

INSTITUT ZA NUKLEARNE NAUKE "DORIS KIDRIČ"

Laboratorija za fiziku i dinamiku
reaktora (09)

Šifra Instituta:

2.06/09

Ugovor sa SKNB:

011-501/33

Komisar ugovora:

R. Magić

2.06/09 011-501/33

RAZVIJANJE METODA MERENJA
NUKLEARNIH KARAKTERISTIKA
MATERIJALA

I, II, V i VI FAZA

IZ-226-0353-1963

- I - Nuklearne performanse čopera
- II - Metoda merenja totalnih efektivnih preseka
transmissionom metodom na čoporu
- V - Pregled metoda merenja aktivacionih preseka
- VI - Merenje neutronskog spektra iz RA i merenje
totalnog efektivnog preseka zlata na čoporu

VINČA - BEOGRAD

april 1963.

INSTITUT ZA RAZISKAVANJE IN RAZVOJ VEŠTINSKE SODIŠČA

- Nuklearna tehnologija -

ODDELJEK ZA VEŠTINSKO SODIŠČE
Ing. Saško Beglić
Ing. Saško Beglić

ODDELJEK ZA VEŠTINSKO SODIŠČE
Ing. Saško Beglić
Tehn. Stovan Frančič

ODDELJEK ZA VEŠTINSKO SODIŠČE
Ing. Saško Beglić
Rašić N.

SADRŽAJ IZVEŠTAJA

I UVOD

II STATIČKA MERENJA

1. Merenje ugla otvora, (d/r_0) ef
2. Merenje k_{eff}
3. Merenje statičke transmisije šopera
4. Sinkronizacija neutronskeg i svetlosnog impulsa
5. Ocena fluksa na ulazu u šoper

III DINAMIČKA MERENJA

1. Dinamička provera sinkronosti neutronskeg i svetlosnog impulsa
2. Provera startnog impulsa
3. Merenje fona
4. Krivo vreme analizatora

IV MERENJE TRANSMISIJE ŠOPERA

1. Pretpostavka o "lošoj kolimaciji"
2. Rezultati teorije "nesimetričnog šopera"
3. Eksperimentalni rezultati

V MERENJE MOĆI RAZLAGANJA ŠOPERA

1. Transmisije Fe
2. Računske vrednosti moći razlaganja
3. Eksperimentalne vrednosti moći razlaganja

FAZA I

MERENJE NUKLEARNIH PERFORMANSKI ČOPERA

I UVOD

Cilj ovih merenja je da se utvrdi ispravnost čopera i njegova spremnost za merenje neutronskog spektra iz reaktora i uopšte za spektroskopska merenja. Pored toga ovim merenjima je trebalo potvrditi teoriju čopera koju smo opširno razradili u ranijim radovima (neobjavljeni radovi, nalaze se u dokumentaciji RB). Pomenuta teorija se oslanja na transmisiju i moć razlaganja čopera, tačnost vremenske baze, mrtvo vreme elektronike, optimalnu dužinu preleta (u odnosu na simultano registrovanje fona i efekta), zaštite za čoper itd.

Većina mehaničkih karakteristika čopera može biti proverena jedino "nuklearno", s neutronskim snopom. U tom smislu merenja koja ovde opisujemo predstavljaju sve moguće provere rada čopera - često i mehaničke, takve kao napr., kvalitet kolimacije, paralelnost svetlosnog i neutronskog procepa itd. Jedino čisto mehaničko merenje koje je ranije izvedeno a sad nije provereno jeste stabilnost obrtne brzine - još tokom 1961 godine ona je utvrđjena: $\pm 0,5\%$, - u dužem periodu rada ali pod uslovom da se čoper predhodno zagrejavao. Na slici br. 6 je prikazan rezultat novog načina merenja stabilnosti broja obrtaja pomoću vremenskog analizatora. Na slici je ucrtan i blok šema uređaja korišćenih za ovo merenje i s nje može biti jasan princip merenja. Međutim ovo merenje nije služilo za proveru stabilnosti ugaone brzine u toku dužeg vremena rada nego, kao što će

biti objašnjeno, za jednu proveru vremenske baze. Merenje je trajalo svega nekoliko minuta.

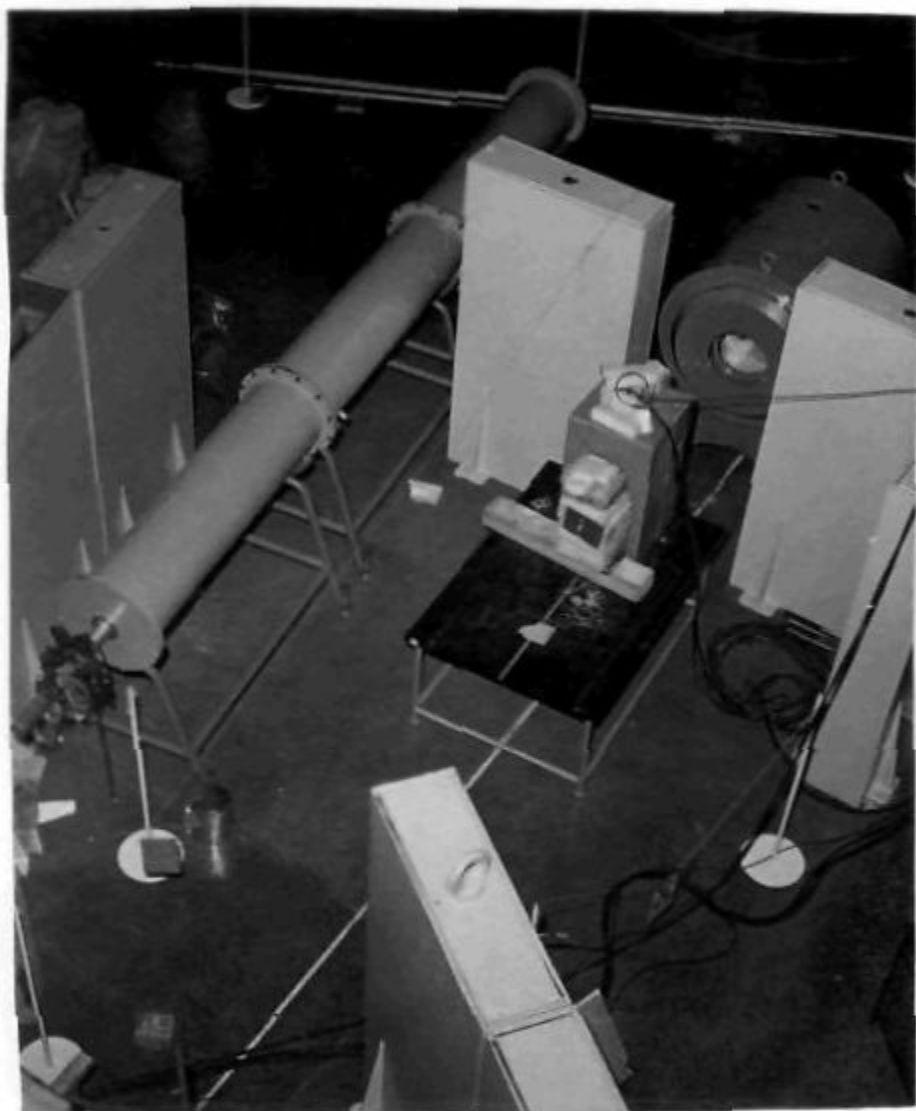
Kako teorija tako i konstrukcija šopera još nije nigde objavljena - crteži se nalaze u dokumentaciji RB. Ovdje dajemo dve fotografije šopera (slika 1 i 2) i hematski prikaz celog spektrometarskog uređaja, slika 20, a detaljom šopera i "sendviča" (slika 19). Možemo reći da projekat šopera izrađen još 1960 do danas nije pretrpeo ni jednu izmenu - osim vremenskog analizatora (10 kanalni vremenski analizator je zbog nestabilnog rada odbačen početkom 1962 god.). Merenja opisana u ovom izveštaju izvršena su pomoću 256-kanalnog vremenskog analizatora s magnetnom memorijom koji je izradio inž. M. Komčilević s grupom saradnika u Elektronskoj laboratoriji Instituta.

Karakteristike ovog analizatora su sledeće:

- mrtvo vreme $\tau_A = 34 \mu s$
- maksimalna brzina prijema impulsa: 10^6 min^{-1}
- kašnjenje: $100 \mu s$ do 100 ms s korakom $200 \mu s$
- širine kanala: $\tau = 1, 2, 4, 6, 8, 16$ i $32 \mu s$
- neodređenost sopstvene vremenske baze: $\pm 0,5 \mu s$

Pošto novi analizator nema kašnjenje sa fon, napuštena je koncepcija o simultanom merenju fona i efekta.

Kao detektor zračenja korišćen je BF_3 brojač, obogaćen B^{10} , proizvod firme "20 th century". Koleno diskriminacione krive ovih brojača zbog nanjeg pritiska gasa u njima nije jako izraženo. Merenja su vršena sa sledećim karakteristikama brojačkog kompleta:



- pojačanje: $\lambda = 30 \times 0,3$
- vremenska konst. dif: $\tau = 1, \mu s$
- širina propusnog opsega: $B = 2 MHz$
- diskriminacija: $U_D = 30V$
- paraliza: $10, \mu s$

Izmereno je neto vreme brojača i celog sistema detekcije (bez diskriminatora) $\tau = 7,5, \mu sec.$

Startni impuls je dobijen pomoću sistema sijalica-cevasta žaura (na osovini šopera) - fotočelija. Relativno širok startni impuls iz fotočelije je "sužen" metodom odsecanja, opisanom u ranijem radu: "davač startnog impulsa". Time je greška okidanja vremenske baze dovedena do reda 1% na svim brzinama obrtanja. Interesantno je pomenuti da je Derryitter (CERN, Bruxelles) na svom vrlo preciznom šoperu posle nas primenio sistem koji smo mi doslovno opisali u gore pomenutom radu.

Merenje brzine obrtanja šopera vršeno je na skaleru mereći broj startnih impulsa u pola minuta.

II STATIČKA MERENJA

1. Merenje ugla otvora procepa, (d/r_e) ef.

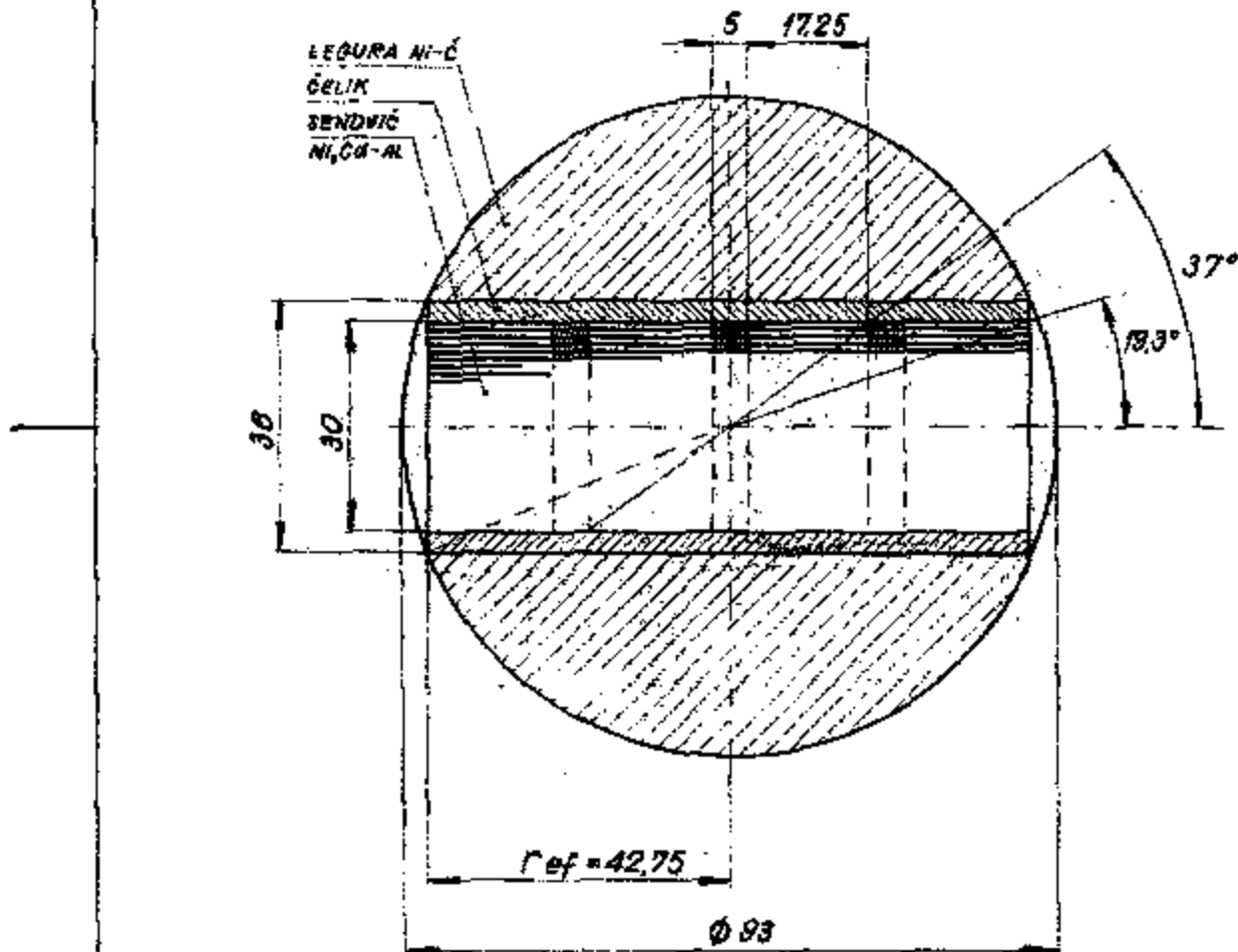
Na slici je vidimo kolika je stvarna vrednost poluprečnika rotora. Ona iznosi: $r_e = 4,275$ cm. Ova vrednost s vrednošću $d=0,1$ cm daje sa teorijsku vrednost ugla otvora procepa šopera:

$$\frac{d}{r_e} = \frac{1}{42,75} = 2,34 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$$

Merenjem integralnog intenziteta zračenja u detektoru, na 6,467 metara, sa razne položaje obrtnog rotora, dobijena je

(1) A. Derryitter C.E.N., BL6 87

ROTOR ČOPERA
(ŠEMATSKI PRESEK)



kriva prikazana na sl. 4. Jedina korekcija eksperimentalnih podataka bila je na mrtvo vreme brojačkog sistema, $\tau \approx \tau_{par} = 10 \mu s$. Posle višekratnog merenja (oko 5 puta), dobijena je srednja vrednost gornje veličine:

$$\left(\frac{d}{r_e}\right)_{ef} = 2,31 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$$

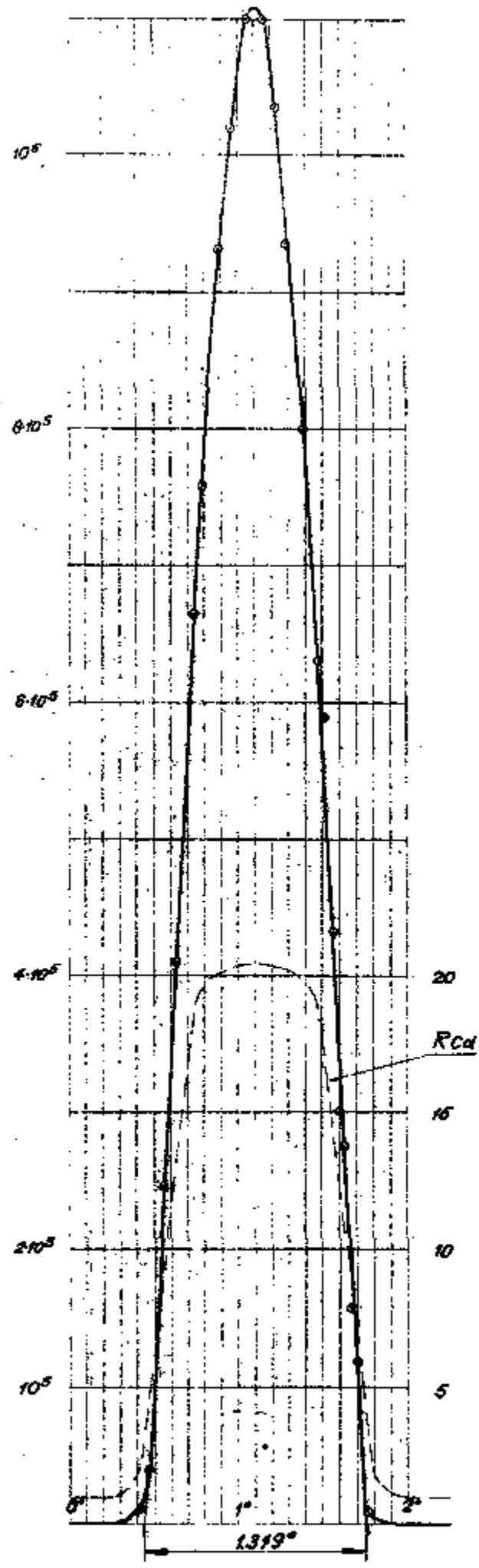
- sa oko 2% manja od računске, tj. u okviru statističke greške merenja (ugao je meren sa tačnošću $0,03^\circ$). Slaganje teorijske i eksperimentalne vrednosti d/r_e govori o maloj prozirnosti ivice procepa u šperu.

