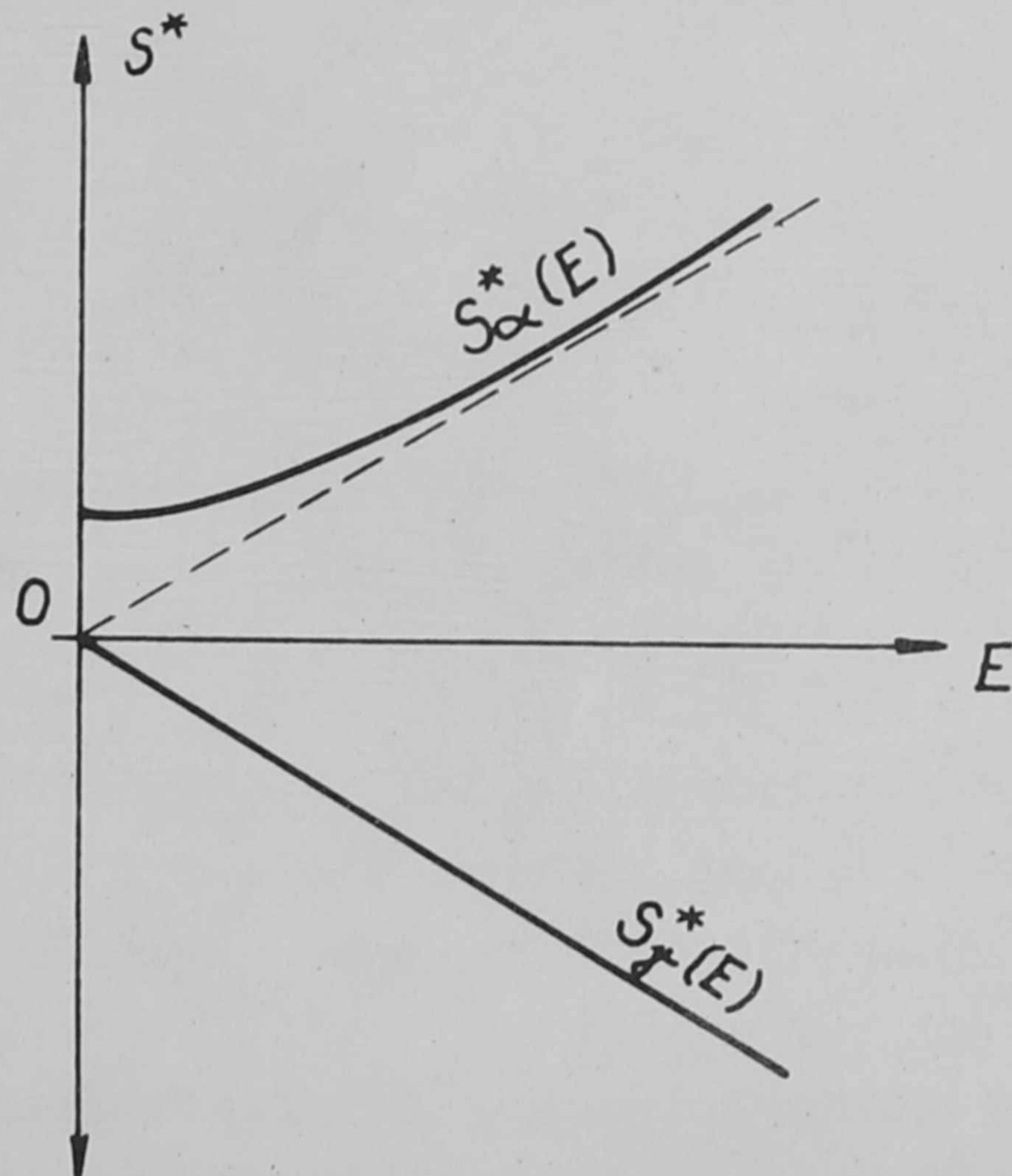
tust nem vettük figyelembe, ami azt jelenti, hogy ΔE -nek kb. egy nagyságrenddel nagyobbak kell lenni annál az energiánál, amit a detektált részecske maximálisan átadhat a fólia egy elektronjának. Ha ez nem teljesül, akkor a Landau-effektust külön számításba kell venni.

Teleszkóp

A kifejtettek szóról-szóra alkalmazhatók a teleszkópokban. A régebbi proporcionális számláló - kristálydetektoros kombinációt egyre inkább felváltják a szcintillátorfólia - analizátorkristály elrendezések. Az előző fejezet fejtegetései tökéletesen alkalmazhatók, csak arra kell vigyázni, hogy a detektorok megfeleljenek az említett követelményeknek. Ha a két multiplier integrált jelét összeadjuk és ezzel lépünk be a már letárgyalt jelalak diszkriminátorunkban, $\tau \rightarrow \tau^*$ és $\eta \rightarrow \eta^*$ korrekciókkal az előző fejezet által előírt eredményeket kapjuk.

Jelalak diszkrimináció sandwich-detektorral

Hasonlóképpen nagyon egyszerű alkalmazása a leírtaknak a plastikszervetlen kristály sandwich-kombináció. Ezt az esetet a szerző kísérletileg is megvizsgálta. Egy CsJ/Tl/ lapra felragasztott egy az intézetben /KFKI/ előállított $\sim 1 \text{ mg/cm}^2$ plastik-fóliát, majd ezt besugározta P_0^{210} α -sugaraival. A γ sugárzás a CsJ kristályban keltette az elektronokat, így ezekre a fólia hatástalan volt, de az $S_\alpha(E)$ egyenes kiemelkedett korábbi helyzetéből, úgy amint azt a 10. ábra is mutatja. Ebben az esetben automatikusan



10. ábra

teljesül a $k = k'$ követelmény, minthogy mindkét felvillanást ugyanaz a multiplier nézi, így a 2. ábra áramköre τ és R -től eltekintve semmi változtatást nem igényel.

Szólni kell még a multipliererek szerepéről is. Valóban, az integrációhoz nem szükséges gyors multiplier, azonban minthogy az integráljel fel-

futását használjuk ki a szeparációban, kívánatos, hogy a multiplier kielégítően tudja követni a fényemisszió intenzitásváltozását. Ez azt jelenti hogy a multiplier okozta torzítás révén a τ előtti töltésnek a τ utáni szakasz a csak minimális hányada kerülhessen át. Olyan "lassu" szcintillátoroknál, mint CsJ, NaJ, stb. ez nem túl nagy probléma. A gyorsabb szerves foszforoknál azonban nem közömbös, hogy milyen fotomultipliert választunk. Olyan esetben, amikor a fotomultiplier torzítása már számottevő, a szeparáció optimális feltételeit nem a felvillanás lecsengésének paramétereiből, hanem az anódra beérkezett töltés időbeli eloszlásából kell meghatároznunk. Ez azonban nem jelent többletmunkát, tekintettel arra, hogy a szcintilláció lefolyására vonatkozó ismereteink nem annyira pontosak, hogy a számított adatok kísérleti úton való korrigálásától eltekinthetnénk.

Köszönetnyilvánítás

Ez alkalommal is köszönetet mondok a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség Szervezetének, mely tanulmányi utamat lehetővé tette. Köszönöm a C.I.S.E. Magfizikai Osztálynak, különösen pedig U. Facchini professzornak állandó érdeklődését, és minden tekintetben nagyon szives támogatását. Köszönetet mondok E. Gatti professzornak a nagyon értékes diszkusszióért.

I r o d a l o m

- [1] Harrison F.B., Nucleonics 12, 24 /1954/
- [2] Owen R.B., Nucleonics 17, 92 /1959/
- [3] Owen R.B., Proceedings of International Symposium on Nuclear Electronics, Paris /1958/ Published by International Atomic Energy Agency, Vienna.
- [4] Kallamann H., Brucker G.J., Phys. Rev. 108, 1122 /1957/
- [5] Wright G.T., Proc. Phys. Soc. B 69, 358 /1956/
- [6] Brooks F.D., Nuclear Instruments 4, 151 /1959/
- [7] Storey R.S., Jack W., Ward A., Proc. Phys. Soc. B 72, 1 /1958/
- [8] Robertson J.C., Ward A., Proc. Phys. Soc. B 73, 523 /1959/
- [9] Forte M., Nuovo Cimento: Suppl. Ser. 10. No. 2. 370 /1958/

Elhangzott 1960 szeptemberében a balatonöszödi Magfizikai Kollokviumon.

NEUTRONAKTIVÁCIÓS ANALIZIS ALKALMAZÁSA TANTÁL KIMUTATÁSÁRA NAGY-
TISZTASÁGU SZILICIUMBAN

Irta: Ördögh Mária és J. Upor Veronika
Magkémiai Laboratórium II.

Összefoglalás

Nagytisztaságu szilícium nyomszennyezéseinek kimutatására a neutronaktivációs analízis a legérzékenyebb módszer. Különösen alkalmazható tantál meghatározásra, amelyre nincs más érzékeny módszer. A radioaktív tantál-izotóp meghatározása roncsolás nélkül, a gamma-aktivitás spektrométeres mérése alapján történik. Az eljárás lehetővé teszi a tantál diffúziójának és szegregációjának megfigyelését.

A nagytisztaságu szilíciumban lévő szennyezők mennyisége alatta marad a szokásos analitikai módszerek érzékenységének. Ilyen kismennyiségű szennyezések meghatározására alkalmas a neutronaktivációs analízis, amelynek érzékenysége általában két-három nagyságrenddel felülmúlja a legérzékenyebb kémiai módszerekét.

Neutronaktivációs analízisen általában azt a folyamatot értjük, amely aktiválásból, hordozó és ellenhordozó hozzáadásából, majd klasszikus, nedves kémiai elválasztások után a kapott aktivitások méréséből áll. A módszer alkalmas nyommennyiségek /ppm vagy ppb/ kimutatására, más, szintén aktiválódó elemek relative nagy koncentrációja esetén is. A kémiai műveletek miatt az eljárás hosszadalmas, így a rövid felezési idejű elemek csak speciális körülmények között mérhetők.

A keletkező aktivitás alapegyenlete bomlás/sec-ban kifejezve: f neutron/cm².sec fluxus hatására t idő alatt 1 g anyagra

$$A_0 = Nf\sigma \left(1 - e^{-\frac{0,693t}{T}} \right) \quad /1/$$

ahol A_0 a keletkező aktivitás, N az 1 g-nyi target azon atommagjainak száma, amelyekből a kérdéses izotóp (n, γ) reakcióval képződik, σ az elem befogási hatáskeresztmetszete cm²-ben, T a képződött izotóp felezési ideje. Az /1/ egyenlet alapján

$$A_0 = \frac{6,0 \times 10^{21} f a \sigma}{M} \left(1 - e^{-\frac{0,693t}{T}} \right) \quad /2/$$

ahol a a target-izotóp százalékos gyakorisága és M az elem kémiai atomsúlya.

Az /1/ és /2/ egyenlet azt mutatja, hogy a képződött aktivitás egyenesen arányos az f fluxussal, így a minimálisan kimutatható anyagmennyiség a fluxussal fordítva arányos. Telítési aktivitást érünk el, ha $t \gg T$, vagyis ha az

$$\left(1 - e^{-\frac{0,693t}{T}}\right)$$

kifejezést tart az 1-hez.

A képződött aktivitás szintje fele a telítési aktivitásnak $/A_g/$, ha $t=T$, $3/4$ -e ha $t=2T$, $7/8$ -a ha $t=3T$, stb. Így általában elegendő két-három felezési időig aktiválni, hogy közel telítési aktivitást érjünk el.

A legutóbbi években sokat foglalkoztak a tisztán műszeres analitikai módszerrel, amely az aktiválás után a kémiai műveletek elhagyásával kizárólag a γ -spektrum, esetleg a maximális β -energia és felezési idő méréséből áll. Ennek nagy előnye, hogy néhány perc felezési idejű aktivitások is meghatározhatók.

Összetett minták γ -spektrumának egyszerűsítésére nagyon jól használható paraméter a besugárzási idő. Rövid besugárzás és azonnali számlálás lehetővé teszi a rövid felezési idejű aktivitások mérését, hosszabb besugárzás és a számlálás előtti megfelelő várakozási idő, főleg a hosszú felezési idejű aktivitások spektrumát adja meg. Például egy platinaklorid-aluminium-oxid katalizátor vizsgálatára két γ -spektrumot veszünk fel. Az első méréssel 5 perc besugárzás, majd 7 perc bomlási idő után megkapjuk a 2,3 perc felezési idejű $Al-28$ γ -spektrumát. Második lépésben 75 perc besugárzással és 78 perc bomlási idő után megkapjuk a 30 perc felezési idejű $Pt-199$ és a 37 perc felezési idejű $Cl-38$ γ -spektrumát. Ha a két különböző spektrumot egyidőben vennék fel, az egymáshoz közelálló fotocsucsok erősen zavarnák egymást [1].

A szilícium tranzisztorok széleskörű elterjedése szükségessé teszi igen nagy tisztaságú szilícium előállítását, hiszen a tranzisztorok tulajdonságait már 10^{12} - 10^{14} szennyező atom/cm³ is érzékenyen befolyásolja. Pl. egy szilícium egykristály ellenállása, amely 10^{14} atom/cm³ antimont tartalmaz, szobahőmérsékleten kb. 52 Ohm-cm, ha az antimon atomok száma $5 \cdot 10^{14}$, az ellenállás 10,4 Ohm-cm-re csökken [2]. Tehát kevesebb, mint 0,01 ppm donor, vagy akceptor típusú szennyező jelentős hatással van a tranzisztor tulajdonságaira. Hasonlóképpen a tranzisztor egyéb elektromos tulajdonságai is lényegesen megváltoznak egészen csekély mennyiségű szennyező atom jelenlétében. Esért igen nagy jelentősége van minél érzékenyebb analitikai módszerek kidolgozásának.

A szennyezések meghatározására eddig használt legérzékenyebb módszerek, spektroszkópiás és kolorimetriás eljárások általában 1 ppm érzékenységek, ezzel szemben az aktivációs analízissel pl. az arzén 10^{-10} , a réz $3,5 \cdot 10^{-10}$, a kobalt 10^{-9} g/g koncentrációban már meghatározható [3]. A módszer előnye, hogy a reagensek szennyezései nem zavarnak. Az I. táblázatban néhány elem kimutatható koncentrációit találjuk, összehasonlítva az aktivációs analízis érzékenységét néhány más módszerrel /I. táblázat/.

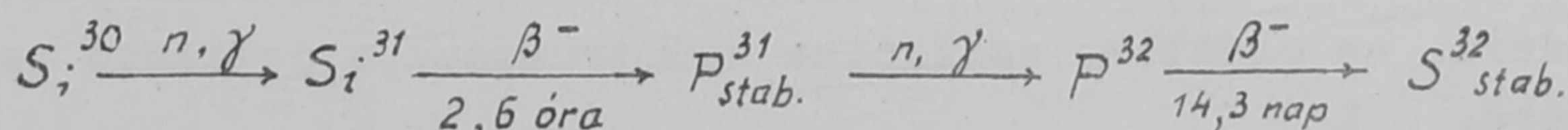
Elem	Elemnyom kimutatható koncentrációja g/g				
	Aktivációs analízis	Spektrográ- fia	Lángfoto- metria	Kolori- metria	Amperomet- rikus tit- rálás
Co	10^{-9}	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-5}	$2,5 \cdot 10^{-8}$	10^{-4}
Cu	$3,5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-7}	$3 \cdot 10^{-8}$	10^{-5}
As	10^{-10}	$5 \cdot 10^{-6}$	-	10^{-7}	$4 \cdot 10^{-7}$
Mn	$3 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-7}	10^{-9}	$3 \cdot 10^{-10}$
In	$5 \cdot 10^{-12}$	10^{-6}	10^{-6}	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-4}
Sb	$2 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-6}$	-	$3 \cdot 10^{-8}$	10^{-5}

Vizsgálatra felhasznált anyagunk szilíciumtetraajodidból tantál-huzalra redukált elemi szilícium volt, amelyben szinképelemzéssel csak kalcium és magnézium nyomok voltak kimutathatók. Tantálynomokat a szinképelemzés nem kielégítő érzékenysége miatt nem lehet meghatározni. Irodalmi adatok alapján a mintát 190 órás besugárzásnak vetettük alá, hogy a minta esetleges szennyezetségéről meggyőződjünk. Az aktiválást a Központi Fizikai Intézet Kisérleti Atomreaktorában 10^{13} neutron/cm².sec fluxussal végeztük, a mintát kis kvarcedénykébe helyezve. Aktiválás után a mintát fluorhidrogén-salétromsav elegyben oldva és elfüstölve, a szár az maradékot a fenti elegy pár cseppjében felvéve platina mérőtálcára vittük, a bepárlást a kovasav teljes elfüstölése céljából néhányszor megismételtük, és a preparátum β -aktivitását hosszú időn keresztül mértük.

A felezési görbéből arra lehetett következtetni, hogy egy hosszú felezési idejű szennyező jelenlétével számolhatunk. Előzetes számításaink alapján a kapott aktivitás sem a kalciumtól, sem a magnéziumtól nem származhatott, ez megerősítette azt a feltevésünket, hogy az előállítás körülményei között tantálszennyezés diffundálhatott az elemi szilíciumba. További vizsgálatainkat tehát ebben az irányban végeztük.

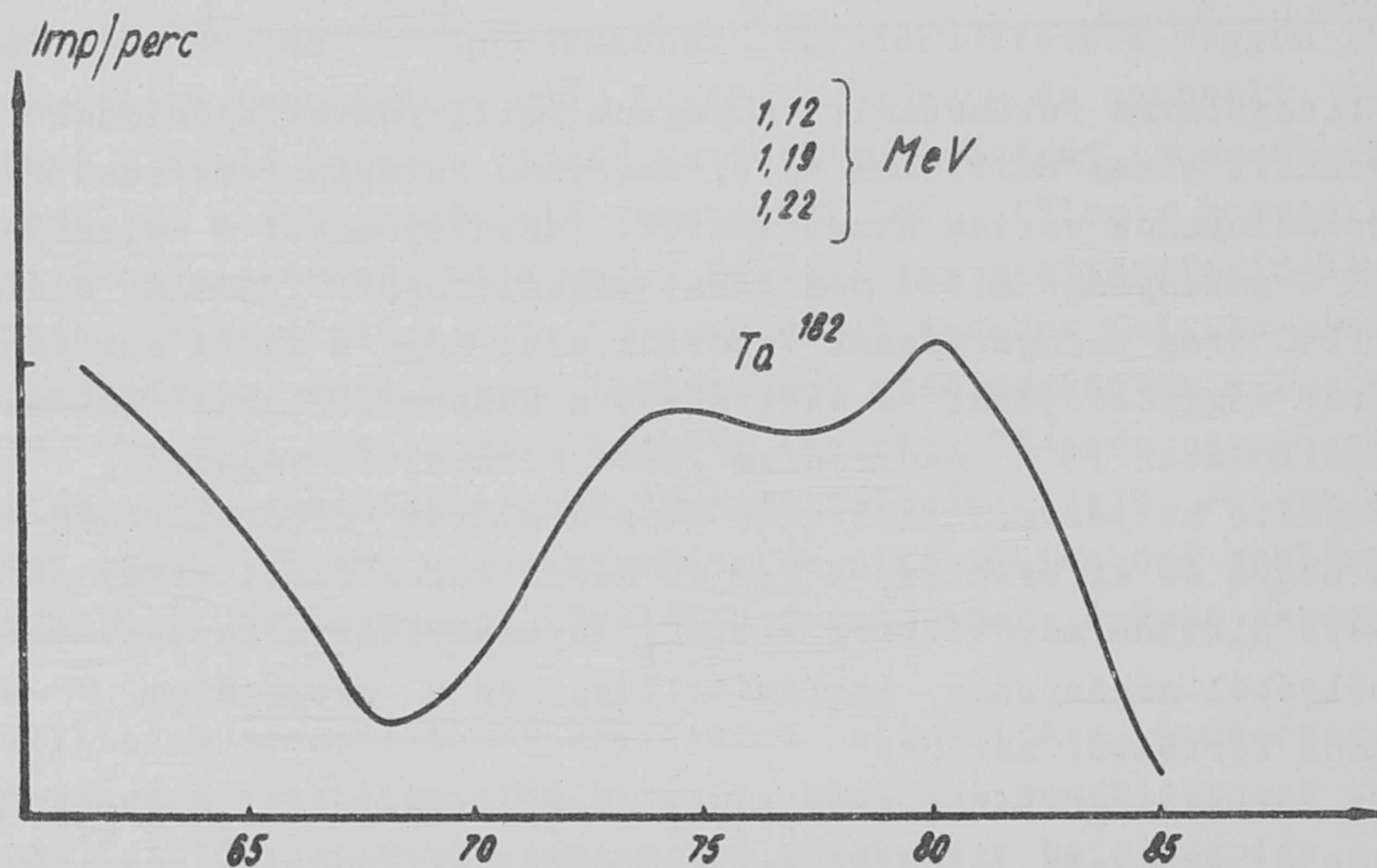
A tantál kb. 800 keV-ig igen sok egymáshoz közelálló γ -energiával rendelkezik, ezért egyértelmű meghatározására alkalmas nagyobb energiájú jellemző fotócsucsot kerestünk. A mérést kb. 1,6 MeV-ig végeztük, ennél nagyobb energiatartományok kimérése az adott mintánál feleslegesnek bizonyult, mert a mérési tartományból kieső aktivitás közel egyenlő volt a háttérrel. A mérést SAIP 50 csatornás szcintillációs γ -spektrométerrel végeztük.

A szilícium besugárzásakor keletkező Si^{31} , melynek felezési ideje 2,6 óra, β -bomlással stabil P^{31} -é alakuk, amely az aktiválás során P^{32} -vé és ez 14,3 napos félidővel β -bomlással stabil S^{32} -vé alakul:



Mint ahogy a fentiek szerint a szilícium és bomlástermékei csak β -sugárzók, a kémiai oldás elhagyásával az aktivált szilícium mintát közvetlenül mérőtálkára vittük és igen vékony filmréteggel rögzítve felvettük a γ -spektrumot. A felvett spektrumban 1,1-1,2 MeV között "fennsíkot" találtunk. Az energia értékek meghatározására kobalt és jód standardokat használtunk. A kapott görbe pontosan egyezett az irodalomban talált tantálspektrummal [4], amely azonosító értéknek éppen az 1,12, 1,19 és 1,22 MeV-es fotócsucsokat adja meg.

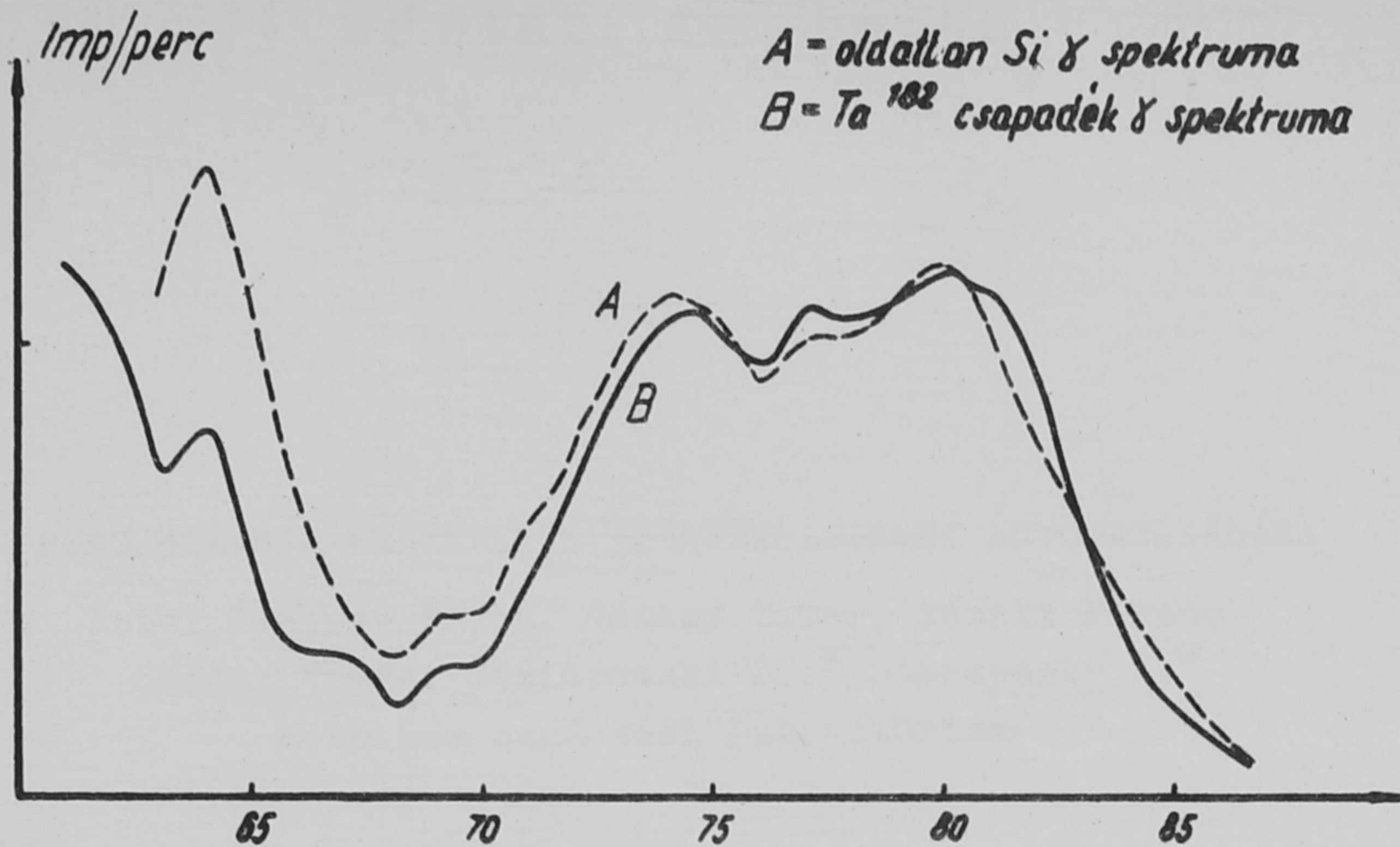
Ellenőrzésképpen tiszta /p.a./ fém tantált aktiváltunk és két hónap várakozási idő után felvettük a γ -spektrumát. Az alacsonyabb energiatartományokban az irodalomnak megfelelően igen sok fotócsucsozt találtunk, amelyek nem jellemzőek és a különböző zavaró hatások miatt nem identifikálhatók. Egyértelműen megtaláltuk azonban az 1,12, 1,19 és 1,22 MeV-es fotócsucsokat, melyek a készülék gyengébb felbontása miatt platót képeztek. /1. ábra/. Így



1. ábra

tehát kétségtelenül megállapíthatjuk, hogy az általunk vizsgált szilícium-minta tantált tartalmaz.

Amennyiben egyéb szennyezések jelenléte miatt kémiai elválasztás szükséges, a mintát tantál hordozó hozzáadásával fluorhidrogén-salétromsav elegyben oldjuk. A kovasav elfüstölése után, a száraz maradék a tantált oldhatatlan fluorid alakjában tartalmazza. Ha a száraz maradék szokásos savas kioldását alkalmaztuk, ez az oldat nem tartalmazott tantált. Mint ahogy anyagunk egyéb szennyezőktől mentes volt, az oldat spektruma nem tért el a szokásos háttér-aktivitás görbétől. A száraz maradékot káliumpiroszulfátos feltárás után 10 %-os borkősav oldattal felvéve, az oldatot sósavval megsavanyítva leválasztottuk a tantált. A leszűrt csapadék spektruma pontosan megfelelt az eredeti, az oldatlan szilícium spektrumának, a jellemző tantál csucsokkal /2. ábra.



2. ábra

Ez az érzékeny meghatározási módszer a félvezető alapanyag gyártása szempontjából azért is jelentős, mert megfelelő mintavétellel nyomon lehet követni a tantál diffúzióját. Ugyancsak a zónázás során fellépő szegregálódásról is képet kaphatunk. Külön ki kell emelni éppen ennél az elemnél a neutronaktivációs módszer különös fontosságát, mivel tantál esetében sem kémiai, sem fizikai-kémiai módszerekkel megközelítő érzékenységet sem lehet elérni. 24 órás besugárzási idővel, $5 \cdot 10^{-9}$ g tantál még biztonsággal kimutatható.

I r o d a l o m

- [1] Guinn V.P., Wagner C.D., Anal.Chem 32, 317 /1960/
- [2] Kant A., Cali J.P., Thompson H.D., Anal.Chem. 28, 1867 /1956/
- [3] Meinke W.W., Science, 121, 177 /1955/
- [4] Gauthier P., Acta Electronica 3, 295 /1959/

Érkezett 1960. okt. 27.

KFKI Közl. 8. évf. 5-6. szám 1960.

Kísérleti technika

BUBORÉKKAMRA FELVÉTELEK KIÉRTÉKELÉSÉNEK AUTOMATIZÁLÁSA

Irta: Fenyves Ervin, Gémesy Tibor, Németh Ferenc,
Sándor Tamás, Gasiorowski L.,[✉] Starzynsky A.[✉]
Kozmikus Sugárzási Laboratórium

Összefoglalás:

Szerzők a cikk első részében ismertetik a buborékkamra felvételek kiértékelésének általános problémáját, a kiértékelés automatizálásakor fellépő nehézségeket és követendő szempontokat. A cikk második részében leírást adnak az általuk épített félautomatikus kiértékelő berendezés konstrukciójáról.

I.

1. Bevezetés

A nagyenergiájú részecskegyorsítóknál használt buborékkamrák rövid idő alatt nagyszámu felvétel elkészítését teszik lehetővé, összhangban azzal az igénnyel, amely a statisztikus pontosság növelése miatt a feldolgozandó események számának emelését követeli. A laboratóriumokban a kiértékelés céljaira rendelkezésre álló kapacitás azonban korlátozott és a kívánt eseményszám emberi erővel történő feldolgozásának pusztán csak kis hányadát képes biztosítani. Parancsoló szükségességként lépett fel tehát a kiértékelési munka automatizálása.

A sztereofelvételek kiértékelése lényegében négy fázisból áll:

1. a vizsgálandó esemény kiválogatása
2. a részecskenyom egyes pontjai síkbeli koordinátáinak kimérése
3. a részecske pályának a koordináta adatok alapján történő térbeli rekonstrukciója
4. az esemény kinematikájának meghatározása

[✉] Magfizikai Kutatóintézet, Varsó

A fenti négy fázisból a harmadik és a negyedik a legmunkaigényesebb. Egy-egy esemény kiértékelése bizonyos esetekben még elektromos számológépekkel is egy ember több órás, esetleg több napos munkáját veszi igénybe. Elektronikus számológép segítségével a szükséges munkaidő eseményenkint - a mért esemény jellegétől és a számológép teljesítőképességétől függően - 1-10 perc nagyságrendre csökkenthető.

A kiértékelés első szakaszának automatizálása ellen nagyon sok érv szól, nem is oldható meg teljes általánosságban, ezért ezzel a problémával a jelen cikk keretében nem foglalkozunk. Ennek megfelelően tehát a második fázisnak, vagyis a nyom koordinátái mérésének automatizálása jelenti a legfontosabb megoldandó feladatot. A következő fejezetekben a 2. és a vele kapcsolatos 3. pontban említett feladatok megoldása során fellépő problémákat ismertetjük, majd az általunk épített félautomatikus készülékről adunk részletes leírást.

2. A részecskenyom koordinátáinak kimérése

Az automatizálás legfontosabb részét a buborékkamra felvételeken észlelt események koordinátáinak a rendelkezésre álló elektronikus számológép bemenete által megkövetelt formában /lyukasztott papirtekercs vagy filmszalag, stb./ való gyors előállítása jelenti.

A feladat megoldásánál általában használt két módszer közül az első esetben az észlelő kiválaszt bizonyos jellegzetes pontokat a mérendő eseményen és ezek koordinátáit digitális formában rögzíti. Ez a módszer egyszerű, de igen lassu.

A második esetben egy speciális mérőkészülék automatikusan választja ki és rögzíti az esemény egyes pontjainak koordinátáit, melyeket azután egy elektronikus számítógép a beadott programnak megfelelően feldolgoz. Ez utóbbi módszer alkalmazása a kiértékelési munka igen nagymértékű meggyorsítását eredményezi. Az említett speciális mérőkészülék megépítése jelenti a tulajdonképpeni automatizálást. Tervezésénél a figyelembe veendő főbb szempontok: a mérési pontosság és az ezt korlátozó tényezők, valamint az események térbeli rekonstrukciójának módszere.

3. Mérési pontosság

A buborékkamrában észlelt események kiértékelési pontosságát négy tényező befolyásolja.

- a. magában a kamrában fellépő zavaró effektusok,
- b. a fényképezésből és a felvétel előhívásából eredő hibák,
- c. a mérőkészülék hibája.
- d. a mérést végző személy szubjektív hibája, amely teljesen automatizált készüléknél elveszti jelentőségét.

Az a. és b. pontokban említett hibák a mérőkészüléktől függetlenek és ezért annak konstrukcióját nem befolyásolják. Ezek közül néhányat, mint pl. a kamrában fellépő hőmérsékleti gradiens, a kamra belseje és a fényképező optika közötti tér törésmutatójának változása és a mágneses tér inhomogenitása által okozott effektust az elektronikus számológép programozásánál korrekcióként figyelembe vehetünk. A kiértékelésnél, teljesen automatizált mérőkészülék esetén a mérőkészülékből származó hiba, részint a részecskenyomokat alkotó buborékok koordinátáinak pontatlan méréséből, részint pedig az alkalmazott távolságmérő rendszer hibájából ered.

Nem teljesen automatizált készülék esetén, ahol a mérendő pontoknak és a mérőjelnek (pl. a mérőrendszer fonalkeresztjének) fedésbe hozását a mérést végző személy végzi, a buborék középpontjának meghatározási pontosságát a mérést végző személy szubjektív hibája is befolyásolja. A buborék nagyságát a kamra működési paraméterei szabják meg és átlagértékük $200-300 \mu$.

Ha a buborékok centrumát $10-20 \%$ pontossággal tudjuk mérni, akkor ez a filmen - tízszeres kicsinyítéssel számolva - $2-6 \mu$ abszolút pontosságot jelent.

4. Az események térbeli helyzetének meghatározása

Az események rekonstrukciójára alkalmazott módszer megválasztása alapvető szerepet játszik a kiértékelő berendezés tervezésénél.

Ha a sztereofelvételeken a részecskenyom azonos pontjainak síkbeli koordinátáiból kívánjuk kiszámítani azok térbeli koordinátáit, ami a további számolási munkát igen leegyszerűsíti, úgy ez a módszer néhány kivételes esettől eltekintve, megköveteli az észlelőtől a két sztereofelvétel egyidejű nézését, a képek fedésbehozását, vagyis az esemény térbeli látását.

Ez a módszer az észlelőt nagyon igénybe veszi, függ az észlelő pillanatnyi diszpozíciójától, lassu, és ráadásul megnehezíti a további automatizálást.

Több számolást, de mégis gyorsabb eljárást biztosít az a jóval egyszerűbb eset, amikor a sztereofelvételeket egymás után mérjük ki. Ez esetben nem szükséges a "megfelelő" pontok koordinátáit mérni, hanem az adott nyom tetszés szerinti koordinátáit regisztráljuk, és az elektronikus számológép nem az egyes "megfelelő" pontok térbeli koordinátáit, hanem azonnal a részecskepályának térbeli egyenletét határozza meg. Az egyes nyomok így nyert egyenleteiből a további vizsgálatokhoz szükséges összes adatok mint pl. az elágazási pontok koordinátái, a két nyom által bezárt szög, stb., kiszámíthatók. Ez a módszer az észlelő számára nem fárasztó és viszonylag könnyű lehetőséget nyújt a további automatizálásra.

Az észlelőnek ekkor következő a feladata: a méréshez előre elkészített sztereofelvételt a készülékbe helyezi, ráviszi a készülék mérőjelét a vizsgálandó nyomra és az automatizálás mértékétől függően vagy ő maga, vagy pedig a készülék szervomechanizmusa végigvezeti a mérőjelet a nyomon. A készülék követés közben automatikusan regisztrálja és digitális formában rögzíti a koordinátákat.

Az egyes sztereofelvételeken mért koordináta értékeket egy a kamrához rögzített koordinátarendszerre kell vonatkoztatni. Ezért minden egyes sztereofelvételen un. vonatkozási pontok vannak, amelyek a koordináta értékeknek a fenti rendszerbe való transzformálását teszik lehetővé. A vonatkozási pontok egyszerűen a kamra üveglapjára karcolt keresztalaku jelek lehetnek. A nyomkövetés előtt vagy után az észlelő meghatározza ezeknek a vonatkozási pontoknak a koordinátáit is, majd pedig a koordináta adatokat tartalmazó papir- vagy filmszalagot egy számológépbe táplálja, mely a programnak megfelelően elvégzi a fizikus számára szükséges analízist.

II.

Az általunk Varsó-Budapest együttműködésben készített nyomkövető berendezés félautomatikus. A mérőjel nyomontartását a mérést végző személy végzi és csak a berendezés mozgatása motorizált, valamint a síkbeli koordináta digitalizált mérése automatizált. A készülék felépítése olyan, hogy lehetőséget biztosít a továbbiakban a teljes automatizálásra. Tervezését és megépítését a CERN által közölt elvek felhasználásával [1], a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet támogatásával végeztük el.

A készülék működési elve a következő:

A mérendő felvételt mozgó vetítőlencse segítségével egy ernyőre vetítjük; a vetítőlencse mozgatásával a felvétel képének bármely pontja rávezethető az ernyő egy adott fix pontjára /mérőjel/; a vetítőlencse elmozdulása arányos a mérendő síkbeli koordinátákkal; így a vetítőlencse koordinátáinak mérésével a mérendő pontok síkbeli koordinátái meghatározhatók.

A nyomkövető berendezés a következő fő részekből áll:

1. vetítőrendszer,
2. a koordináta-asztalra szerelt vetítőlencse motorikus mozgatását végző rendszer,
3. a koordináta-asztal elmozdulását mérő optikai rendszer és elektronikus számláló,
4. memóriaegység és Ural-típusú perforátor, amely a mért adatokat digitális formában filmszalagra lyukasztja,
5. elektromos írógép, a mért adatok feldolgozásához szükséges egyéb információk rögzítéséhez.

A sztereofelvételeken mért síkkoordináta adatokból egy Ural-típusú elektronikus számológép végzi el az események térbeli rekonstrukcióját és a kinematikai analízist.