Isto merenje je izvršeno i sa rotor okrenut simetrično, sa 180° . Rezultat je bio isti.

2. Merenje R_{Cd}

Osnovno merenje ispravnosti detektorskog sistema je merenje kadmijumskog odnosa. Mnogo vremena je utrošeno na pravljanje njegove vrednosti i otklanjanje neželjenog rezonantnog fona. Smatralismo da je veliki deo eksperimentalnih teškoća otklonjen kad smo dobili $R_{Cd} = 21$. - Istina, ova vrednost je znatno manja od 33, što je teorijska vrednost za kadmijumski odnos u rešetki teškovednog reaktora. Ali, s obzirom da je neutronski snop prešao veliki put kroz vazduh i aluminijum, jasno je da je odnos rezonantnog i termalnog fluksa porastao.

Kriva R_{Cd} na sl. 4 ilustruje efekat prozirnosti ivica procepa bolje nego poredjenje teorijske i eksperimentalne vrednosti d/r_e .



3. Merenje statičke transmisije čopera

Fermi & Marshall⁽²⁾ su u klasičnom radu opisali merenje fona pomoću statičke transmisije. Iz tog razloga i zbog opšteg interesa (provera simetričnosti rotora) izmerili smo statičku transmisiju. Ona ima oblik prikazan na sl. 5 i u suštini predstavlja isto merenje kao i one prikazane na sl. 4. Karakteristične su fluktuacije intenziteta zračenja koje prolazi kroz "zatvoren" rotor oko položaja centralnog pika. Kriva se "smiruje" na većim rastojanjima od ovog pika kako možemo i očekivati. Poluširina širokog maksimuma se dobro slaže s uglom (polovinom) otvora ceog sendviča uštog sajedno, sl. 3. Grba sa strane širokog maksimuma verovatno potiče od dodatne količine aluminijuma koja za tu vrednost ugla ulazi u snop (vidi sl. 3).

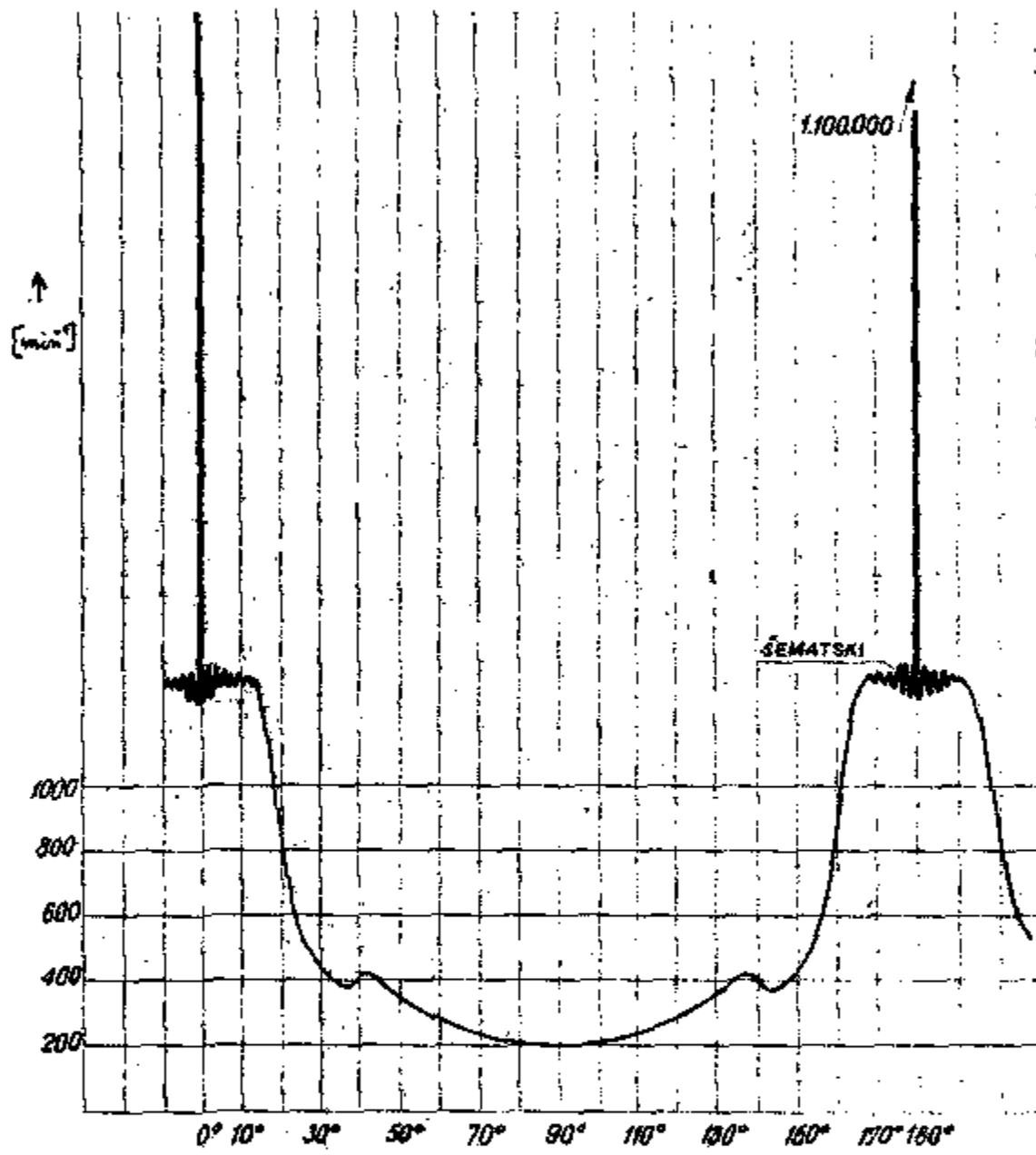
Statička transmisija čopera je u neku ruku ogledalo njegovog kvaliteta - daje odnos signal-šum tj. pokazuje koliko je čoper dobar kao prekidač neutronskog snopa. Integralno, izmereni odnos ima vrednost:

$$\frac{\text{Ukupan broj n. kad je čoper otvoren}}{\text{Ukupan broj n. kad je čoper zatvoren}} = \frac{10^6}{200} = 5 \cdot 10^3$$

4. Sinhronizacija neutronskog i svetlosnog impulsa.

Jedan od najsubtilnijih problema čopera jeste stabilan i ispravan rad startnog impulsa. Mi smo vršili više provera njegove ispravnosti. Posebno je vršeno podešavanje paralelnosti procepa u rotoru i procepa u čauri - davaču startnog impulsa. Podešavanje je složeno i izradjen je plan od 15 faza po kojima je to podešavanje izvršeno. Naime, koliko god mehaničkim merenjima pokušali da postavimo dva procepa paralelno, uvek može da postoji malo neslaganje koje

(2) Phys. Rev. 72, 193 (1947)

STATIČKA TRANSMISIJA ROTORA

uzrokuje pomeranje startnog impulsa ispred ili iza neutronskega, manjejući efektivno kašnjenje. Neka je ψ "ugao neparalelnosti",

$$t\psi = \frac{\psi}{\omega}$$

Is uslova $\Delta t/t = 1\%$ nalazimo dozvoljenu grešku podešavanja šaure na osovini šopera:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{t\psi}{L/\eta} = \frac{\psi}{\omega} \cdot \frac{10r\omega^2}{Ld}$$

$$\psi = \frac{\pi}{10} \cdot \frac{L}{L_{max}} \left(\frac{\Delta t}{t} \right) = \frac{\pi}{10} \cdot \frac{6,467}{5,74} \cdot 0,01 = 3,5395 \cdot 10^{-3} \text{ rad.}$$
$$= 0,20^\circ$$

- uzeli smo za ocenu da je posmatrana brzina v ravna $10v_g(\omega)$.
 $L_{max} = r_s^2 \pi / d = 5,74$ m za naš šoper.

Podešavanje je izvršeno na sledeći način: rotor je postavljen u pik krive prikazane na sl. 4 sa tačnošću $\pm 10^{-3}$ rad. (zbog zatupljenosti ove krive). Rotor je u tom položaju fiksiran. Postavljena je ponovo fotoćelija sa izvorom svetlosti (mehanička celina) ali je šaura oslobođena od osevine šopera. Na šauru je pričvršćena nova, dugačka kazaljka s mogućnošću čitanja ugla $\pm 0,0012$ rad. Šađa je svetlosni snop prekidan pomoću jednog mehaničkog vibratora da direktno osvetljenje iz jakih sijalica ne bi oštetilo fotoćeliju. Posmatrana je amplituda naizmeničnog električnog talasa s fotoćelije na oscilografu i obrtanje šaure na fiksnoj osi rotora, snimljena je kriva ANZL. TALASA (ugao šaure). Zatim je šaura obrtana i vraćena u pik ove krive, skinut je sistem davača startnog impulsa a šaura fiksirana za osovinu šopera. Pri tome je nosač davača startnog impulsa morao biti precizno izrađen da bi se posle podešavanja davač mogao vratiti u stari položaj.

specijalnom konstrukcijom to je uspešno rešeno.

Konačna provera paralelnosti procepa rotora i čaure davača svetlosnog impulsa je moguća samo dinamički - pomoću vremenske analize neutronskog snopa.

5. Oseba fluksa na ulazu u čep

Kad je čep otvoren, nepomičan, registrujemo u detektoru površine $S_d = 1/14,4$ S snopa (6,467m) je registrovano $I_0 = 1,1 \cdot 10^6$ neutrona/min. Uzevši da je efikasnost detektora 100% i odnos površine kolimatora koja propušta neutrone prema ukupnoj na koju pada snop $\frac{dA_c}{dA_c + dA_i} = \frac{1}{1+0,5} = \frac{2}{3}$ nalazimo za vrednost fluksa na ulazu čepa (rad na površini čepa u ovom neredanju je $S_0 = 0,282 \text{ cm}^2$).

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{dA_c + dA_i}{dA_c} \cdot \frac{I_0}{S_d} \cdot \frac{S_{\text{non}}(6,467 \text{ m})}{S_0} \\ &= \frac{2}{3} \cdot \frac{2,5 \cdot 10^4}{0,282} \cdot 14,4 = 1,43 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

ova vrednost treba da se slaže s vrednošću izračunatog fluksa iz reaktora na izlazu horizontalnog kanala:

$$\frac{S_0 \phi_0}{4\pi \cdot r^2} = \frac{28 \cdot 10^{12}}{4\pi 380^2} = 1,53 \cdot 10^7$$

- neslaganje verovatno potiče zbog nedovoljno dobre geometrije snopa.

III DINAMIČKA MERENJA

1. Dinamička provera sinhronosti neutronskog i svetlosnog impulsa.

Ako između procepa u rotoru i čauri postoji ugao $\psi \neq 0$, onda svetlosni impuls, recimo, prednjači neutronskom

za $\frac{\psi}{\sigma}$ kad se čopar obrće u jednom smeru a kasni, za isto toliko, kad se obrće u suprotnom. Ovo daje mogućnost provere veličine ugla ψ . —

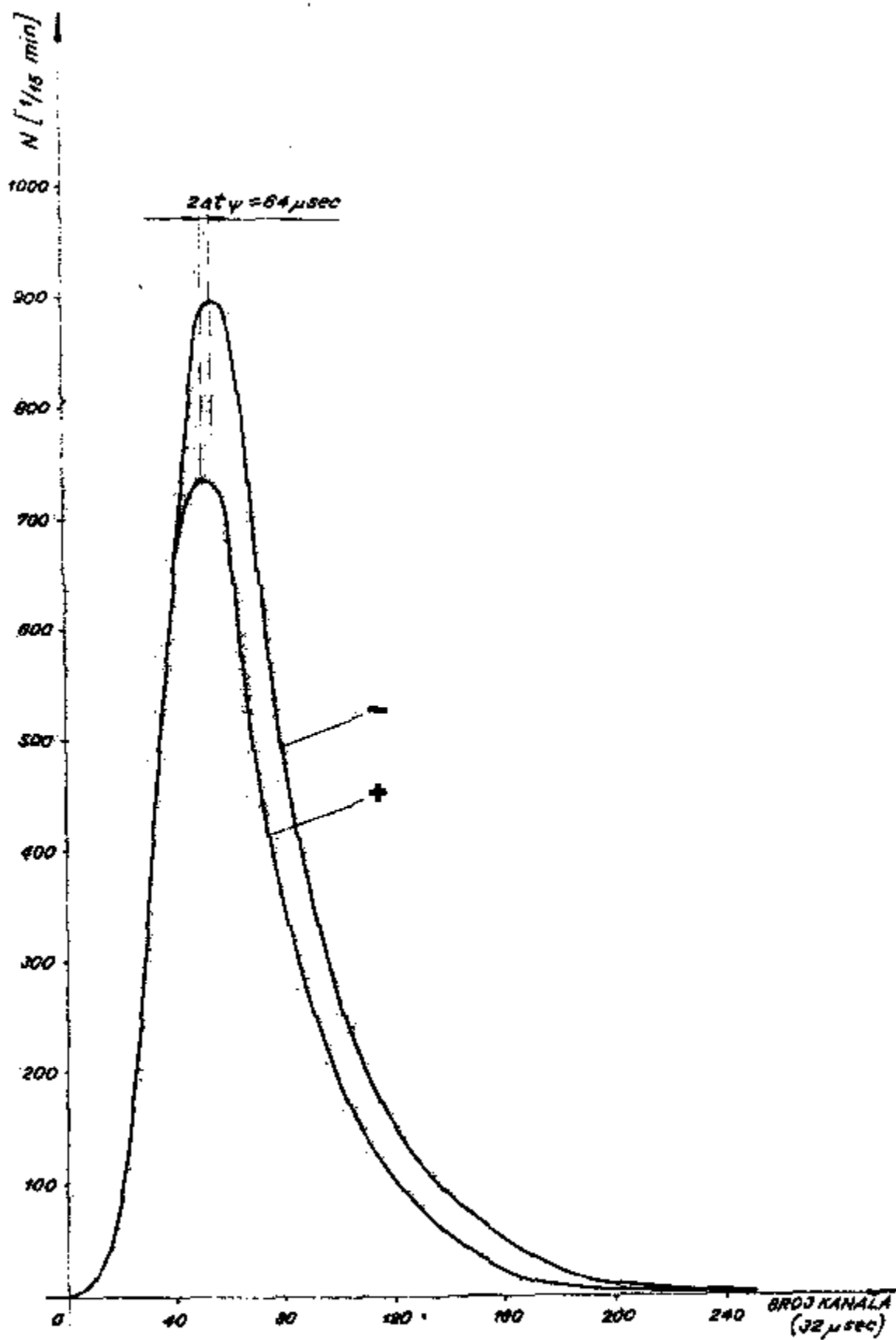
Verenje je stvarno bilo očekivati rezultat - vidimo ga na sl. 6. Napominjemo da smo ovu metodu detekcije ψ primenjivali od samog početka rada s čoparom i da kriva na sl. 6 predstavlja već "podešeni čopar". U svakom slučaju ugao ψ postoji ali je prema merenju manji od $\omega_{nat}\psi = \frac{\pi}{3} \text{ nat}\psi = 4,68 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$ što prilično zadovoljava ranije dati kriterijum.

Međutim, ovde se javlja jedan efekat koji smo u ovom radu dosta istraživali - intenzitet propuštenog spektra kroz čopar kad se on obrće u "-" smeru (konvencijalno izabran smer) je u piku veći za oko 15% od spektra snimljenog pri "+" smeru obrtanja. Kao što ćemo videti kasnije mi smo ovaj efekat uspeli da objasnimo u potpunosti.

2. Provera startnog impulsa.

Šaura čuvaša startnog impulsa se obrće u sličnoj, nepomičnoj šauri koja ima dva proreza kao i pokretna kroz koje prolazi svetlosni impuls. Postavili smo zahtev da ispitamo da li su prorezi na dve šaure profrezovani pravilno - tj. da li one procepa prolaze kroz osu obrtanja. Jedne odstupanje takve vrste bi bilo potpuno analogno postojanju ugla na tačnost vremenske baze. Za $\omega = 1400 \text{ o/min}$, izračunali smo da bi greška od 0,06 mm u presecanju proreza izazvala grešku u merenju vremenske baze od 5%. Treba naglasiti da bi se ova kva nesimetrija manifestovala u nejednakoj periodičnosti startnih impulsa. To smo upravo i proveravali.

Priznali smo dve metode za komparaciju sukcesivnih perioda startnih impulsa: Oscilografska i metoda pomoću vremenskog analizatora. Oscilografska se sastoji u tome da, ako

SPEKTAR PRI ISTOJ BRZINI OBRTANJA (1400°/min)
ALI SUPROTNIM SMEROVIMA

ako startni impuls sam sebe okida i, ako vremensku bazu oscillografa podešimo tako da na ekranu pojave tri impulsa onda bi efekat $\Delta t = T_1 - T_2$, - razlike periode startnih impulsa, mogao da se primeti po pojavi još jednog impulsa na ekranu, blisko središnjem a na rastojanju od njega Δt . Objašnjenje vidimo na sl. 7a.

Merenje na oscillografu je pokazalo da izgleda, efekat postoji. Da bi ga tačnije ocenili smislili smo tačniju metodu, pomoću vremenskog analizatora. Na sl. 7b se vidi rezultat merenja - srednji impuls se nije razdvojio u dva nego ima istu širinu kao prvi i treći. Merenje je izvršeno u kratkom vremenu (3 min.) da eventualno, stabilnost broja obrtaja nebi pokvarila merenje. U uvodu smo pomenali da bi ova metoda mogla poslužiti za merenje stabilnosti broja obrtaja.

U ovom merenju vremenski analizator je korišćen kao oscillograf a samo okidanjem i memorijem.

Ovo merenje je pokazalo još i to da se startni impulsi ne gube. Za tri minuta merenja pri optičkoj brzini $n=5159$ o/min, startni impulsi su vođeni i u akaler. To je izmeren ukupan broj startnih impulsa u tri minuta: 31.039. 1/3 treba da je u svakom od tri tipa. Izbijene su vrednosti:

I 10.832 imp/3 min.

II 10.603 "

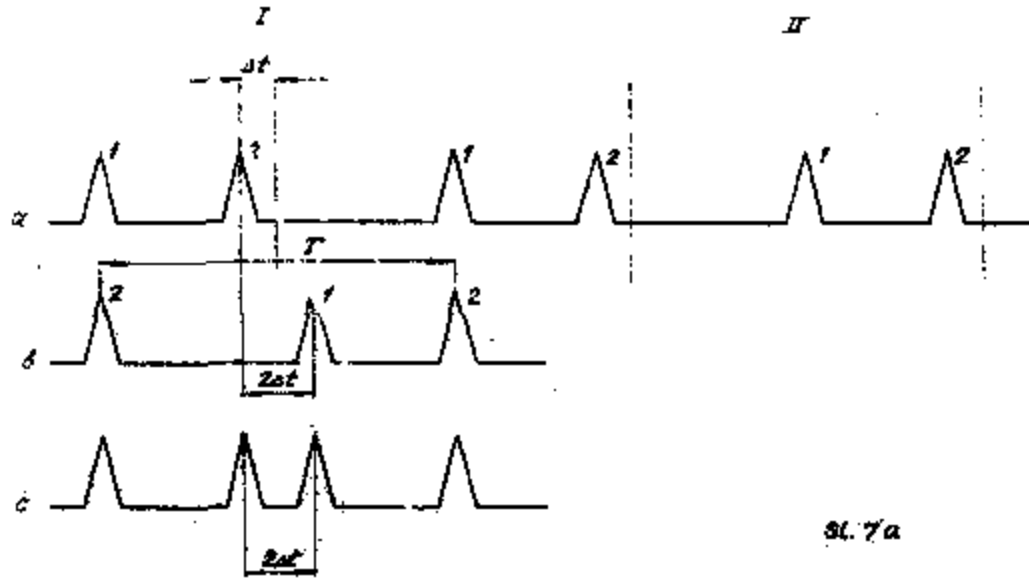
III 10.788 "

Što sasvim zadovoljava.

Matematska vrednost periode startnog impulsa je

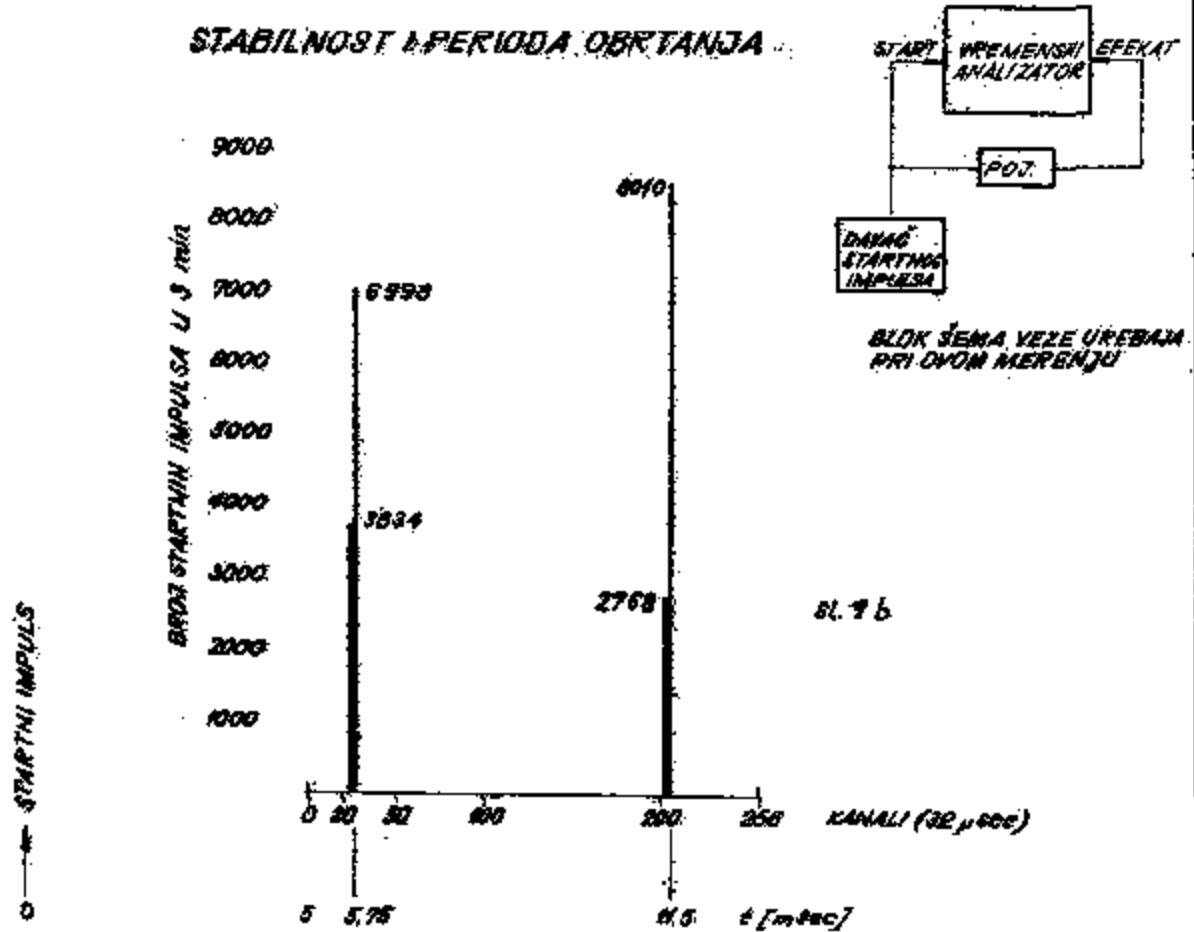
$$T = \frac{d'}{r\omega} = 11,5 \mu s \rightarrow \frac{T}{2} = 5,75 \mu s$$

PROVERA SIMETRIJE STARTNIH IMPULSA POMOĆU OSCILOGRAFA



Sl. 7a

STABILNOST I PERIODA OBRATANJA



Sl. 7 b

3. Neravna fona

Postoji nekoliko stih definicija pojma fona kod kopera. Ako se fon registruje simultano sa efektom - u antisimetričnom položaju šipera ($\varphi + \pi$ - ako je u φ simetrična pozicija), tada pored brzih neutronske registriraju se i one najsporije neutronske koji u tom momentu stižu u detektor. Da ne govorimo o tome da položaji rotora φ i $\varphi + \pi$ nisu sasvim ravnopravni kod ne kopera obrta.

Foni je u ovom prvom radu u kopernu merio fon tako što je jednak sa svagda malim statičkim transmisijom kopera i puno iz nje i izračunava koliko neutronske one daje u kojim slučajevima. Ovakav način ima mnoge nedostatke - kao što ćemo hiti jame na prvi pogled.

U ovom neravnom fonu se merio pomoću Cd - filtera kao što je opisano u literaturi da sada više nije. Ovakav neravni fon ima prednosti jer se neravne vrši neposredno i sa neravne efekta, pri istim uslovima rada. Međutim, ovaj neravni traje dva puta duže. Drugi nedostatak ove metode je u tome što se ne može primeniti na rad sa kopernu u epikodiranoj oblasti jer su oni onda i efekt i fon.

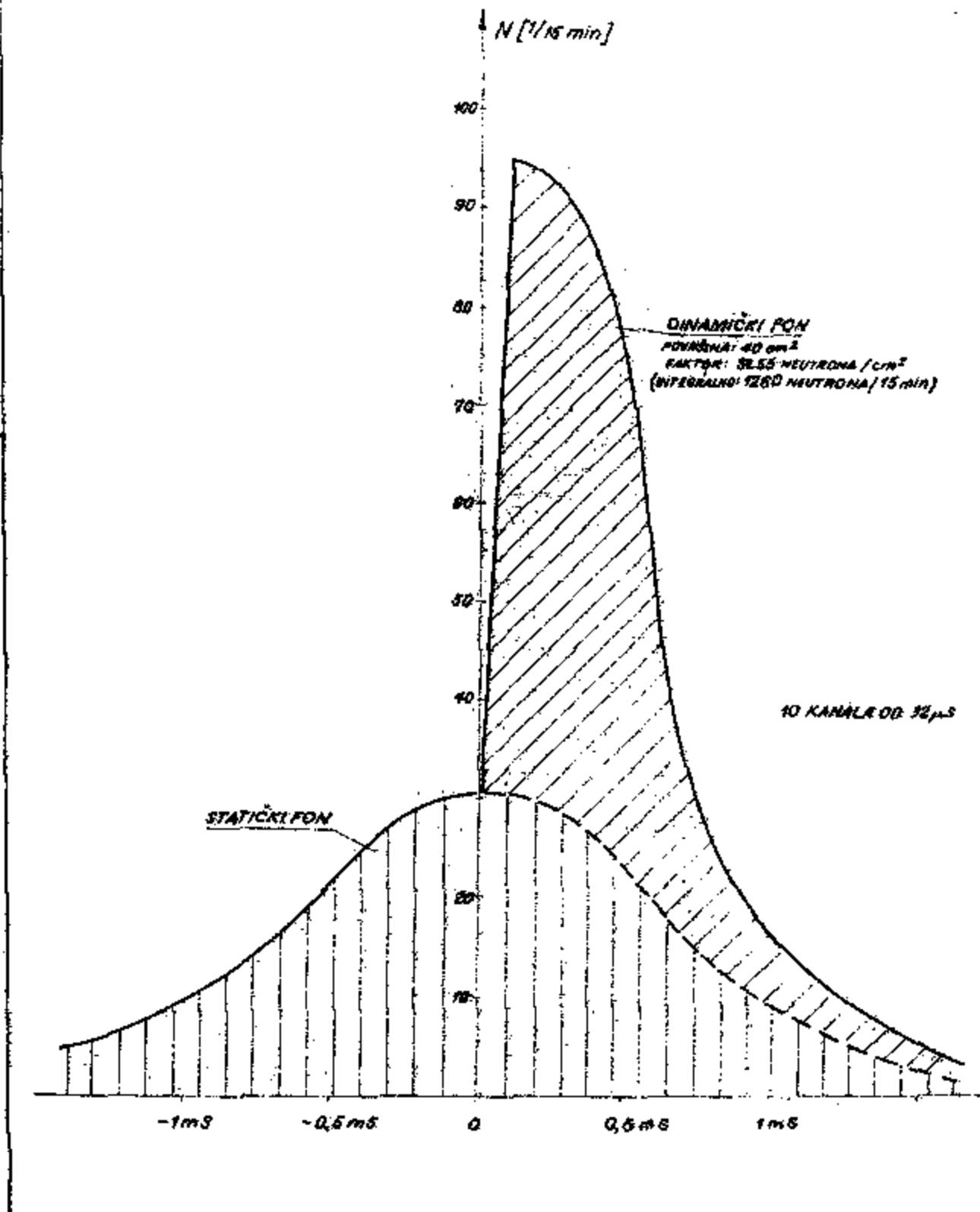
Smatrali smo da je od interesa da u praksi uporedimo rezultate ove tri načina merenja fona.

Analiza je pokazala da neravni fon u Cd - filteru (kadnijem) ni dobijamo dve komponente fona - dinamički i statički, slika 8. Statički se izračunava iz statičke transmisije množenjem faktorom

$$2\sqrt{\tau} = \frac{1}{30} \pi \tau \left[\text{korisnik sec/sec} \right]$$

dok se apasice preračunava pomoću faktora $w\tau \left[\frac{1}{\text{korisnik}} \right]$. Za $w = 4000$ e/min amplitudni faktor konverzije iznosi $\frac{1}{30} \cdot 4,884 \cdot 32 \cdot 10^6 = 5,22 \cdot 10^3$

tako da široki maksimum statičke transmisije (3000 imp./sec - odgovara maksimumu vertikalne šrafirane krive), pomnožen sa min daje $5,7 \text{ min}^{-1}$ t.j. 87 neut./10 min. Ova vrednost se lepe slaže sa dvostrukom vrednošću pika krive statičkog fona na slici 8.

SPECIJAL FILTRIPANI TAJMIONOM NA $\sim 4.557 \text{ } ^{235}\text{U}$ 

Dimenzijski fon dobijen pri merenju s G₀-filterom je prikazan na sl. 8 kao koncentracija površinske. Sa slike se vidi da eksperimentalna vrednost broja ovih neutrona iznosi (dvostruki integral kroz šrafirano površine) 2500 neutr./15 min. Proverideno ovu vrednost računom na sledeći način:

Kada se šoper okreće, kroz njega se u jednom minutu prenosi integralno $I_0 \cdot (d/2\pi r) = 1,100.000 \cdot 0,48 \cdot 10^{-3} = 5,28 \cdot 10^2$ neutr./min. od ovih, $0,78 \cdot 10^3 / 2,2 = 3,55 \cdot 10^2 / 20,8 = 170$ neutr./min se apsorbuje. U 15 minuta bi bilo 2550 neutr./15 min - sledenje je zadovoljavajuće. Na istoj slici se vidi šta bi bila metoda simultanog merenja fona i efekta. Lavo od 9 vidimo da li statistički fon tako bi bio manji od ovim metodom.

Na kraju moramo diskutovati podatke na slici 16, krive integracione transmisije krozne študijumskih filterom što takođe potvrđuje ovakvo stanje stvari. Odatle se vidi da je intenzitet zračenja u štitastu konstantan, nezavisan od x i iznosi (300 ± 50) min⁻². -- ovu vrednost se vrlo računski proveriti kao udar srednje vrednosti statističkog fona u jednoj periodu obrtaja (približno 300 min⁻²) i dimenzijskog fona (180 min⁻²).