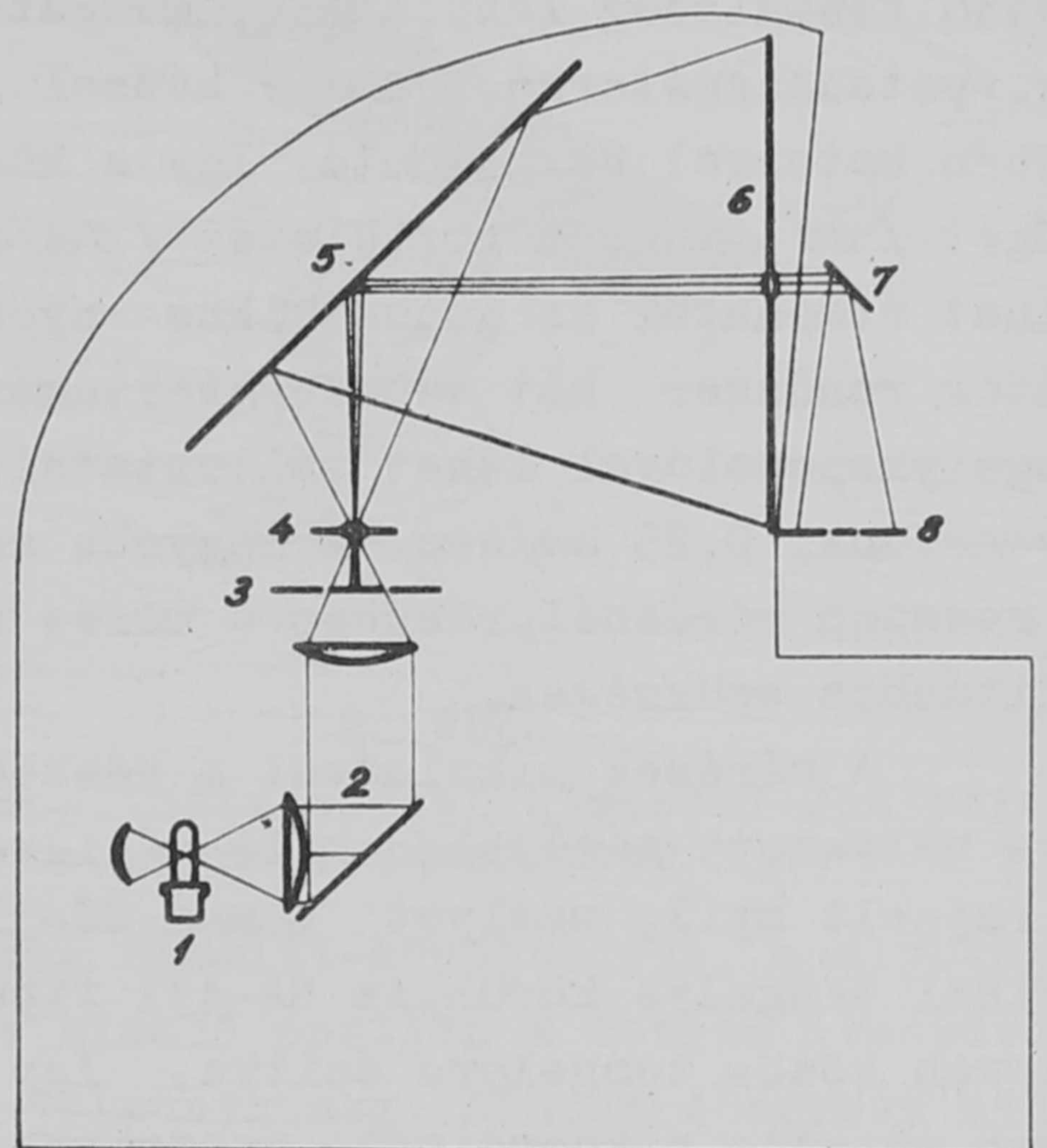
1. A vetítőrendszer

A nyomkövető berendezés kétféle filmméret /60x60 mm és 24x36 mm-es normál film/ kiértékelésére alkalmas. A filmtartón /1. ábra 3/ egyszerre három filmtekercs helyezhető el /a 3 sztereofelvételnek megfelelően/, amelyeket mérés közben mágneses rögzítésen, kívül vákuumrendszer tart jól definiált helyzetben. A felvételek továbbítása, a filmpályák váltása kézzel történik.

A filmtartó fölött helyezkedik el a két, egymásra és az optikai tengelyre merőleges irányban mozgatható koordináta-asztal /1. ábra 4/ a két filmméretnek megfelelő cserélhető objektívvel /Tessar 2.8/80 és Tessar 4.5/40/.

A film megvilágítására szolgáló 500 W-os vetítőizzót a hozzátartozó hűtőventillátorral /1. ábra 1/ a berendezés hátsó részére helyeztük, hogy elkerüljük a film és a vetítő objektív felmelegedését. Ugyanezt a célt szolgálja a kondenzor- lencserendszerbe épített hőszűrő üveg is, amely az infravörös sugárzást csökkenti.

A keletkező képet egy nagyméretű tükörrel /1. ábra 5/ vetítjük a 700 x 800 mm-es matt üvegernyőre /1. ábra 6/. Itt tízszeres /illetve normálfilm esetében huszszoros/ nagyításban a teljes felvételt láthatjuk, ami megkönnyíti az események kiválogatása során talált mérendő esemény beállítását. A tízszeres /illetve huszszoros/ nagyítású kép középső részét a matt üvegernyő közepébe illesztett második optikai rendszer /1,7/ további ötszörös nagyításban egy 250x250 mm-es vízszintes ernyőre /1,8/ vetíti, amelyen, a közepén elhelyezett mérőjel segítségével végezzük el a tulajdonképpeni mérést.



1. ábra

1. fényforrás
2. kondenzor-rendszer
3. filmtartó /3 filmtekercs számára/
4. mozgatható vetítőobjektív
5. vetítőtükör
6. függőleges vetítőernyő
7. második vetítőrendszer
8. vízszintes vetítő ernyő

2. A koordináta-asztalra szerelt vetítőlencse motorikus mozgását végző rendszer

A mérés a vetítő objektív mozgásával történik. Ennek elmozdulásával arányosan mozognak a kivetített kép pontjai, a nagy és a kis ernyőn és a koordináta-asztal x, y irányu mozgásával a kép bármely pontja rávezethető

a kis ernyőn elhelyezett mérőjelre. Így az x, y irányu elmozdulások méréséből, miközben a mérendő nyomot alkotó buborékok képét végigvezetjük a mérőjelen, ezek síkbeli koordinátáit határozhatjuk meg.

A vetítőasztal mozgatása Gamma gyártmányu MS-552 típusu serleges motorokkal történik, amelyek fordulatszáma lineárisan változik a vezérlőfeszültséggel. A mozgás két sebességkomponensét sinus-cosinus potenciométer segítségével állítjuk be, míg a mozgássebesség abszolút értékét a sin.-cos. potenciométer gerjesztő feszültségének szabályozásával változtatjuk. A gerjesztő feszültség lábpedállal mozgatott toroid transzformátorról jut a sin.-cos.-potenciométerre, amely kézzel /kormánykerékkel/ vagy a fentivel azonos típusu motorral forgatható. Így a koordináta-asztal eredő mozgásának vagy a szögét α , vagy a görbületét $d\alpha/dt$ tudjuk változtatni. Ez utóbbi szolgálhat átmenetül az automatikus nyomkövetéshez. A motorokhoz csatlakozó reduktor rendszer két sebességtartományt biztosít, amelyet elektromágneses tengelykapcsolóval lehet változtatni. A kisebb sebesség, amelyet mérésnél használunk, 0,25 mm/sec. A nagyobb sebesség ennek tízszerese, 2,5 mm/sec és ez részben mérésnél, részben a mérés után a kiindulási helyzetbe való visszaállításához szükséges.

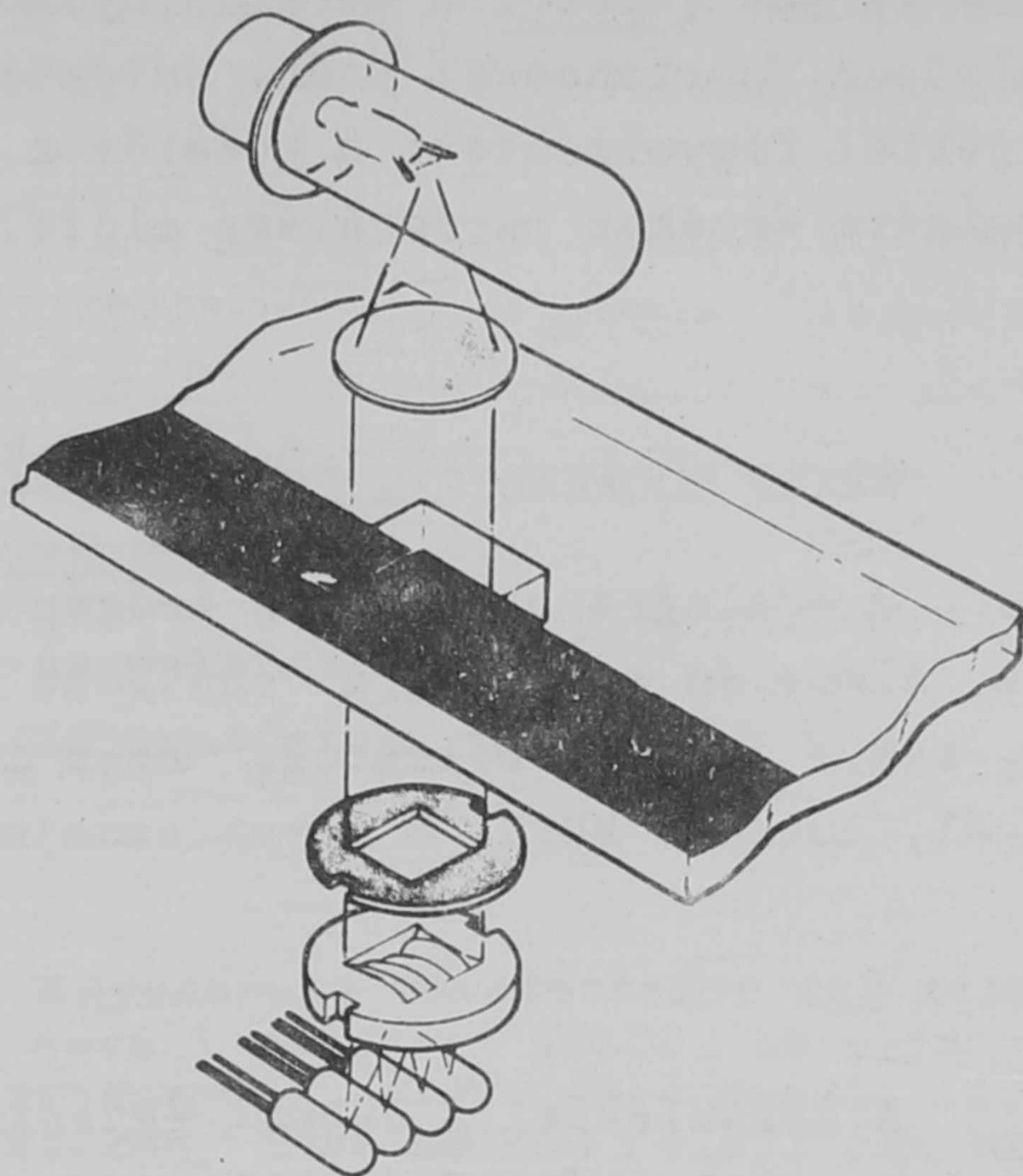
A mérések alkalmával a részecskepálya képét a vízszintes ernyő közepére helyezett mérőjelen kell végigvezetni. A mérőjel egy forgatható tárcsára rajzolt nyíl, amelyet Gamma SS-312 típusu selsyn vevő forgat, a vetítés optikai tengelye körül. Az SA-431 típusu selsyn adó a sin.-cos.-potenciométerrel van közös tengelyre építve. Így hiven követi ennek szögelfordulását és hiven mutatja a koordináta-asztalnak a nyomhoz viszonyított mozgásirányát. Tehát végeredményben a nyomkövetés bizonyos mértékig analóg az autóvezetéssel. A mérendő nyom képe 2-3 mm széles sávként jelenik meg a vízszintes ernyőn, és ezen a sávon mint uton kell a mérőnyilat a kormánykerék és a haladás sebességét szabályozó lábpedál segítségével végigvezetni.

3. A koordináta-asztal elmozdulását mérő optikai rendszer és az elektronikus számláló

A részecskenyomok pontjainak koordinátái meghatározhatók a mozgó koordináta-asztal x-y irányu elmozdulásának ugynevezett moiré-sáv módszerrel történő mérésével, amelyhez Merton NPL-típusu, $5,1 \mu$ rácsállandóju, diffrakciós rácsokat használunk [2].

Ha két ilyen rácsot egymásra fektetünk úgy, hogy a rácsvonalak iránya egymással néhány fokos szöget zárjon be, úgy áteső fényben a rácsvonalak irányára merőleges sötét és világos sávok sorozatát látjuk /moiré-sávok/. Rögzítve az egyik rácsot és a sávok irányában mozgatva a másikat /amelynek hossza nagyobb vagy egyenlő a mérendő hosszúsággal/, a sötét és világos sávok a rácsmozgás irányára merőlegesen fognak mozogni, és váltakozásuk fototranzisztorokkal fényimpulzusok formájában észlelhető /2.ábra/.

Az egymásra merőleges x, y koordinátákat két különálló diffrakciós rácsrendszerrel mérjük, amelyek mindegyikében a mozgó moiré-sávok fényimpulzusait négy darab OCP-71 típusu fototranzisztor regisztrálja. A fototranzisztorokat egymáshoz képest 90° -os fázisszöggel toltuk el. A kimenő feszültség értékek közül az egymáshoz 180° -os fáziseltolásban lévő két impulzuspárt két differenciális egyenáramu erősítőre vittük, s így lehetővé vált a hőmérséklet és megvilágításingadozás okozta feszültségváltozás lecsökkentése. A két erősítő kimenő impulzusainak fáziseltolása $+90^\circ$ vagy -90° , a vetítőasztal mozgásirányának megfelelően. A fáziseltolódás előjeléből így a mozgás iránya meghatározható. Ezután a két impulzus Schmitt-körökbe jut, amelyekhez dióda-mátrixok kapcsolódnak. A mátrix két kimenő pontján a mozgás irányától függően pozitív vagy negatív impulzusok jelennek meg. Minden 4 egymás után következő jelből álló csoport a fototranzisztorokról kimenő váltó-feszültség 1 periódusának felel meg és ezért, figyelembe véve az $5,1 \mu$ -os rácsállandót, 1 impulzus a vetítőasztal $1,27 \mu$ -os elmozdulásának felel meg. A kimenő impulzusokat, teljesítményerősítés után, 16 jegyű reverzibilis számlálóegység regisztrálja.



2. ábra

A koordináta-asztal elmozdulását mérő optikai rendszer

4. A memória egység

A számlálók által észlelt koordináta értékek folyamatosan jutnak a memória egységbe. Az alatt az idő alatt azonban, amíg az adatok a memóriából a perforátorba jutnak, a memória egység bemenete blokkolva van, és csak a legutolsó észlelt adatokat tartalmazza. A blokkoló folyamatot indító áramkört kézzel vagy automatikusan vezérelhetjük, és ezzel egyidejűleg adjuk a regisztrálást megindító jelet az Ural-típusú számológép perforátorába is. Egy méréspont x, y koordinátáinak megfelelő szakasz a perforált szalagon 36 bináris jegyet tartalmaz /4 sor x 9 oszlop/, amely elégséges a mért pont mindkét koordinátájának rögzítésére. A perforátor 4 szinkronizáló impulzust ad, a perforált szalagon lévő 4 sornak megfelelően. Ezek az impulzusok vezérlik a leolvasó áramkört, amely 9 koincidencia körből áll. Ezek kimenetei 9 formálóerősítőre csatlakoznak, melyek a perforátor 9 oszlopának elektromágneseit működtetik.

A vezérlő áramkör vagy kézzel indítható, nyomógomb segítségével, vagy automatikusan kapcsol a mérendő nyomon megtett előre beállítható konstans távolságok /cellahossz/ után. Automatikus mérésnél egy segédáramkör akusztikus jellel figyelmezteti a kezelőt a koordinátamérés megkezdésére 2 sec-al a koordináta értékek perforálása előtt.

5. Az elektromos írógép

A szalagra elektromos írógép segítségével a koordináta értékeken kívül a filmre és a nyomokra vonatkozó egyéb információk /filmszám, felvételszám, stb./ is perforálhatók. Ezen információk beadására az írógép 16 jele szolgál, amelyek közül 8 darab számjegy /2-től 9-ig/ és 8 darab betűjel.

X X X

A készülékkel a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézetben több hónapra keresztül próbaméréseket végeznek. E mérések célja részint a készülék pontosságának, stabil működésének és gyakorlati használhatóságának a vizsgálata, részint tapasztalatszerzés a laboratóriumunkban épülő teljesen automatikus kiértékelő berendezés tervezéséhez.

Köszönetnyilvánítások

Hálánkat fejezzük ki Danysz M., Jánossy L. és Van Gan-Csan professzoroknak, akik lehetővé tették, hogy a készülék Varsóban és Budapesten megépüljön és Dubnában kipróbálásra kerüljön. Köszönetünket fejezzük ki Dr. Y. Goldschmidt-Clermont, dr. G. Dardel és Dr. F. Iselin-nek értékes tanácsaikért és a részünkre megküldött tapasztalataikért. Ugyanigy köszönjük Dr. L. A. Sayce és Dr. Sutherlandnak a kapott diffrakciós rácsokat és a használatukhoz küldött utasításokat. Végül köszönetünket fejezzük ki a tervezésben és kivitelezésben jelentős munkát végző Korény Gy., Mészáros I., Sauer A., Sebestyén A.-nak, valamint a budapesti, varsói és dubnai műhelyek dolgozóinak gondos munkájukért.

I r o d a l o m

- [1] Dardel, G., Goldschmidt-Clermont Y. and Iselin F., Nuclear Instruments 2, 1954 /1958/
- [2] Notes on using gratings for measurement by the moiré fringe method, National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex.

Érkezett 1960. okt. 31.

KFKI Közl. 8. évf. 5-6. szám 1960.

GRAFIKUS ELJÁRÁS BISTABIL MULTIVIBRÁTOROK BIZTONSÁGOS EGYEN- ÁRAMU MÉRETEZÉSÉRE

Irta: Iványi Gyula és Szlávik Ferenc
Elektronikus Laboratórium

Összefoglalás:

A cikk bistabil multivibrátorok egyenáramu méretezésére egy elméletileg megindokolt és a gyakorlatban jól bevált módszert közöl. Az eljárás az áramköri és csőparaméterek szórását messzemenően figyelembe veszi, így alkalmazása különösen célszerű azon területeken, ahol azonos felépítésű bistabil multivibrátorok nagy darabszámban kerülnek felhasználásra.

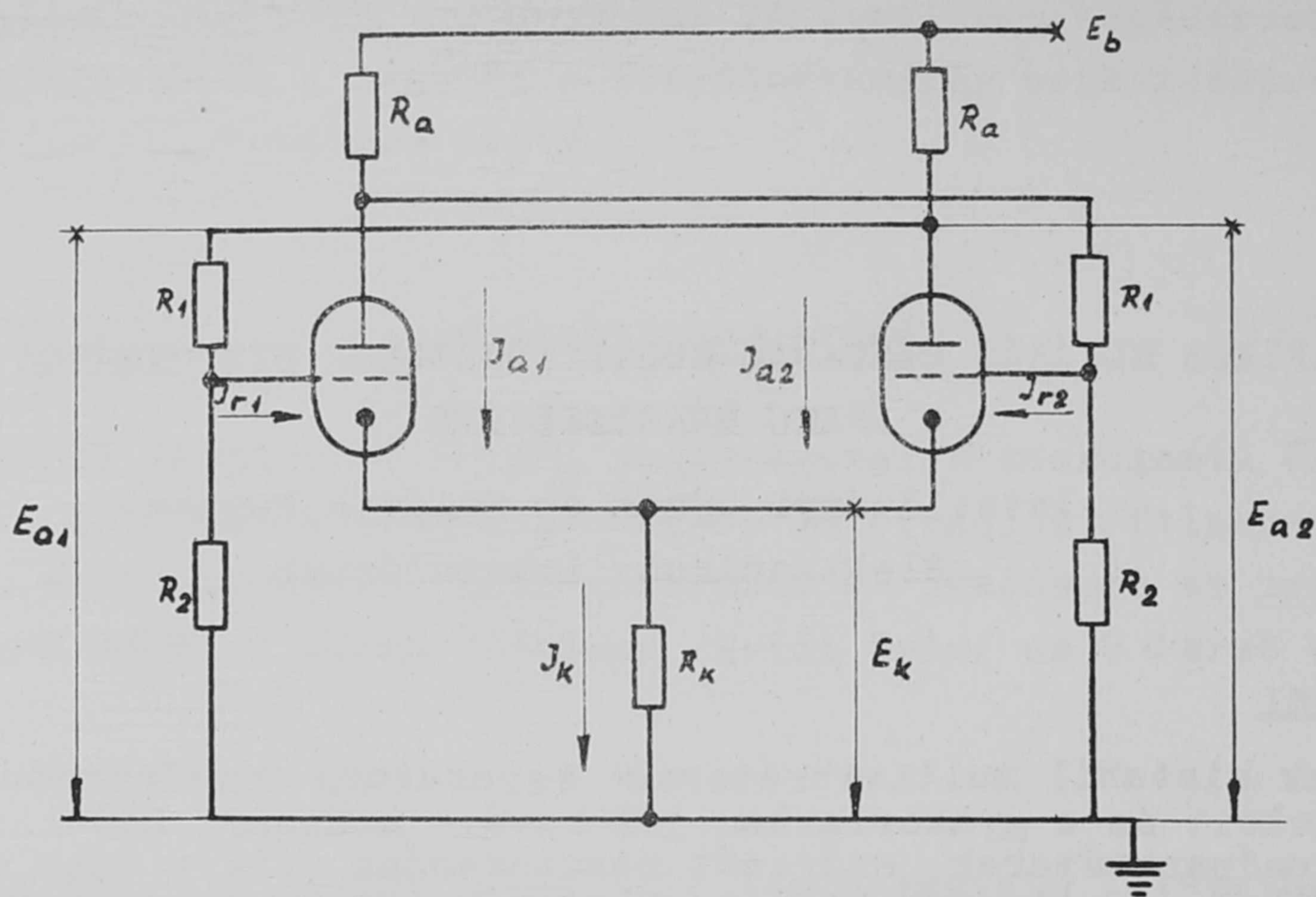
A nukleáris mérés technika, az elektronikus digitális számológépek és az automatikai berendezések nagyszámu áramkörének egyik fő építő eleme a bistabil multivibrátor.

A bistabil multivibrátor méretezésére az irodalomban eddig számos módszert közöltek, melyek közül az egyszerűbbek által adott eredmények többnyire igen korlátolt pontosságúak voltak, míg a bonyolultabbak kezeléséhez sok idő és türelem kellett. Ezen hátrányok kiküszöbölésére dolgoztuk ki tervezési eljárásunkat, melynek előnyei a következők:

- a/ A hozzá szükséges számítások fejben s legfeljebb néhány logarléctolással elvégezhetők;
- b/ Mivel a méretezési eljárás szerkesztésen alapszik, szemléletes és könnyen kezelhető;
- c/ A grafikus szerkesztési módszer nagyban megkönnyíti az áramköri ellenállások szórásának figyelembevételét.

A grafikus szerkesztés megismétlése igen egyszerű, pl. annak érdekében, hogy az egyes paraméterek változásának hatását megismerjük. Itt főleg a tápfeszültségek megváltozásának és az elektroncső öregedésének következményeire gondolunk. A módszer segítségével tehát szinte tetszőleges szórású csövek és ellenállások felhasználásával építhetünk multivibrátorokat, illetve ellenőrizhetjük azok stabilitását és toleranciaérzékenységét.

A tervezés során felhasználandó jelöléseket az 1. ábrán definiáljuk.



1. ábra

Katódcsatolású bistabil multivibrátor alapkapcsolása

A két-triódás modellt nem csupán az egyszerűbb méretezés érdekében választottuk, de elsősorban azért, mert a legkülönbözőbb területeken használt bistabil multivibrátorok döntő többsége ilyen rendszer szerint van felépítve.

A tervezés menete a következő:

1. Először el kell döntenünk, mekkora maximális áramra akarjuk a csöveket igénybevenni. /Ismeretes, hogy nagyobb anódáram, az áramkör stabilitásának fenntartása mellett, kisebb anódelőállítások alkalmazását, tehát rövidebb átbillenési idők elérését teszi lehetővé./

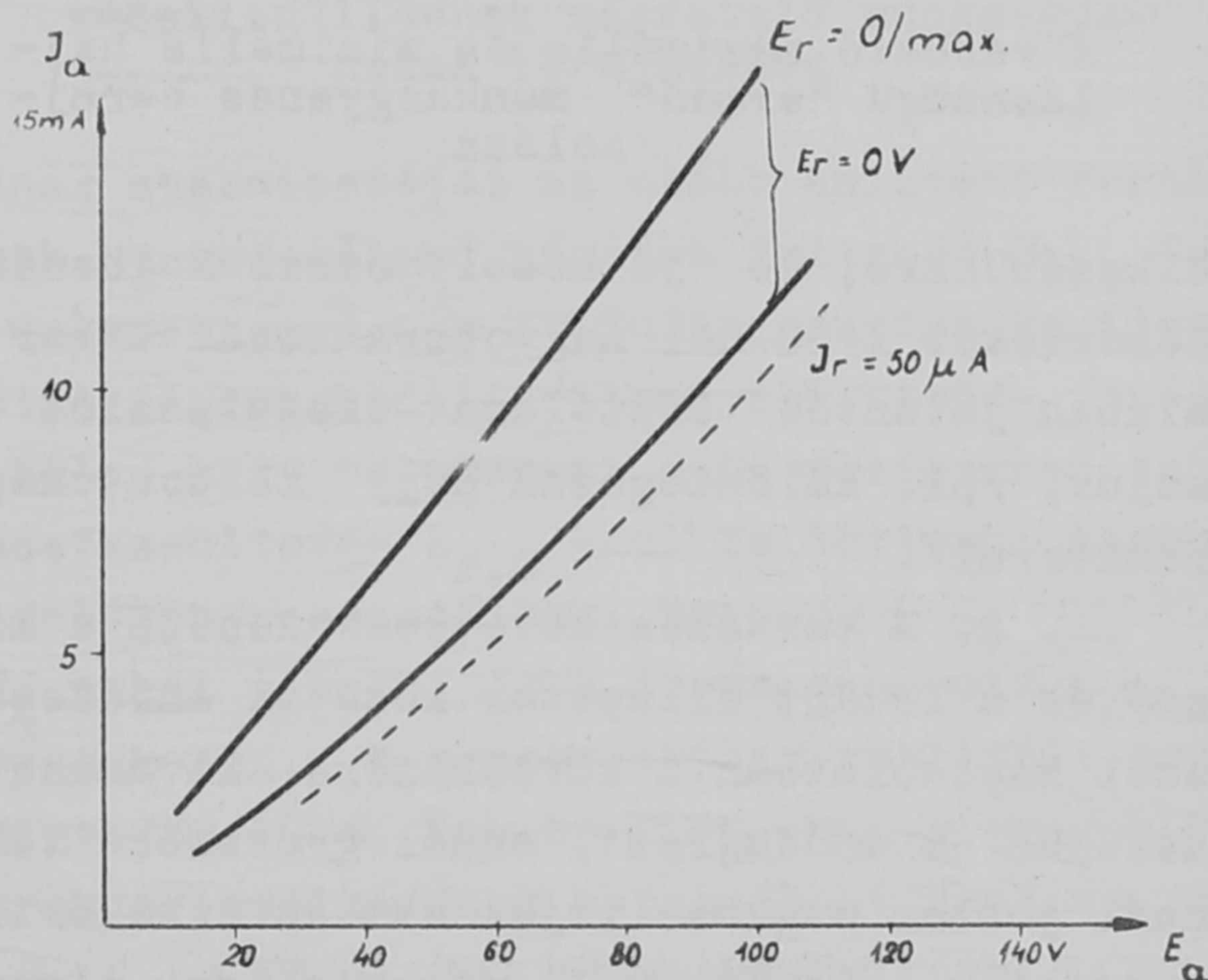
A csövek szórását már most figyelembe kell vennünk. A csőgyárak által közölt karakterisztikák a szerkesztés céljára nem teljes értékűek, mert azokon a szórás nincs feltüntetve. Leghelyesebben akkor járunk el, ha felvesszük részben új, részben normális körülmények között már legalább 300 órát használt csövek $E_a - I_a$ karakterisztikáját, két célszerűen megválasztott rácscsöves áram, mint konstans paraméter mellett. Egyik rácscsöves-érték az legyen, amelyhez a csöveknek kb. 0 V rácscatód feszültsége tartozik /pl. a kifejezetten bistabil multivibrátorok céljára konstruált E92CC csőnél kb. 200 μA /; e karakterisztika seregéből azt a görbét tartjuk meg, amelynél a rácscsövesre legkevésbé hajlamos cső is felveszi ezt a rácscsöves-áramot. /a 2. ábrán: $E_r = 0$ | max./ A másik feladat azon $E_a - I_a$ karakterisztika felvétele, melynél a rácscsövesre leghajlamosabb - tehát a leggyengébb, legöregebb - csövön is a stabil működéshez még elegendőnek tekinthető rácscsöves-áram /pl. 50 μA / folyik.

A rácsáramos definíció azért helyesebb, mint ha az $E_r = \text{const.}$ karakterisztikákkal dolgoznánk, mert így nem kell a kontakt-potenciálok szórása miatt előálló karakterisztika-szórás tekintetbevételével szigorítanunk a méretezési feltételeket, - e különbségek ugyanis, a vezető cső nagyfokú áramvisszacsatolása következtében, automatikusan kiegyenlítődnek. A másik, még fontosabb szempont: a multivibrátor megbízható működésének egyik fő kritériuma, hogy a vezető cső lehetőleg nagy rácsárammal dolgozzék.

A használt csövek karakterisztikájának felvételét megtakaríthatjuk, ha az új csövek karakterisztikáját kb. 15 %-kal csökkentett fűtőfeszültség mellett is felvesszük, így elég jó közelítéssel úgy viselkedik a cső, mintha már tetemesen öregedett volna. A karakterisztika többi része most számunkra semmit sem jelent, mert az ilyen típusu, üzembiztos bistabil multivibrátor csöve vagy rácsáramos üzemben, vagy teljesen lezárva működik. A lezáró feszültséget néhány csövön ellenőrizzük, vagy a csövet lineárisnak feltételezve kiszámítjuk. Pontos ismerete nem lényeges, mert az így megbecsült értéket ugyanis legalább 100 %-kal fogjuk túllépni. A fenti mérési procedurát elvégezve, a gyakran használt E92CC csőre a 2. ábrán bemutatott karakterisztika adódott:

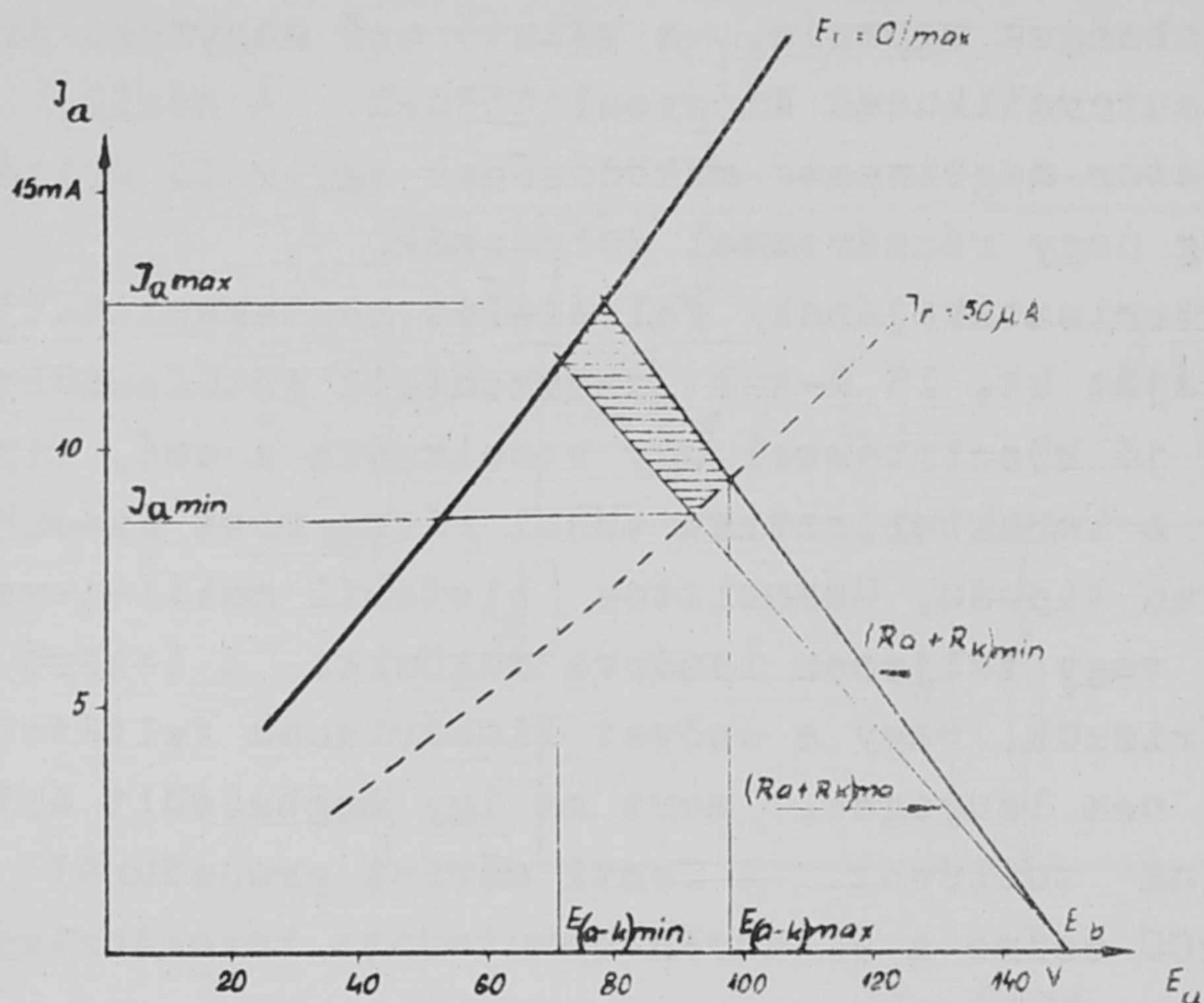
Ha megállapítottuk, mi az a maximális anódáram, amire a csöveket igénybe akarjuk venni, akkor a fenti karakterisztikára berajzolhatjuk az áramkör munkaegyenesét. /3. ábra/. - A tápfeszültséget, melyet általában egyéb szempontok szabnak meg, adottnak tekintjük.

A munkaegyenes jelen esetben a leendő anód- és katódellenállás összegének felel meg. - Ha figyelembe kívánjuk venni az alkalmazott ellenállások szórását is, akkor nem egy, hanem igen sok munkaegyeneset kellene berajzolni, amit azonban nem teszünk, csak a választott ellenállás-toleranciának megfelelő maximális és minimális eredő ellenálláshoz tartozó munkaegyeneseket rajzoljuk rá a karakterisztikára.



2. ábra

Részlet az E92CC karakterisztika-seregéből



3. ábra

A várható maximális és minimális hajlásszögű "eredő" munkaegyenes berajzolása

Az ábrából megítélhetjük, hogy különböző csövek és ellenállások esetén mekkora lesz az éppen vezető csövön a maximális illetve minimális áram és feszültség.

A munkaegyenes E_a tengelyt metsző pontjának meghatározásához emlékeznünk kell arra, hogy az egyenáramu, osztólánc következtében a nem vezető cső anódelőállításán is folyik valamekkora áram, ezért a lezárt cső anódján nem kapjuk meg a teljes tápfeszültséget. Az így előálló, és az ábrán E_b' -vel jelölt módosított anódfeszültséget könnyen kiszámíthatjuk, ha ismerjük az anódelőállítás és az osztó össz-ellenállásának hányadosát. Ennek pontos értéke ugyan még nem áll ren-

delkezésünkre, de jó közelítéssel megbecsülhető. A gyakorlatban e hányados számértékét 1/20-nál nagyobbra csak akkor válasszuk, ha az ilyenkor már általában jelentős osztólánc disszipációt valamilyen szempontból indokolni tudjuk, /pl. különlegesen nagy felbontóképesség elérése viszonylag primitív áramkörrel/.

2. A tervezés következő lépése a kívánt anódfeszültség-ugrás /a vezető és a lezárt állapotok közötti anódfeszültség-különbség/ meghatározása. Ezzel kapcsolatban a következőre kívánunk emlékeztetni: minél kisebbre választjuk az anódugrást, annál gyorsabbá tehetjük multivibrátorunkat, viszont annál jobban megközelítjük azt az áramkört, mely már nem nyújt elegendő biztonságot a paraméterváltozások ellen, ilyenkor más, komplikáltabb áramkörhöz kellene fordulnunk.

A minimálisan megkívánt anódfeszültség-ugrásból a minimális ellenállás az $R_{a, min} \approx \frac{\Delta E_{a, min}}{I_{a, min}}$ formula segítségével számítható.

3. Az anódelőállítás ismeretében a katódelőállítás is meghatározható, ugyanis $R_a + R_k$ értéke már rendelkezésünkre áll. Rajzoljuk be a cső karakterisztikájára a katódelőállást is. /4. ábra/

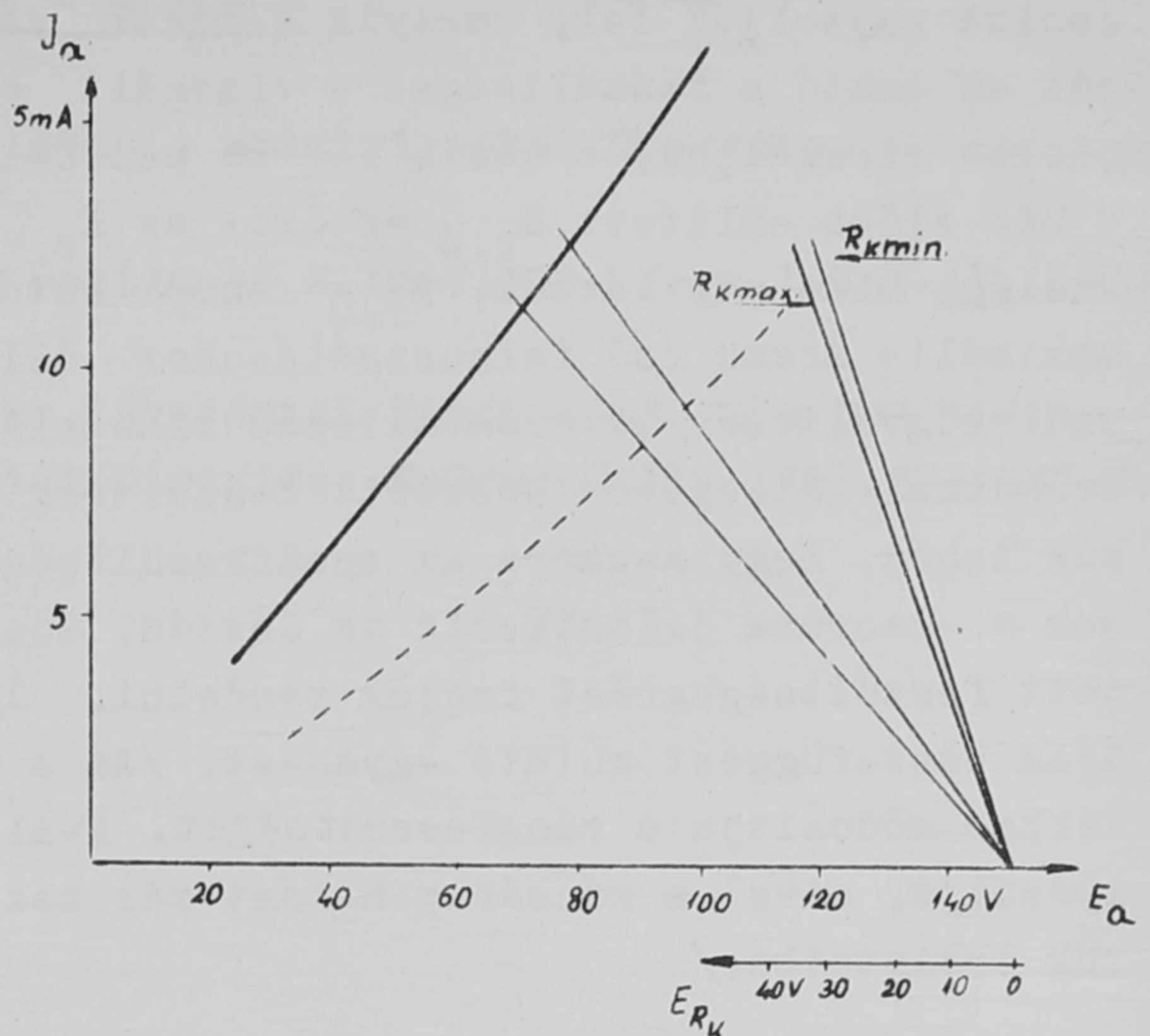
Az anódfeszültség-ugrás, különböző anódáramok esetén, a karakterisztikáról közvetlenül leolvasható.