4. Krivo vreme analize

Kako je krivo vreme analize, $\tau_A = 36$ ms, veće od perioda integracionog diskriminatora i krivog vremena brojačkog sistema (detektor - predpojačivač - pojačavač) moguće je da ova uređaja deforiraju statističkih pojava. Kako ćemo izračunati broj neutrona po jednom stvaranju šopera. Sa izvesit na slici 16 vidimo da je integralni broj neutrona u analizu -- kad se šoper okreće na 1000 obr/min, 6600 neutr./min. Kad se odamo srednji statistički fon (300 min⁻²), dobije se sledeći broj neutrona koji prolazi kroz proces u jednom min.

Na jedno stvaranje otpada:

$$\frac{6,600}{36} = 183,33 \text{ neutr./stvaranje}$$

-- kao dalje diskusije mogle biti jeste da ovim brojem od trenutnog vremenskog analize u ovim uslovima.

XV MERENJE TRANSMISIJE ČOPERA

1. Ekstremalna "leđa kolimacija"

Merjenje transmisijske čopere je do sada izvedeno na više različitih načina: s profiltrovanim neutronima, s nenasvetljenim neutronima i metodom registracije sadržine fiksnog kanala analizatora pri raznim uglovima krivanja. Mi smo primenili ovu poslednju. Rezultati merenja su drastično odstupali od teorijske vrednosti (vidi sl. 10).

Ispitani su svi mogući izvori eventualnih grešaka i ustanovilo se da nijedan ne bi mogao objasniti takve odstupanje.

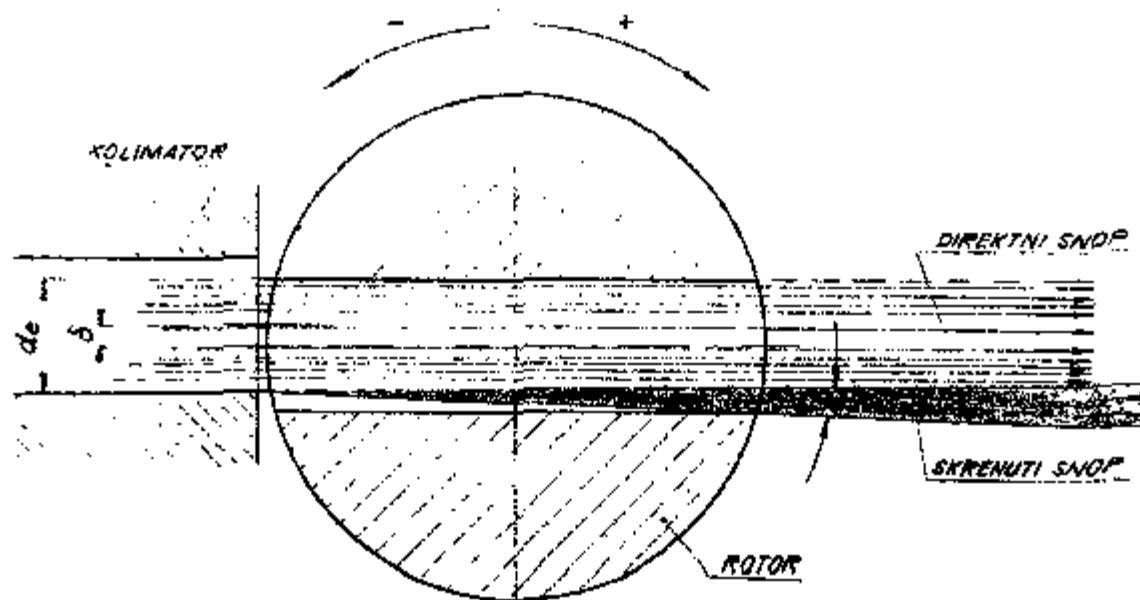
Jednako ranije, kad smo prvi put merili krivu otvora procupa (d/r_0), slika 8, učinilo nam se da na krivoj postoji nesimetrija karikirano prikazana na slici 9b. Očuh nam se javila ideja da bi to možda moglo poticati od loše relativne geometrije obrtnog sandviča u čoporu i kolimatoru koji je postavljen prema njemu. Međutim, detaljnije analize je pokazala da takva anomalija ne može proizvesti nesimetriju krive na slici 8 - ne sa dovoljno neutramniti smep. Ako smep divergira, onda se taj efekt ipak javlja ali kao efekt drugog reda, slika 9a. Ipak, na osnovu krive 8 sama, ne može se tvrditi takvo stanje stvari.

Merjenje $\Delta \delta \gamma$ pomoću emisije spektre pri obrtnoj čoporu u "4" i "2" smeru i pojave anularne razlike intenziteta nas je pomalo dovelo na hipotezu o egzistenciji $\delta = d - d_{gr}$. Jedno jednostavno razmatranje nas je uvelo da je moguće posledica "leđa kolimacije" različite transmisijske čopere pri suprotnim dužinama skretanja. Inim, pomeranjem sandviča u srednjem smislu (neprotivni sandvič imaju pokretlog na δ) nastala se slika sa merom obrtnoj čoporu pri tome što više neutrona i polakoju greh na krivoj (d/r_0) na sl. 8.

Na kraju je postalo jasno da je verovatno i analognije merenje i teorijske transmisijske posledica "leđa kolimacije", $\delta \neq 0$.

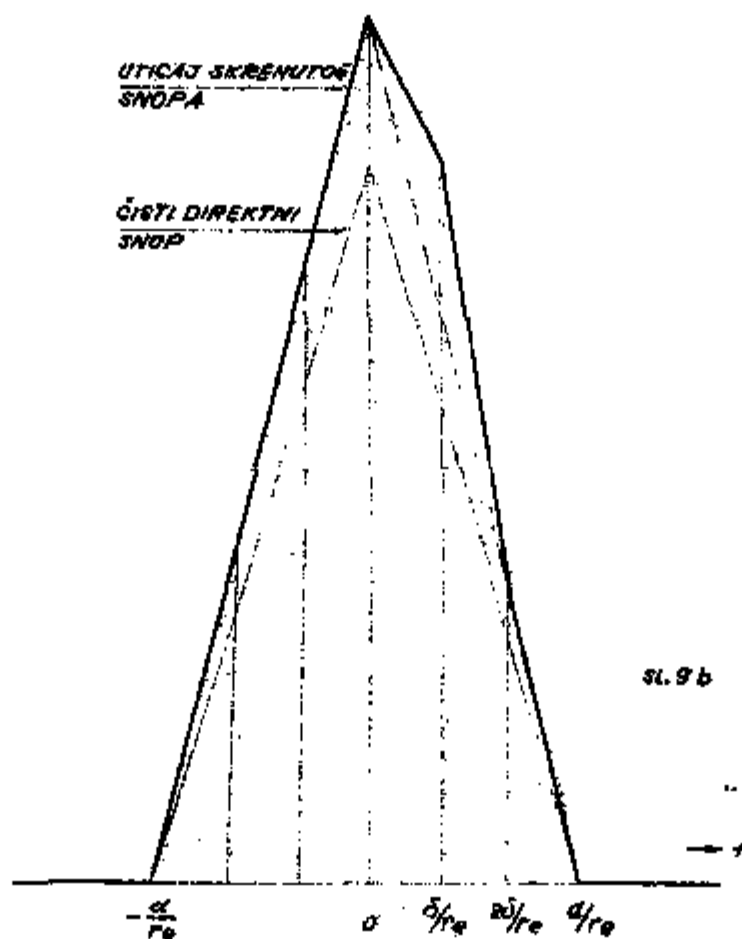
U međuvremenu smo pomoću ILFORD-ovih filmova snimljenih u takodje smislu oblik procupa sandviča u nadi da dobijemo prugu s jednim ivicom otvora a drugom uzavamen. Fotografija je prikazana na slici 10, ali ona takodje ne može poslužiti kao odlučni dokaz za egzistenciju δ .

ŠEMATSKI PRIKAZ »LOŠE KOLIMACIJE«



Sl. 9a

EFEKAT »LOŠE KOLIMACIJE« NA OBLIK
STATIČKE TRANSMISIJE





Zbog toga i zbog želje da uvidimo eksperimentalne rezultate merenja, rešili smo da korigujemo ranije izvedenu teoriju sa prihvatom, t.j. da izvedemo novu teoriju "nesimetričnog šepora".

2. Rezultati teorije "nesimetričnog šepora"

U ovom radu sa izotoperacijom rezultata počeli smo i analizom nesimetričnog šepora a cilja ispitati je njegovu transmisiju kad se obrće u jednom i drugom smeru. Zahvaljujući činjenici da nam je teorija simetričnog šepora bila dobro poznata mogli smo novu teoriju, znatno olakšavajući od prve, izvesti na vreme. Onda imamo mesta samo da dano konamo formule:

Transmisija u "0" smeru (aproximativne formule), $\alpha \approx \frac{d}{2}$,

$$f_2(\alpha, x^2) \approx 1 - 2(\alpha + x^2)^2 \quad [0 \leq x^2 < 0,5 - \alpha]$$

$$f_2(\alpha, x^2) \approx 2[1 - (\alpha + x^2)]^2 \quad [0,5 - \alpha \leq x^2 \leq 1 - \alpha]$$

Transmisija u "∞" smeru (tačne formule):

$$f_1(x) = 1 - 2d^2 + \frac{4}{3}x^2(\frac{6}{5}\alpha - x^2) \quad [0 \leq x^2 \leq \frac{d}{5}]$$

$$f_1(x) = 1 - 2d^2 + 2x^2(2d - \frac{2}{3}x^2) \quad [\frac{d}{5} \leq x^2 \leq \frac{d}{3} < \alpha]$$

$$f_1(x) = \frac{16}{3}x - \frac{2}{3}x^2(12 - 6d - x^2) - 2d^2 \quad [\frac{d}{3} < x^2 \leq \alpha]$$

$$f_1(x) = \frac{16}{3}x(1-x)^2(1+\frac{d}{2}) \quad [\frac{d}{3} < \alpha \leq x^2 \leq 1]$$

- važe u ovoj formi za $0,25 \leq \alpha \leq 0,5$.

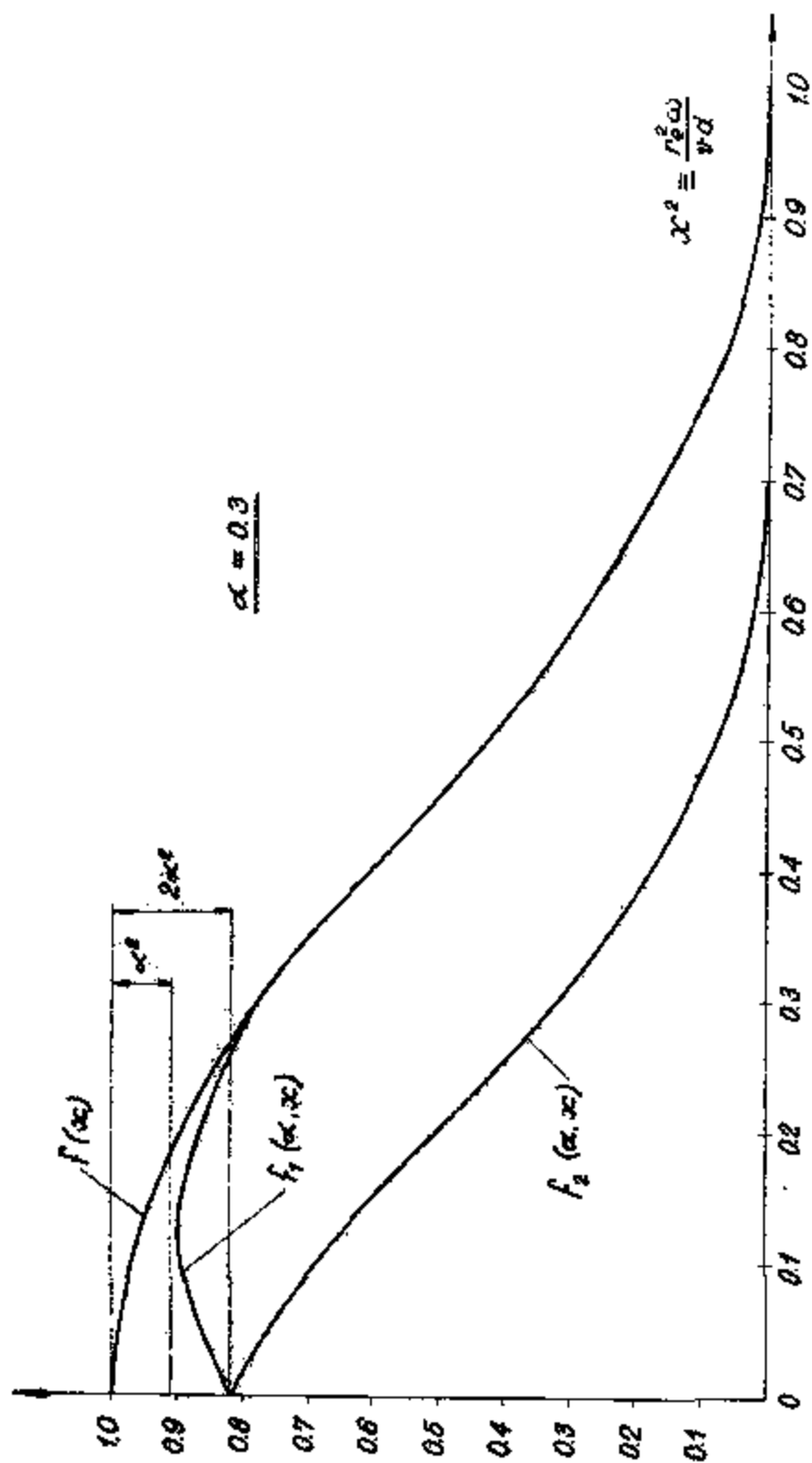
U granicnom slučaju kad α teži 0 nove formule prelaze u staru. Ove dve funkcije najlakše se starom grafički sa prihvatom na sl. 11 za vrednost parametra $\frac{d}{\alpha} \approx \alpha = 0,3$.