A katódelőállítás berajolásakor e munkaegyenesnek az E_a tengelyt metsző pontját egybeejtettük az $R_a + R_k$ -t képviselő munkaegyenes $I_a = 0$ ordinátáju

pontjával. Felhívjuk a figyelmet, hogy a katódelenálláson fellépő feszültség leolvasásakor más feszültség-skálát használunk, melynek léptéke megegyezik a többi feszültség-skáláéval, de kezdőpontja az R_k és az E_a tengely metszéspontjában van, és balfelé vesz fel növekvő pozitív értékeket. Az ábrán egyébként mindkét feszültség-skálát feltüntettük.

4. Ezután következik az anódokat a megfelelő rácsokkal csatolásba hozó egyenáramu osztó osztási arányának méretezése. $\alpha = E_{r,0} / E_b'$ / Az osztónak akkora egyenfeszültséget kell juttatnia az éppen vezetésben lévő cső rácsára, hogy a rácsáram felvételére legkevésbé hajlamos cső is rácsáramba fusson. Ha az R_k munkaegyenes $I_{a,max}$ ordinátájú pontjának abszcisszáját az előbb említett fordított feszültség-skálán meghatározzuk, a vezető cső rácsára juttandó $E_{r,0}$ feszültséget kapjuk meg. Ha ugyanis valamely cső nem is futna rácsáramba, ilyen beállítás mellett akkor sem folyhatna a megengedettnél nagyobb katód- /anód/ áram. Mivel azonban gondoskodtunk róla, hogy valamennyi cső rácsárammal dolgozzék, a vezető cső valóságos rácsfeszültsége $E_{r,0}$ -nál feltétlenül kisebb lesz: $E_{r,vez} = E_{r,0} - I_r \cdot R_1$, - tehát valóban garantáltuk, hogy $I_a < I_{a,max}$ legyen. Minél rácsáramosabb a cső, I_a annál kisebb. Az 5. ábrán szereplő $I_{a,min}$ értékét praktikus becsléssel határoztuk meg. A gyakorlatilag realizált osztókban R_1 csaknem mindig kisebb, mint 200 kOhm, így az $R_a + R_k$ munkaegyenes és a legrosszabb cső $I_r = 50 \mu A$ -es karakterisztikájának metszéspontjából az E_a tengellyel párhuzamost húzva, a $\Delta E_{r,max} > 50 \mu A \cdot 200 \text{ kOhm} = 10V$ feltétel teljesülése azt jelenti, hogy $I_a > I_{a,min}$ lesz, valamennyi cső esetében.

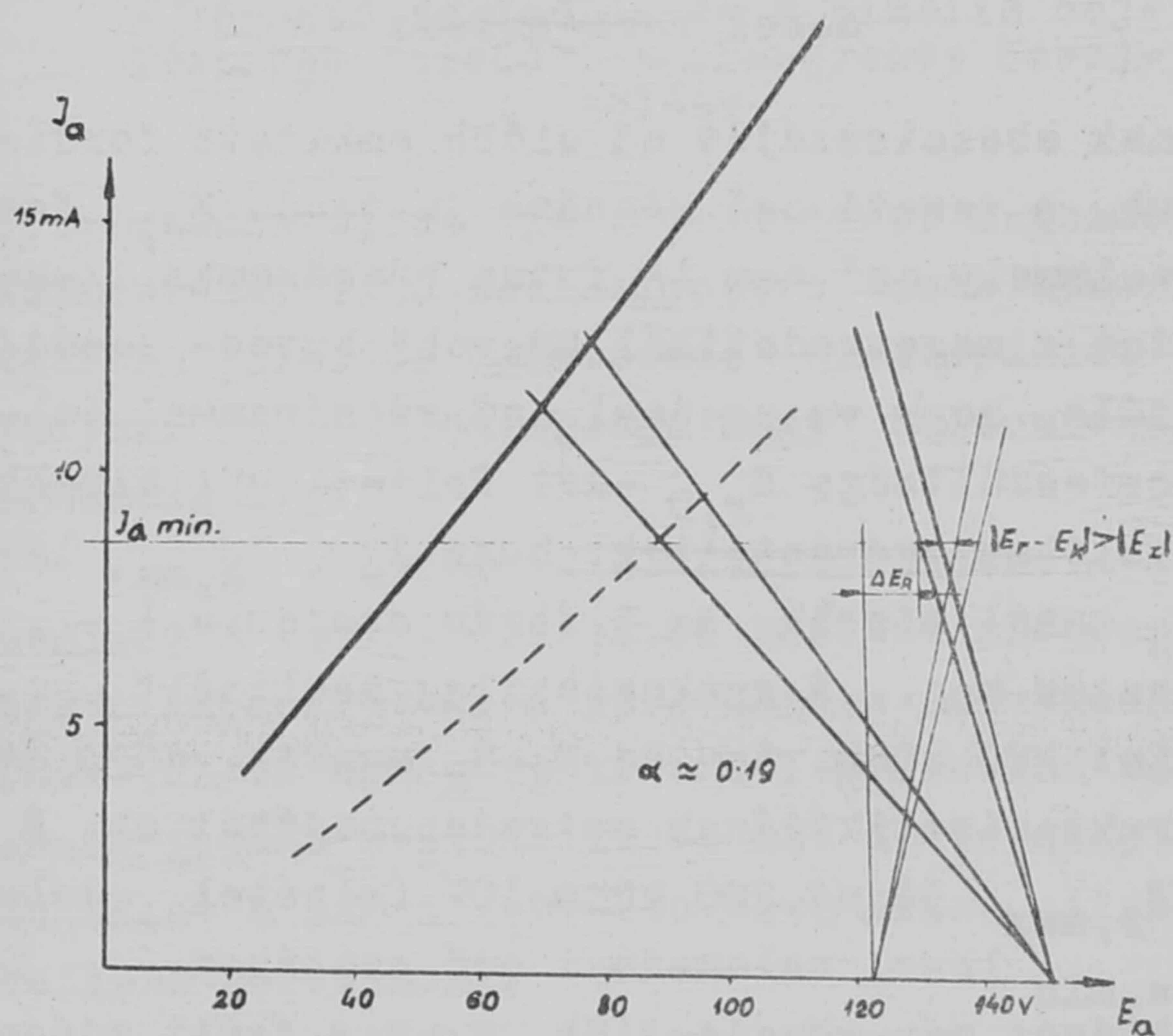
Mivel az osztó össz-ellenállását már rögzítettük, α -t a fenti módon meghatározva, az osztó egyes tagjai kiszámíthatók. Előfordulhat, hogy nem találunk olyan szabványértékű ellenállásokat, amelyek felhasználásával mindkét feltételt egyszerre teljesíthetnénk, ilyenkor az osztási arány pontosan tartása a lényeges / R_1 és R_2 még lassu működésű multivibrátorokban is 1-2 %-os nagystabilitású ellenállásokkal valósítandó meg./; ha az össz-ellenállás az előre meghatározott értéktől akár 20 %-al is eltér, ez tervezésünkben még nem fog zavart okozni. Tekintettel arra, hogy a bistabil multivibrátorok üzembiztos működésének egyik legfőbb kritériuma a rendszer két felének minél teljesebb elektromos szimmetriája, ezért a legszigorubban ügyeljünk a két osztó osztási arányának egyenlőségére.



4. ábra

A várható maximális és minimális katódelenállásnak megfelelő munkaegyenesek berajzolása

Az osztó alsó tagján lévő feszültséget ahhoz az áramértékhez kapcsolva rajzoljuk fel, amelyik a másik csövön folyik, tehát amelynek anódjáról az osztó a feszültséget a vizsgált cső rácsára előállítja. Ha a vezető csövet vizsgáljuk, a másik csövön nem folyik áram, s így nyerünk egy pontot, a már előbb említett $E_{r,0}$ értékét az E_a tengelyen. A fordított feszültségskálán, mint már láttuk, $E_{r,0}$ azon katód feszültséggel egyenlő, amelyik a maximális áramu cső felhasználásakor állhat elő. Az anóellenálláson a feszültségváltozás az áramváltozás lineáris függvénye, ezért a különböző anódáramoknál létrejövő leosztott feszültség is egyenessel ábrázolható. Megnézzük tehát, hogy mekkora az anódfeszültség valamely anódáramnál, s mivel ennek α -szorososa jelentkezik az osztón, adott anódáramváltozáshoz ezt a leosztott feszültségugrást fogjuk rendelni. Így megkaptuk a rácsfeszültség-anódáram összefüggést mutató egyenest. /Az a tény, hogy a rácsáram bizonyos mértékben módosítja a rácsfeszültséget, kvalitatív megállapításainkat nem befolyásolja, mivel a rácsáram-hatást már kezdetben maximális biztonsággal vetjük tekintetbe./



5. ábra

A bistabil multivibrátor egyenáramu biztonságának megállapítása

amelynél a kapcsolás instabil lesz, illetve azt, hogy mekkora tápfeszültség esetén lépjük túl az illető csőtipusra megengedett maximális katódáramot vagy anóddisszipációt.

Ezt a méretezési eljárást már több éve alkalmazzuk, és azt a bistabil multivibrátorok egyenáramu beállítása szempontjából teljesen megfelelőnek, elegendő pontosságúnak tapasztaltuk.

Az 5. ábrán tanulmányozhatjuk a méretezett bistabil multivibrátor stabilitási viszonyait. Megállapítható az a maximális anódáram, melynél az áramkör monostabillá válik, és az is, hogy az egyes anódáramok esetén a lezárt cső lezárttsága milyen mértékű. Ha a minimális anódáramnál is nagyobb a rács- és katód-feszültség különbsége, mint az adott anód-katód feszültség mellett a cső lezáró feszültsége, a kapcsolás bármely állapotában stabilan meg tud maradni.

A szerkesztést egyszer elvégezve, az áramkör tápfeszültség-érzékenysége könnyen meghatározható: a már ismert ellenállás-értékekkel és osztási aránnyal, - így egyszerűen megállapítható, hogy van-e olyan anódfeszültség,

I r o d a l o m

- [1] Neeteson P.A.: Analysis of Bistable Multivibrator Operation, Philips Technical Library 1956.
- [2] Ritchie D.K.: The Optimum DC Design of Flip-Flops. Proc.I.R.E.41, 1914 /1953/
- [3] Szabó Nándor: Impulzustechnika, Akadémiai Kiadó 1958. 293-303 old.
- [4] Millman-Taub: Pulse and Digital Circuits. McGraw Hill, 1956.253-285 o.

Érkezett: 1960. dec. 2.

KFKI Közl. 8. évf. 5-6.szám. 1960.

ÓLOMTÉGLA SOROZAT SUGÁRVÉDELMI CÉLOKRA

Irta: Feit Pál

Központi Szerkesztés

Összefoglalás

A cikk ábrákban ismerteti a KFKI-ban kidolgozott és gyártott sugár-
védelmi ólomtéglá sorozatot, továbbá gyakorlati példákon mutatja be a helyes
felhasználást.

Jelen cikkünkkel arra akarjuk felhívni a KFKI kutatóinak figyelmét,
hogy kidolgoztunk egy 30 tagból álló 50 mm vastag sugárvédelmi ólomtéglá, so-
rozzatot, melynek ma már minden tagja a rendelkezésükre áll. A cikknek még-
sem az a célja, hogy egy műszaki eredményről beszámoljon, hanem, hogy segít-
séget nyújtson az érdekelteknek a számukra legmegfelelőbb ólomtéglá típus
kiválasztásánál.

Az ólomtéglá sorozat az EM - 1203 számú rajz 1 - 30-as tétele sze-
rint készült. Az egyes téglák főbb méreteit az 1 - 30-as ábra tünteti fel.
/A méretek mm-ben./

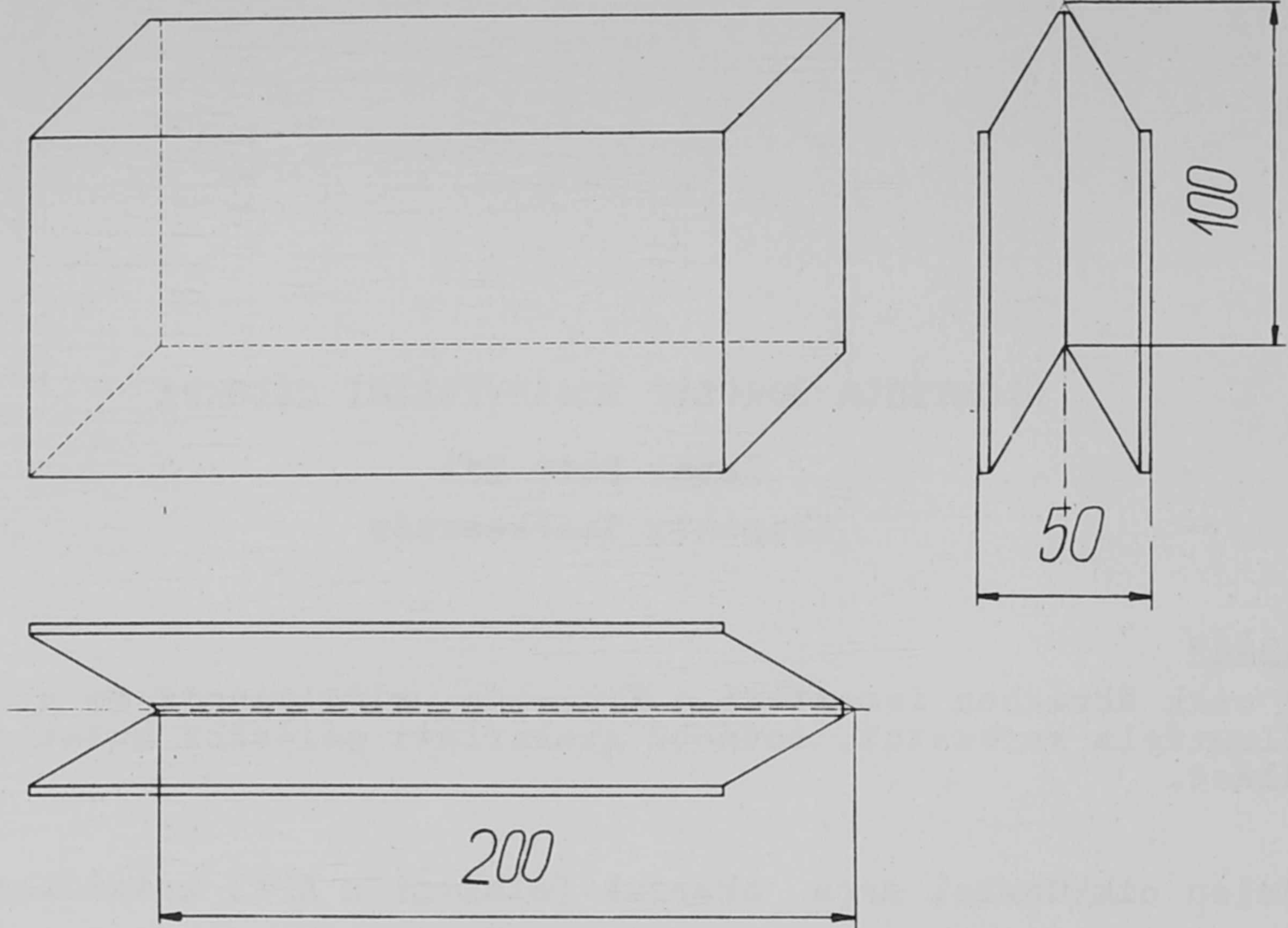
Az ismertetett ólomtéglá sorozathoz csatlakozó ólomüveg ablak /31.áb-
ra/ és manipulátor átvezetés /32.ábra/ első példányai is elkészültek. A ter-
vezők mindkettőt úgy méretezték, hogy bármely irányu és bármely keménységű
gamma sugárzás számára az 50 mm-es falával egyenértékű, vagy nagyobb csök-
kenési viszonyt jelentenek.

Megjegyezzük, hogy a sorozathoz hozzá tartozna a falba beépíthető
ólomajtó is, ami ezideig nem került kidolgozásra.

Az ólomtéglák alkalmazását a 33-35-ös ábra szemlélteti. Ezeken az
ábrákon az egyes téglákra ráírtuk annak az ábrának a számát, amely a téglá
főméreteit tünteti fel.

Felhívjuk a felhasználók figyelmét, hogy az ólomfalak stabilitását a
téglakötés és a szöglettéglák helyes felhasználása biztosítja. A 30 tagu soro-
zat kialakításánál gondoltunk arra, hogy a téglakötés minden esetben megva-
lósítható legyen, ha másként nem, úgy, hogy a szomszédos sorokban a fecske-
fark csatlakozás iránya ellentétes.

Az alapsor téglák használatát az teszi szükségessé, hogy a köztéglák
padlóra állított fecskefark végződése nem elég szilárd ahhoz, hogy az ólom-
fal súlyát hordja. A záró sor akkor válik okvetlenül szükségessé, ha fedőla-
pot is alkalmazunk.



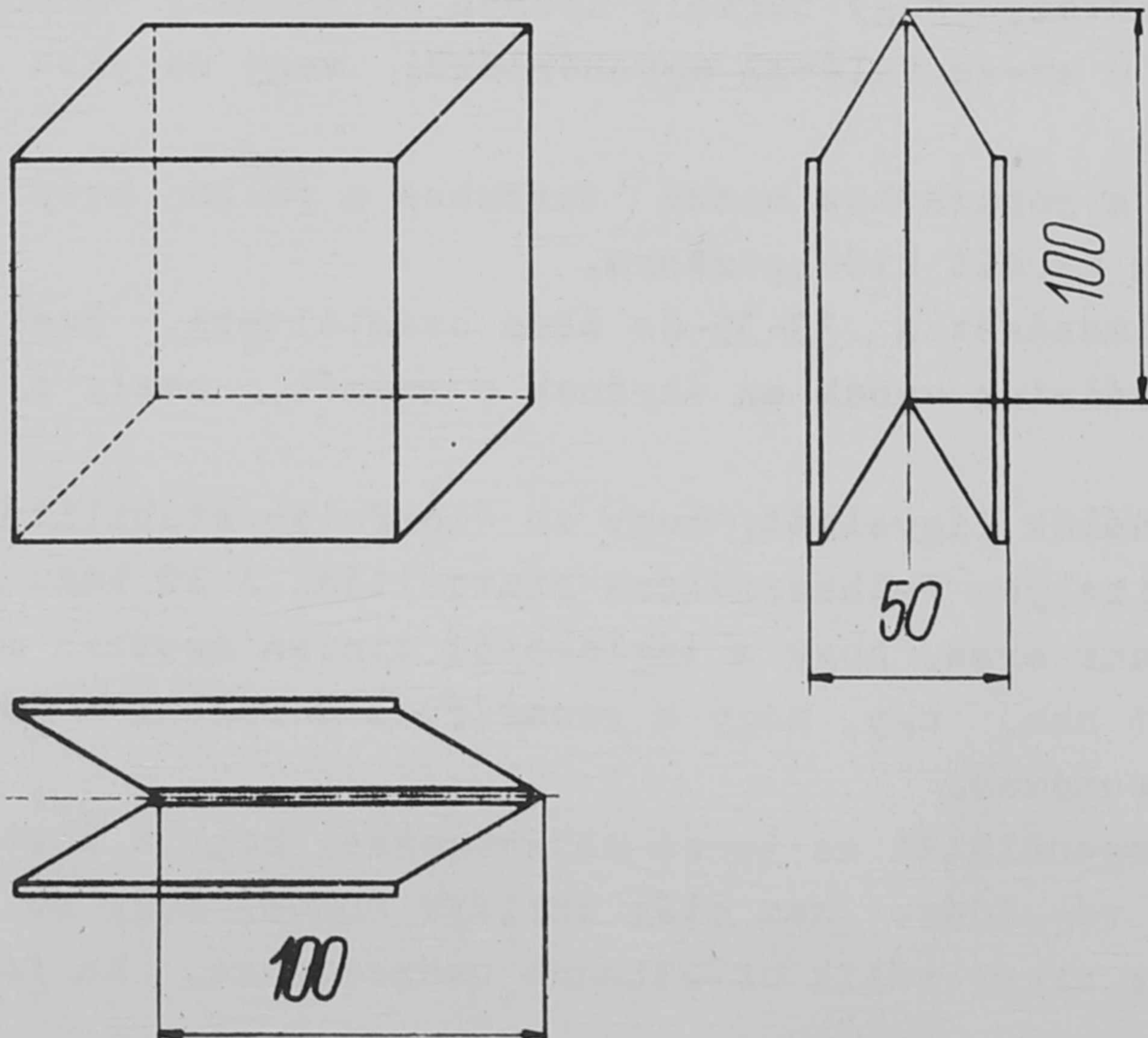
1. ábra

Köztégla

Méret: 50x100x200

Súly: 11,36 kg

Rajzszám: EM-1203- 1



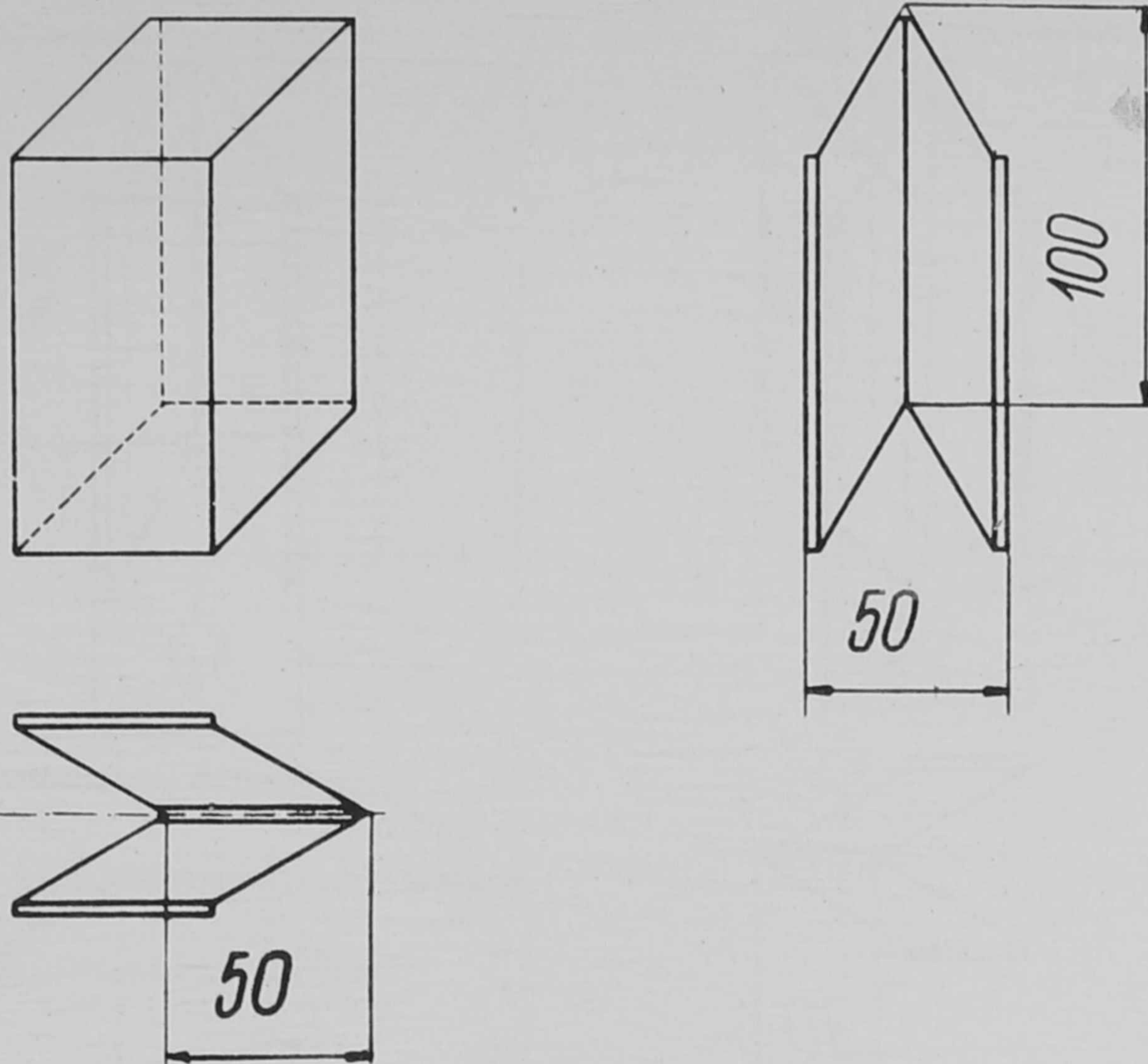
2. ábra

Köztégla

Méret: 50x100x100

Súly: 5,68 kg

Rajzszám: EM-1203-2



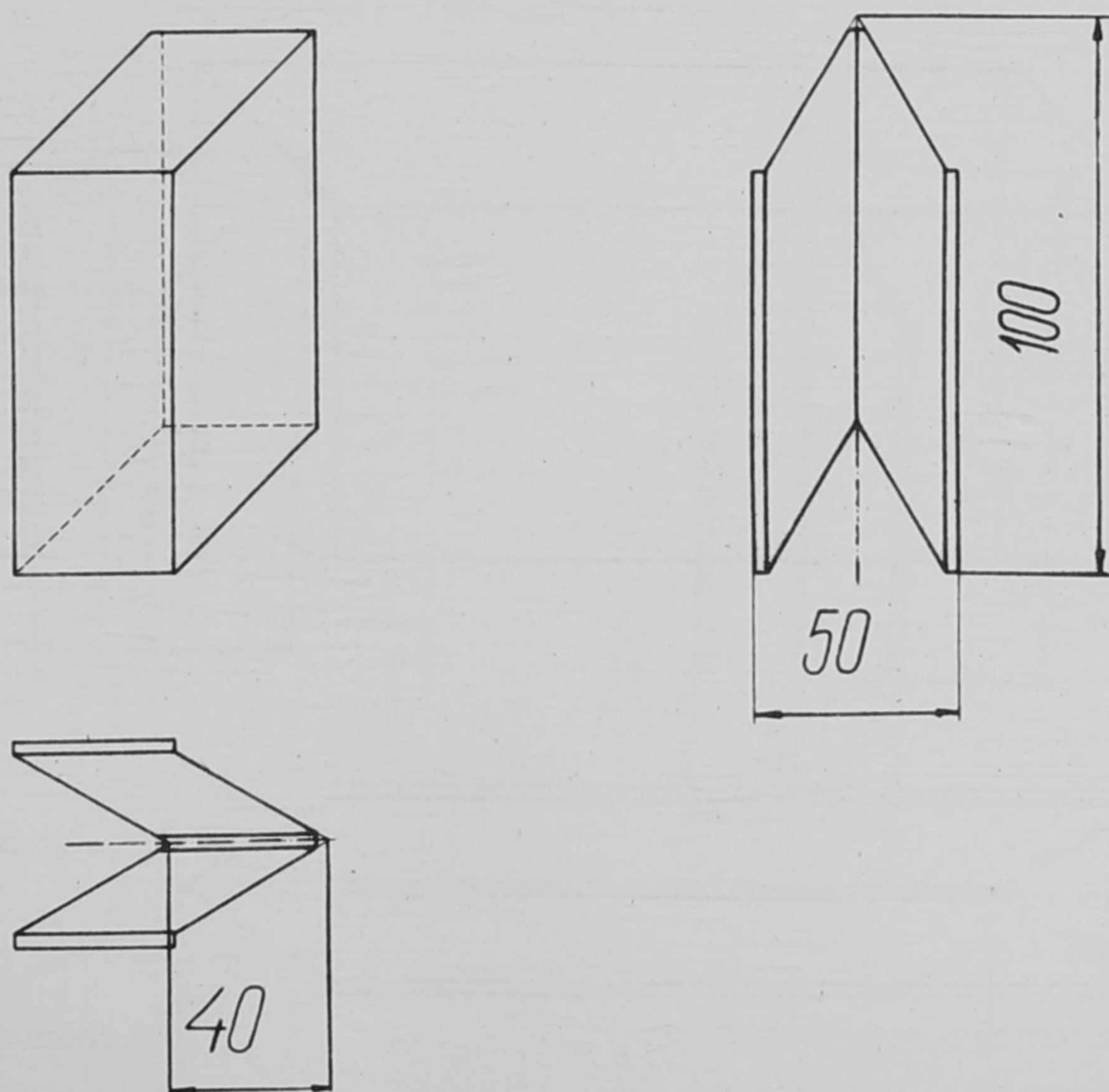
3. ábra

Köztégla

Méret: 50x100x50

Súly: 2,84 kg

Rajzszám: EM-1203-3



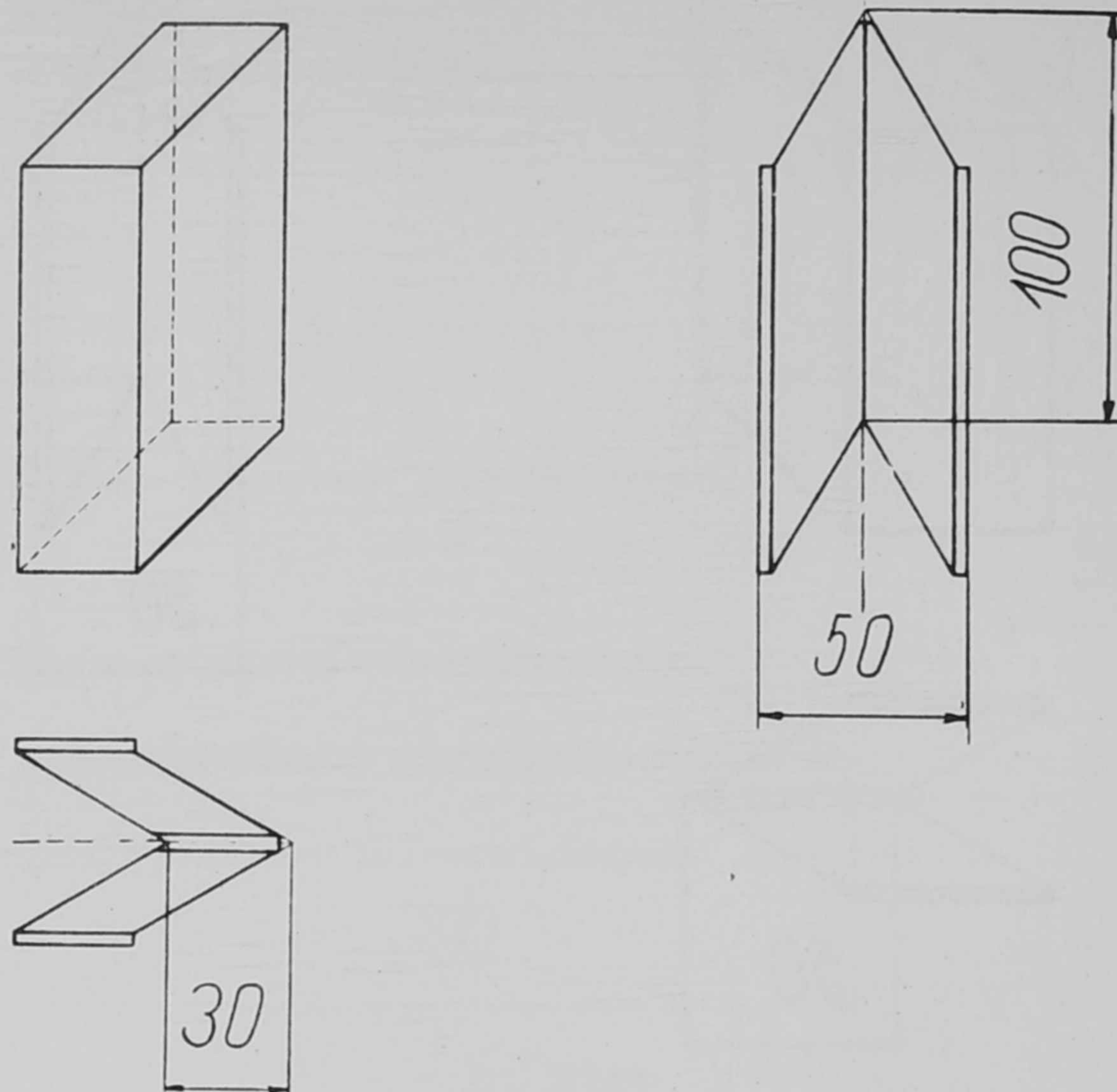
4. ábra

Köztégla

Méret: 50x100x40

Súly: 2,27 kg

Rajzszám: EM-1203-4



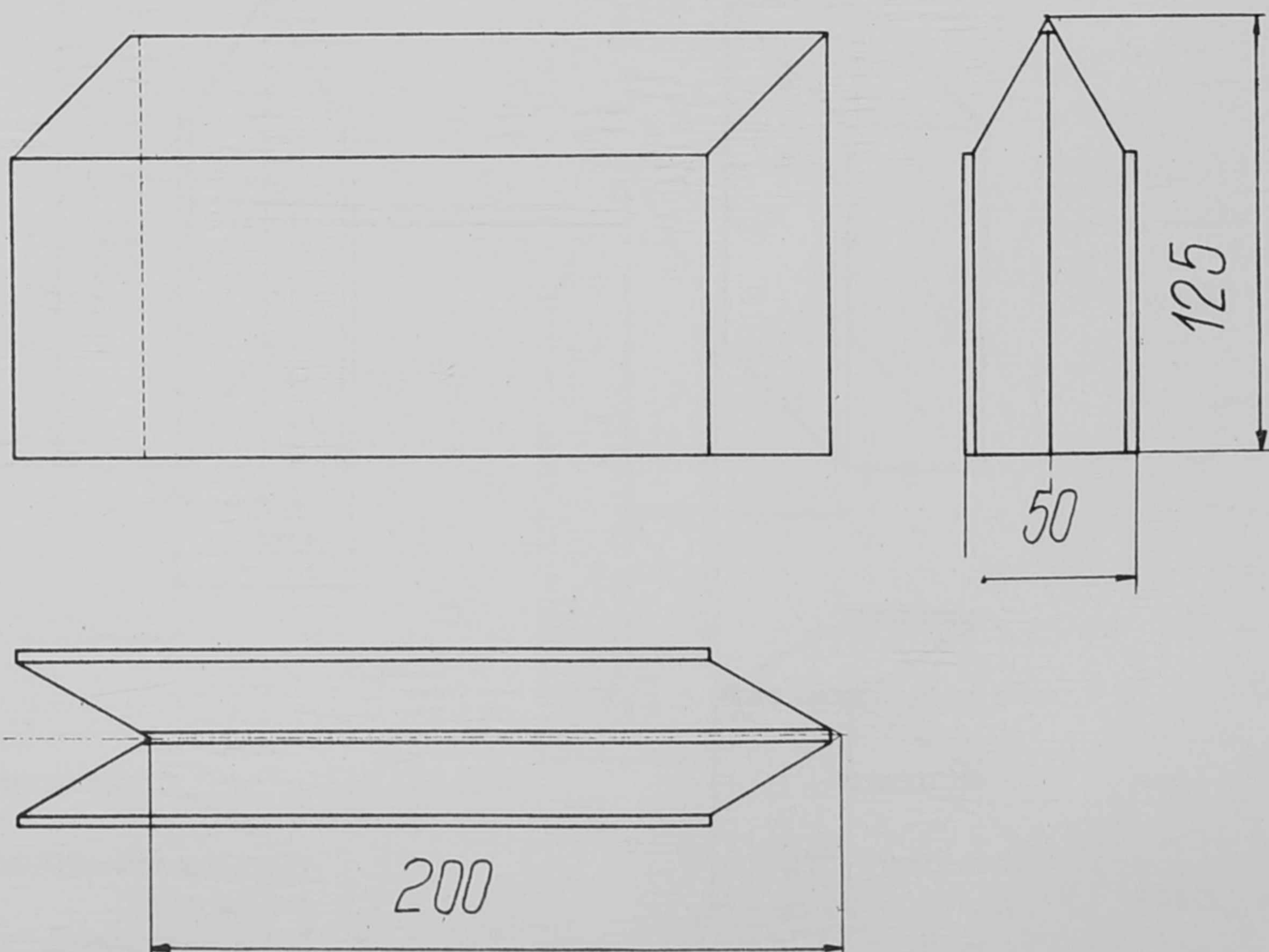
5. ábra

Köztégla

Méret: 50x100x30

Súly: 1,7 kg

Rajzszám: EM-1203-5.



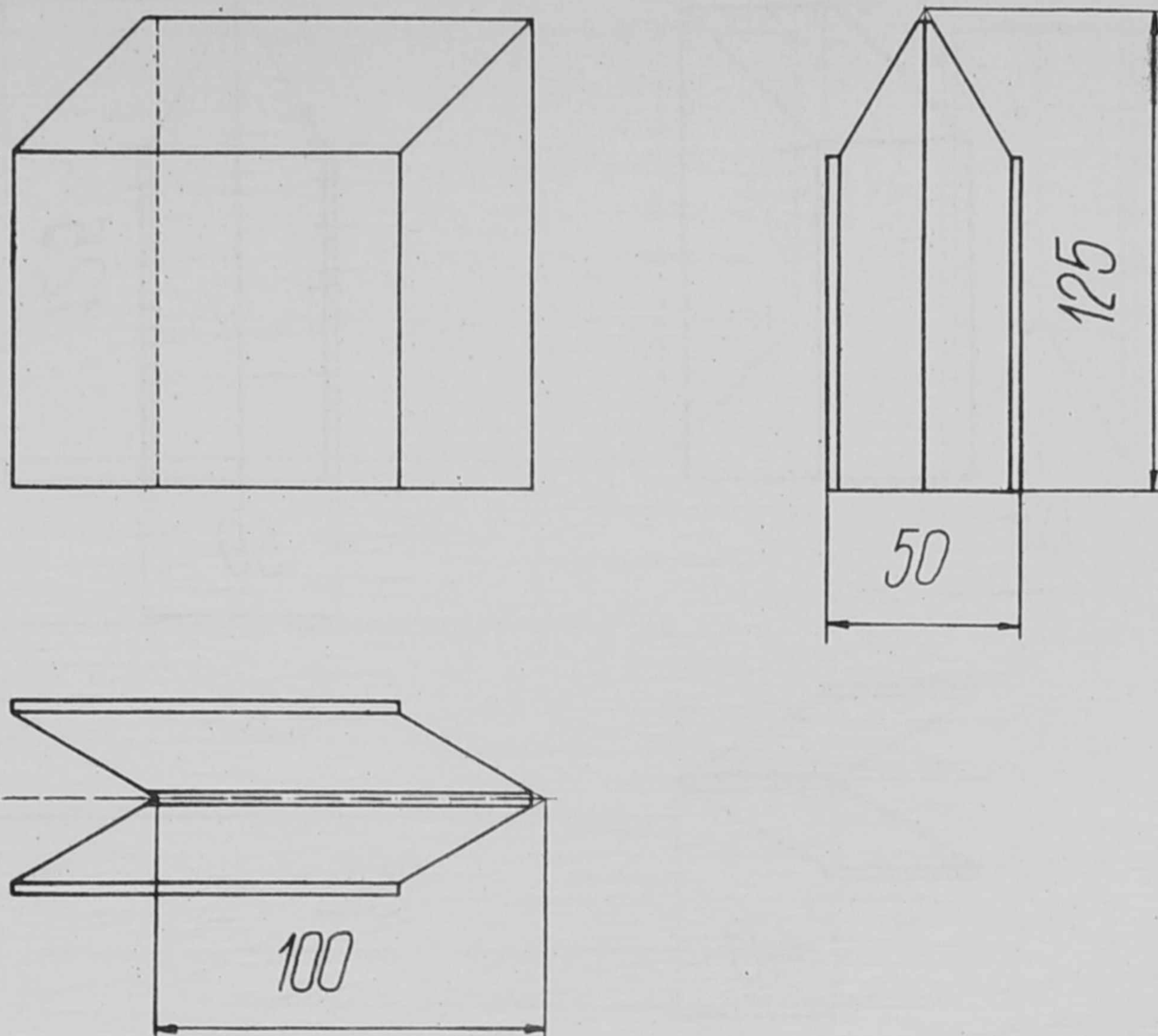
6. ábra

Alapsor tégl

Méret: 50x125x200

Súly: 10,8 kg

Rajzszám: EM-1203-6



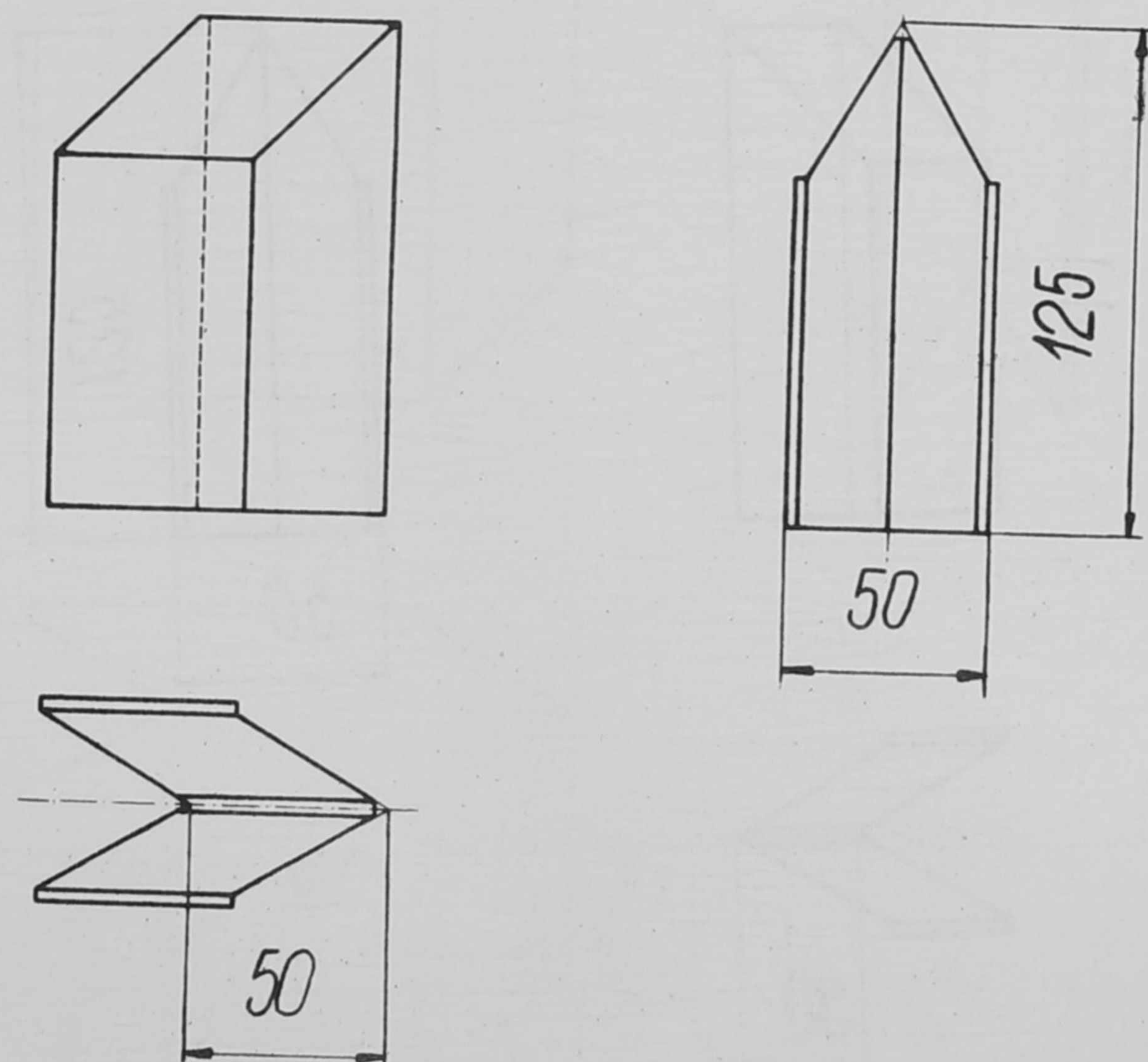
7. ábra

Alapsor téglá

Méret: 50x125x100

Súly: 5,4 kg

Rajzszám: EM-1203-7



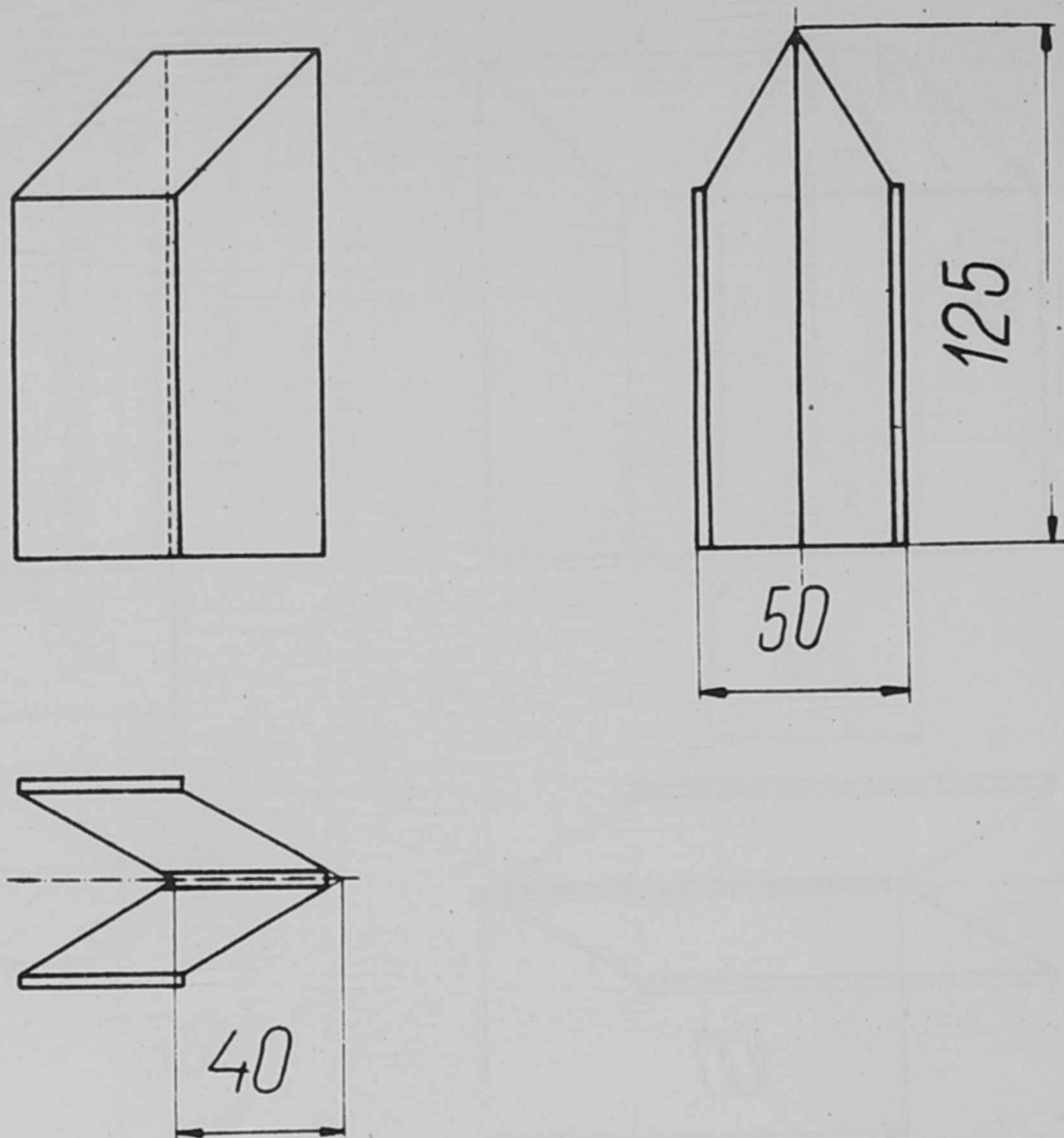
8. ábra

Alapsor téglá

Méret: 50x125x50

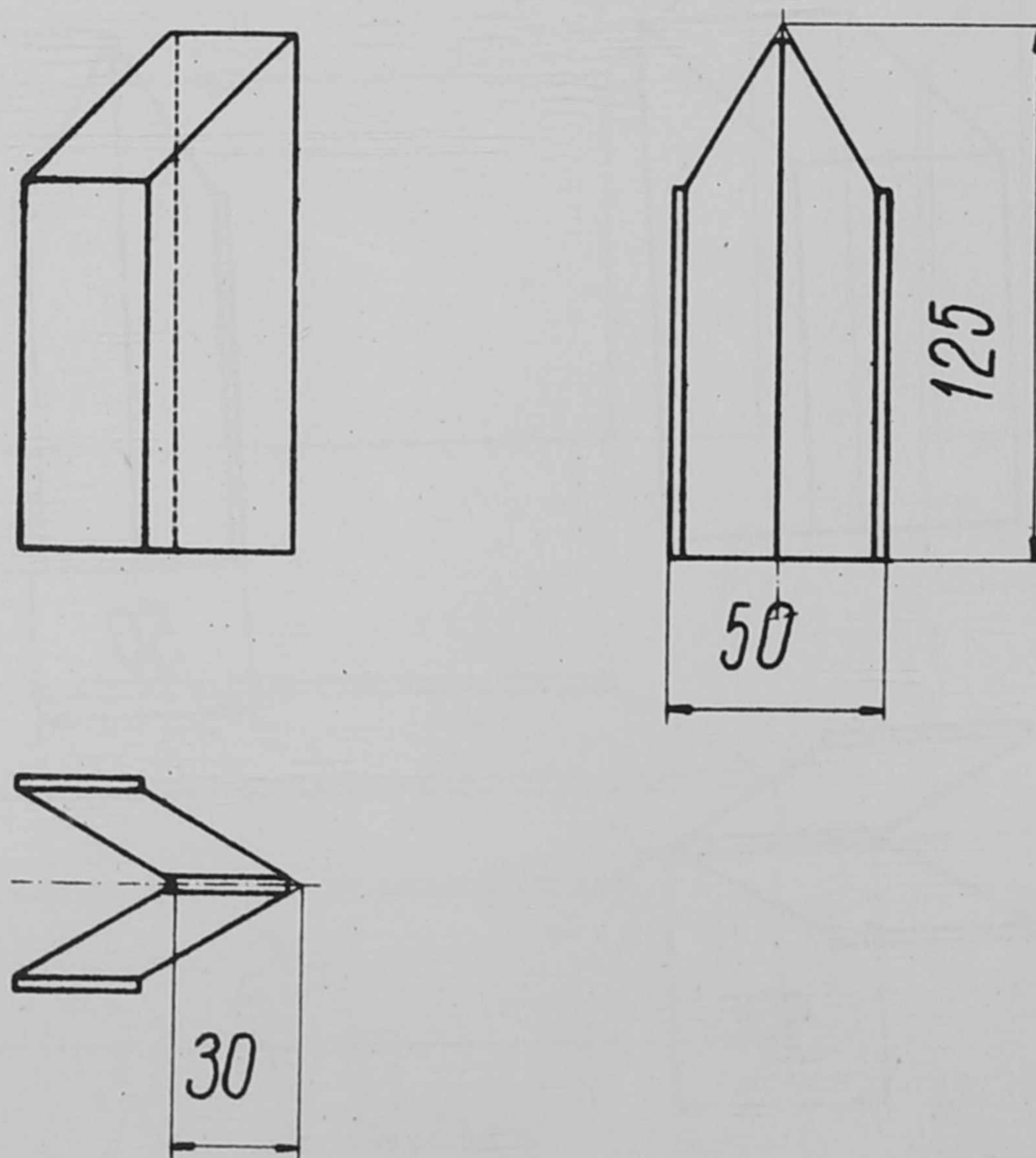
Súly: 2,7 kg

Rajzszám: EM-1203-8



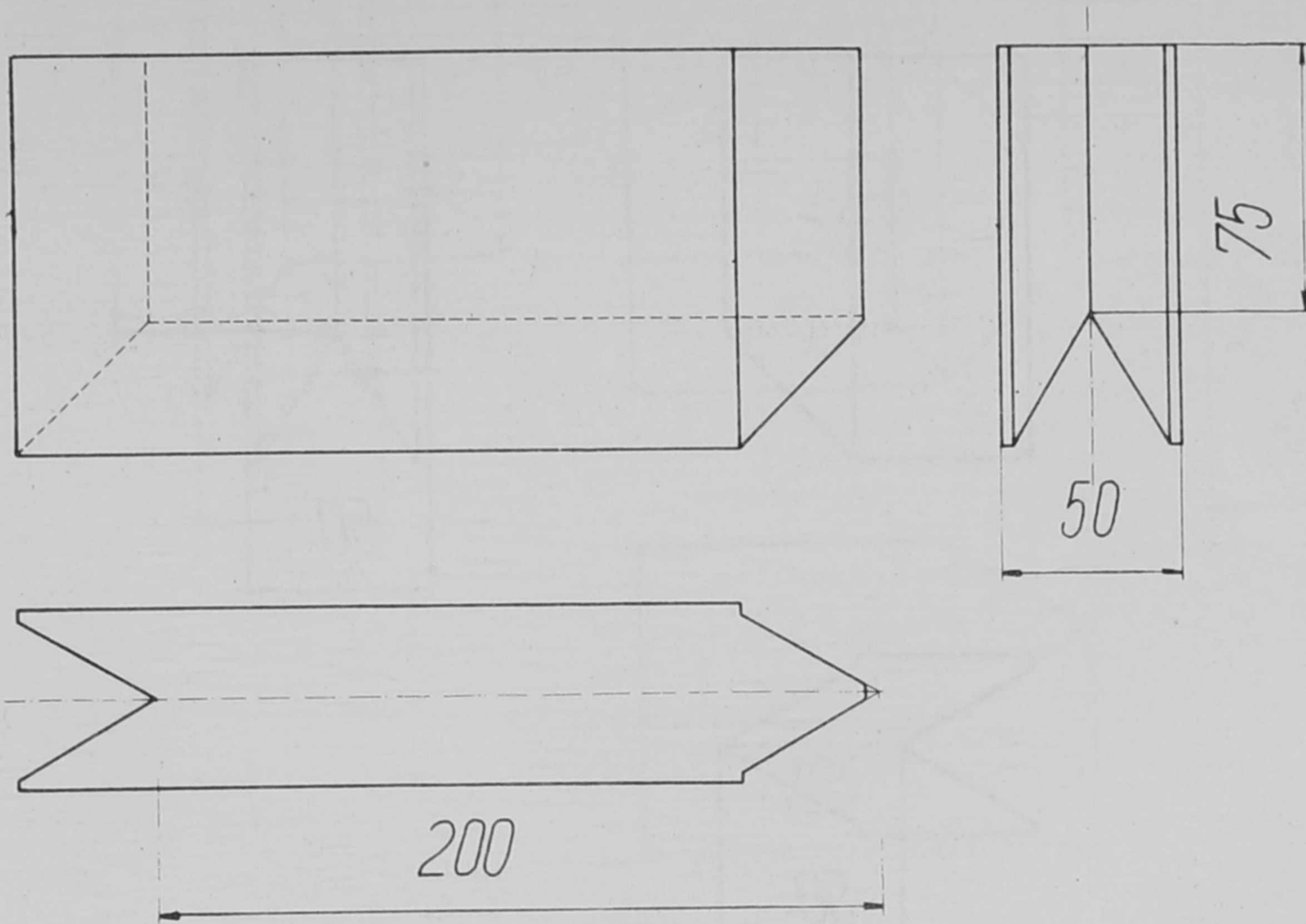
9. ábra

Alapsor téglá
Méret: 50x125x40
Súly: 2,16 kg
Rajzsám: EM-1203-9



10. ábra

Alapsor téglá
Méret: 50x125x30
Súly: 1,62 kg
Rajzsám: EM-1203-10



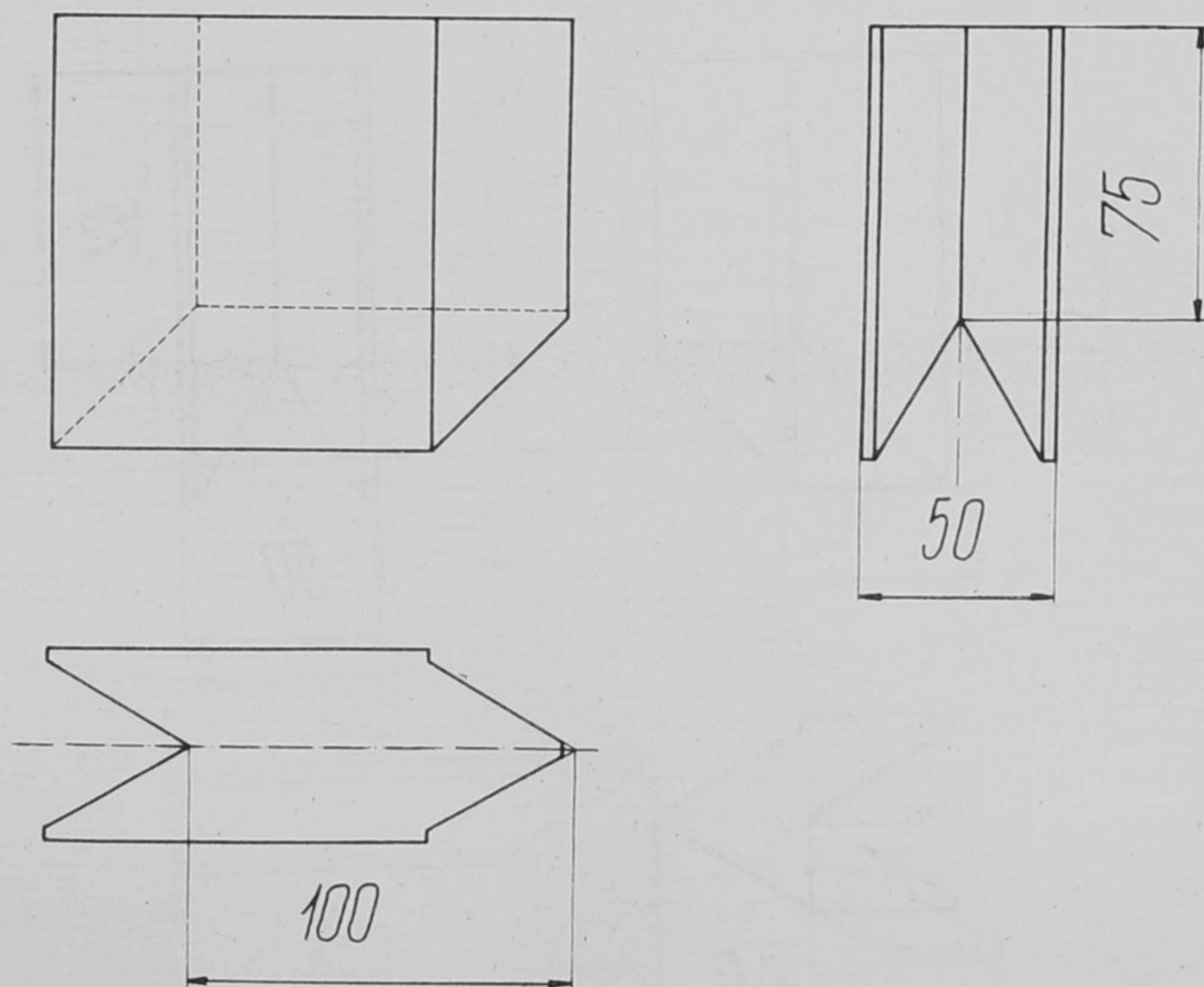
11. ábra

Zárósor téglá

Méret: 50x75x200

Súly: 12 kg

Rajzszám: EM-1203-11



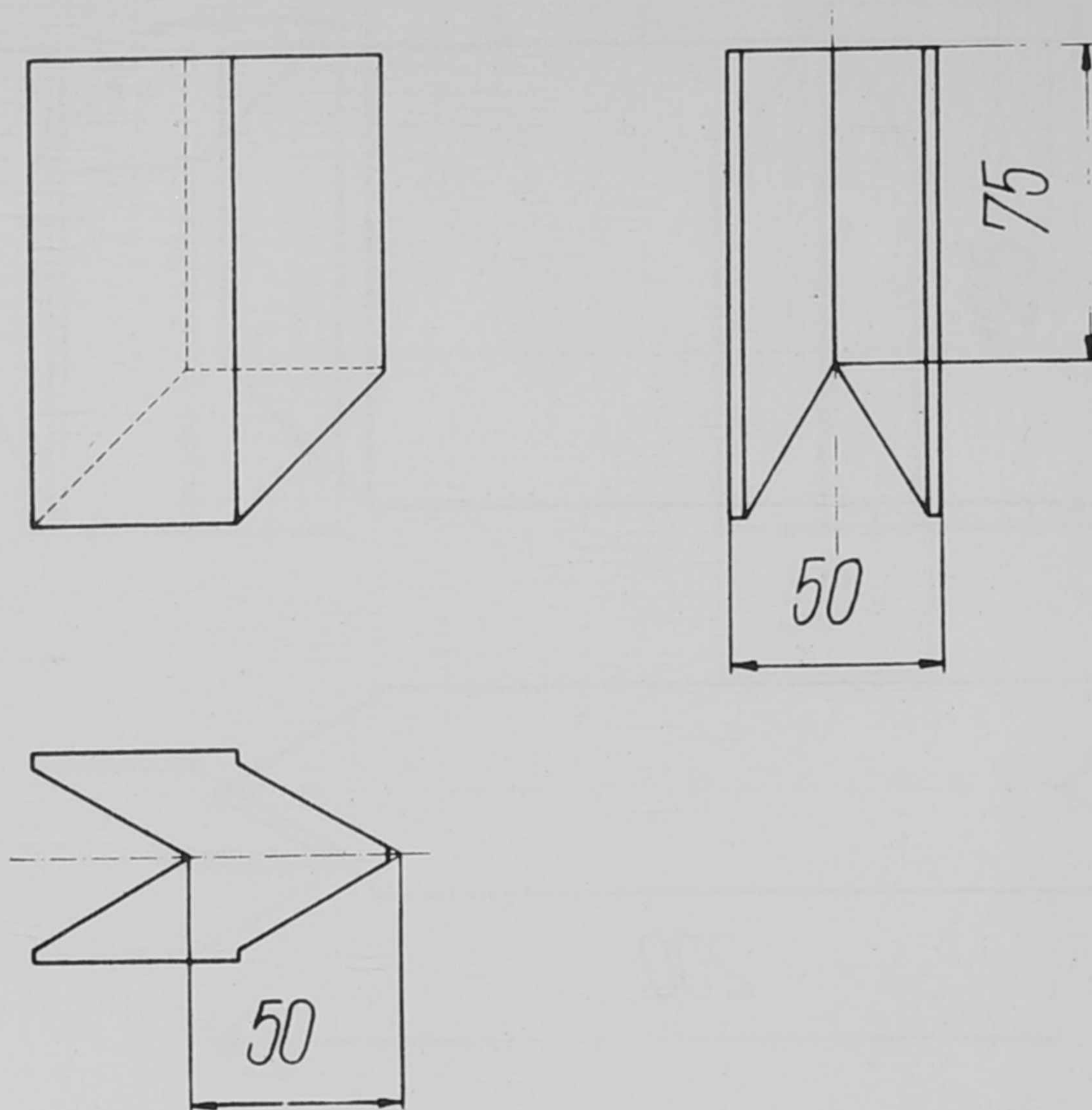
12. ábra

Zárósor téglá

Méret: 50x75x100

Súly: 6 kg

Rajzszám: EM-1203-12



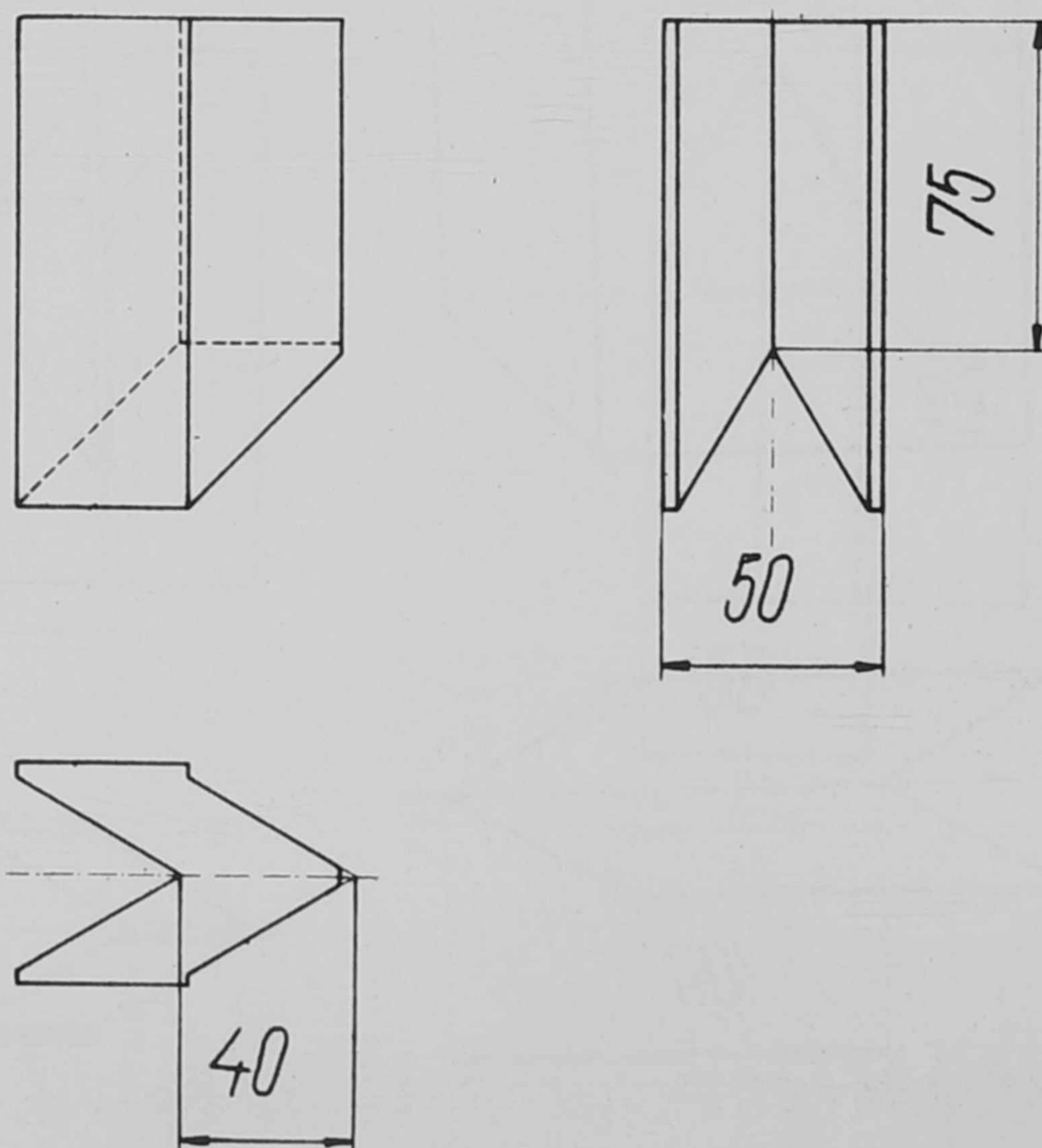
13. ábra

Záró sor téglá

Méret: 50x75x50

Súly: 3 kg

Rajzszám: EM-1203-13



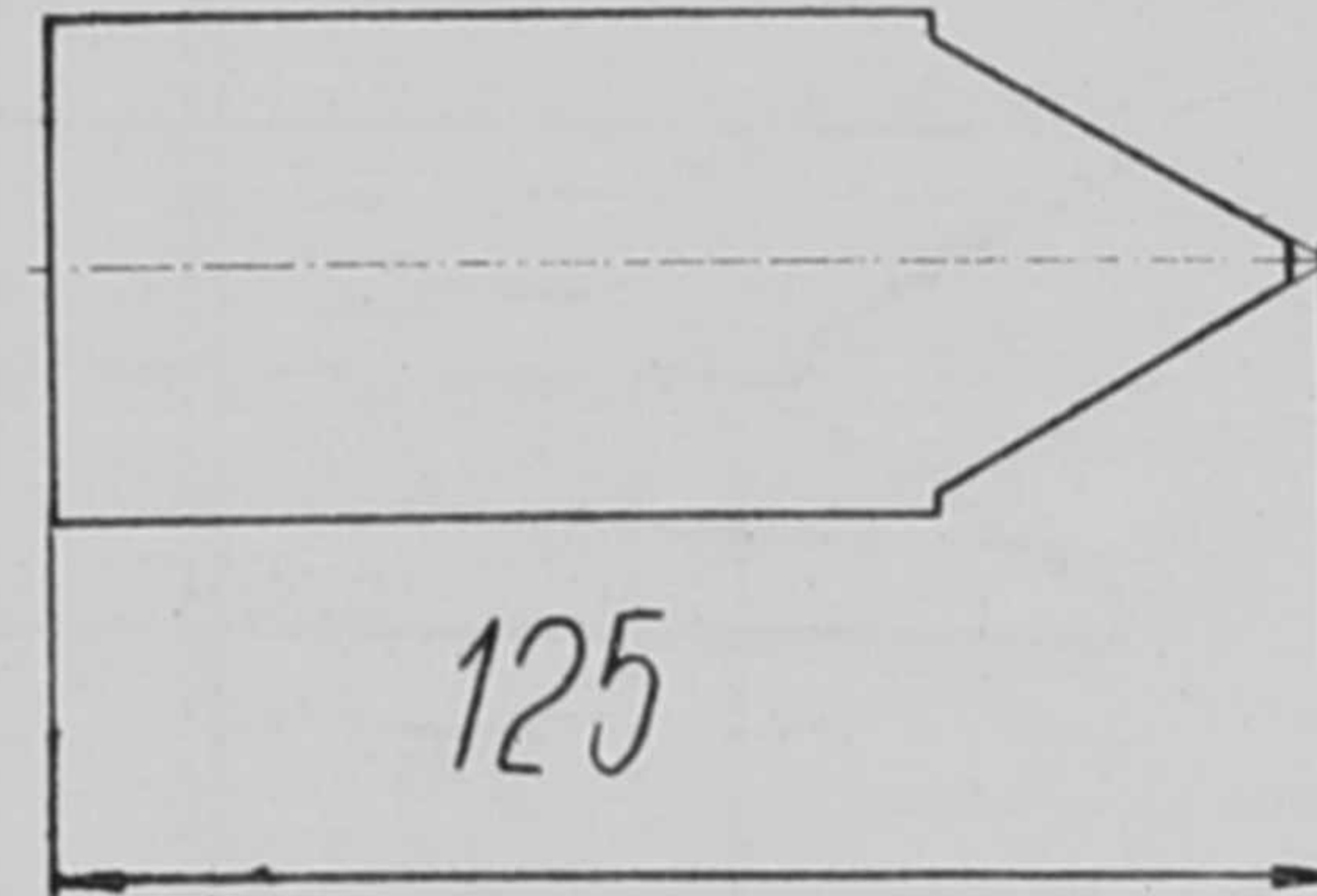
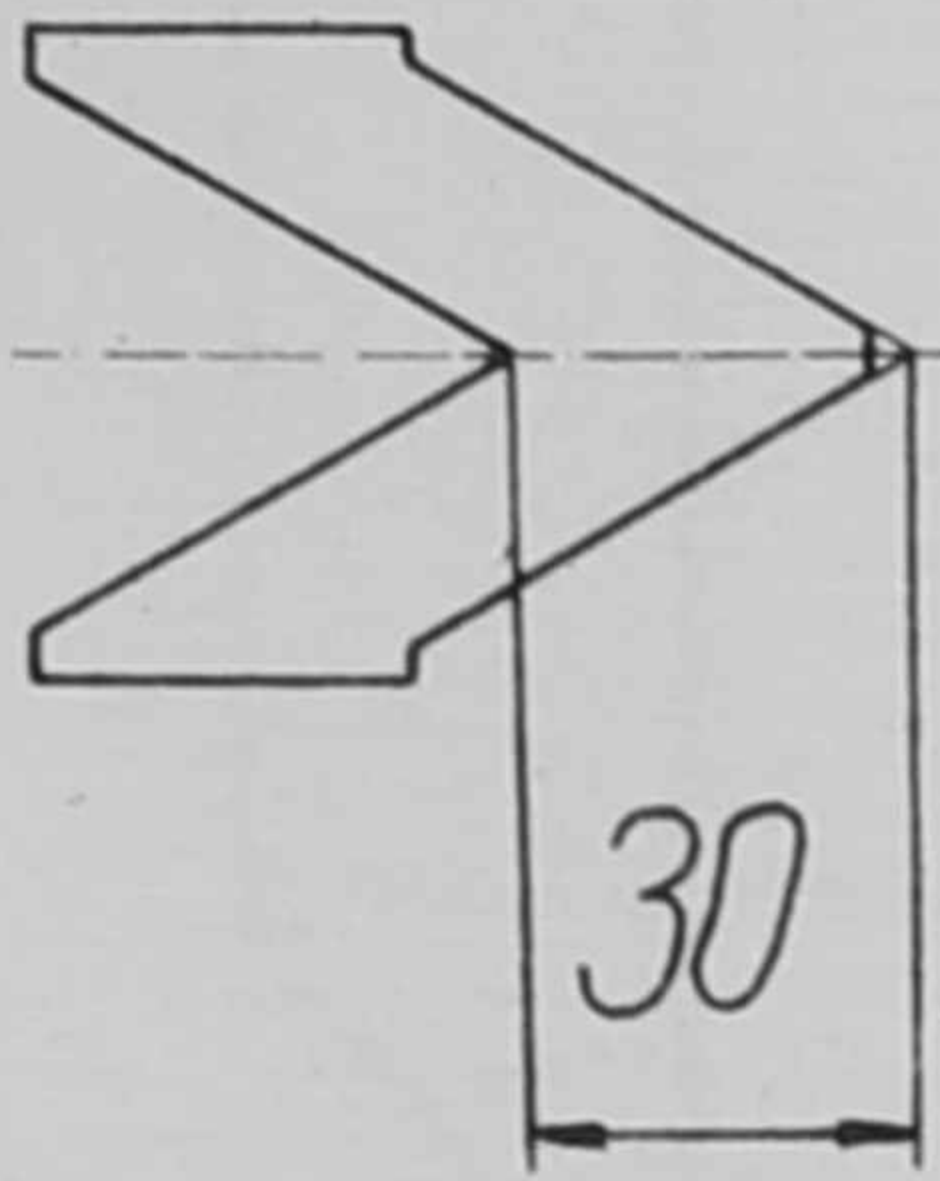
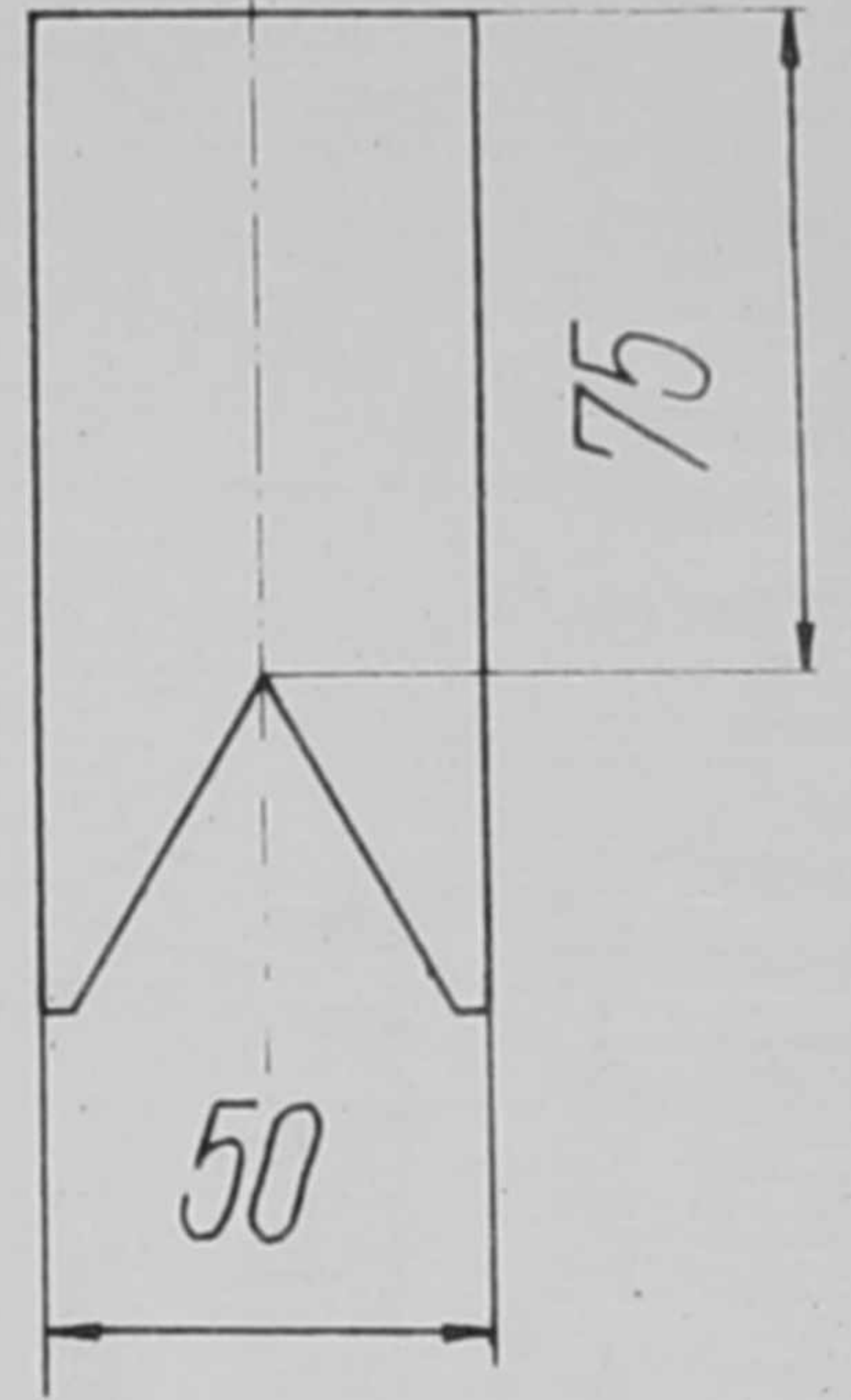
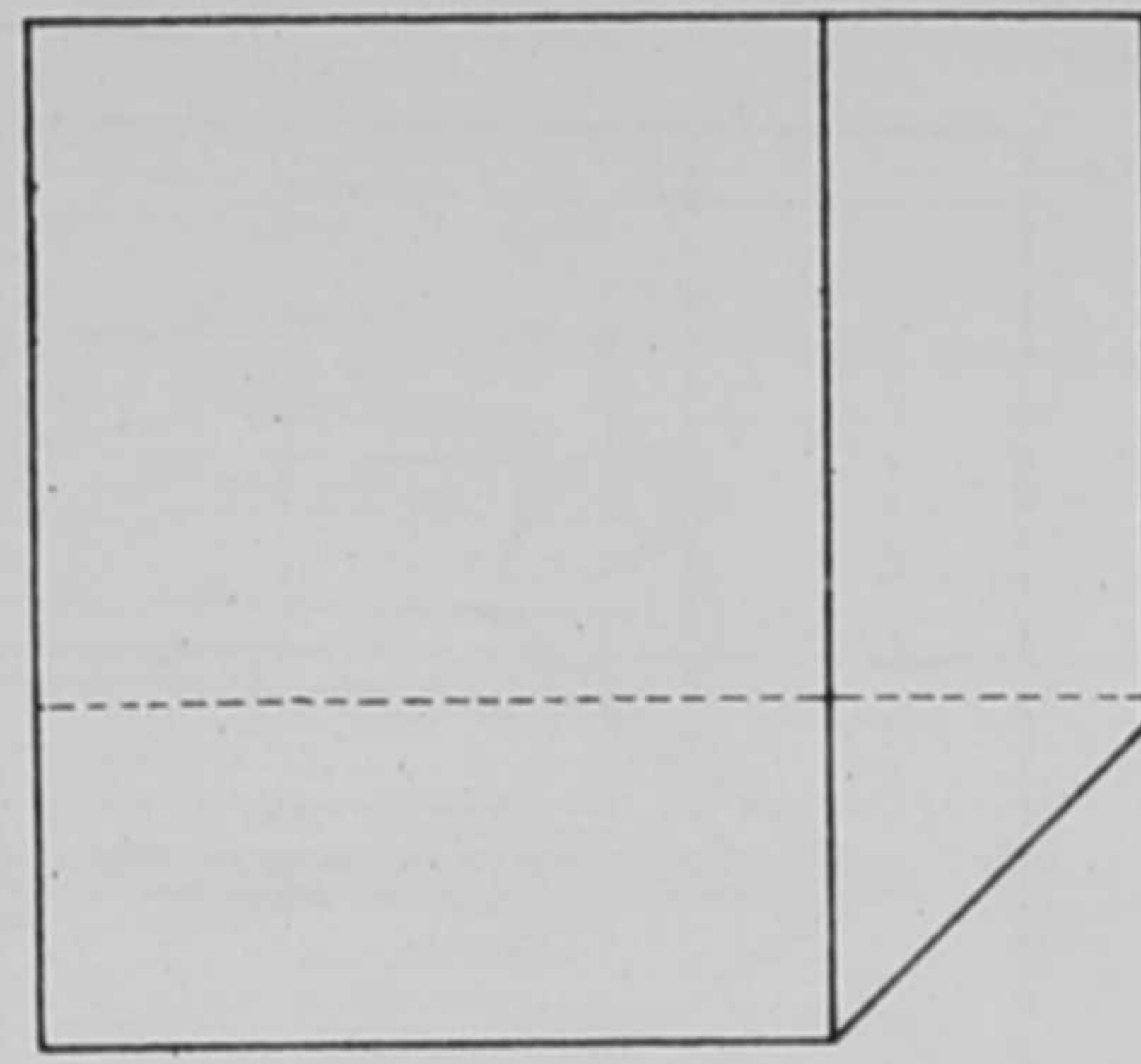
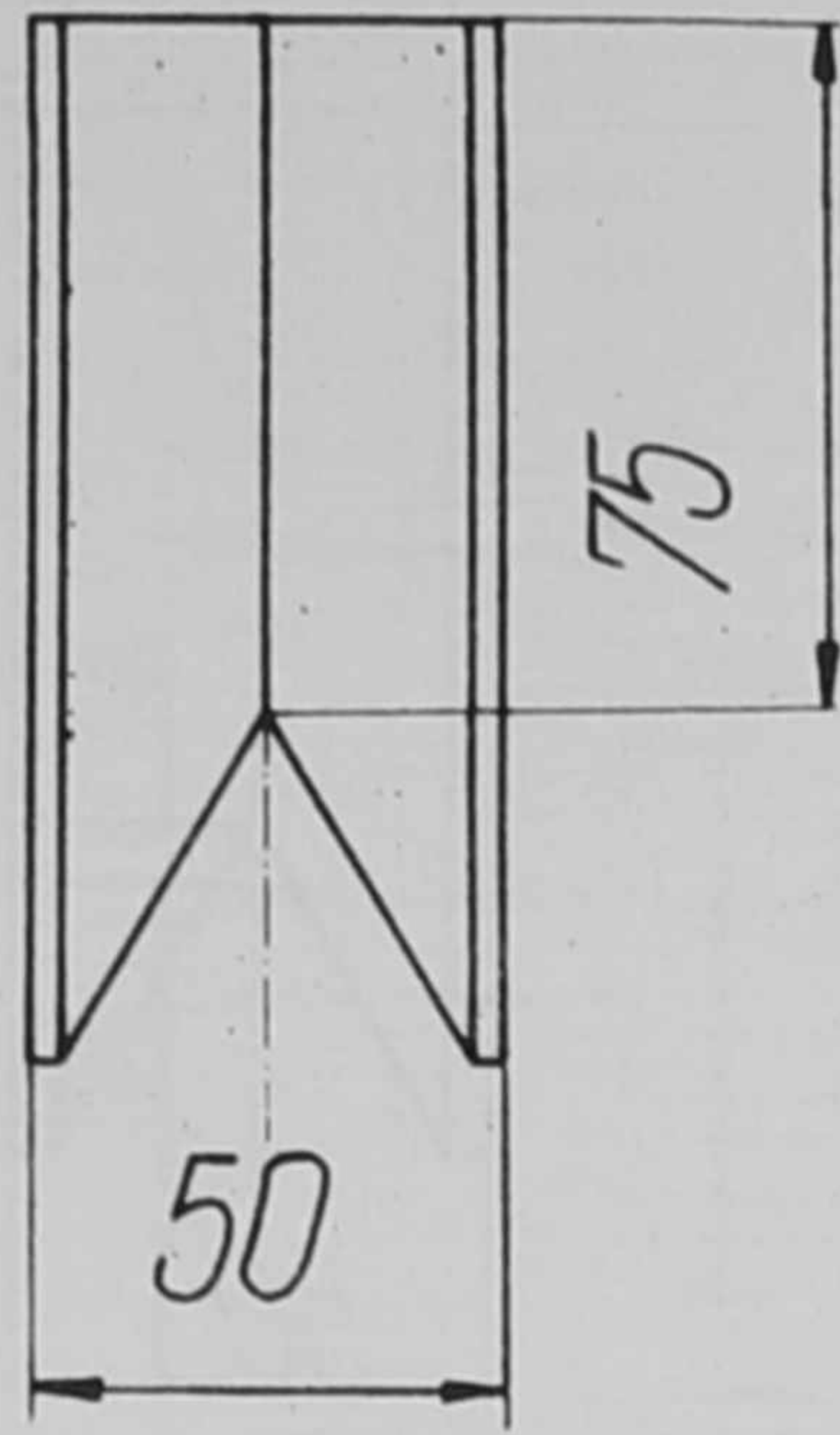
14. ábra