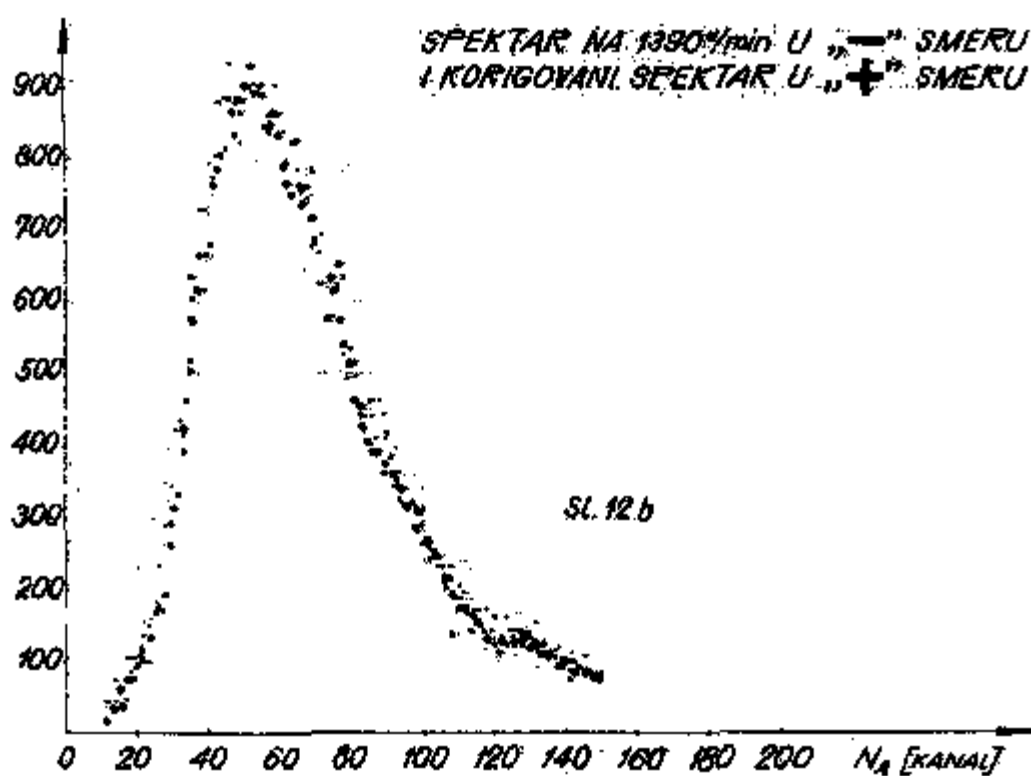
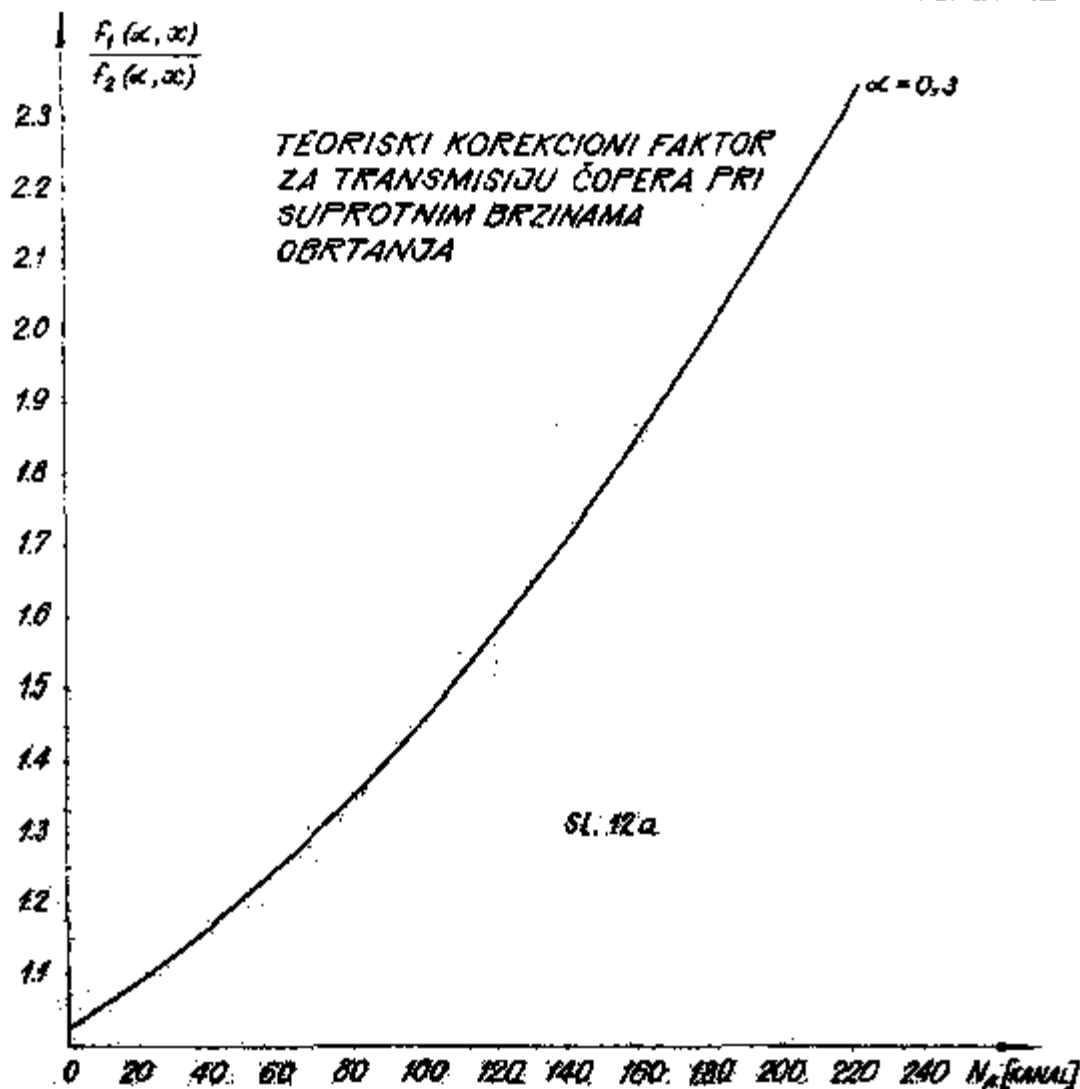
Direktna provera ovih formula za transmisiju nesimetričnog šepora može da posluži merenje spektra sa zapretnim vagonima brzina, sl. 8.

Deljenjem $f_1(\alpha, x^2)$ sa $f_2(\alpha, x^2)$ dobijena je kriva na sl. 12a.

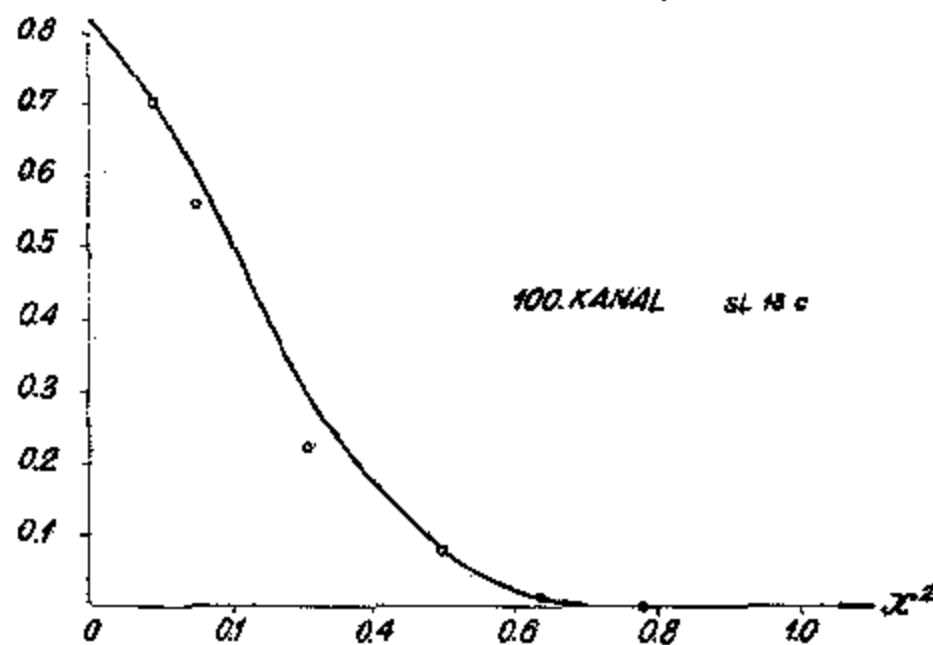
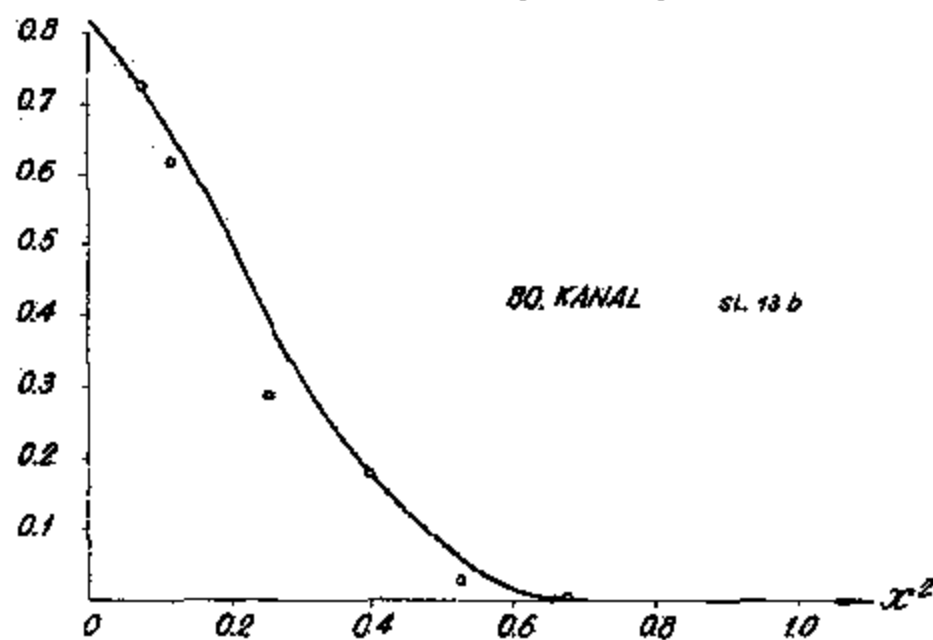
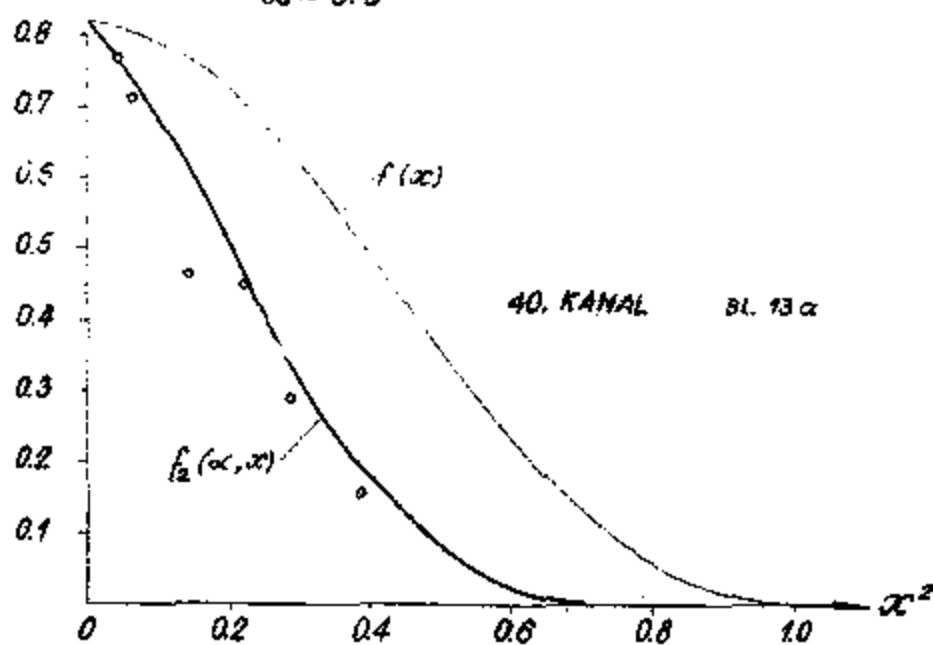
Uklonjenim vrednostima na ovoj krivoj a vrednostima koje prihvata na sl. 8 znakom "0", dobijaju se crne tačke a kriva na sl. 12b gde su radi porađanja date i eksperimentalne tačke krive "-" na sl. 8 (crvene tačke). Slaganje je odlično!

TRANSMISIJA SIMETRIČNOG I NESIMETRIČNOG ČOPERA





$\alpha = 0.3$



3. Eksperimentalni rezultati

Merjenje transmisije je vršeno na nekoliko običnih brzina, $n = 200; 1200; 2500; 4700; 6800$ i 8200 obr/min. Interpretirani su rezultati samo za tri kanala: 40, 80 i 100. Širina kanala je 52 na kanališti su prikazani na slikama 13a, b, c i 14a, b, c - upoređeni s teorijskim brzinom na dve vrednosti parametra α , $\alpha = 0,3$ i $0,36$. Obično se da parametar $\alpha = 0,36$ bolje odgovara.

Na slici 13 dofrzo izgled spektra snimljenog pri transmisivnim nivojima na raznim n .

Na slici 14 je snimljena integralna transmisija sa i bez širinskeg filtera - merenje integralni intenzitet s oblikom s funkciji n sa i bez širinskeg filtera.

Vrednost $\alpha = 0,36$ se dosta dobro uklapa i s merenjem (d/r_0) , sl. 2.

V NEKORISNO KORIŠĆENJE BAZISNE OPERIRA

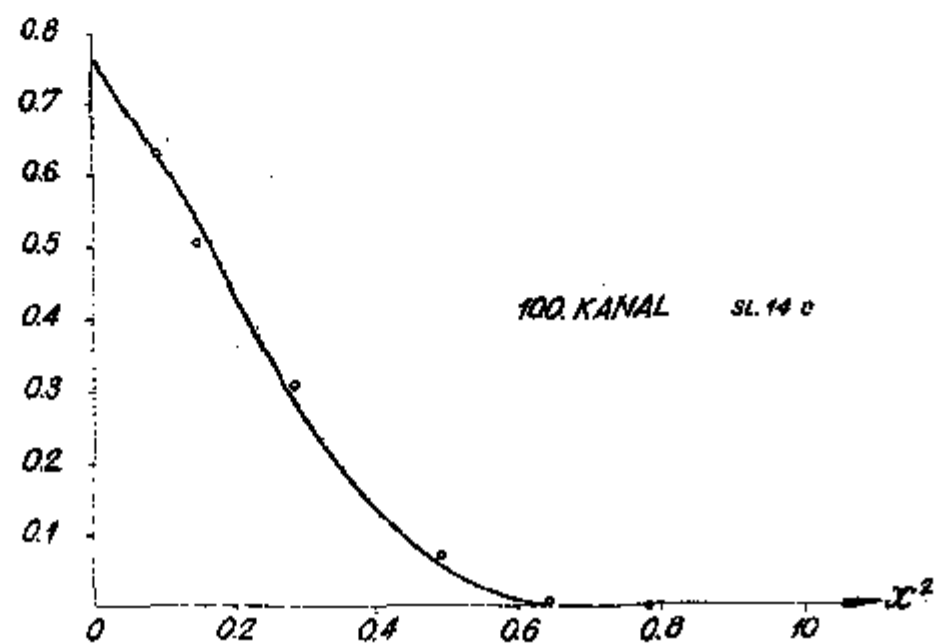
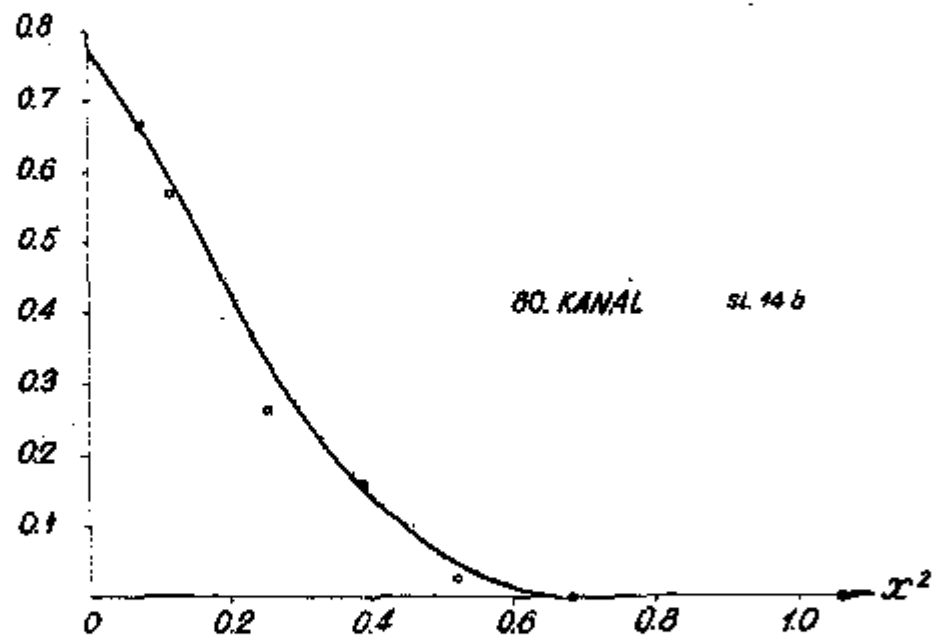
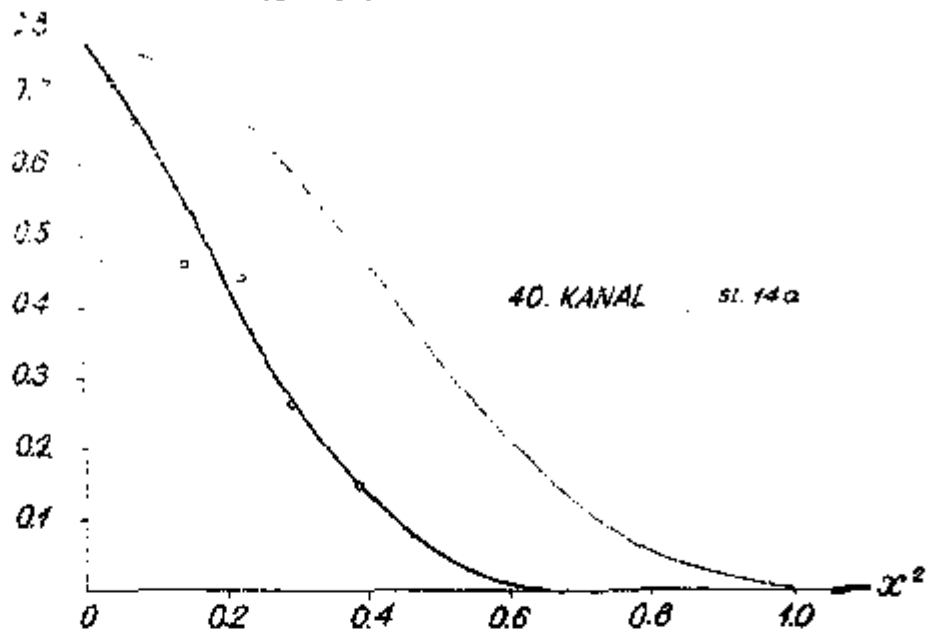
1. Inzercija