Záró sor téglá

Méret: 50x75x40

Súly: 2,4 kg

Rajzszám: EM-1203-14



15. ábra

Záró sor téglá

Méret: 50x75x30

Súly: 1,8 kg

Rajzszám: EM-1203-15

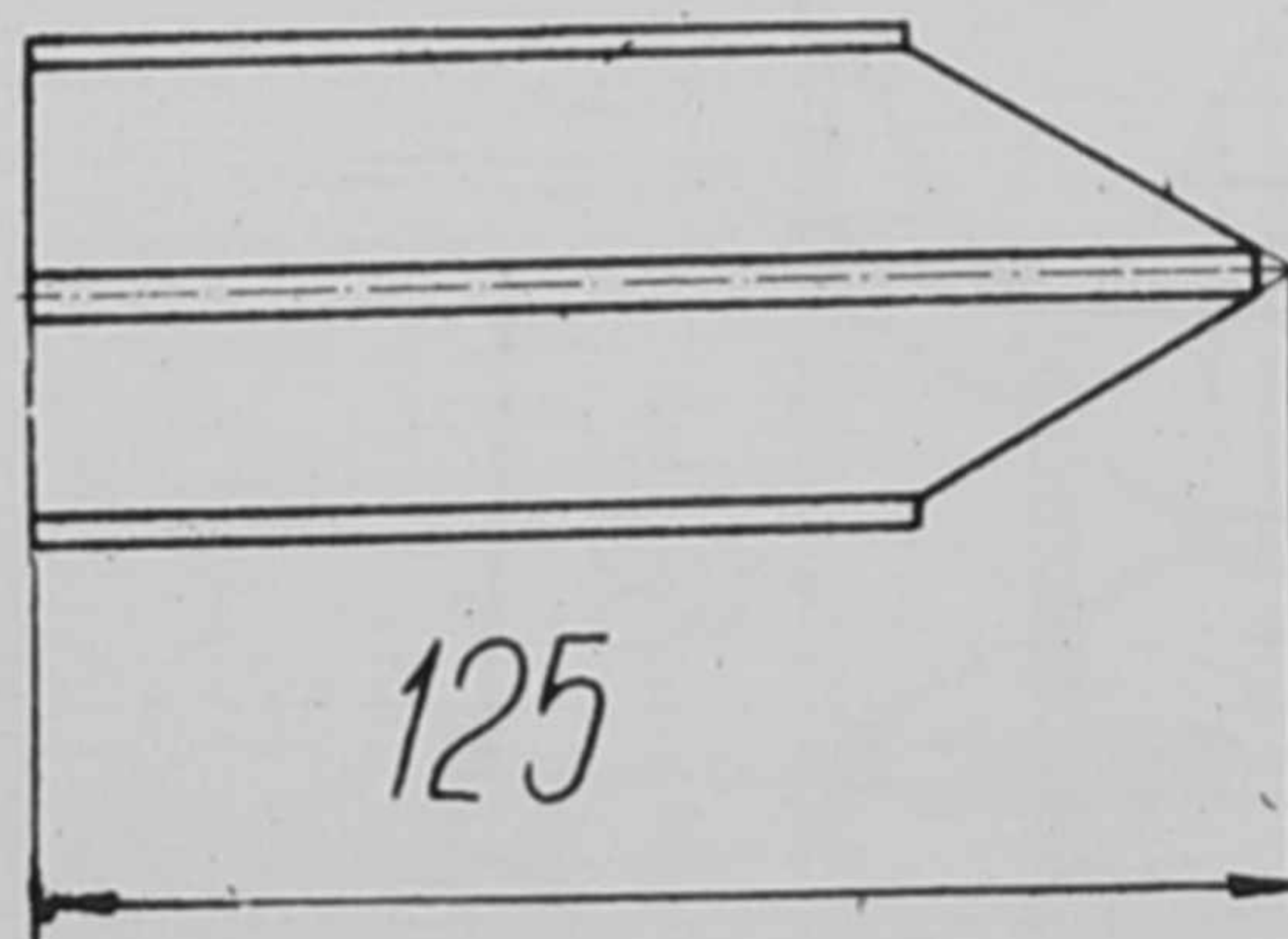
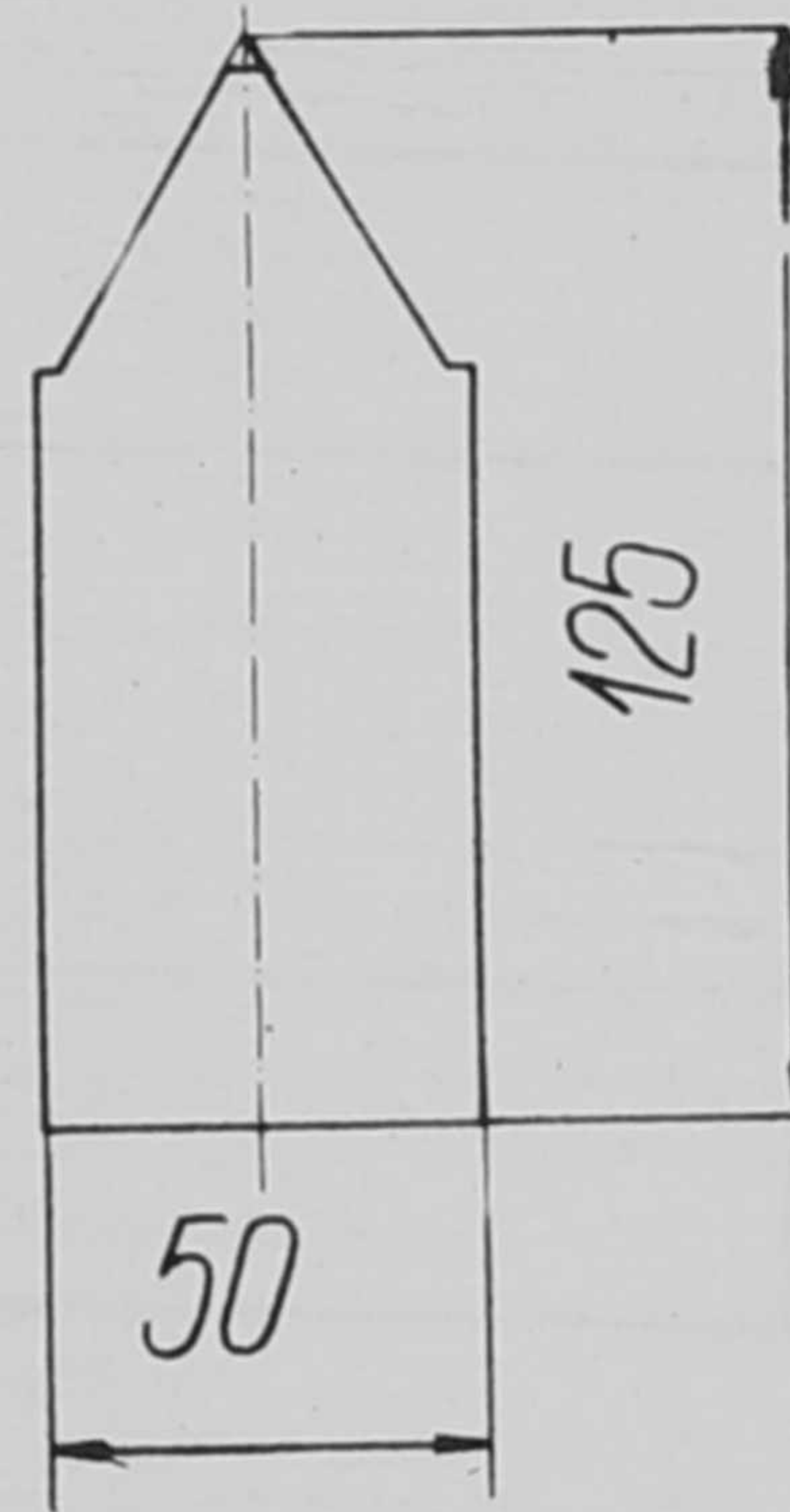
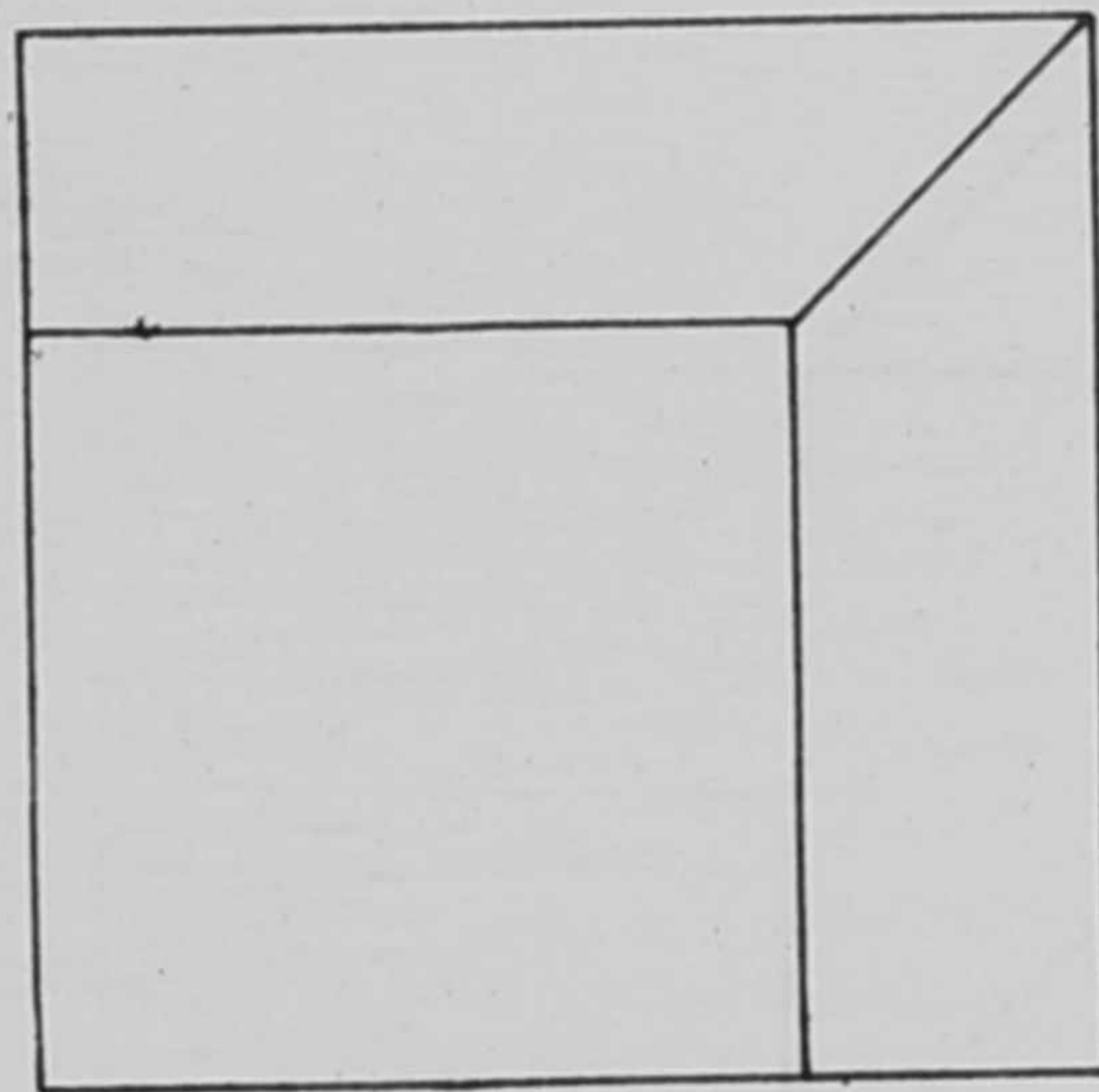
16. ábra

Saroktégla

Méret: 50x75x125

Súly: 5,67 kg

Rajzszám: EM-1203-16



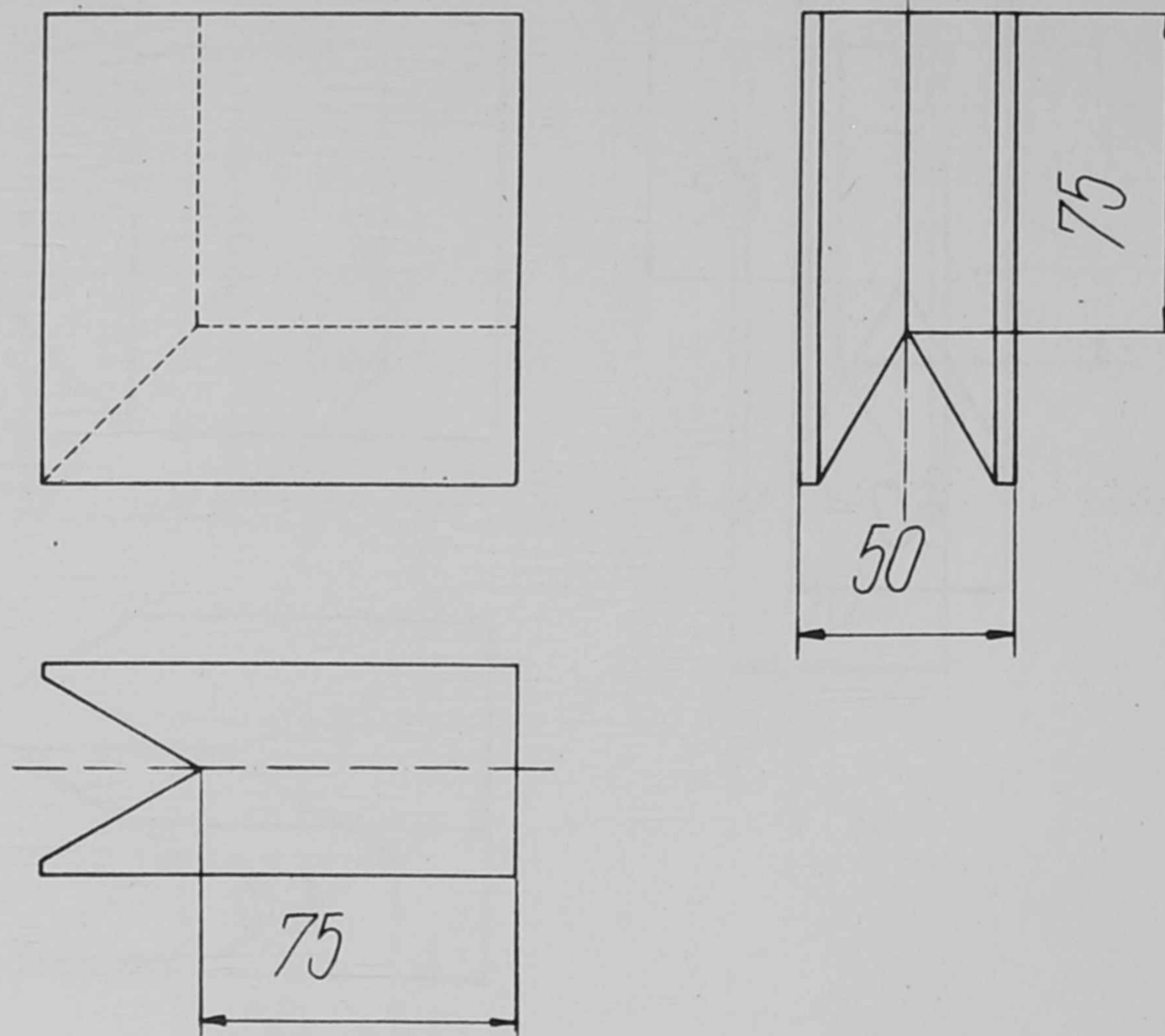
17. ábra

Saroktégla

Méret: 50x125x125

Súly: 5,13 kg

Rajzszám: EM-1203-17



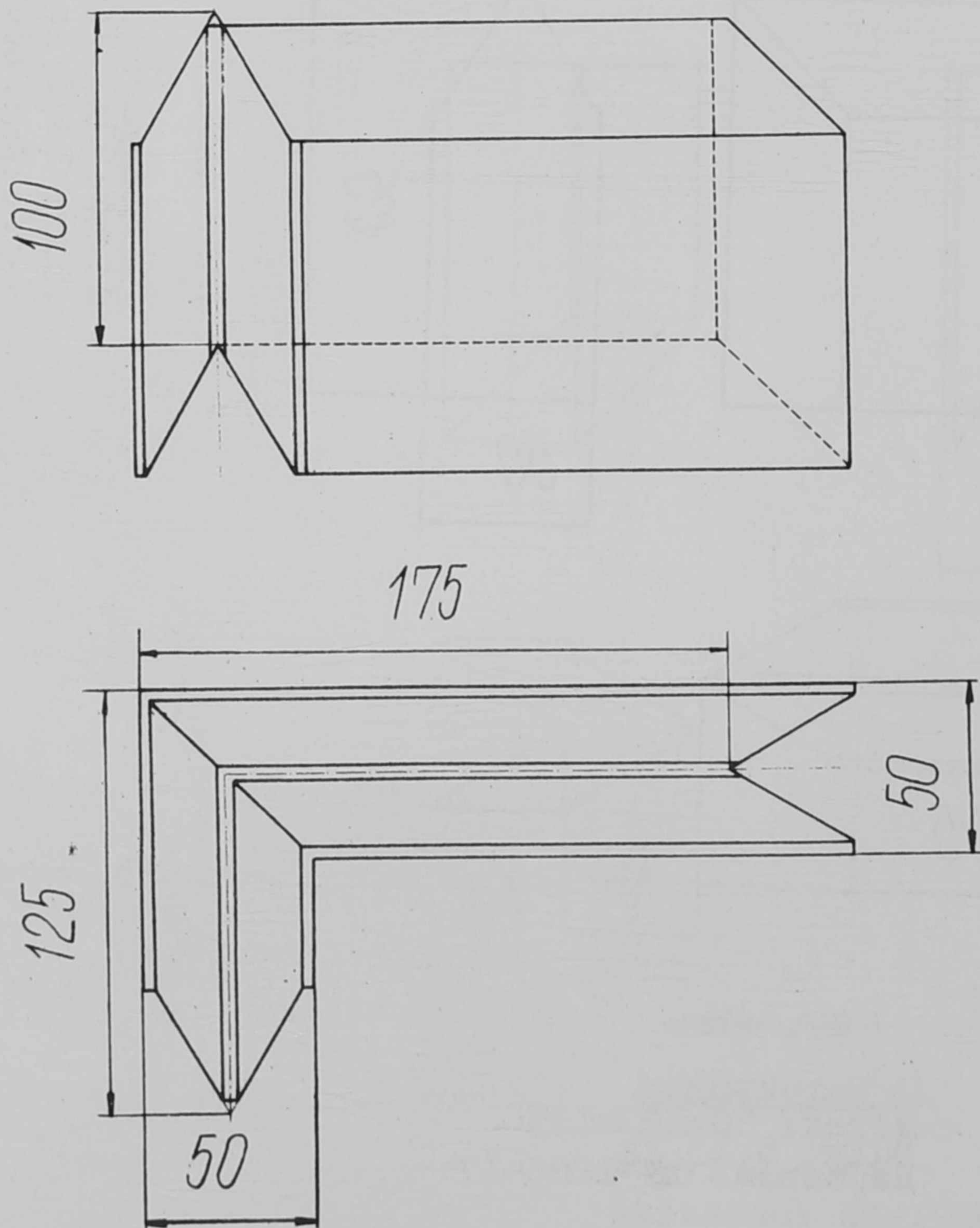
18. ábra

Saroktégla

Méret: 50x75x75

Súly: 6,25 kg

Rajzszám: EM-1203-18



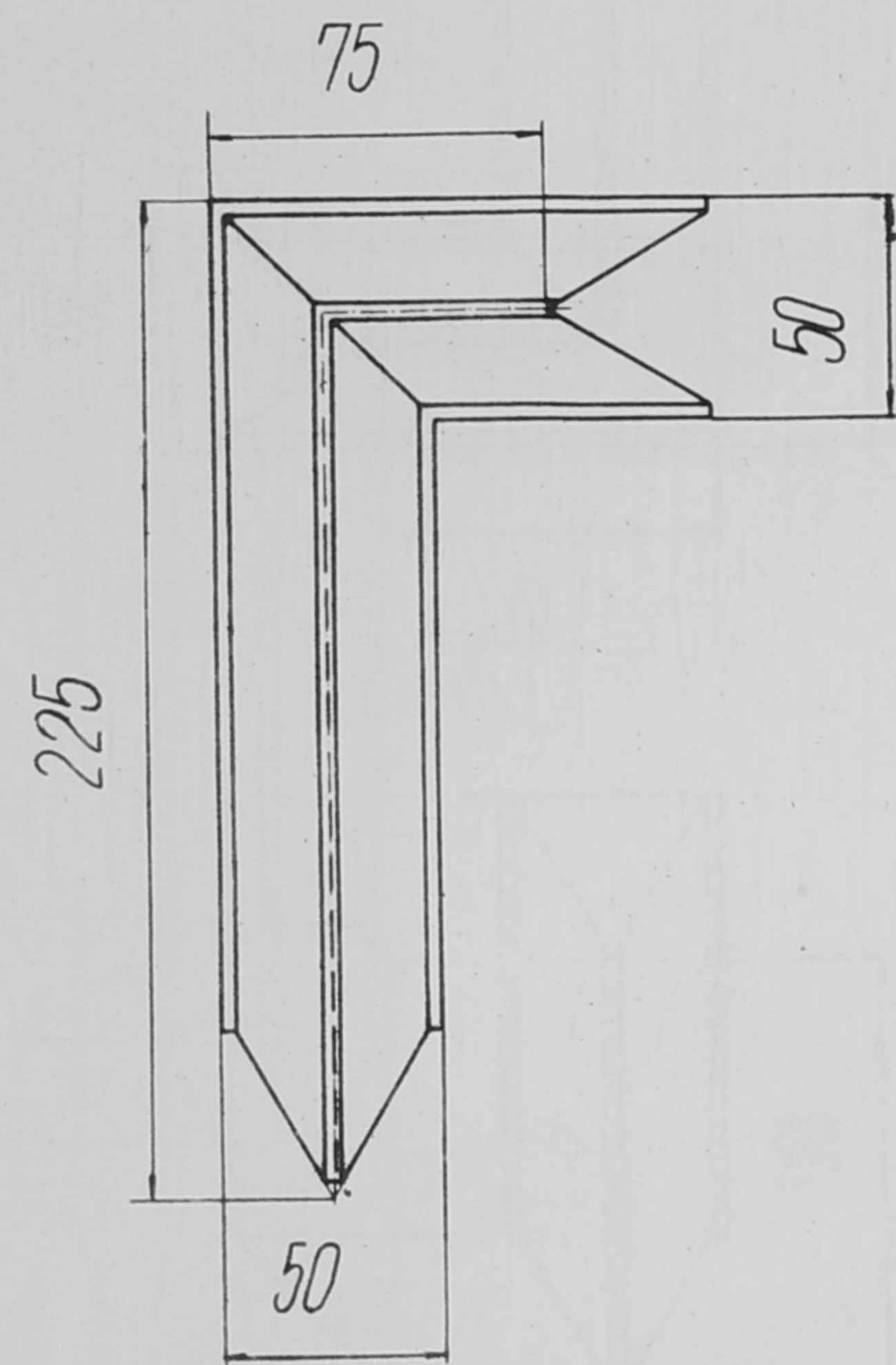
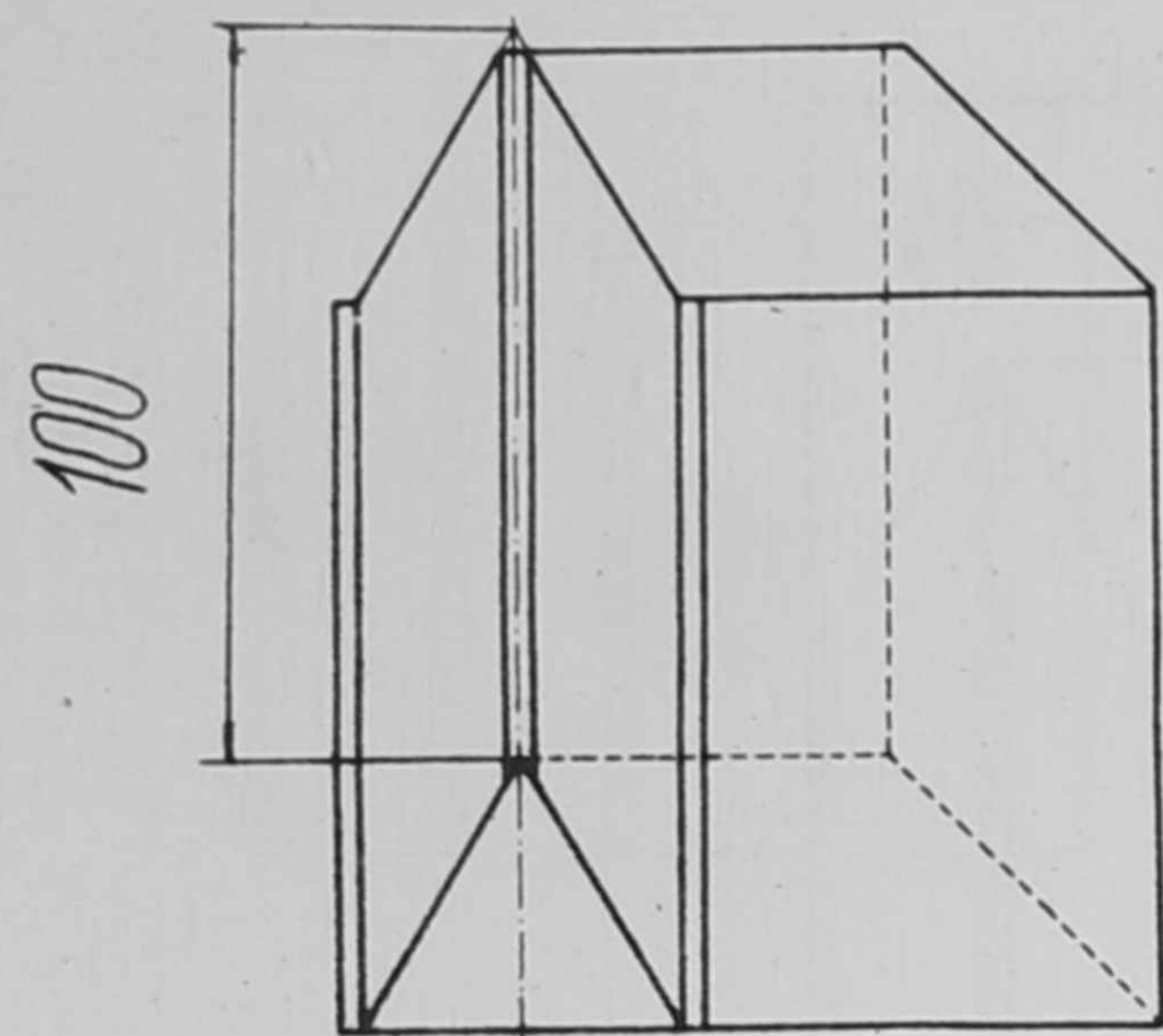
19. ábra

Szöglettégla

Méret: 50x100x125x175

Súly: 14,2 kg

Rajzszám: EM-1203-18



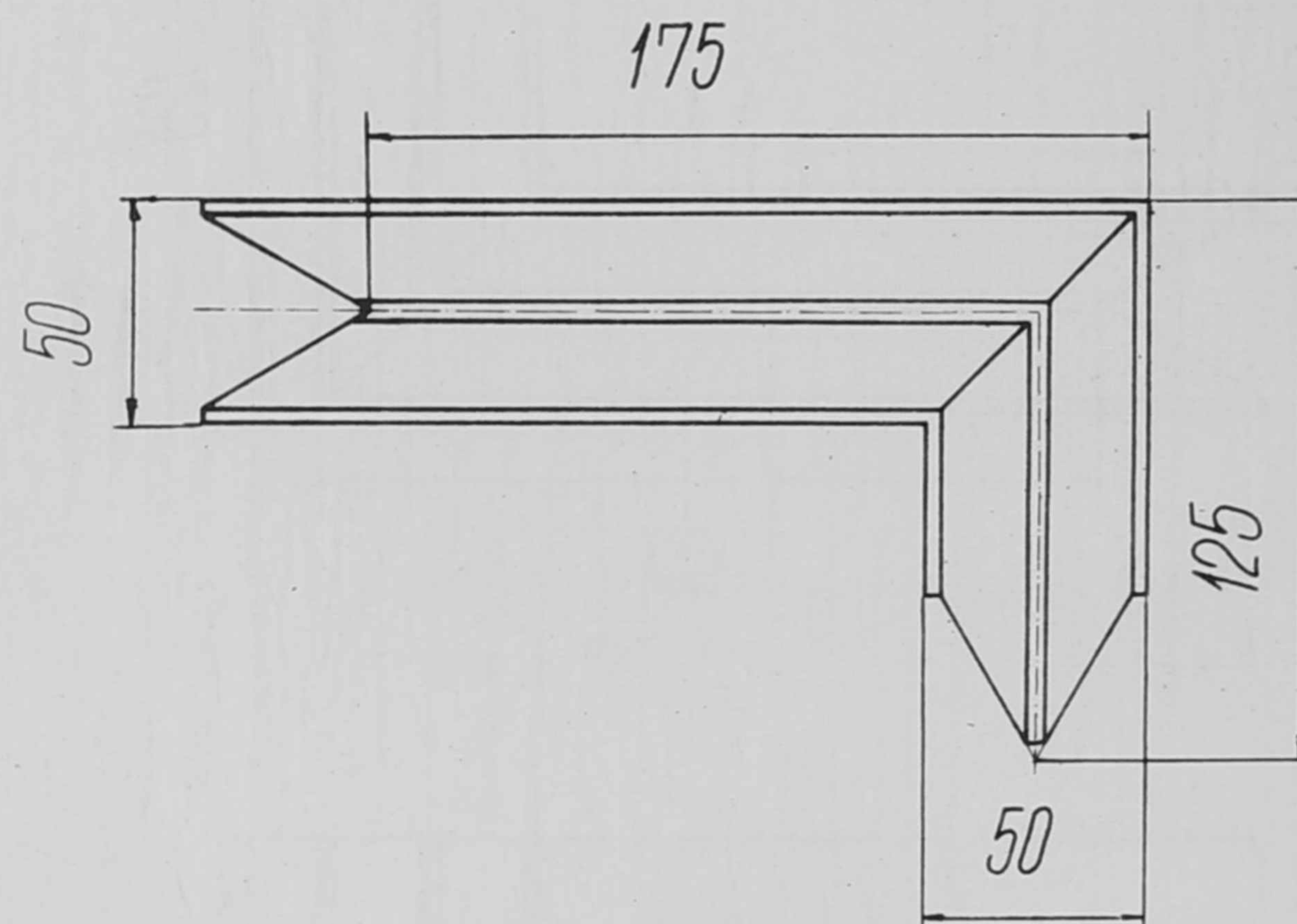
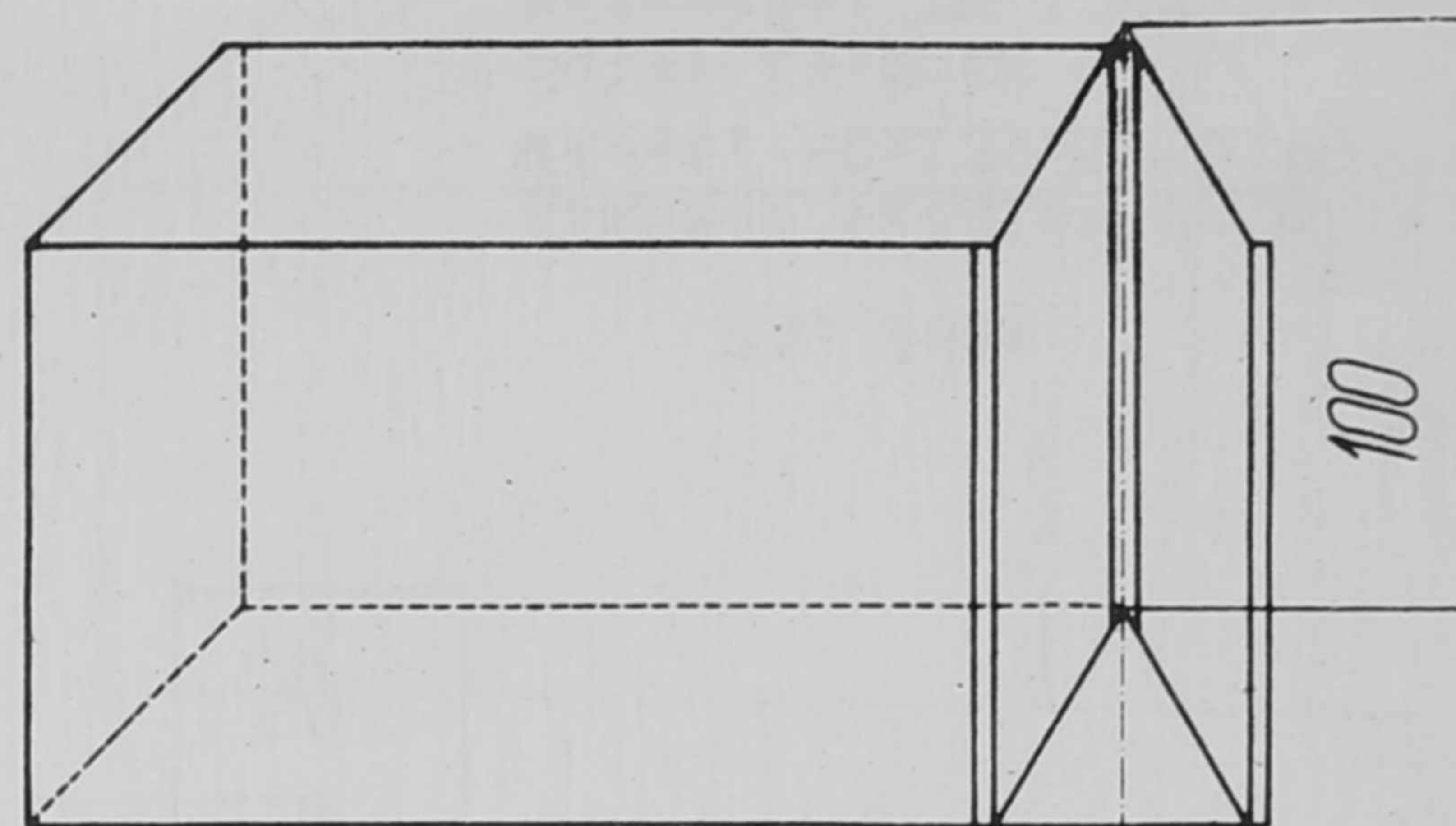
20. ábra

Szöglettégla

Méret: 50x100x225x75

Súly: 14,2 kg

Rajzszám: EM-1203-20



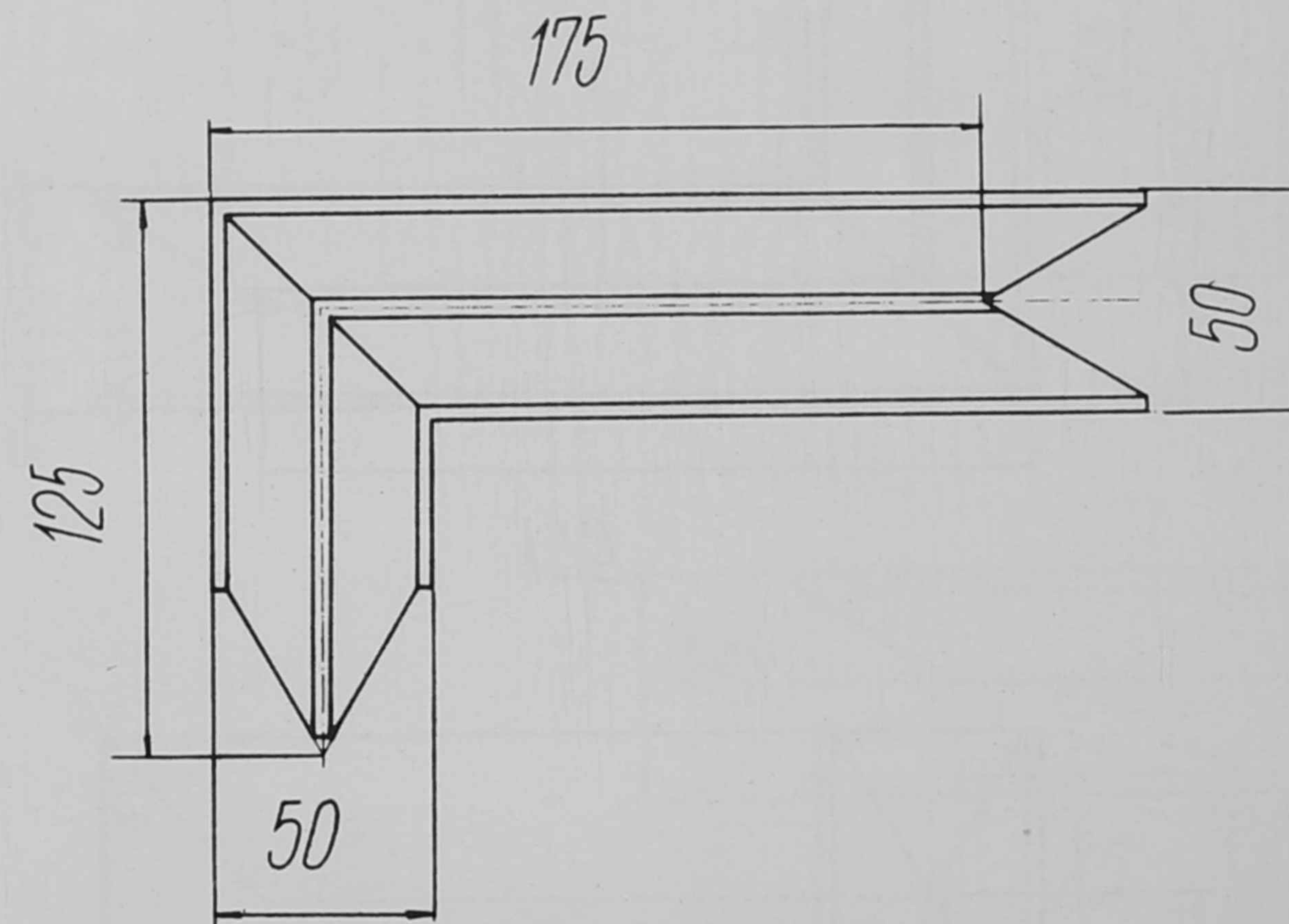
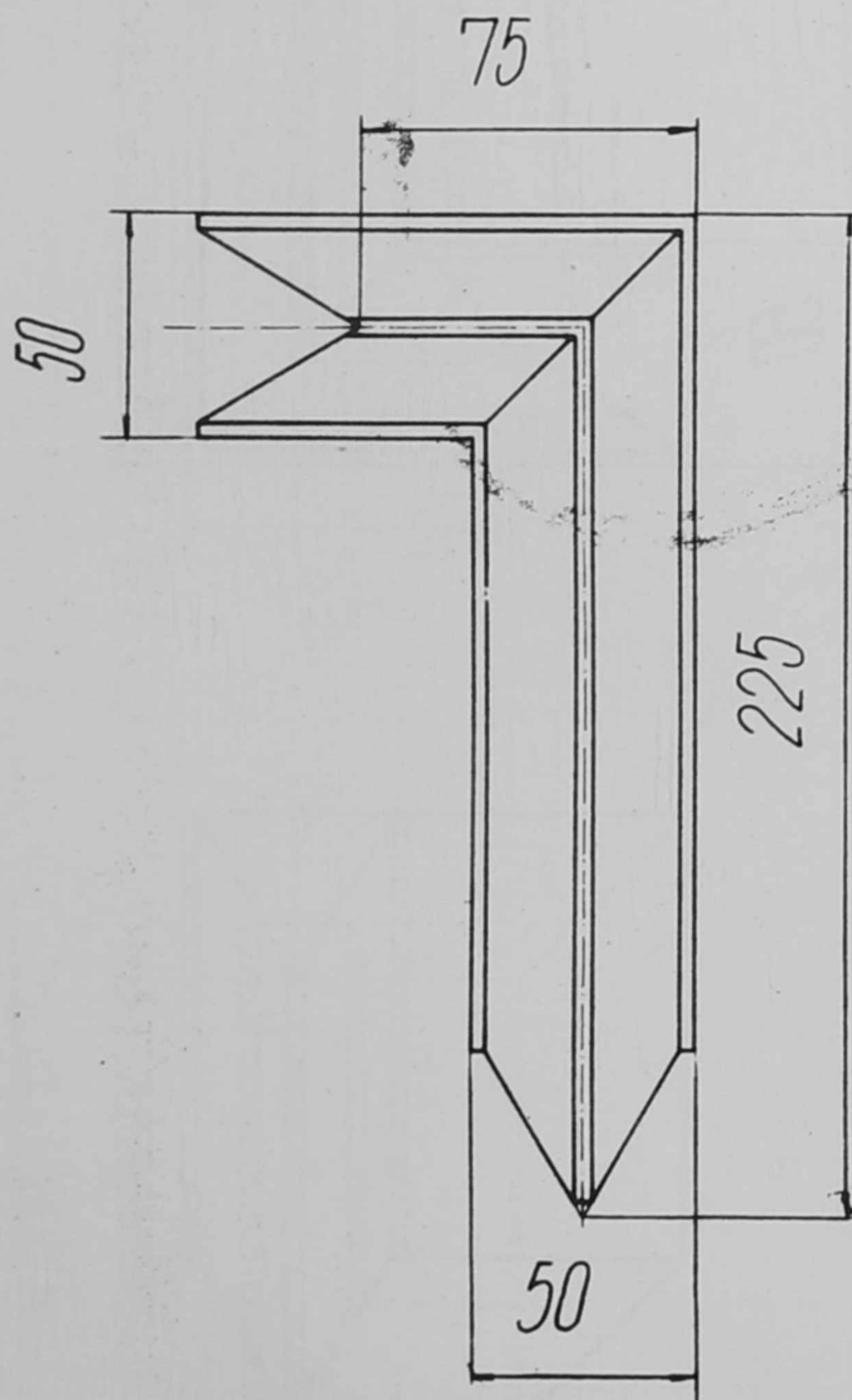
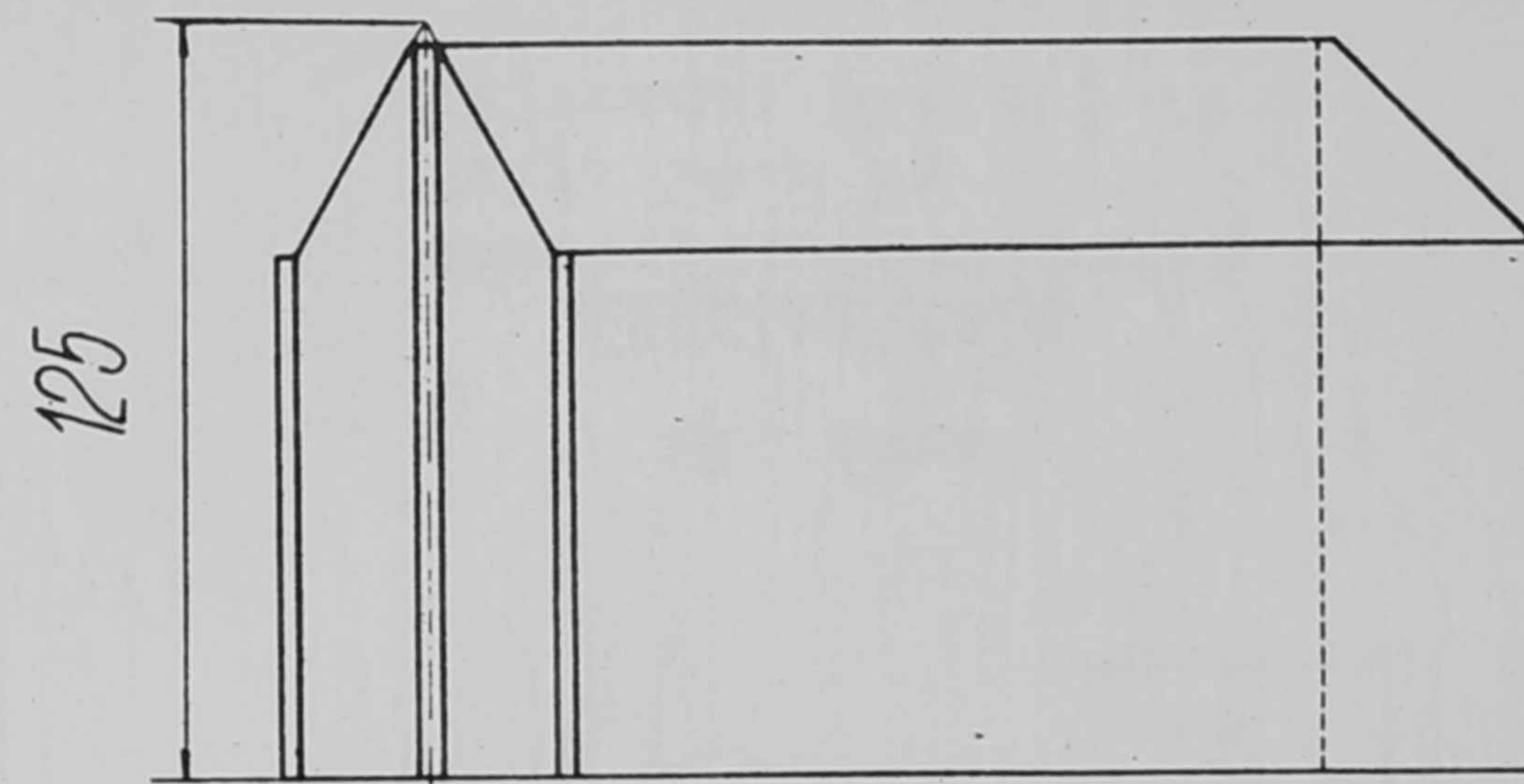
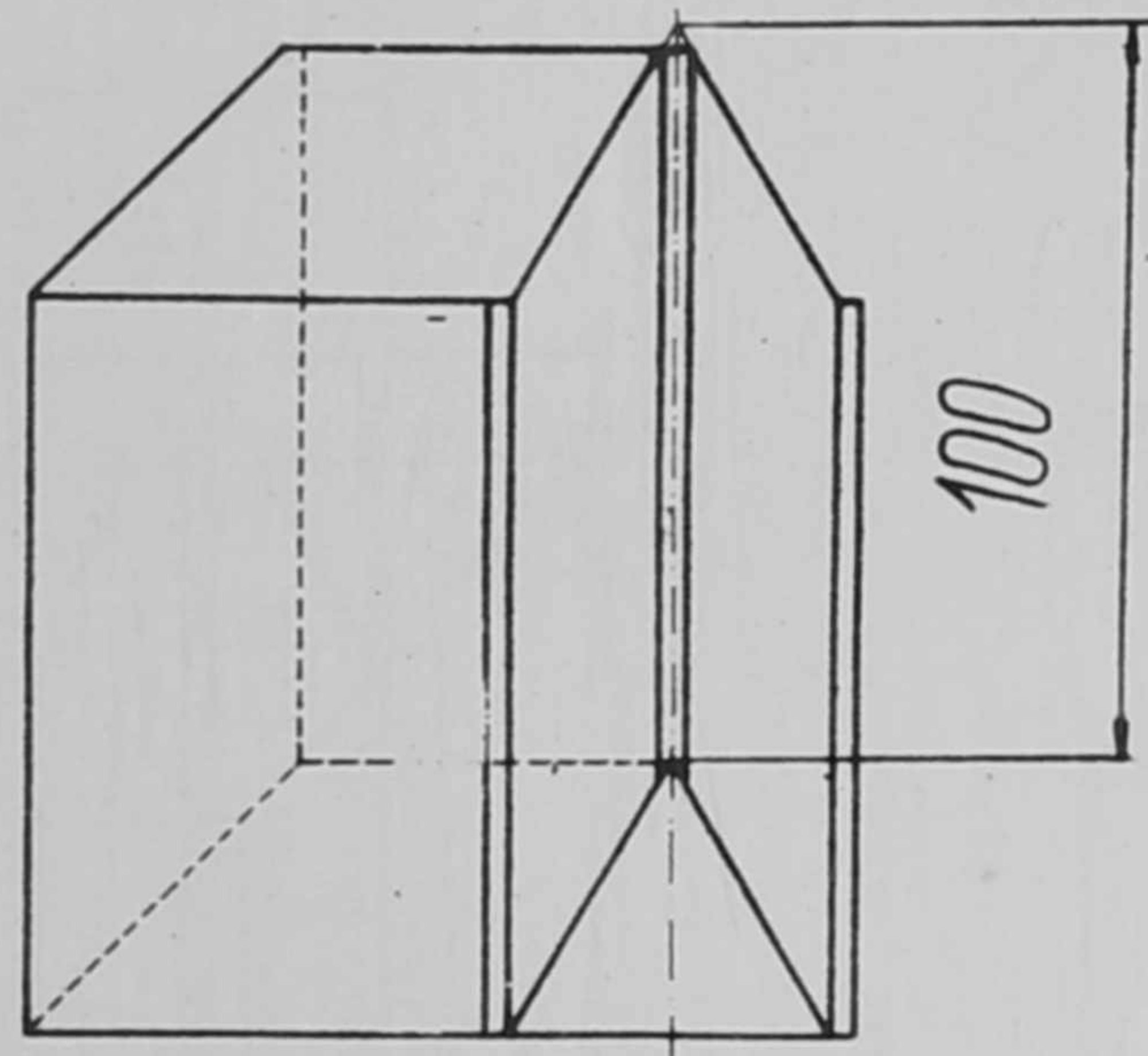
21. ábra

Szöglettégla

Méret: 50x100x125x175

Súly: 14,2 kg

Rajzszám: EM-1203-22



22. ábra

Szöglettégla

Méret: 50x100x225x75

Súly: 14,2 kg

Rajzsám: EM-1203-22

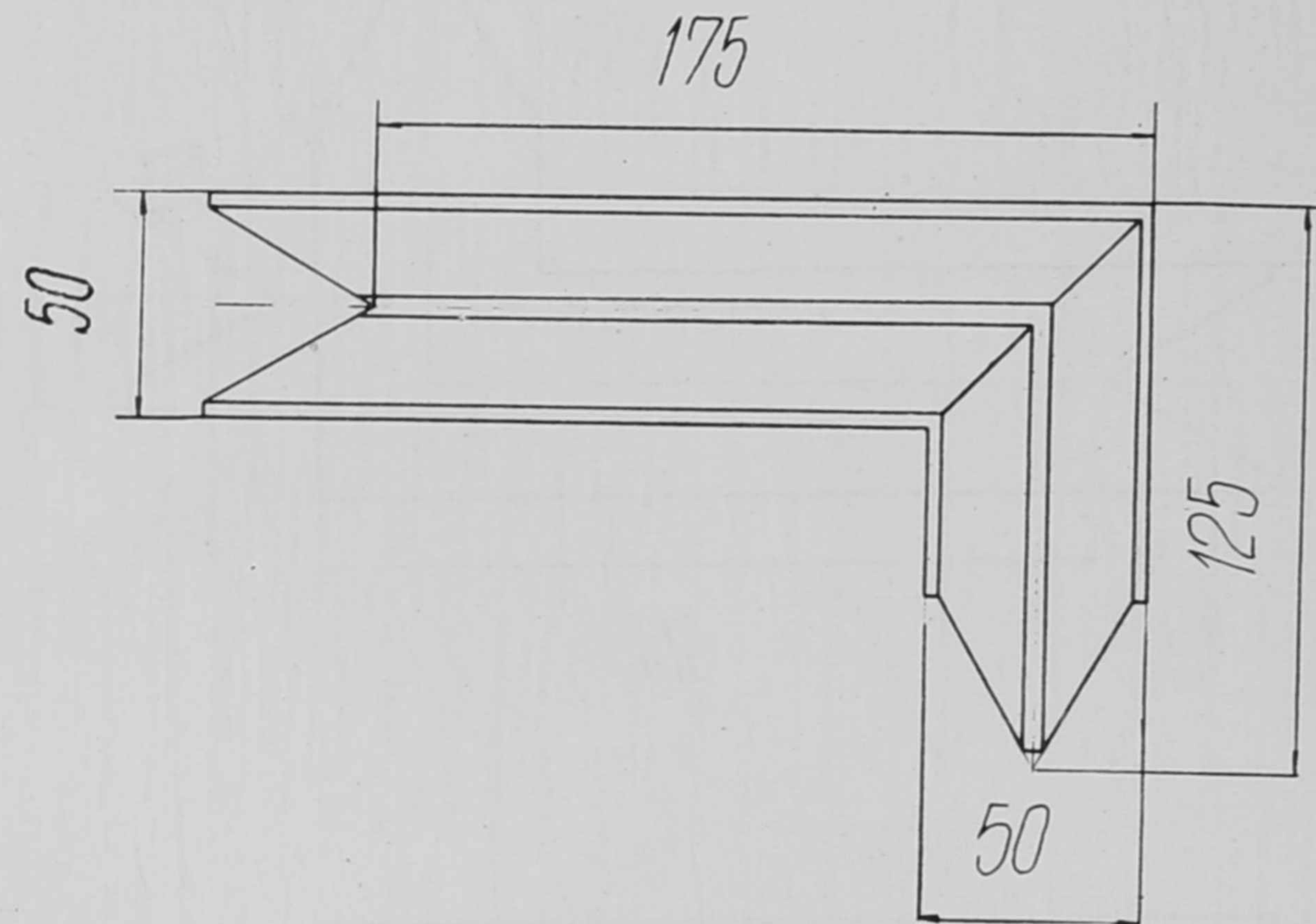
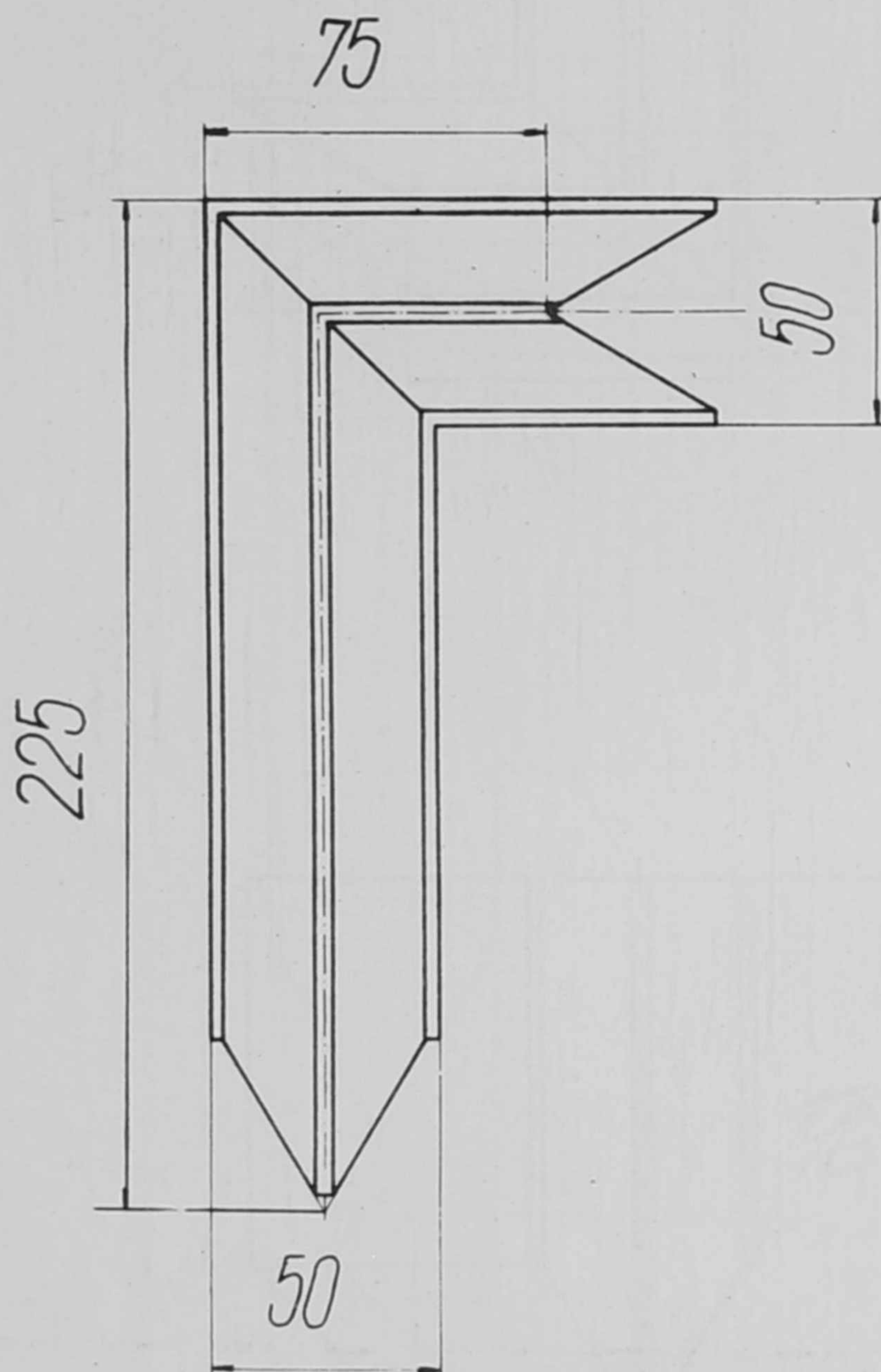
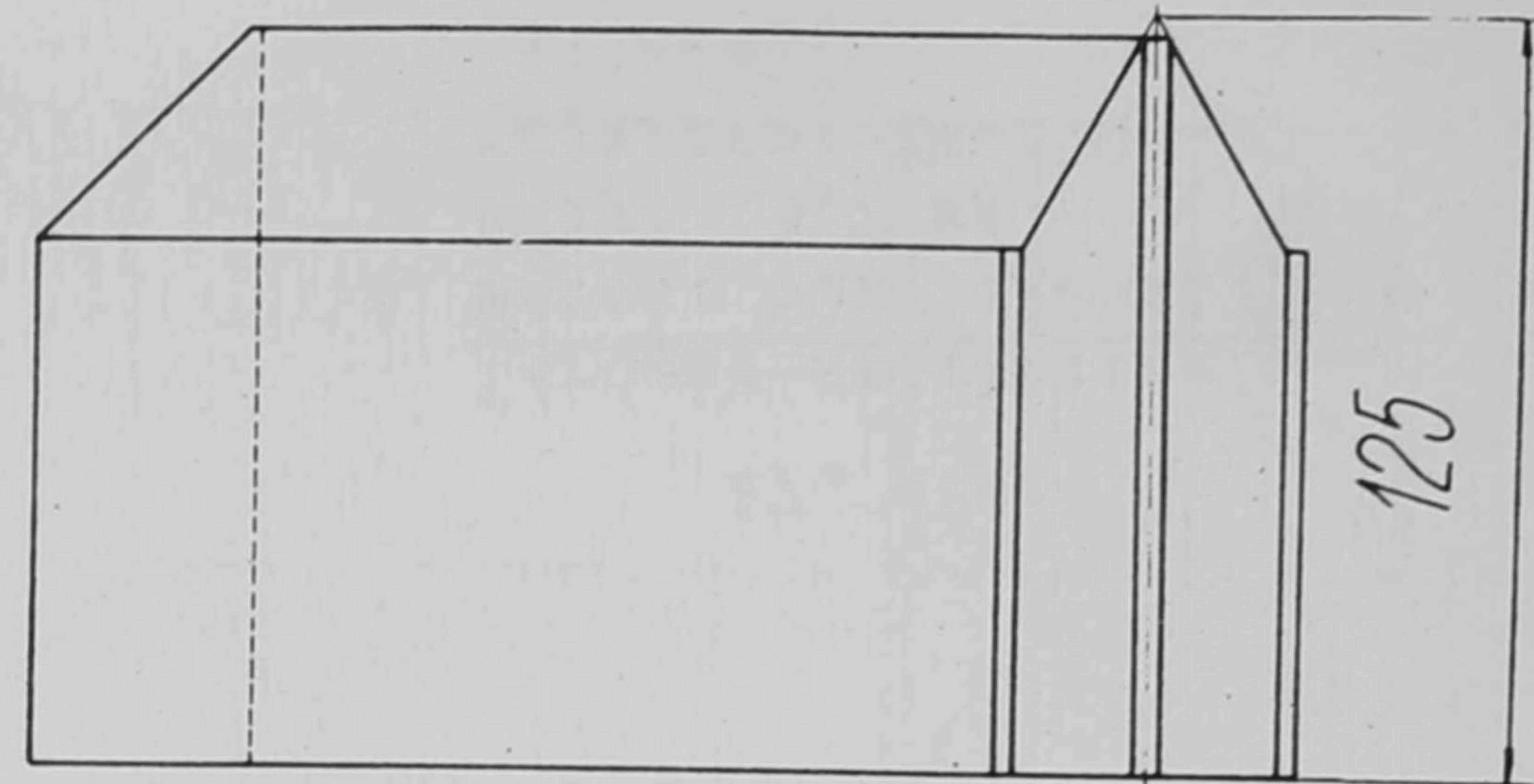
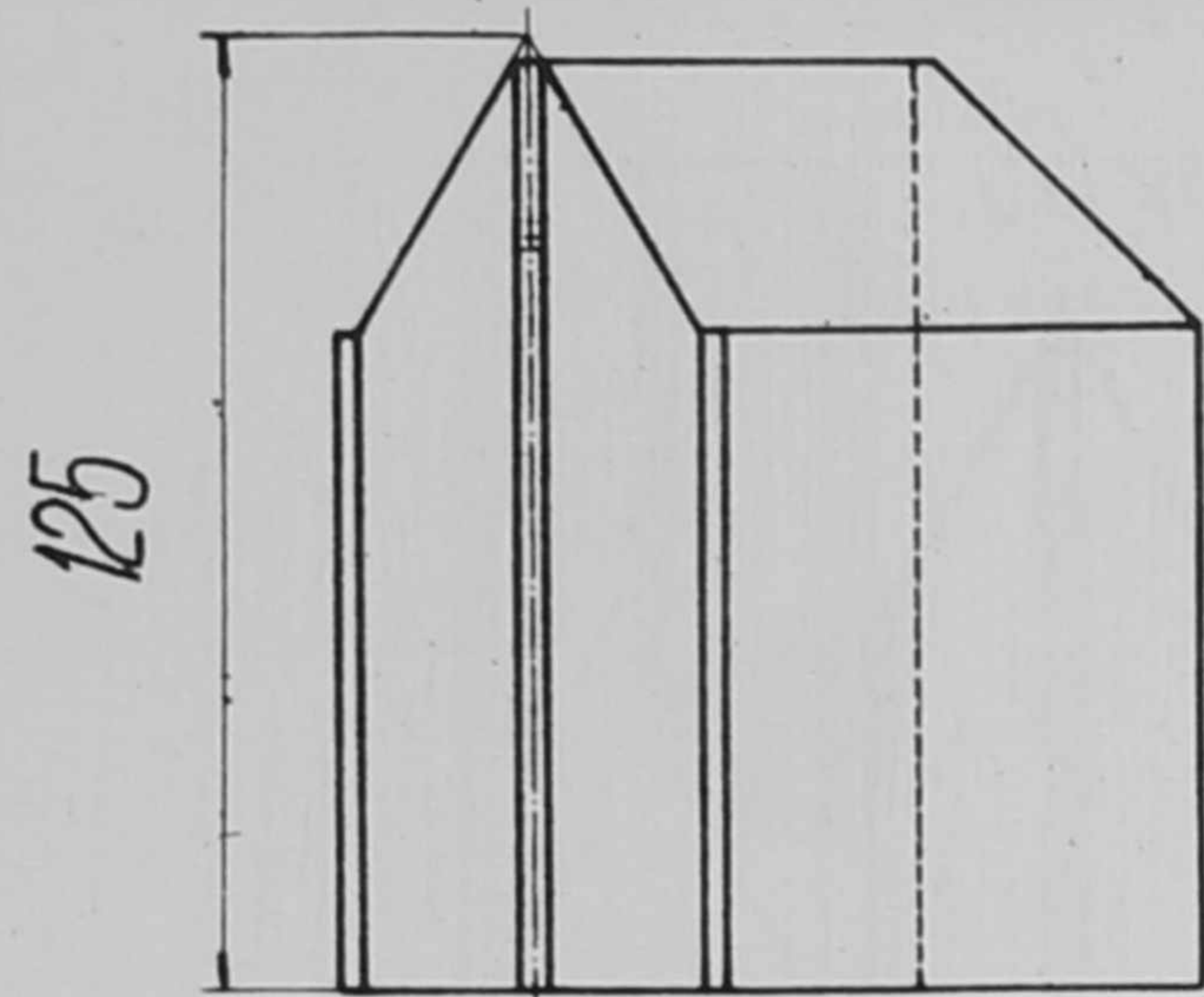
23. ábra