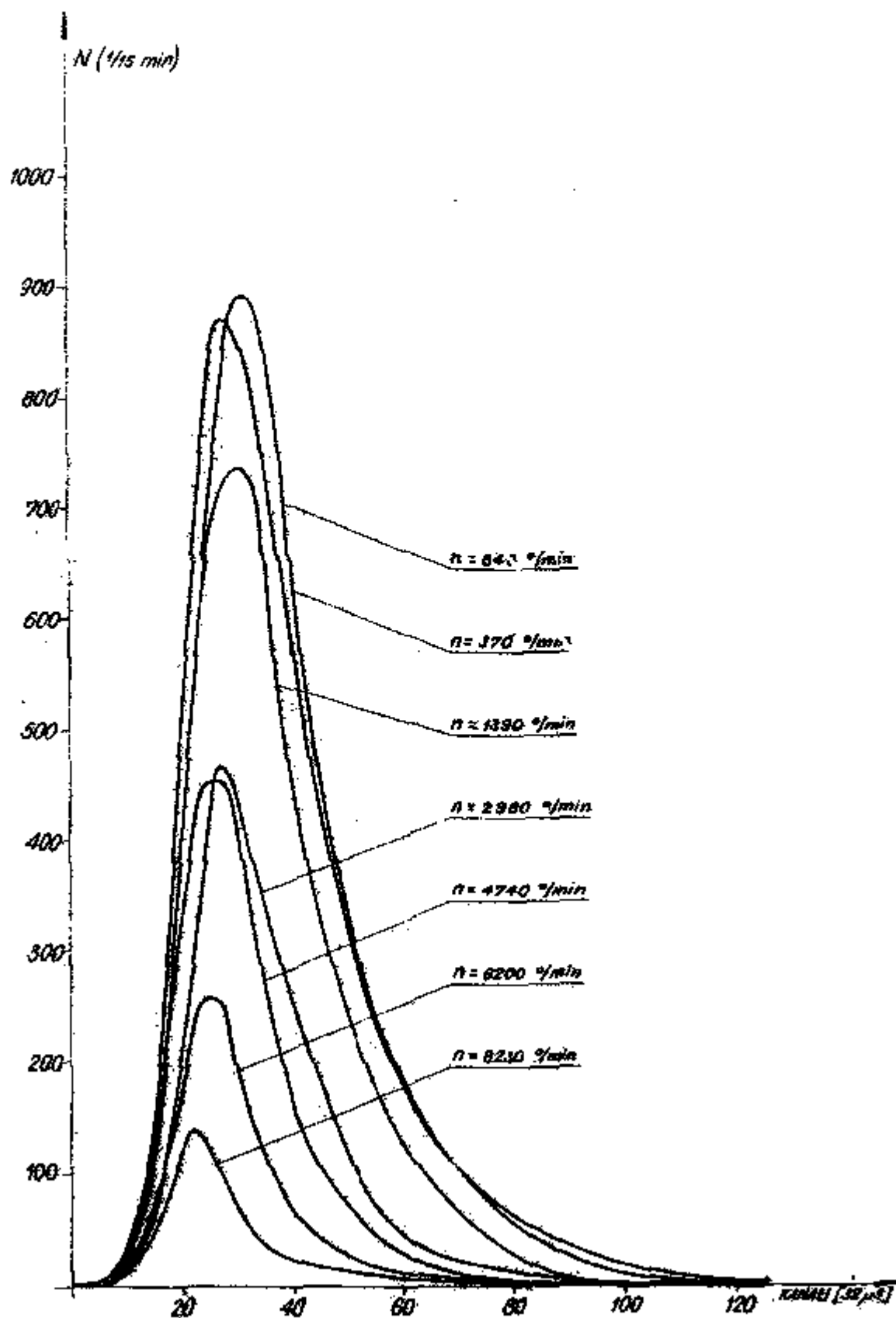
Merjenje transmisije grešaka je vršeno uz pomoć vanplenašt. Ranije je bilo konstatirano da se kod razloga za greške meri između transmisije koristeći se obično, hladnjem na temperaturi tečnog vazduha. Ovo je stvarno i izvedeno (na sl. 17 je uređaj za hladjenje zraka) ali je statistička merenja bila konstanta. Tako me bilo primetno da koristeći podatke o transmisiji grešaka. Obratno transmisija

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-N_0 G_{Fe}}$$

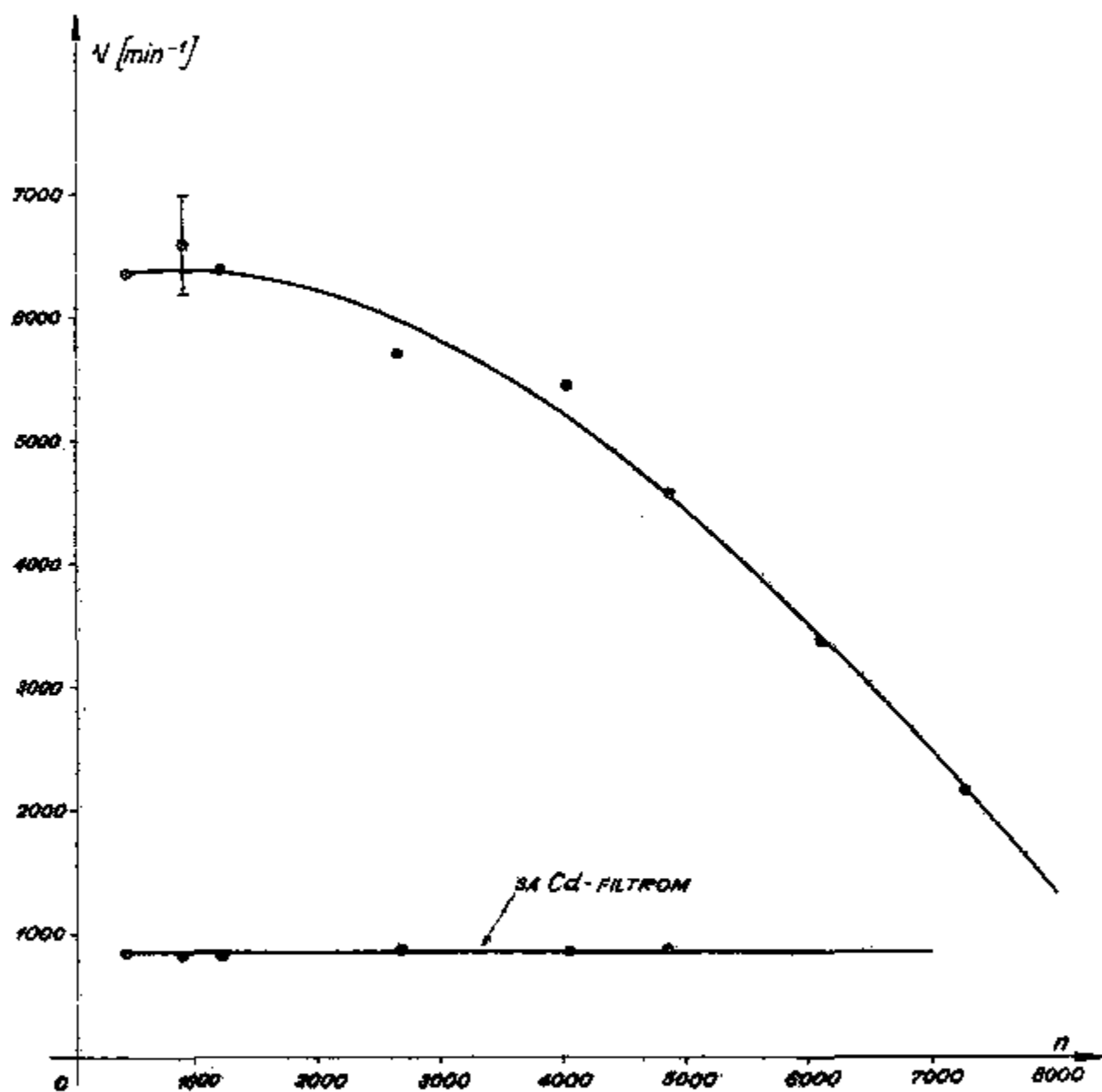
je prikazano na slici 18b na kojoj su korišćeni i vrednosti obična koherentnog praska razvijanja na pojedine familije kristalnih snova. Iz slike se vidi da je slaganje merenja i teorijski očekivani vrednosti dobro t.j. da je veličina razvijenja bez greške dobra. To se se još bolje vidi na sl. 18a gde su kanali "razvedeni".

$\alpha = 0.34$

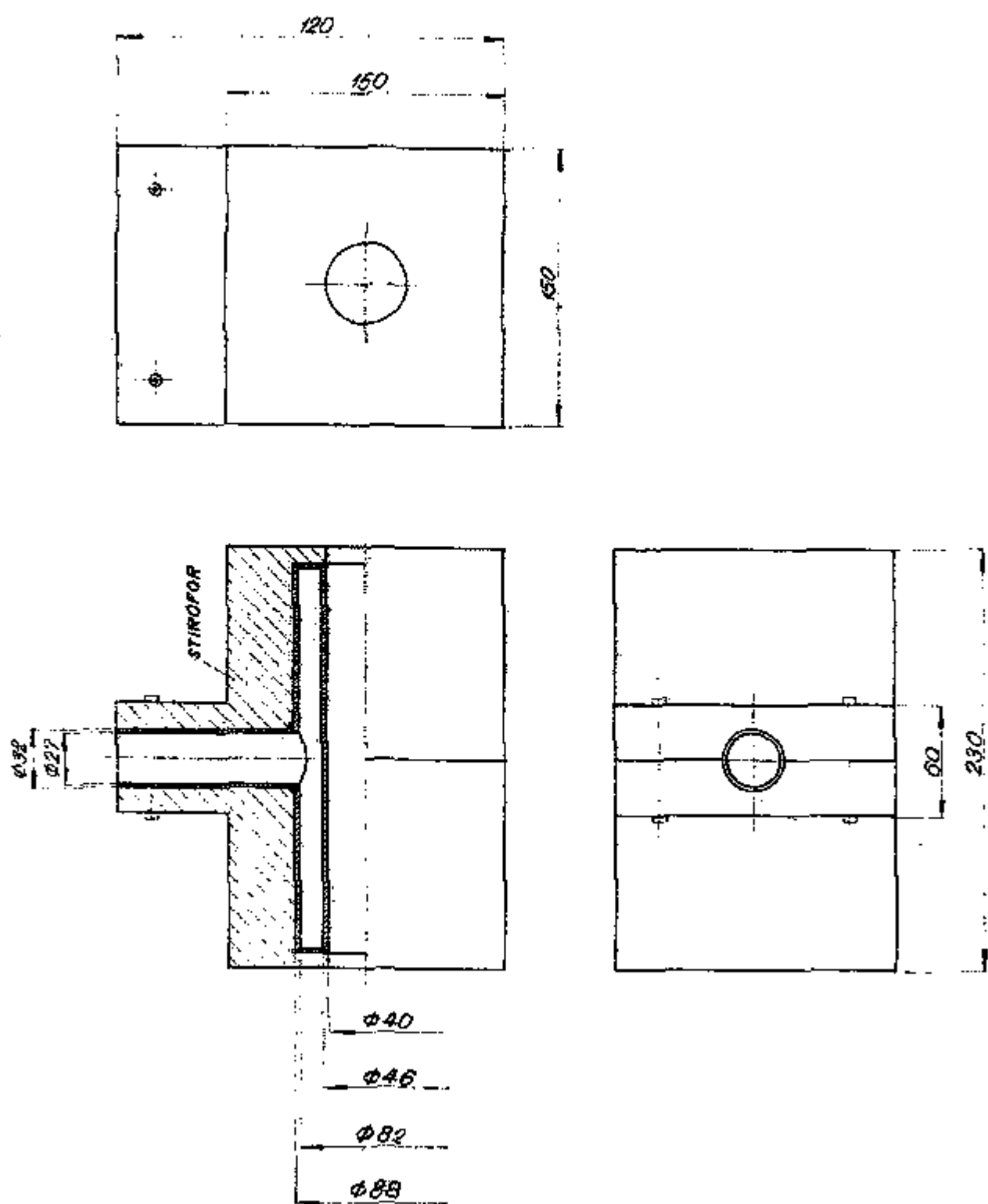


NEUTRONSKI SPEKTRI PRI RAZNIM BRZINAMA
ČOPERA

INTEGRALNA TRANSMISIJA ČOPERA



UREĐAJ ZA HLAĐENJE UZORKA



(k ± 1)	110	209	311	420	529	622	721	830
N kanal	102,77	125,26	111,49	95,5	84,6	76,53	70,29	61,07

U tabeli se nalaze mikrovski indeksi funkcija ravni i odgovarajuće vrednosti kanala gde se javlja cut-off-1.

2. Izabrana vrednost moći raslaganja

Karakteristična vrednost je vršena pri ovim uslovima:

$$n = 1850 \text{ o/min} \quad \tau = 32 \mu\text{s}$$

$$R_{\text{kan}} = 7,8 \text{ kanala (250 } \mu\text{s)}$$

Za merenje moći raslaganja je izabrana funkcija ravni (311) i odgovarajući stepen koherentnog protoka. Ovom slučaju odgovara $\lambda = 2,181 \text{ \AA}$

$$\text{t.j. } t = 3,577 \text{ nms} \quad \text{odnosno } N = 111,49$$

Vrednost parametra α^2 od koga zavisi širina neutronskeg impulsa iznosi za date podatke = $\frac{L}{r_0} \cdot d$

$$\alpha^2 = \frac{t}{t_g} = \frac{\pi r_0^2}{30Ld} n t = \frac{\pi r_0^2 \tau}{30Ld} n N$$

t.j. $\alpha^2 = 0,945 \cdot 10^{-6} nN$ - n o/min, N kanal. Tako iznosi

$\alpha^2 = 0,945 \cdot 10^{-6} \cdot 1850 (110 + 7,8) = 0,200$. Iz ranijih radova se vidi da u tom slučaju širina neutronskeg impulsa iznosi

$$T = \frac{d}{r_0 \omega} = \frac{30d}{r_0 \alpha} \cdot \frac{1}{n} = \frac{0,224}{n} = \frac{0,224}{1850} = 121 \mu\text{s}$$

Vidimo da je zadovoljen uslov $T_n > \frac{\tau}{2} = 16 \mu\text{s}$,

tako da treba primeniti formulu za moć raslaganja:

$$\Delta t = \frac{2T_n + \tau}{4} = \frac{2 \cdot 121 + 32}{4} = 68,5 \mu\text{s}$$

Ova vrednost daje $\Delta t = 10,6 \mu\text{s/n}$ ili $\frac{\Delta t}{N} = 2,7 \%$.

3. Ekperimentalna vrednost med razlaganja števila

Ali se ukaže da je instrumentalna kriva števila - Gaussova kriva, morajo biti trinomialske gredijske v blizini nekake vrednosti preseka (stopnje funkcije preseka) dače funkciju oblikne

$$P(t) = C + D \exp\left(-\frac{t-t_0}{\Delta t}\right) - kt$$

gde znak + dolazi na $t > t_0$ a - na $t < t_0$, k je konstanta v Gaussovoj raspodeli - polužijska kriva na visini $\frac{1}{2}$ od maksimalne vrednosti. Zbog toga je Δt povezan na Δt relacijam

$$\Delta t = k \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot a$$

$$= 1,224 a$$

Član - kt u formuli potiče od $\sigma \propto 1/v^n$ zakona absorpcije neutrona u gvozdju.