Alapsor szöglettégla

Méret: 50x125x125x175

Súly: 14,8 kg

Rajzsám: EM-1203-23

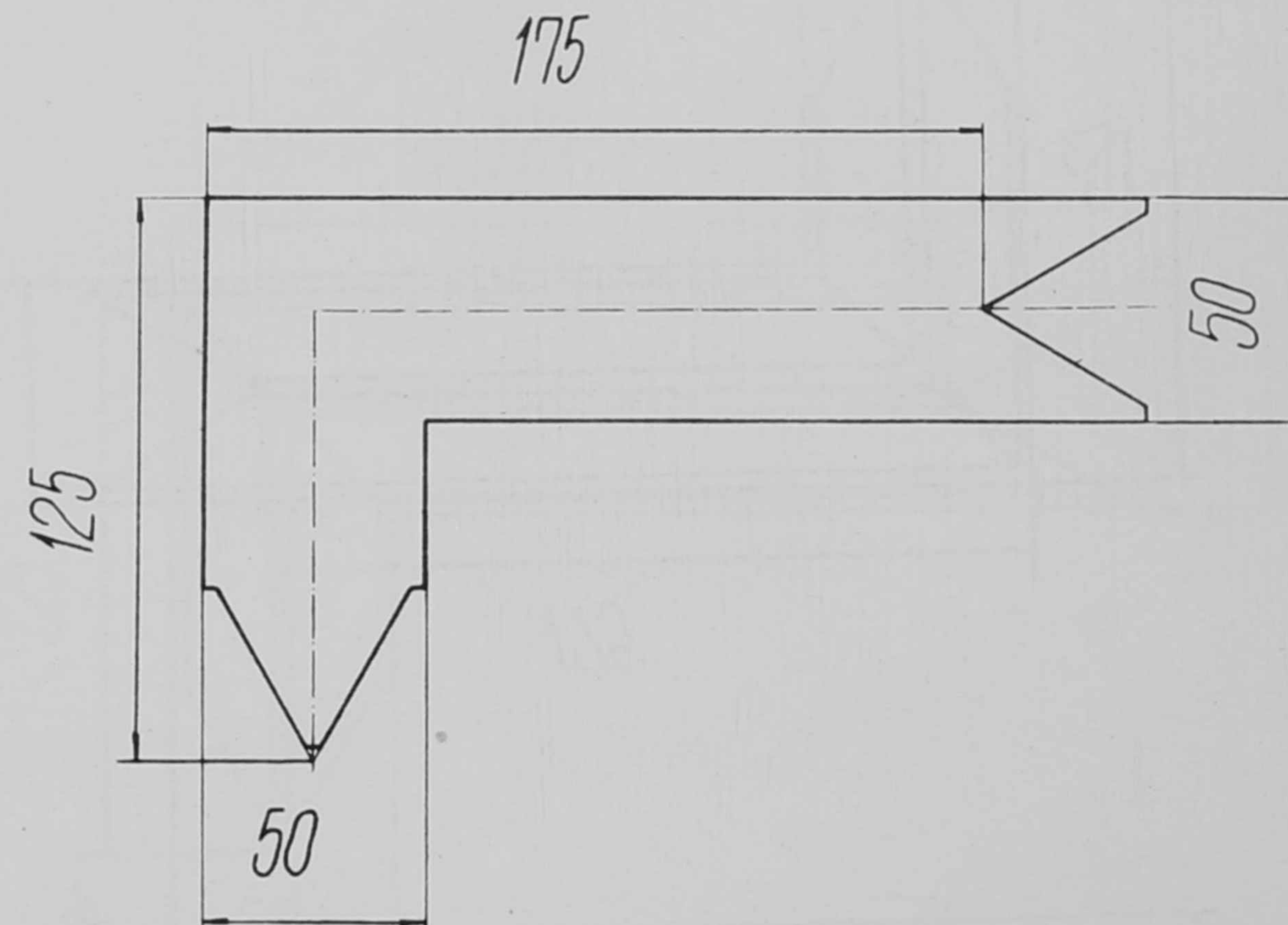
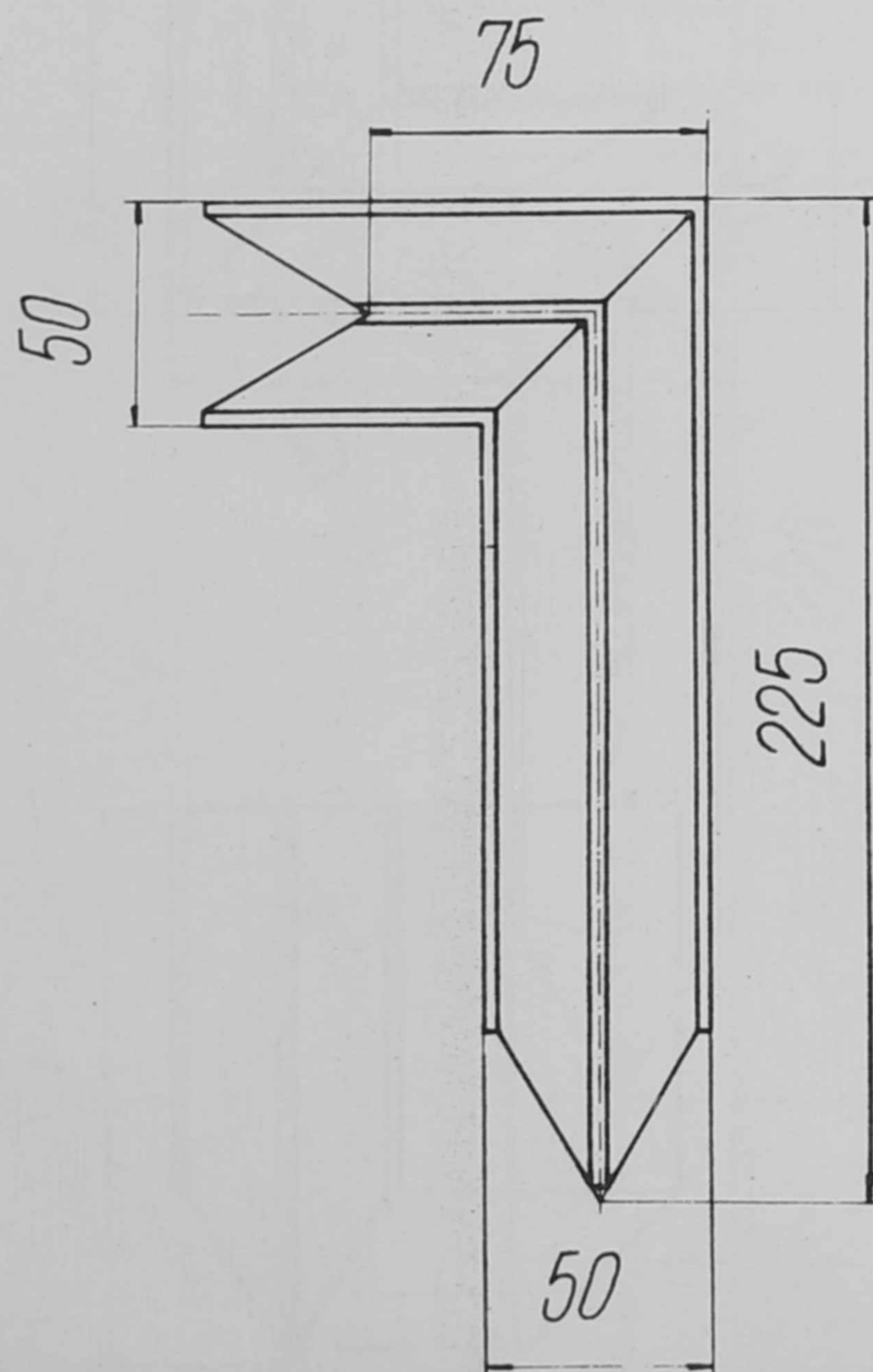
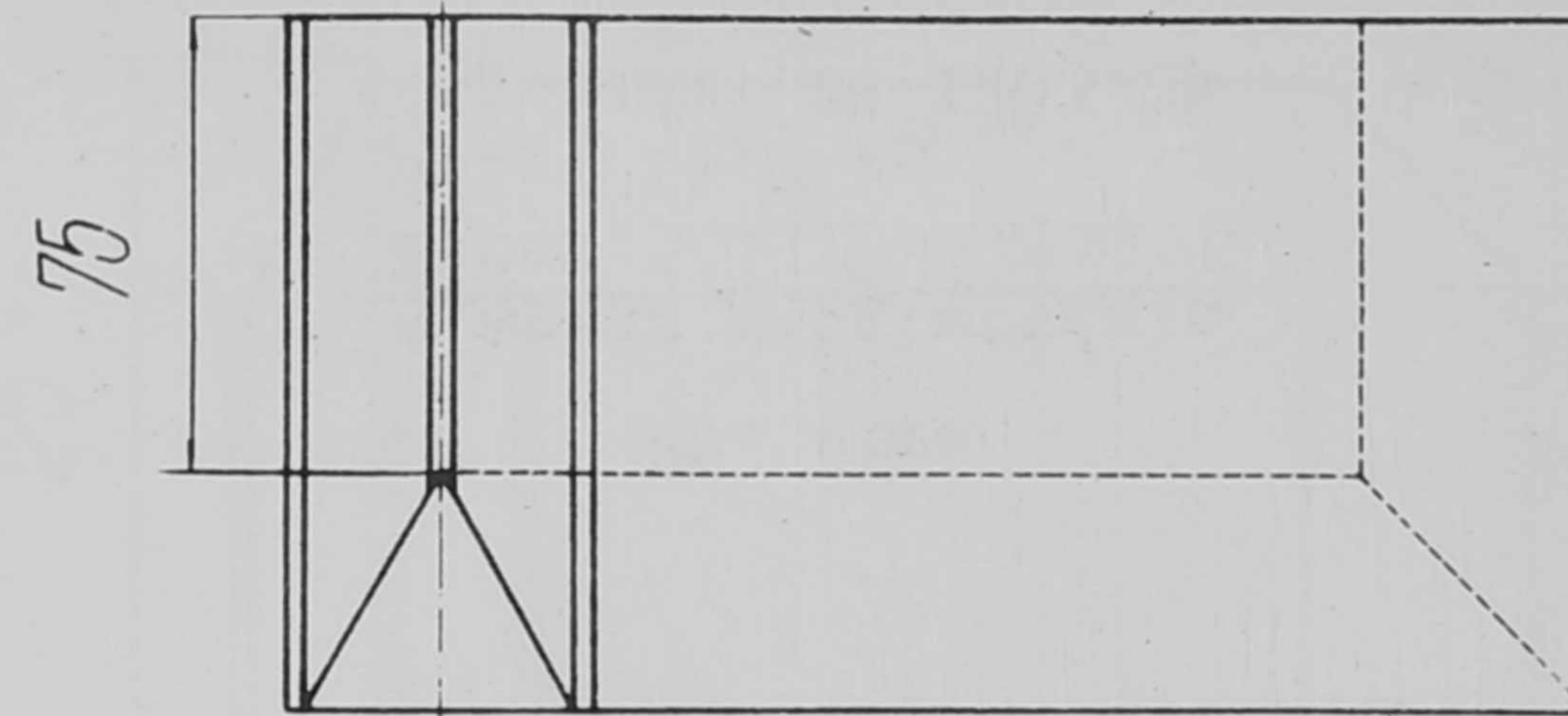
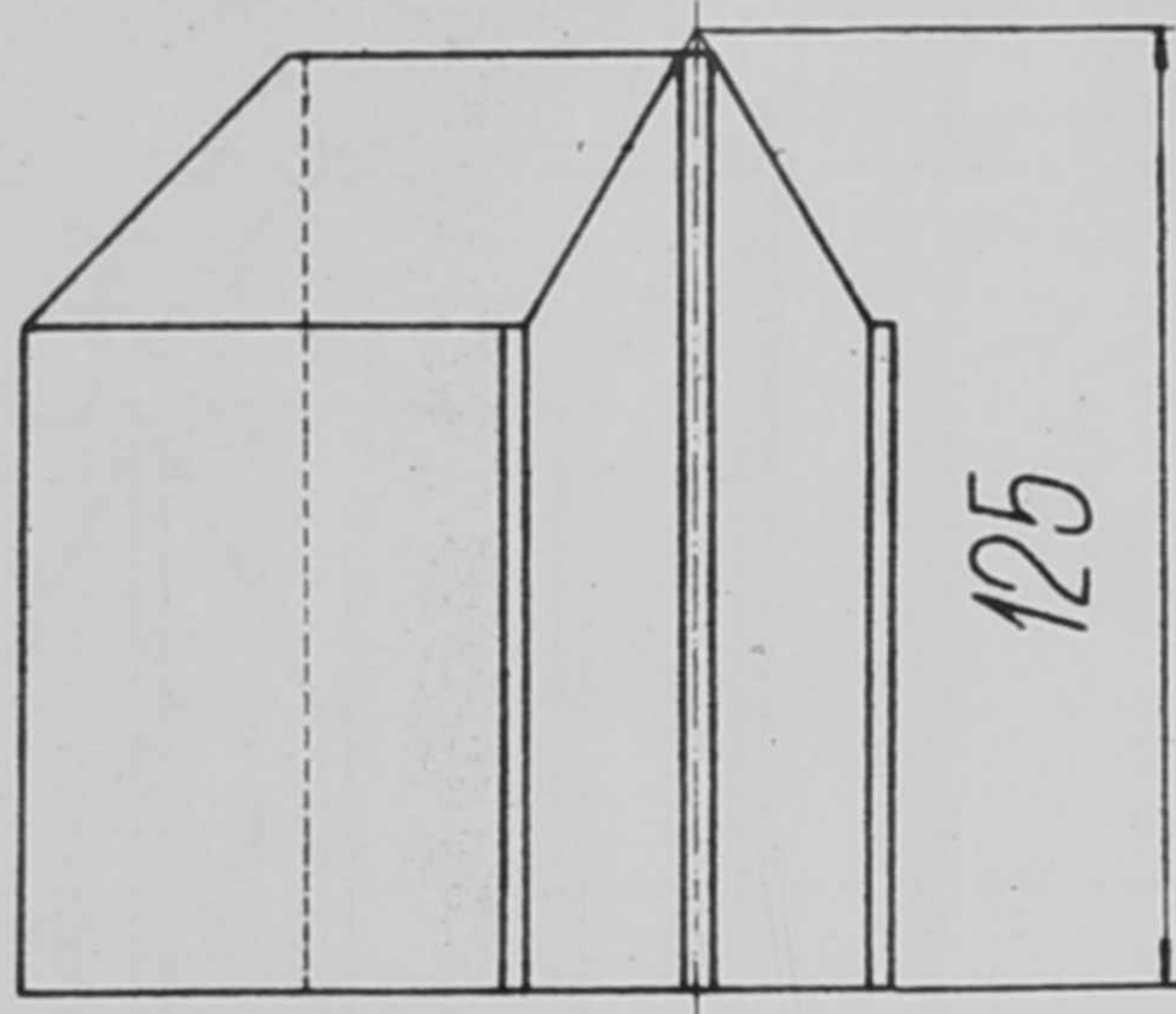


24. ábra

Alapsor szöglettéglá
 Méret: 50x125x225x75
 Súly: 14,8 kg
 Rajzsám: EM-1203-24

25. ábra

Alapsor szöglettéglá
 Méret: 50x125x125x175
 Súly: 14,8 kg
 Rajzsám: EM-1203-25

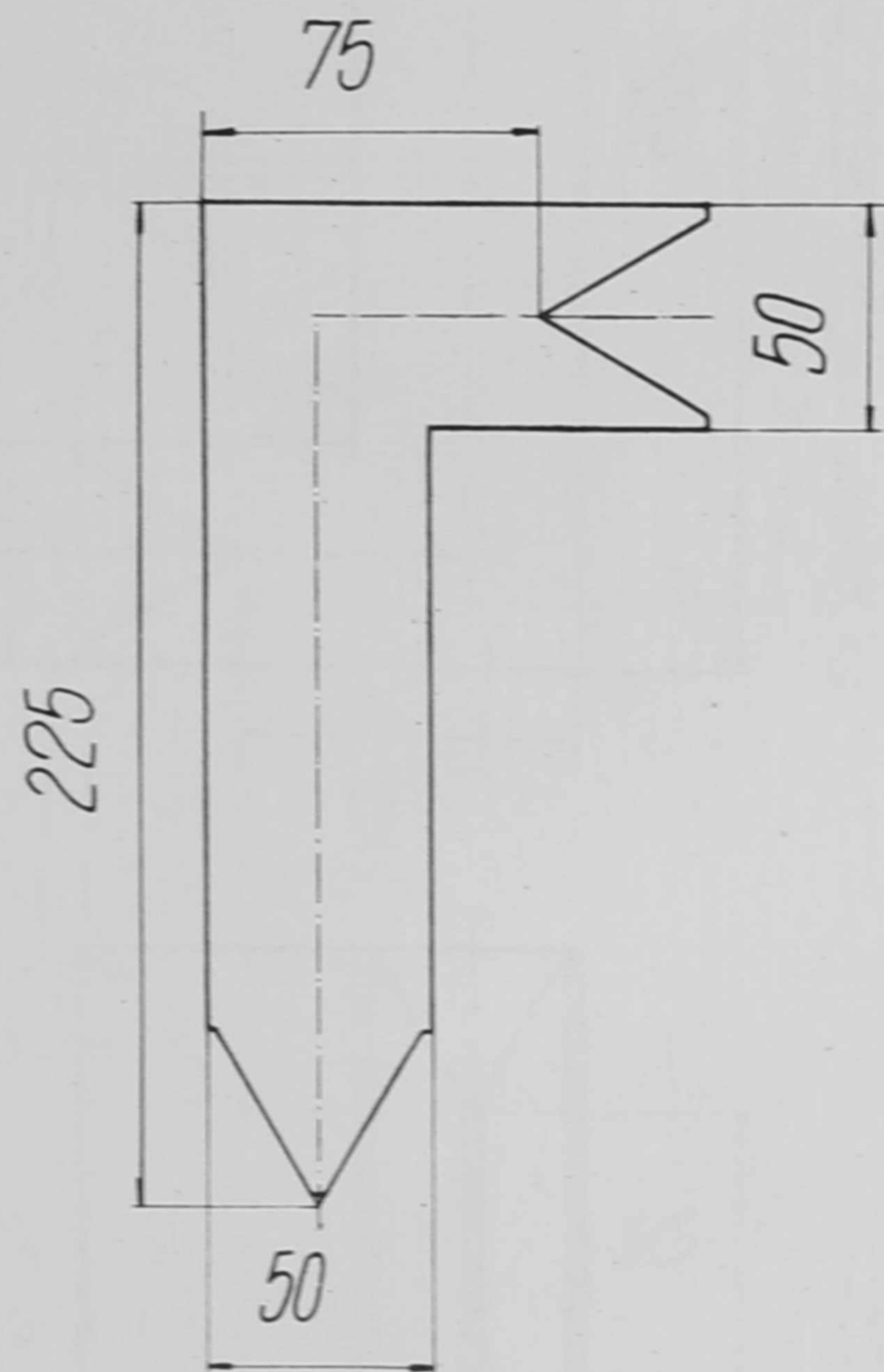
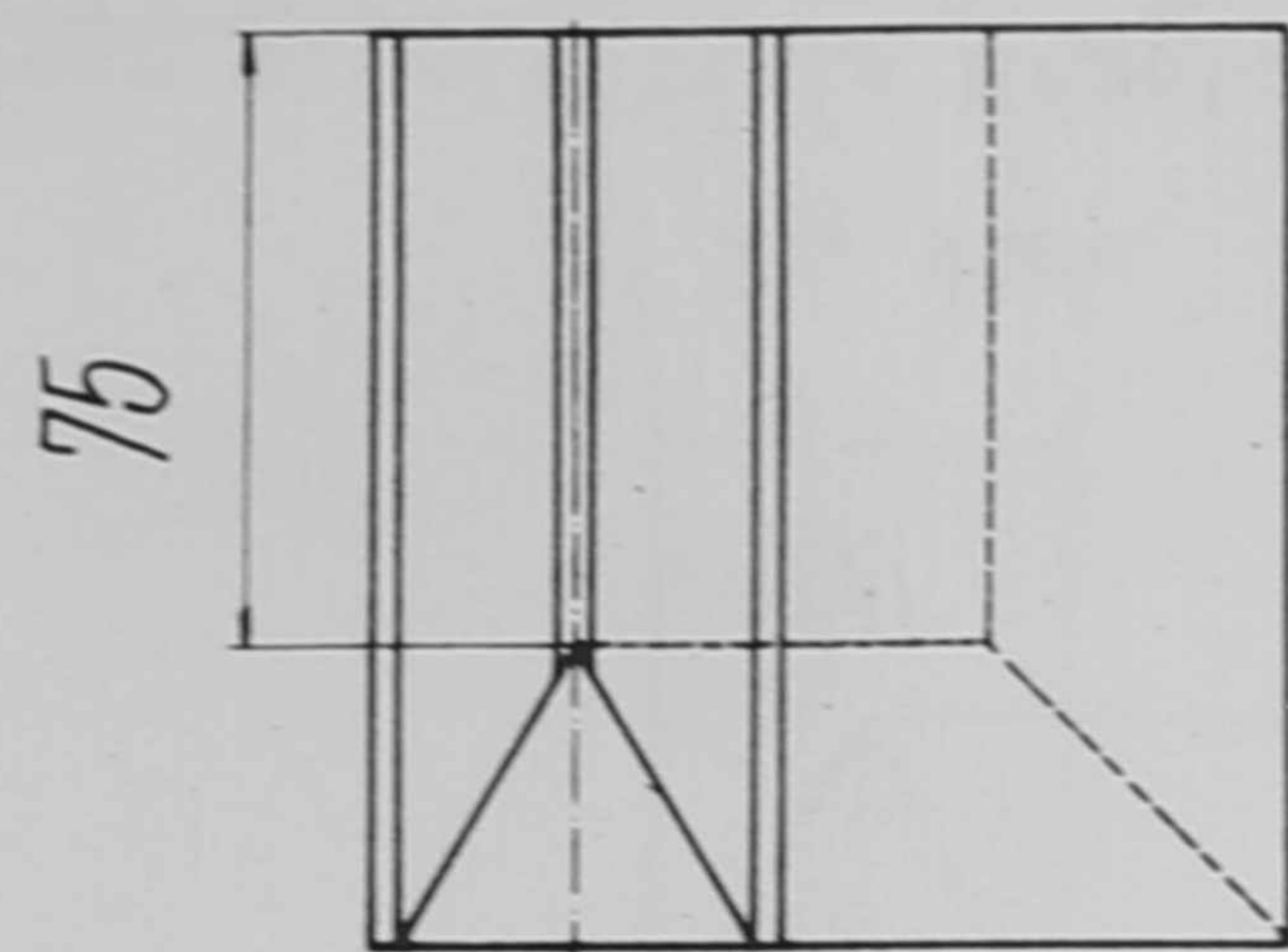


26. ábra

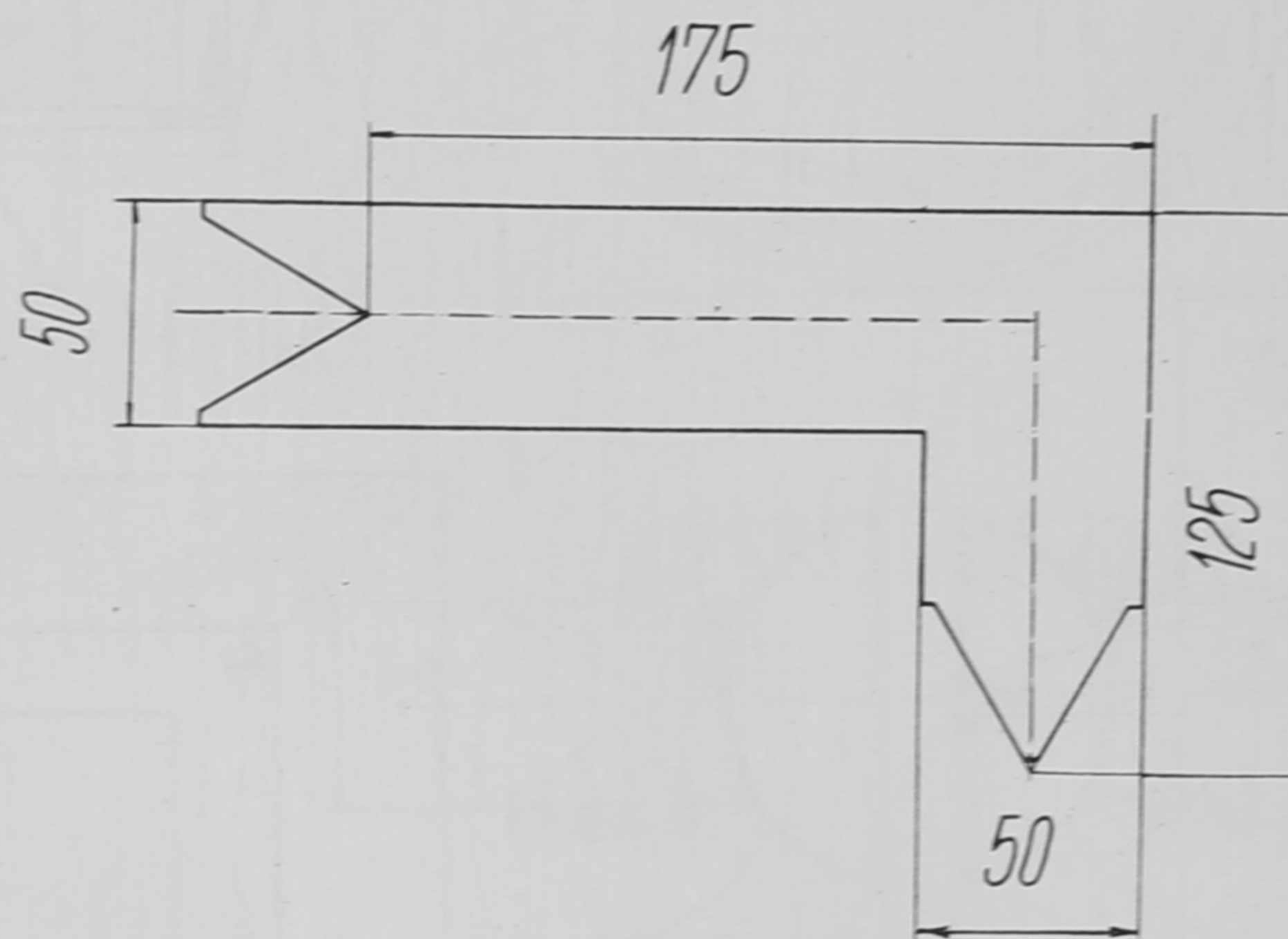
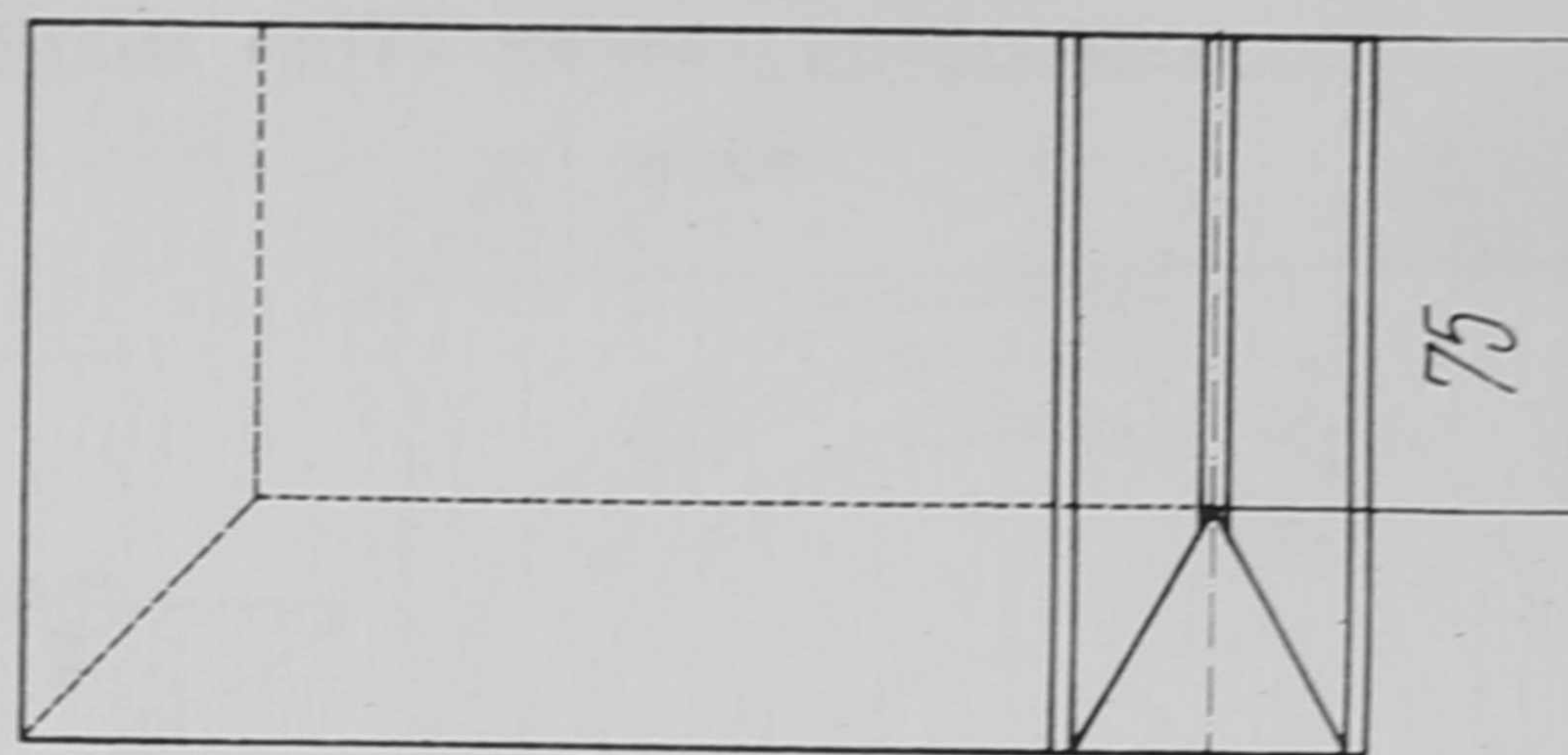
Alapsor szöglettégla
 Méret: 50x125x225x75
 Súly: 14,8 kg
 Rajzszám: EM-1203-26

27. ábra

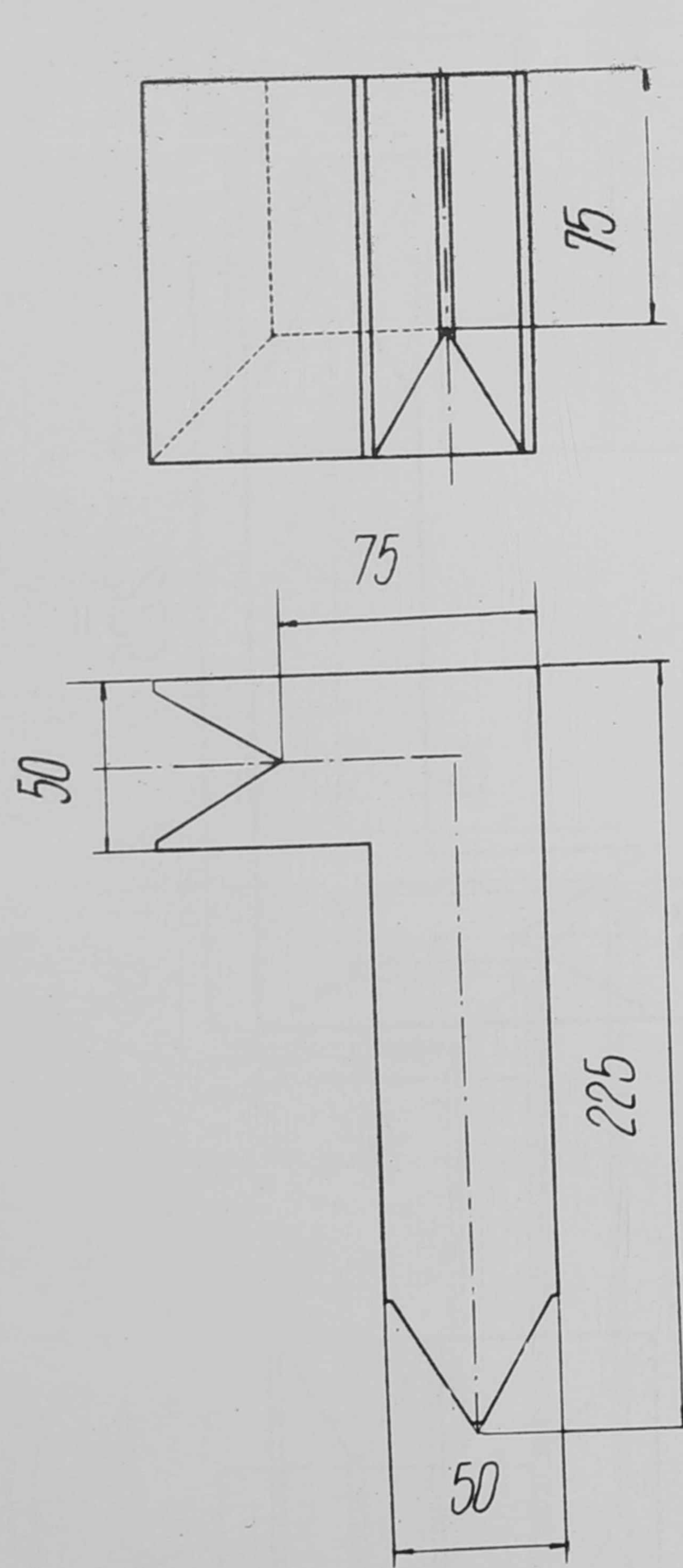
Zárósor szöglettégla
 Méret: 50x75x125x175
 Súly: 13,7 kg
 Rajzszám: EM-1203-27



28. ábra
Zárósor szöglettégla
 Méret: 50x75x225x75
 Súly: 13,7 kg
 Rajzszám: EM-1203-28

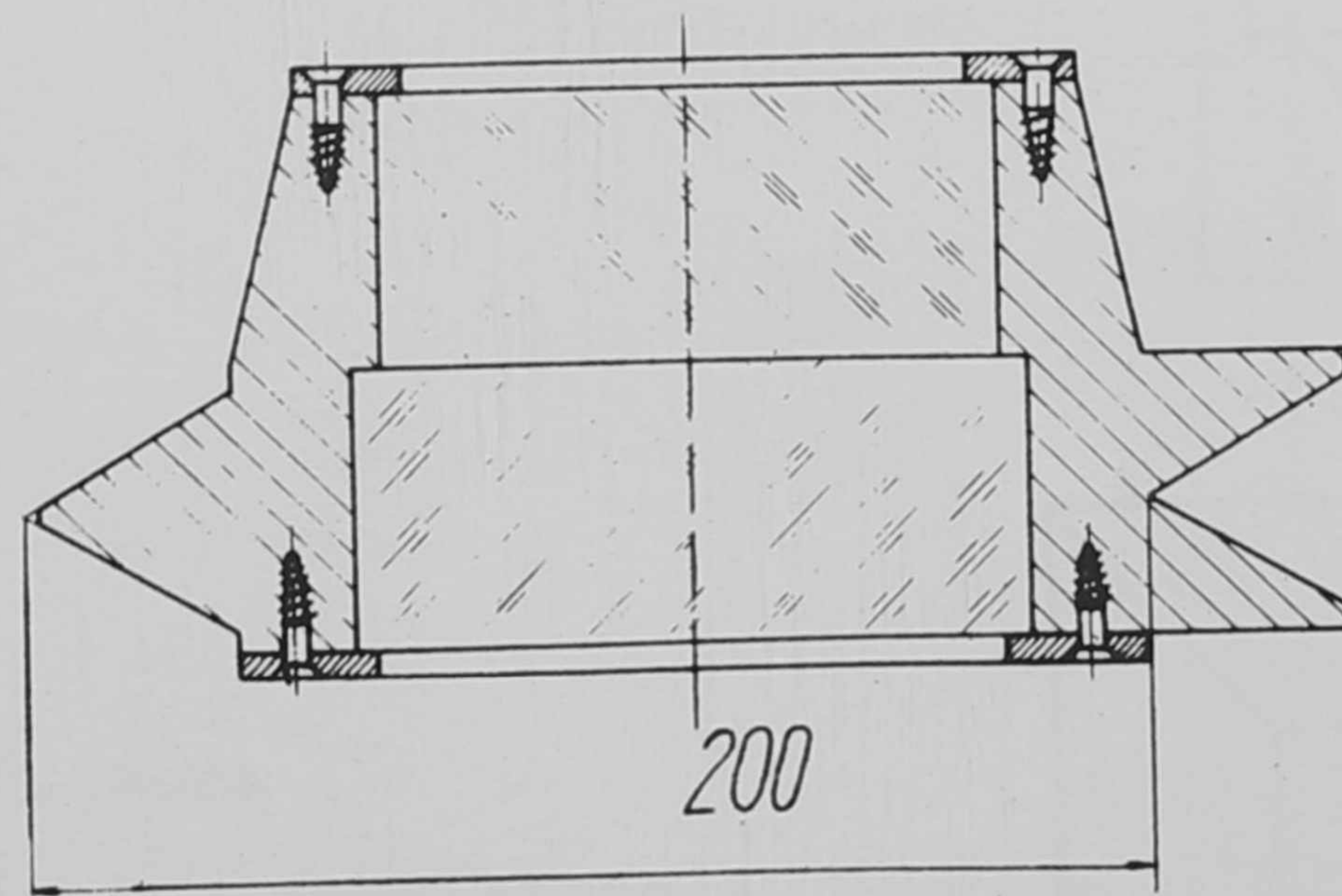
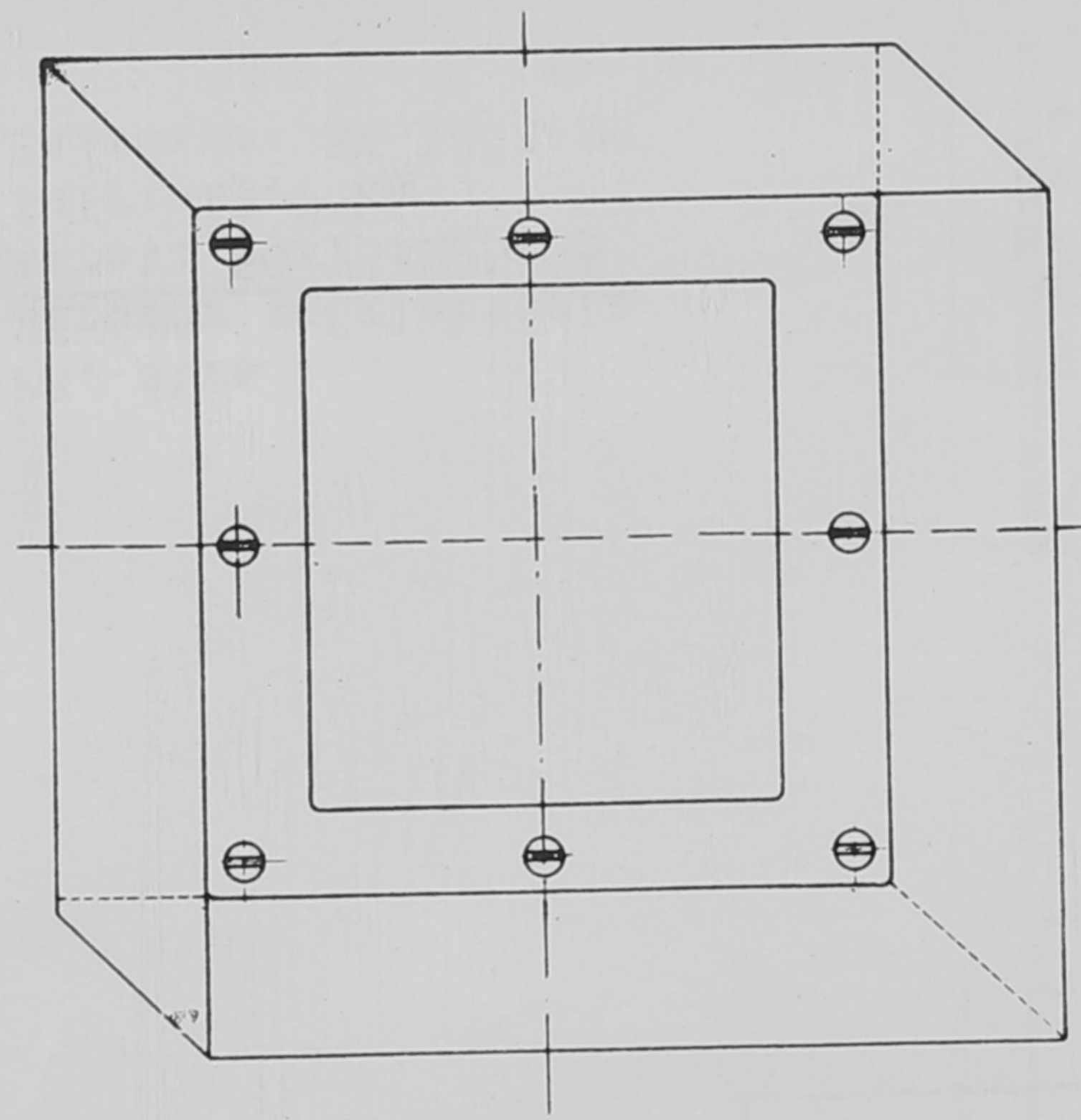


29. ábra
Zárósor szöglettégla
 Méret: 50x75x125x175
 Súly: 13,7 kg
 Rajzszám: EM-1203-29



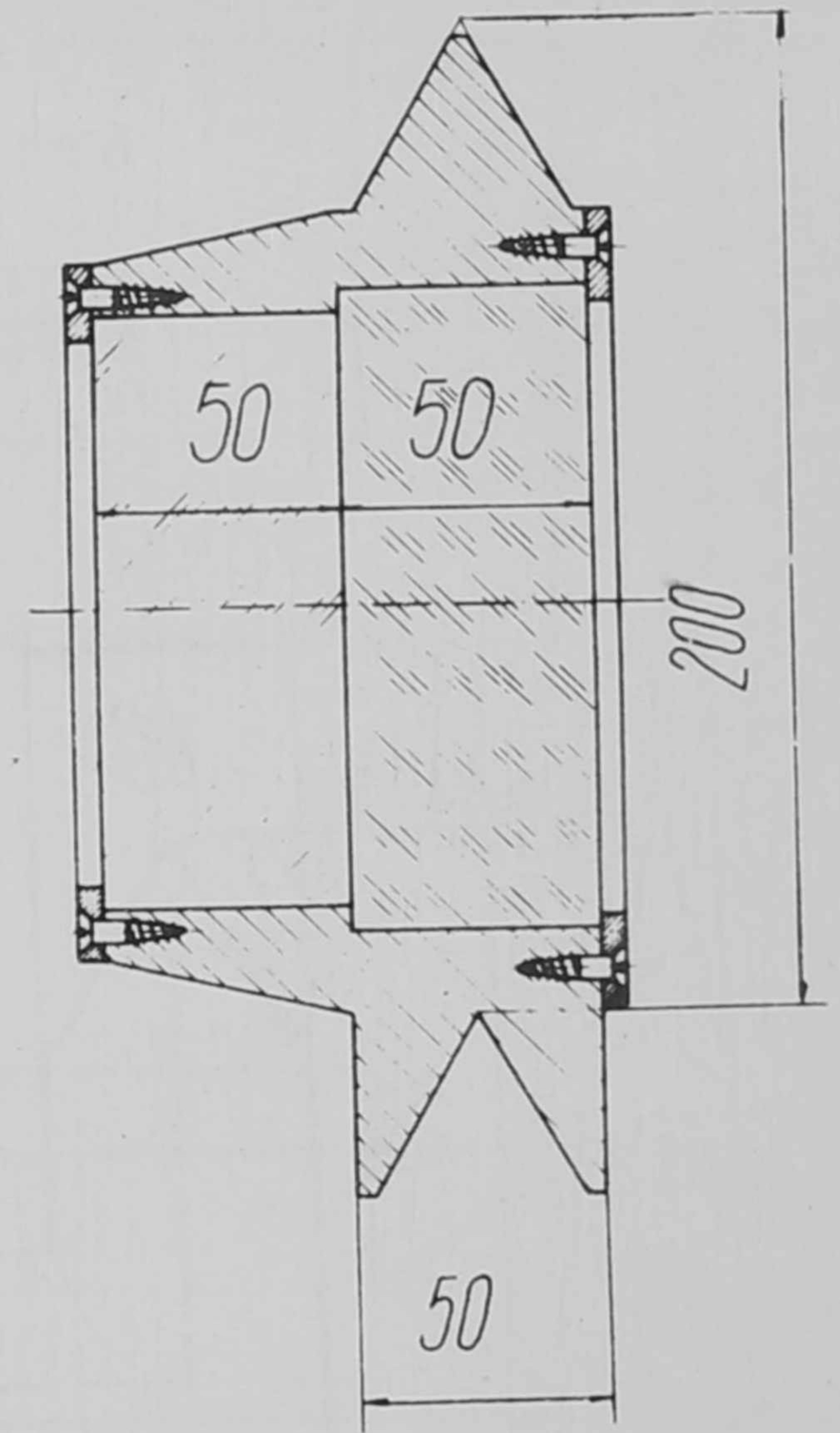
30. ábra

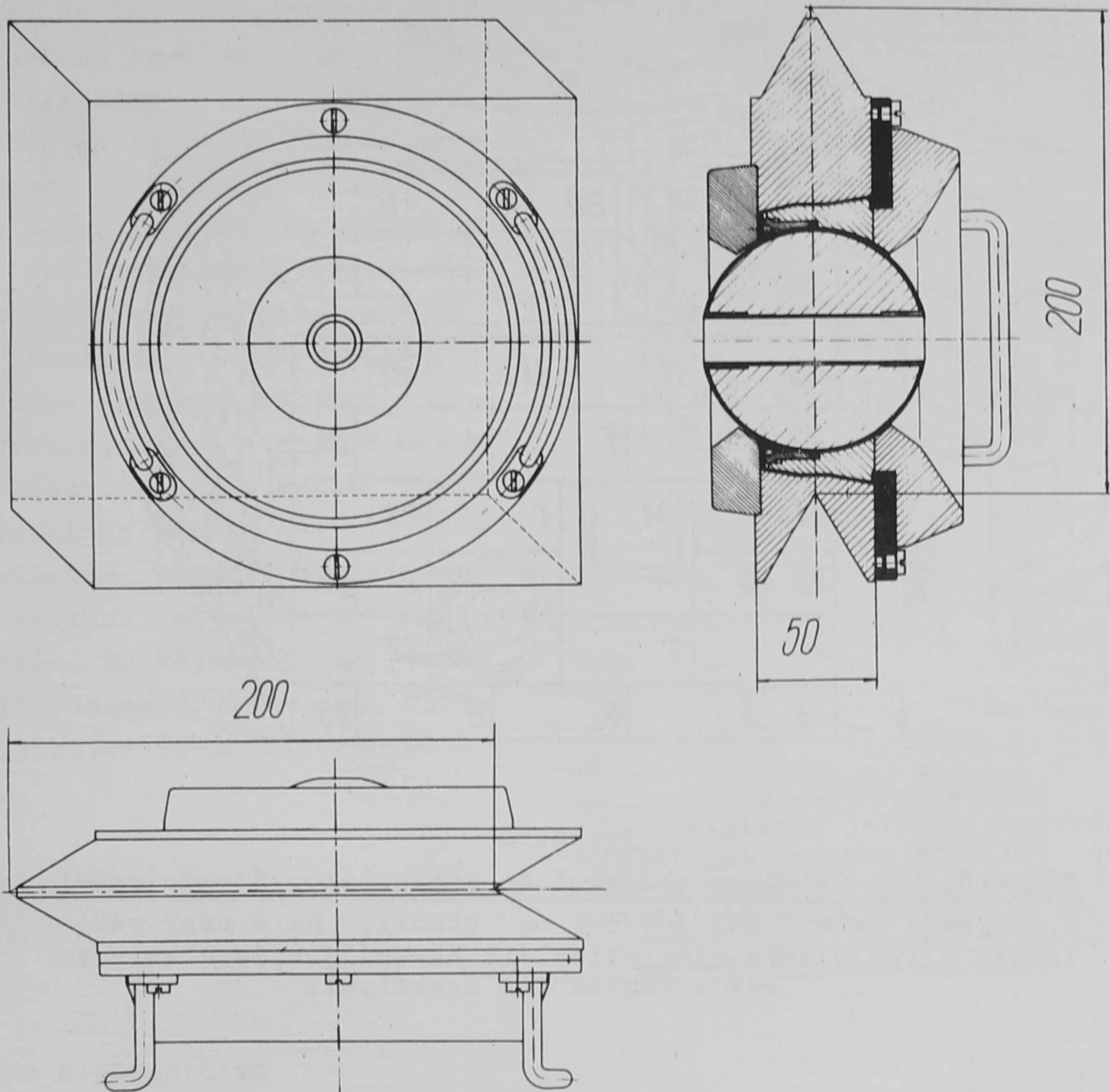
Záró sor szöglettégla Méret: 50x75x225x75
 Súly: 13,7 kg Rajzsám: EM-1203-30



31. ábra

Ólomüveg ablak Méret: 50x200x200
 Az ólom súlya: kb. 23 kg. Rajzsám: MK-43





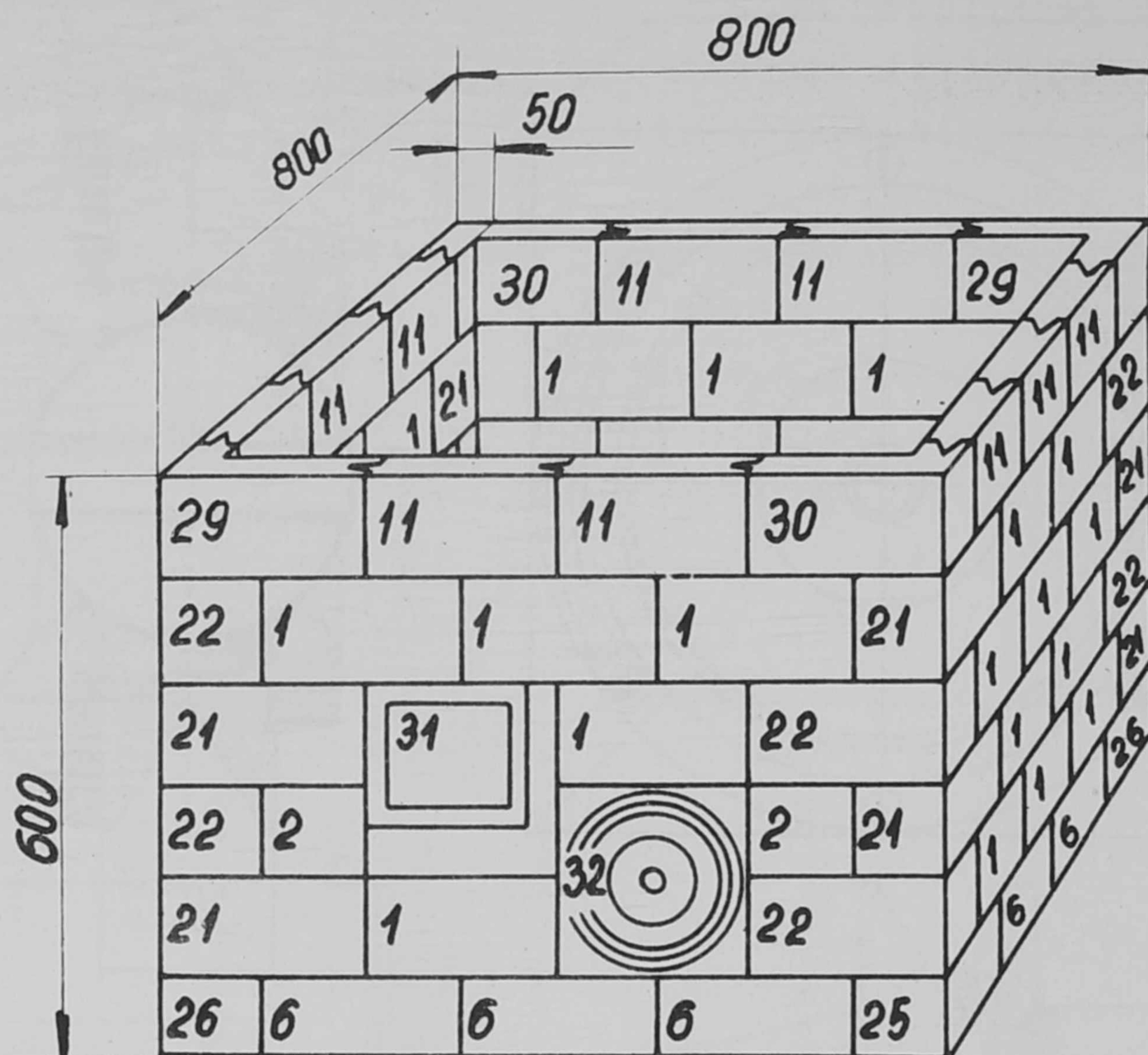
32. ábra

Manipulátor átvezetés

Méret: 50x200x200

Az ólom súlya: kb.23 kg

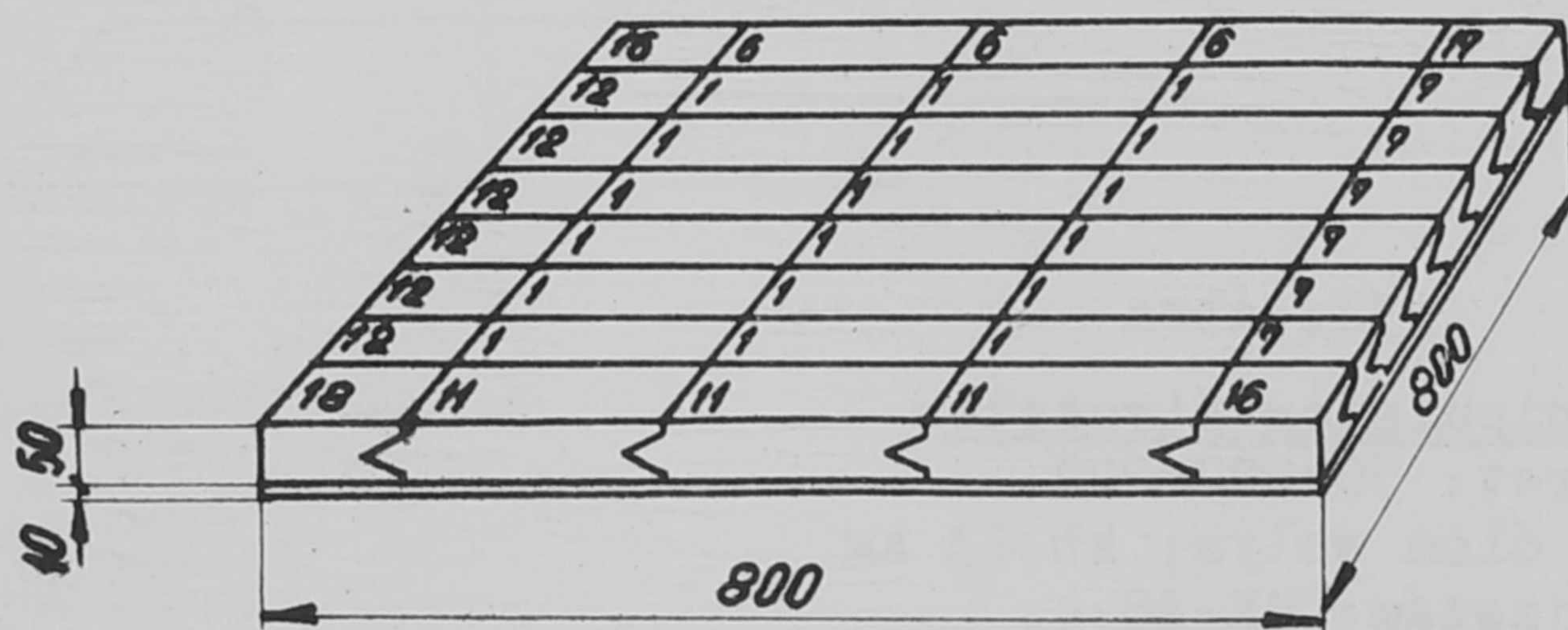
Rajzsám: MK-38-4.



33. ábra

Négyszög fal ólomüveg ablakkal és manipulátor átvezetéssel

A négyszög alapu fal jól zár és stabil, ha a négy szögletben a 19-30 ábra szöglettégláit használjuk, és alkalmazzuk a téglakötés szabályait



34. ábra

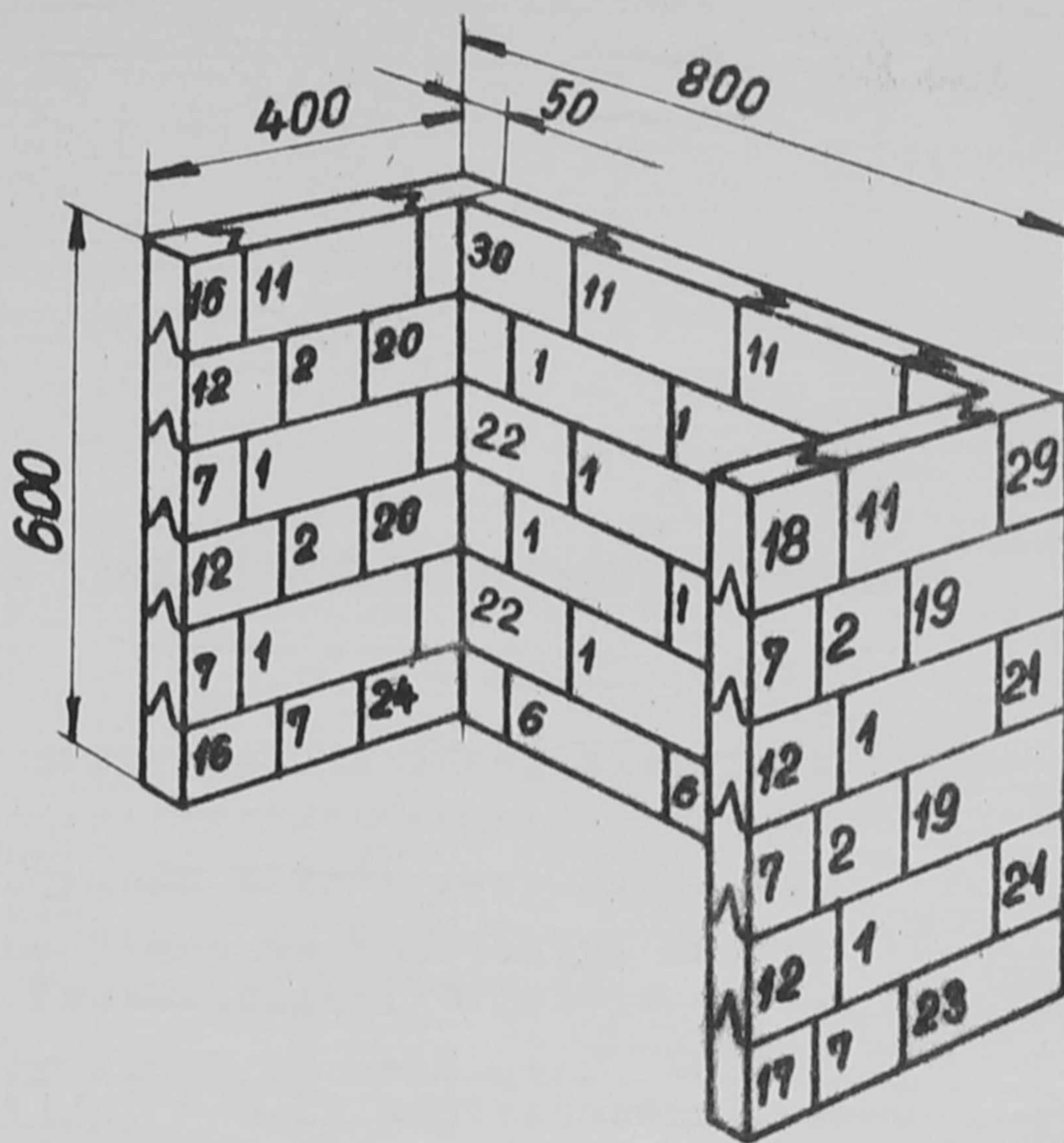
Alaplap vagy fedőlap

Alaplap és fedőlap alkalmazásával a négyszögfalat zárt fülkévé lehet alakítani. A fedőlap súlyát megfelelő méretű vaslemez hordja

Az ólomtéglák sorozat kokilla öntéssel készül. Az ólomtéglák anyaga az MSZ 12415. számú szabvány szerint Pb-Sb5 jelű keményólom, mely 5-6 % antimont tartalmaz. A 30 féle ólomtéglák öntéséhez - mindössze két féle kokillára volt szükség, a különféle méretek öntése betétek cserélésével, vagy azok helyének változtatásával valósítható meg. Az ólomtéglák primol alapozással és nitro festékek csontszinűre festve kerülnek forgalomba. A bevonat készítésének ez a módja azonban nem tekinthető véglegesnek. Egy könnyen eltávolítható műanyagbevonat kidolgozása most van folyamatban.

zással és nitro festékek csontszinűre festve kerülnek forgalomba. A bevonat készítésének ez a módja azonban nem tekinthető véglegesnek. Egy könnyen eltávolítható műanyagbevonat kidolgozása most van folyamatban.

Ezen a helyen mondunk köszönetet Hering Jenő, Sauer Rudolf kartársaknak az ólomtégla sorozat öntőkokilláinak kidolgozásáért, Ujj Árpád és Kalotsay Miklós kartársaknak az ólomtéglaöntés és festés megszervezéséért, Vályi Nagy József és Csőke Antal kartársaknak az ólomüveg ablak és manipulator átvezetés megtervezéséért, dr. Varga Konrádné és Monori Jenőné kartársnőknek a rajzok és ábrák elkészítéséért, Maczkó Jenő kartársnak az ólomtégla elosztása területén végzett munkájáért, és Intézetünk mindazon dolgozóinak, akik munkájukkal vagy tanácsukkal hozzájárultak az ólomtégla sorozat életrehozásához.



35. ábra

"U" alaku ólomfal

Az ideiglenes jellegű sugárvédelmi falat kellőképpen stabilá tehetjük a szeglettégla /19-30. ábra / megfelelő alkalmazásával. Végleges falakat legcélszerűbb idomvasból készült keretbe építeni.

Érkezett 1961. jan. 6.

ÖSSZESITETT TARTALOMJEGYZÉK AZ 1960. ÉVBEN MEGJELENT SZÁMOKHOZ

	Oldal
Bakos József és Kántor Károly: Fény diffrakciója résen kiterjedt fényforrás esetén	131
Bakos József: A vákuumban érvényes Huygens elvről	145
Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos: A K-800-as kaszkádgenerátor feszültségkalibrációja	167
Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos: γ -sugarak szögeloszlása B-11/p, γ /C-12 magreakciónál...	253
Debreczeny Etele: Preset scaler gyorsítók monitorozásához	41
Demeter István: 1. Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos	167
Demeter István: 1. Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos	253
Dési Sándor, Nagy László és Nagy Tibor: Elektronok drift sebessége argonban, nitrogénben és gázkeverékekben	11
Dézi István, Erdélyszky Zsigmond, Nagy Lajos és Orient Ottó: Danysz típusu félkörös fókuszálású spektrométer	173
Domokos Gábor: Megjegyzések a nukleonstrukturára vonatkozó kísérletek egy lehetséges értelmezéséhez.....	155
Erdélyszky Zsigmond: 1. Dézi István, Erdélyszky Zsigmond, Nagy Lajos és Orient Ottó	173
Erő János, Pócs Lajos, Szentpétery Imre és Zimányi József: A gamma - sugarak cirkuláris polarizációjának mérése a B-10/d, p γ /B-11 reakciónál	263
Feit Pál: Ólomtéglá sorozat sugárvédelmi célokra	329
Fenyves Ervin, Gémesy Tibor, Németh Ferenc, Sándor Tamás et al.: Buborékkamra felvételek kiértékelésének automatizálása..	313
Fodor Ilona: 1. Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos	167
Fodor Ilona: 1. Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos ,.....	253
Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal: A kozmikus sugárzás kiterjedt légizáporainak vizsgálata Wilson-kamrával.	3
Gémesy Tibor: 1. Fenyves Ervin, Gémesy Tibor, Németh Ferenc, Sándor Tamás et al.	313
Gombosi Éva és Jánossy Lajos: Különböző típusú események gyakoriságának meghatározása maximális valószínűség módszerével	83
Hraskó Péter: A mechanikus neutronszelektorból nyerhető neutronimpulzusok alakjának meghatározása	225

Hrehuss Gyula: Spektrális tömegdiszkrimináció CsJ/Tl/ szcintilláló kristállyal	107
Iványi Gyula és Szlávik Ferenc: Grafikus eljárás bistabil multivibrátorok biztonságos egyenáramu méretezésére	321
Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet: Exponenciális abszorpció paramétereinek meghatározása a maximális valószínűség módszerével	71
Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet: Exponenciális bomlás paramétereinek meghatározásáról	75
Jánossy Lajos: L. Gombosi Éva és Jánossy Lajos	83
Kántor Károly: l. Bakos József és Kántor Károly	131
Kardon Béla, Kiss Dezső, Fadel Mohamed Ali, Lovas István és Zámori Zoltán: Lassu neutronok befogását követő gamma-sugárzás energiájának mérése	87
Kisdiné Koszó Éva és Turi László: Mikrotron tervezése és vizsgálata	195
Keszthelyi Lajos: l. Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos	167
Keszthelyi Lajos: l. Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos	255
Kiss Dezső: l. Kardon Béla, Kiss Dezső, Fadel Mohamed Ali, Lovas István és Zámori Zoltán	87
Kiss Dezső: /n,gamma/-reakciók vizsgálata	183
Kuti Csaba és Uray László: A lekerekítési hibák eloszlás-függvényeinek közelítése nyeregpont módszerrel	239
Lovas István: l. Kardon Béla, Kiss Dezső, Fadel Mohamed Ali, Lovas István és Zámori Zoltán	87
Muzsnay László: L. Nagy László, Nagy Tibor, Muzsnay László és Pavlicsek István	203
Nagy Lajos: l. Dézsi István, Erdélyszky Zsigmond, Nagy Lajos, Orient Ottó	173
Nagy László, Nagy Tibor, Muzsnay László és Pavlicsek István: Termikus neutron spektroszkópiai célokra készített mechanikus szelektor	203
Nagy László, Nagy Tibor és Pallagi Dezső: Hengeres hasadási kamra a reaktor indításához	245
Nagy László: l. Dézsi Sándor, Nagy László és Nagy Tibor	11
Nagy László: l. Nagy Tibor, Nagy László és Pavlicsek István.....	287
Nagy Tibor: l. Dézsi Sándor, Nagy László, és Nagy Tibor	11
Nagy Tibor: l. Nagy László, Nagy Tibor, Muzsnay László és Pavlicsek István	203
Nagy Tibor: l. Nagy László, Nagy Tibor és Pallagi Dezső	245
Nagy Tibor, Nagy László és Pavlicsek István: A kísérleti atomreaktor termikus neutron spektrumának mérése	287
Náray Zsolt és Varga Péter: nsec felfutási idejű és időtartamu fényimpulzusok előállítása gázkisülési csövekkel	161
Németh Ferenc: l. Fenyves Ervin, Gémesy Tibor, Németh Ferenc, Sándor Tamás et al.	313
Németh Judit: A potenciál alakjának módosulása gerjesztett mag esetén és ennek hatása töltött részek áteresztési együtthatójára	23

Neszmélyi András: A mátrix-módszer néhány új alkalmazása egyen- feszültségű részecskegyorsítók ionoptikájában	213
Neszmélyi András és Pálla Gabriella: Direkt target reakciók ne- utronspektrumának mérése gyors - neutron repülési idő spektrométerrel	275
Orient Ottó: 1. Dézsi István, Erdélyszky Zsigmond, Nagy Lajos Orient Ottó	173
Ördögh Mária és Schneer Anna: Papirkromatográfiás vizsgálatok tellur /VI/ vegyületek előállításával kapcsolatban.....	39
Ördögh Mária és J.Upor Veronika: Neutronaktivációs analízis al- kalmazása tantál kimutatására nagy tisztaságú szilícium- ban	307
Pallagi Dezső: 1. Nagy László, Nagy Tibor és Pallagi Dezső.....	245
Pálla Gabriella: 1. Neszmeélyi András és Pálla Gabriella	275
Pavlicsek István: 1. Nagy László, Nagy Tibor, Muzsnay László és Pavlicsek István	203
Pavlicsek István: 1. Nagy Tibor, Nagy László és Pavlicsek István	287
Pócs Lajos: 1. Erő János, Pócs Lajos, Szentpétery Imre és Zimá- nyi József	263
Rupp Erzsébet: 1. Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet	71
Rupp Erzsébet: 1. Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet	75
Sándor Tamás: 1. Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal....	3
Sándor Tamás: 1. Fenyves Ervin, Gémesy Tibor, Németh Ferenc, Sándor Tamás et al.	313
Schneer Anna: 1. Ördögh Mária és Schneer Anna	39
Sebestyén Béla: Degeneratív típusú tápegységek feszültség-szabá- lyozó szervének méretezése	45
Sebestyén Béla: Prezíziós huzallellenállás méretezése	59
Sebestyén Béla és Vajda Ferenc: Egyenfeszültség stabilizálása félvezető-zenerdiódával	61
Somogyi Antal: 1. Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal...	3
Szabados László: 1. Szentgyörgyi István, Török Antal és Szabados László	115
Szabó Pál: Neutron-diffrakciós vizsgálatokra való felkészülés kapcsán elért eredményeinkről	189
Szentgyörgyi István, Török Antal és Szabados László: Szuszpen- ziók hőátadásának vizsgálata	115
Szentpétery Imre: 1. Erő János, Pócs Lajos, Szentpétery Imre és Zimányi József	263
Szlávik Ferenc: 1. Iványi Gyula és Szlávik Ferenc	321
Tarnóczi Tivadar: A köbös módosultu kobalt mágneses telítési törvényének kísérleti vizsgálata	31
Török Antal: 1. Szentgyörgyi István, Török Antal és Szabados László	115
Turi László: 1. Kisdiné Koszó Éva és Turi László	195
Upor Veronika: 1. Ördögh Mária és J.Upor Veronika	307
Uray László: 1. Kuti Csaba és Uray László	239
Vajda Ferenc: 1. Sebestyén Béla és Vajda Ferenc	61
Varga László: /n, alfa/ és /n, p/ magreakciók Na-23-ban	7
Varga László: Jelalak diszkrimináció	293

Varga Péter: 1. Náray Zsolt és Varga Péter	161
Vörös Tibor: Atommagok kvadrupólmomentuma	233
Zámori Zoltán: 1. Kardon Béla, Kisé Dezső, Fadel Mohamed Ali Lovas István és Zámori Zoltán	87
Zimányi József: 1. Erő János, Pócs Lajos, Szentpétery Imre és Zimányi József	263
Zimányi József: Deuteron stripping reakciót követő gamma-sugár- zás cirkuláris polarizációja	267

TUDOMÁNYOS PUBLIKÁCIÓK AZ 1960. ÉVBEN

- Ádám A.-Bod L.-Szabó Z.-Szeghő L.: A Pulsed d, t Neutron Source.
Acta Phys. Hung. 12, 107 /1960/
- Berkes I.-Demeter I.: Small Angle Coherent Scattering of 500 keV Electrons.
Acta Phys. Hung. 12, 99 /1960/
- Berkes I.-Demeter I.: Small Angle Scattering of Electrons.
Nuclear Physics 15, 421 /1960
- Berkes I.-Demeter I.-Fodor I.-Keszthelyi L.: Angular Distribution of Gamma-Rays in the $B-11/p, \gamma$ / $C-12$ Nuclear Reaction.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960. szept. Preprint
- Berkes I.-Demeter I.-Fodor I.-Keszthelyi L.: Detection of High Energy Gamma-Rays by Plastic Phosphor.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960. szept. Preprint
- Berkes I.-Demeter I.-Fodor I.-Keszthelyi L.: Energy Dependence of the Reaction Cross Section for $O-16/\gamma, n/O-15$.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960. szept. Preprint
- Bod L.-Pál L.: Measurement of Thermal Neutron Diffusion Parameters in Water and in Solid Diphenyl with Pulsed Neutron Source.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960. szept. Preprint
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Jánossy L.: Measurement of the Absorption Length and Collision Mean Free Path of Penetrating Showers Producing Cosmic Ray Particles in Lead.
Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference Vol. I. 170.
- Bozóki Gy.-Frenkel A. et al.: Impiego del micrometri di Clausen per misure di scattering in emulsioni nucleari.
Nuovo Cimento Supplemento 16, 142 /1960/
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Betev B.: Absorptionskoeffizient der μ -Mesonenkomponente der kosmischen Strahlung.
Dokladi Bolgarszkoj Akademii Nauk 13, 257 /1960/
- Bozóki Gy.-Gombosi É.: On the Size Distribution of Stars Observed in Nuclear Emulsions.
Acta Phys. Hung. 11, 307 /1960/
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Jánossy L.: Inelastic Nucleon-Nucleon Cross Section at 30 GeV.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien, Weimar 1960. 13 old.
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Sándor T. et al.: Investigation of the Absorption Length of Nuclear Active Cosmic Ray Particles in Air.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien, Weimar, 1960. 34 old.
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Gombosi É. et al.: High Energy Interactions of a Heavy Primary in Emulsion.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien, Weimar 1960. 85 old.

- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Gombosi É.-Surányi P.: Investigations of the Mechanism of High Energy Nucleon-Nucleon Interaction.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien,
Weimar 1960. 119. old.
- Bozóky L.-Vödrös D.: Radioactive Isotopes for Measuring the Quantity of Aluminium Smelts.
Acta Technica 28, 133 /1960/
- Bozóky L.-Wald B.: Univerzális orvosi izotóp-készülék.
Magyar Onkológia 4, 49 /1960/
- Bozóky L.: Ein Telekobaltgerät mit vollständigem Strahlenschutz.
Strahlentherapie 112, 629 /1960/
- Bozóky L.: Vergleich der Strahlendosen in der Umgebung der durchstrahlten Gewebe bei Röntgen- und Gammastrahlen.
Physikalische Gesellschaft in der Deutschen Demokratischen Republik.
1960.
- Deézsi I.: β -bands in the Upper Vibration State No 7 in the Spectrum of the NO Molecule.
Acta Phys.Hung. 11, 155 /1960/
- Dési S.-Nagy L.-Lajtai A.: Fission Fragment Velocity Distribution for U-235.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960. szept. Preprint
- Domokos G.: Simple Non-Localizable Systems.
Acta Phys.Hung. 11, 81 /1960/
- Domokos G.: Antihyperon Production on the Dynamics of Light Waves.
Nuovo Cimento 15, 983 /1960/
- Domokos G.: On the Stability of the Solution of a Phenomenological Optical Model.
Acta Phys.Hung. 12, 179 /1960/
- Domokos G.-Sebestyén Á.: Optical Model Analysis of Negative Pion-Proton Elastic Scattering between 1,4 and 6,8 GeV. Nuclear Phys. 21, 157 /1960/
- Domokos G.: Theoretical Considerations on Multiple Meson Production.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien.
Weimar 1960. 30 old.
- Domokos G.-Frenkel A.-Surányi P.: Knock-on Processes in Pion-Nucleon Interactions.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien,
Weimar, 1960. 218 old.
- Domokos G.-Sebestyén Á.-Telbisz F.: Analysis of Negative Pion-Proton Scattering Experiments.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien,
Weimar 1960. 222 old.
- Domokos G.: Behavior of the Pion-Nucleon Forward Scattering Amplitude at High Energies.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien,
Weimar 1960. 230 old.
- Erő J.-Pócs L.-Szentpétery Zs.-Zimányi J.: Polarization Measurements on the B-10/d,p γ /B-11 Reaction.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960. szept. Preprint
- Fenyves E.-Frenkel A.-Telbisz F. et al.: Investigation of a High Energy Electron-Photon Cascade in Emulsion.
Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference II.290. 1960.
- Fogarassy B.-Németh G.: A New Potential Function for Diatomic Molecule.
Acta Phys.Hung. 11, 265 /1960/
- Gémesy T.-Sándor T.-Somogyi A.: Cloud Chamber Study of Extensive Air Showers.
Nuovo Cimento 16, 412 /1960/
ua. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conf. II. 106 /1960/

- Gordon J.-Szabó P.: Neutron-diffraktorméterekhez detektorként alkalmas nagy BF_3 -os számlálócsövek.
Magyar Fizikai Folyóirat 8, 211 /1960/
- György G.: Considerations on the Dynamics of Light Waves.
Am. Journ.of Phys. 28, 85 /1960/
- Hrehuss Gy.: A New Method of Mass Discrimination.
Nuclear Instr. and Method 8, 344 /1960/
ua. Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960 szept. Preprint
- Iványi Gy.-Szlávik F.: Ein Universal-Zehnkanaal Zeitanalysator.
Experimentelle Technik der Physik 8, 25 /1960/
- Jánossy L.: Überlegungen zu den Grundlagen der Wahrscheinlichkeits-rechnung.
Sitzungsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin.
1 /1960/
- Jánossy L.: The Problem of Dual Nature of Light.
The New Scientist 8, 1538 /1960/
- Jánossy L.: On the Simultaneous Distribution of the Sagittas of a Track in Emulsion in the Case of Background Noise.
Acta Phys.Hung. 12, 139 /1960/
- Jánossy L.: Philosophical Analysis of the Special Theory of Relativity.
Preprint
ua. magyarul. Preprint
- Kisdiné Koszó É.-Turi L.: Phase- and Vertical Stability of Microtrons.
Nuclear Instr. and Meth. 12, 139 /1960/
- Kisdiné Koszó É. - Turi L.: On a 2 MeV Microtron.
Acta Phys. Hung. 12, 273 /1960/
- Kardon B.-Kiss D.-Lovas I.-Zámori Z.: Energy Distribution and γ - γ Angular Correlation Measurements for (n, γ) -Reactions.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960. szept. Preprint
ua. Symposium on Pile Neutron Research in Physics.
Vienna 1960 okt. Preprint
- Kiss I.-Opauszky I.-Matus L.: Isszledovanyija po raszgyelenyiju izotopov bo-ra.
Roczniki Chemii 34, 385 /1960/
- Kósa-Somogyi I.: Az alumínium oxidációjánál keletkező barrierhártya tanulmányozása.
Magyar Kémiai Folyóirat 66, 51 /1960/
- Lovas I.: Polarizált pozitronok megsemmisülése mágnesezett anyagokban.
Magyar Fizikai Folyóirat 8, 187 /1960/
- Lovas I.: Annihilation of Polarized Positons in Magnetized Material.
Nuclear Phys. 17, 279 /1960/
- Lajtai A.-Nagy L.-Dési S.: Time Distribution of the U-235 Fission Gammas.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960 szept. Preprint
- Menyhárd N.-Marx Gy.: Cosmic Neutrino Radiation.
Science 131, 299 /1960/
- Menyhárd N.-Marx Gy.: A neutrínócsillagászat lehetőségeiről.
Magyar Fizikai Folyóirat 8, 507 /1960/
- Munkaközösség: Die Erfahrungen des einjährigen Betriebes des ungarischen Forschungsreaktors.
Reaktortagung, Dresden, 1960. Juni. Preprint
- Munkaközösség: Technologie der einheimlichen Isotopenerzeugung.
Reaktortagung, Dresden, 1960 Juni. Preprint
- Munkaközösség: Survey of Investigations in Neutron Physics by Means of the Hungarian WRSz-H Reactor.
Reaktortagung, Dresden, 1960. Juni. Preprint
- Nagy E.: Resistivity Changes During Nuclear Irradiation.
Reaktortagung, Dresden, 1960 Juni. Preprint

- Nagy L.-Nagy T.-Dési S.: Drift Velocities of Electrons in Argon, Nitrogen and Argon Mixtures.
Nuclear Instr. and Meth. 8, 327 /1960/
ua. Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960 szept. Preprint
- Nagy L.-Nagy T.-Pavlicsek I.: Measurement of the Thermal Neutron Spectrum of the WWR-S Reactor in Budapest.
Reaktortagung, Dresden, 1960 Juni. Preprint
ua. Symposium on Pile Neutron Research in Physics, Vienna 1960 okt. Preprint
- Nagy L.-Nagy T.-Pavlicsek I.: Measurement of the Thermal Neutron Spectrum with Mechanical Selector.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960 szept. Preprint
- Náray Zs.-Varga P.: Determination of Transit Times and Transit Time Differences Photomultipliers.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960 szept. Preprint
- Neszmélyi A.-Pála G.: Measurement of Neutron Spectra of Some Important Direct Target Reactions with a High Current Fast Neutron Time-of-Flight Spectrometer.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960 szept. Preprint
- Ördögh M.: Ultramikro kémiai analízis.
Analitikai Közlemények 6, 325 /1960/
- Ördögh M.-Schneer A.: Paper Chromatographic Analysis in Connection with the Formation of Tellurium/VI/ Compounds.
Journ. of Chromatography 4, 319 /1960/
- Pál L.-Szabó F.-Gyimesi Z.-Bata L.-Turi L.: Issledovanyija geterogennoj podkriticeszskoj szisztjemi SR-1.
Reaktortagung, Dresden, 1960 Juni. Preprint
Acta Phys. Hung. 12, 205 /1960/
- Pál L.-Németh G.: Fluktuacija vühoda nejtronov v impusznüh büsztrüh reaktorah
Symposium on Pile Neutron Research in Physics, Vienna, 1960 okt. Preprint
- Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.: Semi Cubical G.M. Counter Telescope System for Underground Registration of the Cosmic Radiation.
Nuovo Cimento Supplemento 16, 209 /1960/
- Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.: Atmospheric Effects and Periodicities of the Cosmic Radiation Measured 8 m below Ground.
Acta Phys. Hung. 11, 155 /1960/
- Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.: Meteorological Coefficients and Solar Daily Variation of the Cosmic Radiation Measured Underground.
Nuovo Cimento 17, 1 /1960/
- Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.: Atmospheric Coefficients and Solar Daily Variation of the Cosmic Radiation Measured 18 m Underground.
Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conf. Vol. IV. 130 /1960/.
- Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.: Über des Energiespektrum der μ -Mesonen in ausgedehnten Luftschauern.
6. Internationale Arbeitstagung über die Physik hoher Energien, Weimar 1960. 18 old.
- Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.: Über der Einfluss meteorologischer und geomagnetischer Grössen auf der unter der Erdoberfläche gemessene Intensität der Kosmischen Strahlung.
Abh. des Symposiums für Geomagnet in Berlin, 1960 juni.
- Schneer A.: Massanalytische Bestimmung des Zirkoniums in Rotschlamm.
Chemia Analityczna 5, 79 /1960/
- Szabó P.: On the Effect of Total Reflection on the Optimum Dimensions of Collimators for Neutron Crystal Spectrometers and Diffractometers.
Nuclear Instr. and Meth. 6, 183 /1960/

- Szabó P.: Results Obtained in the Course of our Preparing for Neutron Diffraction Experiments.
Reaktortagung, Dresden, 1960 Juni. Preprint
- Szóke J.: Über die Struktur der Uranyl-Komplexe.
Acta Phys. et Chemica Szegediensis 5, 51 /1960/
- Szóke J.: Lineárisan konjugált poliénrendszerek vizsgálata.
I. "All-transz"-karotinoidok összehasonlító spektroszkópiája.
II. A kromofor rendszer és az abszorpciós maximum-helyek összefüggése karotinoidok esetén.
MTA VII. Osz. Közl. I. rész 14, 11 /1960/
II. rész 14, 271 /1960/
- U. Vanyek M.-Bardócz Á.-Vörös I.: Hőmérséklet meghatározása szikrakisülésben.
Magyar Kémiai Folyóirat 66, 483 /1960/
- Varga L.: Pulse Shape Discrimination.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960 szept. Preprint
- Varga L.: $/n, \alpha /$ and $/n, p /$ Reactions in Na-23.
Nuclear Phys. 20, 487 /1960/
- Vályi L.-Kjun B.: Isszledovanyije Reakcii T + He³.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960 szept. Preprint
- Vályi-Nagy J.: A Co-60 Irradiation Unit for Laboratory Use.
Large Radiation Sources in Industry /konf./ 121. old.
- Vörös T.: Electron/Ion Recombination in Zn, Cd Sparc Discharges.
Colloquium Spectroscopium Internationale VIII. 54 /1959/
- Zimányi J.: Circular Polarization of Gamma-Radiation Following a Deuteron Stripping Reaction.
Balatonöszödi Magfizikai Kollokvium 1960. szept. Preprint

Kiadásért felelős : Dr. Jánossy Lajos

Megrendelve: 1961. I. 25. Pédányaszám : 450
Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok
szerint 15 (A/5) ív terjedelemben 75 ábrával

61. 4376 — FELSOÓKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT, BUDAPEST