Penevi jasnije fitovanjem eksperimentalnih podataka određene su konstante funkcije $P(t)$

$$C = 0,877$$

$$a = 1,5 \text{ kanal}$$

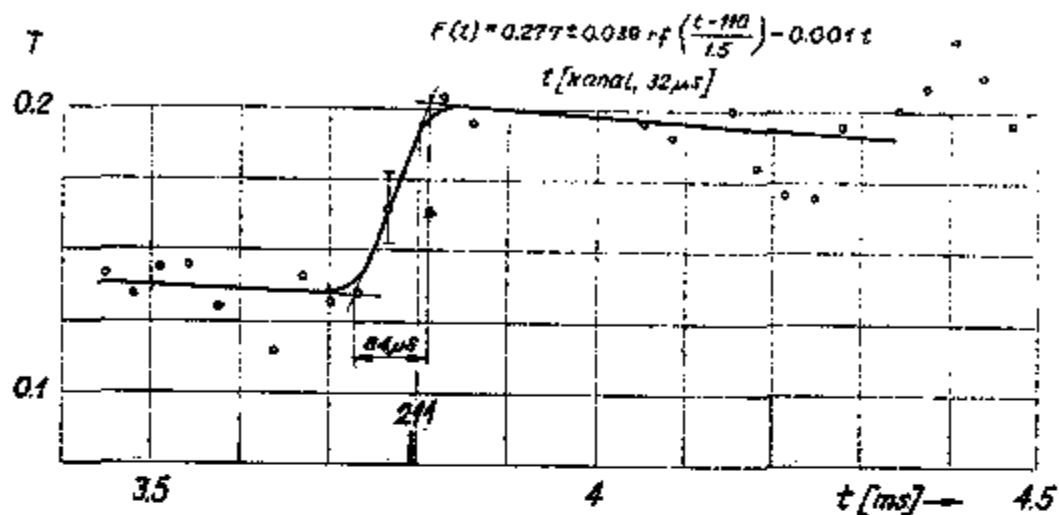
$$D = 0,029$$

$$k = 10^{-3}$$

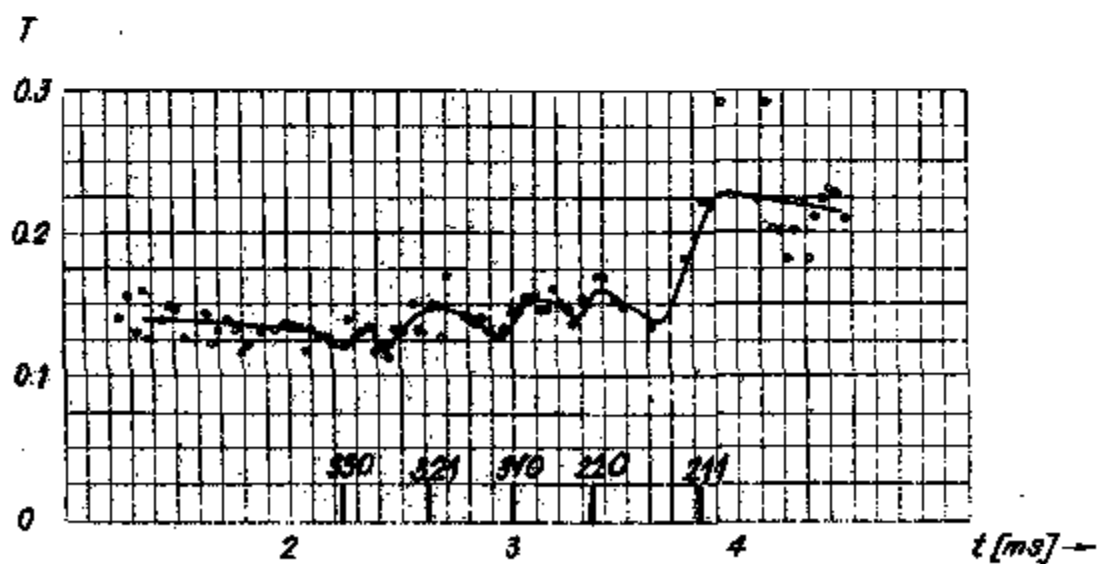
koje najbolje odgovaraju merenim vrednostima, slike 18b. Prema tome, eksperimentalna vrednost Δt je

$$\Delta t = 1,224 \cdot 1,5 \cdot 32 \cdot 10^{-3} = 60 \text{ } \mu\text{s}, \text{ što je u vrlo}$$

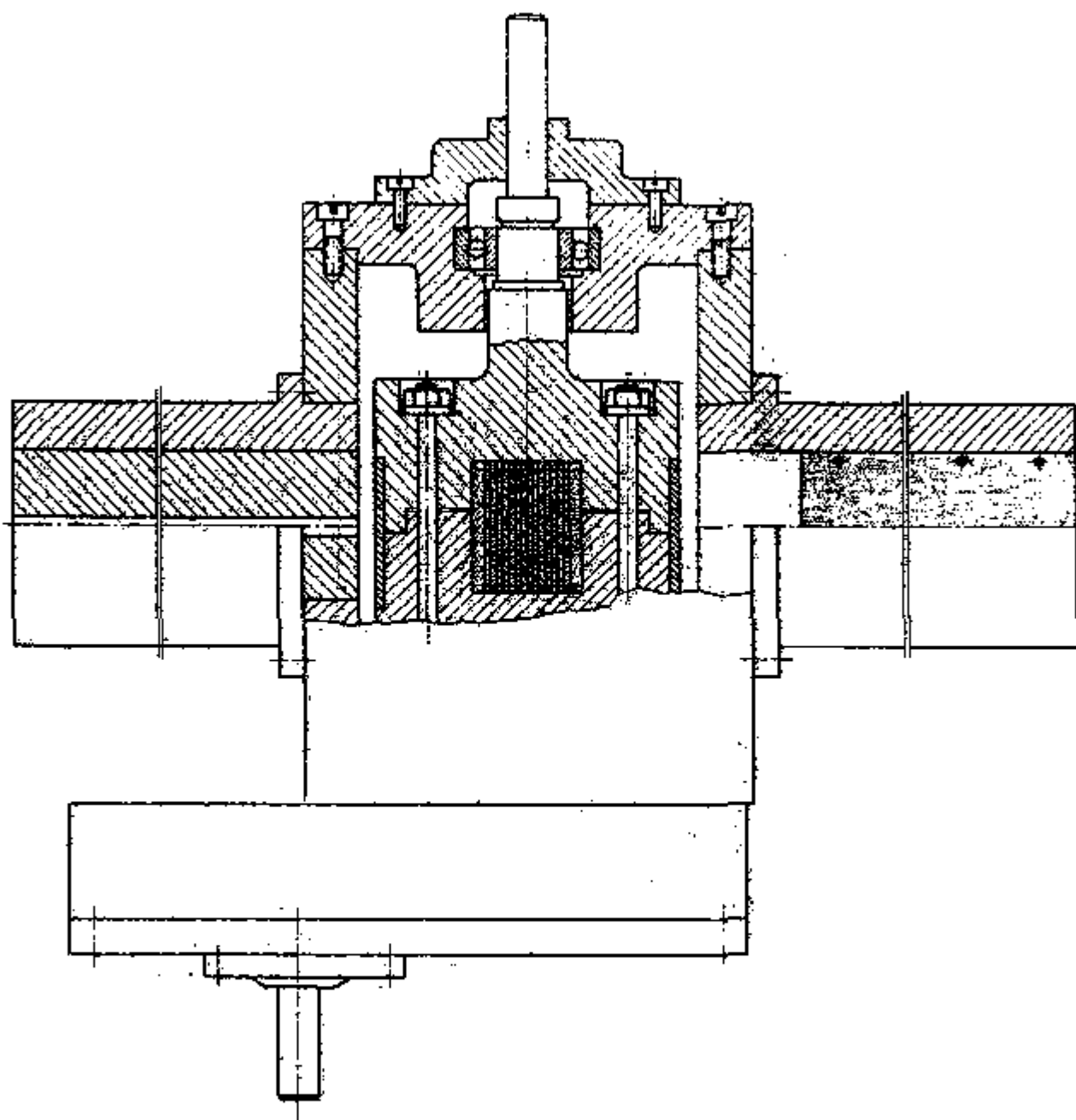
dobroj saglasnosti sa formulom.

TRANSMISIJA α Fe U BLIZINI REFLEKSIJE (211)

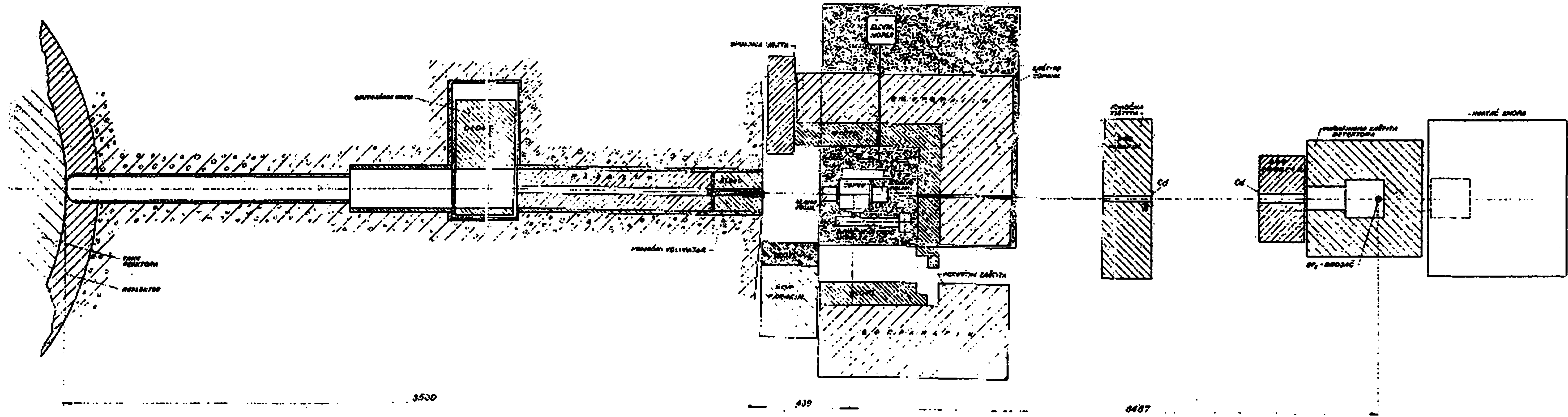
Sl. 18 a

TRANSMISIJA α Fe

Sl. 18 b



ŠEMATSKI PRIKAZ MEHANIČKOG SPEKTROMETRA



ISREZANJE NUKLEARNIH KARAKTERISTIKA REAKTORSKIH MATERIJALA

- Metoda merenja termalnih efektivnih preseka transmisijom
metodom na čoparu -

NOSIOG UGOVORA:

Rastko Maglič
Ing. Rastko Maglič

NOSIOG ZADATKA:

Dipl. fiz. Velimir Marković

Ing. Rastko Maglič

NAČELNIK LABORATORIJE

Ing. Nenad Baišić

METODA MERENJA TOTALNIH PRESEKA TRANSMISIONOM NA ČOPERU

I. Uvod

U okviru programa merenja na čoperu u 1962-oj godini, predviđeno je kalibracione merenje neutronskog totalnog efektivnog preseka zlata u termalnoj energetske oblasti (oblast rada čopera). Iz tog razloga se u ovom izlaganju ograničavamo na termalnu energetske oblast s tim što ćemo prvo definisati pojmove od interesa. U budućnosti postoji mogućnost za proširenje energetske oblasti rada čopera pa će postojati potreba da se ova tema proširi na rezonantnu oblast.

II. Osnovne definicije.

1. Osnovna definicija preseka. Verovatnoća da će jedna incidentna čestica, projektil, interagovati s jezgrom atoma mete, izražava se konvencionalno odnosom površina - iako, uopšte uzevši, ista veličina može da se da i na drugi način (daje se uostalom, odnosom dužina - predjenog puta & srednjeg "slobodnog puta" u posmatranom materijalu). Na sličan način bi mogla da se definiše i "efektivna za premina" ili neka druga geometrisaka veličina. Izbor je pao na površinu zbog toga što je u većini eksperimenata data veličina incidentnog zračenja kao "broj čestica na cm^2 mete". - Daš je fluks, broj projektila na cm^2 mete. Ako se uz to usvoji da projektili ne maju dimenzije, da su tačkasti, onda je pomenuti odnos površina koji daje verovatnoću interakcije očigledno, odnos "efektivne površine svih atoma mete koji se nalaze na 1cm^2 mete" i površine 1cm^2 . P. g. $N_S / \cancel{1\text{cm}^2}$ - N_S je broj jezgara na 1cm^2 mete, ako je meta normalna na incidentan snop a σ [cm^2] je efektivna površi na jednog jezgra za posmatranu reakciju. N_S se računa po poznatom obrazcu

$$N_S = \frac{6,023 \cdot 10^{23}}{A} \rho t \quad [\text{cm}^{-2}]$$

$$- A \quad [\text{at. jed. mase}] \quad , \quad \rho \quad [\text{gr/cm}^3] \quad ,$$

t [cm] su respektivno : atomska težina mete, njena specifična težina i debljina mete u pravcu kretanja neutrona. (projektila uopšte). Ako je meta data u gasnom stanju, N_S se računa iz pritiska i temperature :

$$N_S = 2,7 \cdot 10^{19} \cdot \frac{p}{760} \cdot \frac{273}{T} \cdot t$$

S druge strane ista ova verovatnoća za interakciju fakti
čno se zove kao

$$\frac{I_p}{I_0} = \frac{\text{broj neprotretnih događaja koje dožive projektili u 1 sec}}{\text{broj projektila koji u 1 sec padaju na metu}}$$

Izjednačavajući ova stvarnu (fizički) verovatnoća s onom
ranije, formalno uvedenom, imamo

$$\frac{I_p}{I_0} = N_0 \sigma$$

- to je osnovna definicija preseka.

Ako smo eksperimentalno u stanju da isabavimo i izvojimo
jednu određenu vrstu događaja i izmerimo njihov broj u 1 sek,
 I_p , onda je i presek σ , presek za tu isabvatu pojavu. Efektivni
presek je čisto eksperimentalna, empirijska veličina i za sada se
određuje merenjem a samo delimično proverava teorijom. Kada reka
nisan interakcije projektila i mete bude detaljno poznat, polazeći
od njega i osobina interagirajućeg sistema biće moguće izračunati
presek za reku događaja za neke od kojih danas i naznako?!

Osnovna formula se može pisati u raznim vidovima :

$$\begin{aligned} I_p &= I_0 N_0 \sigma & [\text{osc}^{-1}] \\ \phi_p &= \phi_0 N_0 \sigma & [\text{cm}^{-2} \text{osc}^{-1}] \\ I_p &= \phi_0 N_0 \sigma & [\text{osc}^{-1}] \\ \phi_p &= \phi_0 z t & [\text{cm}^{-2} \text{osc}^{-1}] \end{aligned}$$

- i drugi, ϕ_0 i ϕ_p su fluksevi
na meti i detektoru a $z = N_0 \sigma = 1/\lambda$ [cm⁻¹] - λ je srednji slobodan
put projektila u meti.

Ukoliko je debljina uzorka takva da se jezgra nasklanjaju,
(potiljni efekat, javlja se za $N_0 \sigma \approx 1$), vrednost incidentnog
zlatca nije ista u svim presecima uzorka, one opada, a brzina opa
danja je upravo mera broja reakcije na putu dz :

$$\frac{dI(x)}{I(x)} = - N_0 \sigma dx \quad I(x) = I_0 e^{-N_0 \sigma x}$$

Za uzorak određene debljine t , definiše se transmisija
uzorka kao odnos registrovanog intenziteta zračenja kad je uso
rak u onopu, I_t , i kad je van njoga I_0 :

$$T = \frac{I_t}{I_0}$$

$$G = - \frac{1}{N_S} \ln T$$

U slučaju $N_S G > 1$, broj reakcija se nalazi

$$I_r = I_0 - I = I_0 (1 - e^{-N_S G})$$

ovaj izraz prelazi u osnovnu formu

lu preseka za $N_S G \ll 1$.

U slučaju da jedan projektil može da doživi nekoliko događaja na jezgri atoma mete, opet formalno, može se uzeti da je verovatnoća za pojavu ovih konkurentnih događaja (koji se isključuju), svaka ponaosob, data odnosom površina (efektivnih) za tu reakciju i 1 cm^2 . Ako je I_0 projektila doživelo I_r reakcija na N_S atoma mete, s tim da se radi o -recimo- ~~različitim~~ o dve različite reakcije možemo pisati

$$I_r = I_{r1} + I_{r2}$$

$$\frac{I_r}{I_0} = N_S G = \frac{I_{r1}}{I_0} + \frac{I_{r2}}{I_0}$$

dalje je :

$$G = \frac{I_{r1}}{N_S I_0} + \frac{I_{r2}}{N_S I_0}$$

Izrazi na desnoj strani predstavljaju po svojoj strukturi preseke za izabrane događaje - t. z. "parcijalne preseke" u odnosu na totalni $G = G_T$.

2. Diferencijalni presek. Kada bilo koja od veličina koje se javlja u osnovnoj formuli preseka zavisi od nekog parametra, reci mo t, broj reakcija se nemože računati prema toj integralnoj relaciji. Mora se izvršiti diferencijalna analiza po tom parametru s tim što se od integralnog broja incidentnih čestica mora preći na raspodelu, spektar po t

$$I_0(t) = \frac{\Delta I_0(t)}{\Delta t}$$

prelaz na diferencijalni zakon; ΔI_0 nije priraštaj I_0 - to je nova veličina - u diferencijalni zakon se nemože preći iz integralnog). Očigledno I_0 menja dimenziju.

Sad imamo

$$\Delta I_r = I_0(t) t N_S \tilde{G}$$

ili, uvodeći diferencijalnu formalizaciju

$$dI_r = I_0(t) N_S \tilde{G} dt$$

S formalne strane je sasvim isto ako umesto zamene $I_0 \rightarrow I_0$ izvršimo zamenu $\tilde{G} \rightarrow \Delta \tilde{G}$. Opet moramo voditi računa da se radi o prelazu na diferencijalni zakon a ne na diferencijale. Uvako bi imali :

$$dI_r = I_0(t) N_S \tilde{G}(t) dt$$

dimenzija $\tilde{G}(t) dt$ je cm^2 .

Ova veličina se zamenjuje s $d\tilde{G}$ i naziva diferencijalni presek,

$$d\tilde{G} = \frac{dI_r}{I_0} \frac{1}{N_S}$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}(t) &= \frac{d\tilde{G}}{dt} = \frac{dI_r}{I_0} \frac{1}{N_S dt} \\ &= \frac{\Delta I_r}{I_0} \frac{1}{N_S \Delta t} \end{aligned}$$

- desna strana se eksperimentalno određuje. Formula važi, kao i osnovna formula preseka za $N_S d \ll 1$. Analogno se izvodi

$$\frac{d^2 \tilde{G}}{dt dx} = \frac{\Delta I_r}{I_0} \frac{1}{N_S \Delta t \Delta x}$$

III Metode merenja termalnih preseka

1. Efekti koji se pojavljuju u termalnoj oblasti. U termalnoj energetske oblasti totalni neutronske presek sadrži sledeće parcijalne komponente: $\sigma_a = 1/v$ - presek apsorpcije; koherentno rasejanje, difrakcija - amplituda proporcionalna kristalnom form-faktoru koji uzrokuje oštre skokove preseka (cut-off); nekoherentno rasejanje - "izotopsko", spinsko i, delimično potencijalno. Ova rasejanja su uglavnom nezavisna od energije. U oblasti najnižih energija može se opaziti i neelastično fonosko rasejanje a takodjer i magnonsko (ukoliko je uzorak magnetik) - pod uslovom da je materijal slab apsorber i da je $\lambda > \lambda_c$. Ovaj presek je takodjer proporcionalan $1/v$ ali je zavisan i od temperature pa se tako može razlučiti od apsorpcije..

Šta ćemo dobiti pri merenju energetske zavisnosti totalnog preseka zavisi u prvom redu od apsolutnih vrednosti sabiraka

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_{\text{KON.}} + \sigma_{\text{NEKON.}} + \sigma_{\text{NEEL.}}$$

Na primer, kod zlata, apsorpcioni presek je velik i tako reći zaklanja sve ostale. Kod Be, za $\lambda > \lambda_c$ opaža se jaka temperaturna zavisnost preseka koji je $1/v$ - zato što je apsorpcija u Be nezatna.

2. Neke korekcije. ^Usim pojava upravo pomenutih može da bude od uticaja rasejanje neutrona pod malim uglom (difrakcija na mikrokristalčićima) - tako malim da posle rasejanja neutron ipak stigne u detektor zbog konačne ~~ve~~ veličine njegovog "prozora". Korekcija se uvodi merenjem preseka za razna rastojanja detektor-uzorak.

Ukoliko je potrebno odrediti presek "slobodnog atoma" a merenje je izvedeno na niskim energijama, dobijeni presek se mora množiti s faktorom $(A/A+1)^2$ - gde je A, atomska težina mete.

3. Metode apsolutnog merenja. Sve metode merenja preseka, čak i one koje baziraju na najjednostavnijoj definiciji preseka

$$\phi_r = \phi_0 \sigma N_s$$

zahtevaju poznavanje apsolutnog fluksa ϕ_0 i apsolutne vrednosti ϕ_r . Za obračivanje u Maksvelovom spektru to znači poznavati temperaturu snopa, što je podatak koji se određuje s malom preciznošću ($\pm 50\%$) tako da moraju biti preduzeti velike mere predostrožnosti ako se želi zadovoljavajuća tačnost.

4. Transmisiona metoda. Gore rečeno ne odnosi se na transmisivnu metodu merenja preseka jer je to u suštini relativno merenje odnosa brzine registrovanja neutrona u detektoru kad je uzorak u snopu i van njega. Efikasnost detektora nemoramo znati,

Dalje, kad se transmisivna metoda primenjuje na čoperu, ne mora se voditi računa o ograničenju debljine uzorka i deformaciji snopa na prolasku kroz njega ("hardening") pošto se meri odnos brzine brojanja neutrona u jednom kanalu sa i bez uzorka u snopu. Še interesuje nas integralni efekat. Naravno on bi se menjao od preseka do preseka uzorka i efekat "otvrdjavanja" snopa se mora uzeti u obzir. Znači, koristeći opštu formulu za transmisiju na čoperu je dozvoljeno ogrešiti se o uslov $N_0 G < 1$. Kako upravo iz ove relacije sledi

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-N_0 G}$$

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{\ln \frac{1}{T}} \cdot \frac{\Delta T}{T}$$

vidimo da je $\Delta G/G$ vrlo osetljivo na veli

činu T. Za $T=0,9$ greška $\Delta T/T = 0,01$ znači $\Delta G/G \approx 0,1$ t.j. 10%. Za $T=0,8$, ista tačnost u merenju T-a bi dala, međjutim, 4,5% za $\Delta G/G$. To znači da, ako je transmisija i merena s zadovoljavajućom tačnošću, greška u merenju $\Delta G/G$ može biti nedopustivo velika za $T \approx 1$.

REČENJE KEMIJSKIH IZOLACIJSKIH IZOLACIJSKIH MATERIJALA

- Pregled metoda merenja aktivacionih procesa -

IZOLACIJSKI MATERIJAL:

Isolac. materijal
Ing. Ranko Radoš

IZOLACIJSKI MATERIJAL:

Bipl. fiz.-hem. Fakultetova Univerzita

Paligerić Dragica

Ing. Ranko Radoš

IZOLACIJSKI MATERIJAL

Ing. Ranko Radoš

**METODA MERENJA NEUTRONSKIH AKTIVACIJA
UZORAKA**

1. Uvod. Postavka problema

Knjatske studija objavljene literature po ovom problemu ukazuje na jednostavnost standardnih merenja aktivacionih preseka (1,2,3,4): U flukse neutrona određjenog energetskog sastava (za koji nas presek interesuje) postavlja se jednovremeno uzorak čiji se presek traži i monitor - merak fluksa. Iz poznatog fluksa i apsolutne aktivnosti uzorka, moguće je direktno naći traženi presek.

Oprkos poznate jednostavnosti metoda merenja integralnih aktivacionih preseka, upravo ovi neutronski preseki su nam poznati sa malom tačnošću - 110% i lošije; ova greška potiče od teškoća apsolutnih merenja aktivnosti (za monitor i uzorak u ovom slučaju) i drugih teškoća tehničke prirode (priprema uzorka, rešja ozračivanja itd.)

Iz gore navedenih razloga mi smo odlučili da metod merenja aktivacionih preseka ilustriramo svimim merenjem termalnog aktivacionog preseka materijala čiji je presek već poznat, tako da možemo oceniti vrednost našeg rada.

Najjednostavniji uslovi za merenje termalnog aktivacionog preseka su oni u potpuno termalizovanom flukseu neutrona u termalnoj koloni reaktora MA (izmereni su reda 10^3) pa je stoga, septembra 1962 g. podnet zahtev za eksperiment na MA.

U Bolji da ovom jednostavnom merenju dano praktična vrednost, konsultovali smo laboratoriju za proizvodnju radioizotopa u cilju izbora uzorka sa koji i oni imaju isto rešje. Izbor je pao na Na^{23} jer upravo sa ovim uzorkom ima najviše teškoća u proizvodnji: porudžba traži jednu vrednost aktivnosti a ozračivanje da sa svih neodređenih rezultate koji znatno fluktuiraju, što dovede do komplikacija kod isporuke. (ili čekanje radi "hladjenja" ili ponovnog aktiviranja). Odlučeno je dalje, da se koristi isto hemijsko jedinjenje Na koje se koristi u laboratoriji za proizvodnju radioizotopa radi mogućnosti tačnije komparacije s njihovim rezultatima.

1. Rosetti, Phys. Rev. 56 (1969)
2. O'Neil & Goldhaber, Phys. Rev. 59 (102, 199)
3. Moran, 72 (1968), Phys. Rev.
4. Golgal, Indian J. Phys. 11, Dec. 1957

detekcija upotrebljavaju vrste rešenja i merenja zasnovane na o
bitnosti postavljanje predviđenih aktivnosti - pod usloven
da se stvaraju identični uslovi merenja.

Ovo merenje aktivacionog preseka materijala nije prvo
merenje ove vrste u Institutu "Marko Ristić" 1962 godine
Krički, Đurđević, Kadojević i Činčić (5) su koincidentnom tehnikom
(sa koincidencijom dva spektrometra) određili presek aktivn
ošte na obrascuvanje metastabilnog stanja ^{137}Ba . Merenje

koje vode opisanom, vršeno je pomoću 4 π - proporcionalnog
brojača (vidi dalje) pogodnijeg za apsolutna merenja, 4 π
geometrija i namir korekcije na cifrove) koincidentna tehni
ka u ovom broju bila su važna poboljšanja merenja.

U Institutu je nedavno izgrađen mehanizirani neutronski
spektrometar (opisan u ovom istom uvodnom) kojim se u bliže
nosti biti moguće vršiti i energijski analizu zavisnosti
aktivacionog preseka, kako je to radio recimo Harvey S.
Conley u Oak Ridge (6).

Ove važne vrednosti aktivacionog preseka σ_{23} rado
delimo inko su određivane (hronološki)

σ_{23} [b]	0,33	0,40	0,53	$0,47 \pm 0,02$	$0,53 \pm 0,03$
referenca	1	2	3	7	8
godine	1940	1940	1947	1991	1993

3. Fizikalni osnovi merenja aktivacionih preseka.

Aktivacioni presek materijala se meri tako da se
ovaj apsorpcijski presek se meri merenjem - fizički
oni predstavljaju isti događaj - verovatnoće zahvata
neutronske jezgre atoma. Kao apsorpcijski presek, akti
vacioni zavisi od energije neutronske prema zakonu $1/v$.
Ovo detekcija metodom aktiviranja folija ne pokazuje
intenzitet smanjenje proporcionalan Flehau - koji figuri
če u formuli na broj reaktora - nego gustini neutro
na u tački gde je smetani detektor. Aktivacija ^{137}Ba atoma

5. Bilten Inst. "Marko Ristić", Vol. 13, br. 3, okt. 1962

6. J-7435-eng-26 (Koincidencijna Oak Ridge)

7. Reference i Phys. Rev., 93, 661

8. Bartholomew et al., Can. J. Chem., 32 (206), 1953

"1/v" - apsorbera u fluksum sa raspodelom $\phi(v)$ je

$$A = \int_0^{\infty} \phi(v) N_T G dv \quad (1)$$

$\phi(v) \left[\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right]$ ako je

$$G = \frac{G_0 \cdot v_0}{v} \text{ i } \phi(v) = n(v) \cdot v,$$

$$A = n \cdot G_0 \cdot v_0 \cdot N_T \quad [\text{sec}^{-1}] \quad (2)$$

$$n = \int_0^{\infty} n(v) dv = \text{const} \quad (3)$$

- aktivacija je nezavisna od fluksum i ne moze dati nikakvu apsolutnu ocenu fluksum u tački gde je felija smestena. Ako mi ipak zelimo da aktivacija zamerno proporcionalnom fluksum, to možemo učiniti samo formalno, pišući napr.

$$A = v_0 \cdot n \cdot G_0 \cdot N_T = \phi_0 \cdot G_0 \cdot N_T \quad (4)$$

ali moze negli isto tako pisati i

$$A = v_1 \cdot n \cdot G_1 \cdot N_T = \phi_1 \cdot G_1 \cdot N_T \quad (5)$$

- aktivacija se nije promenila ali je sada proporcionalna sasvim drugom fluksum. - Aktivacija se nije promenila zato što je $G_1 v_1 = G_0 v_0 = \text{const}$.

Da je, ako mi zelimo da sredino fluke u jednoj tački sa osnovu aktivacije N_T atoma felije u toj tački, to možemo učiniti opet samo formalno:

$$\phi_0 = \frac{A}{G_0 \cdot N_T} \quad (6)$$

- da nas interesu vrednost podelili s G_1 dobili bi neko $\phi_1 \neq \phi_0$. Sve ovo ne znači da fluke u proizvoljnoj tački nije nepotpuno određena. Ona je potpuno određena i iznosi

$$\phi_{\text{STV.}} = n \bar{v} \quad , \quad \bar{v} = \frac{\int_0^{\infty} \phi(v) \cdot v dv}{\int_0^{\infty} n(v) dv}$$

Ako bi hteli da nađjemo stvarni fluksum u jednoj tački aktivne zone pored aktivirane felije, trebalo bi da znamo \bar{v} i podelimo A/N_T s $G(\bar{v})$

Ike su neutronsni rasporedjeni maksvalovski, sa to je dovoljno malih v_0 ($\bar{v} = \frac{H}{\sqrt{\pi}} v_0$) ili temperaturu. U složenijem slučaju \bar{v} bi trebalo naći integracijom izraza (8). - Spektar mora biti u svakom slučaju poznat - analitički ili eksperimentalno.

Što je rečeno na fluka merenja "1/v" detektorom, odnosi se i na preseak. Ako želimo da odredimo aktivacioni preseak "1/v" materijala treba aktivaciju da pedelimo fluksom na istu brzinu. Tada je preseak dat na ova neutronska brzina.

3. Eksperiment

U ovom je rečeno da smo se odlučili na merenje termalnog aktivacionog preseka Na^{23} . U literaturi je data ova veličina u velikom preciznošću.

$$\sigma_{\text{act}} = (0,88 \pm 0,03) \text{b}$$

Merjenje smo izveli na izlazu termalne kolone reaktora "RA", kako se vidi na priloženoj slici.

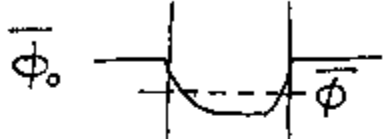
Merjenje flukua je vršeno pomoću aktivacije zlatne folije istovremeno aktivirane kod i natrijuma. Zlatna folija je postavljena u posudu od kvarcnog stakla a natrij u dupljinu grafitnog bloka - nosača, kao i Na. Izabrali smo kvarcnu posudu iz razloga boljeg izdvajanja upotrebljene natrijumske soli iz ovakve posude pošto bi kontejner od aluminijuma prilikom rastvaranja kiselinom (ili čak vodom) bio delimično otopljen. Izbor natrijumske soli - horizontalno postavljene u termalnu kolonu reaktora pa je na $\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10 \text{H}_2\text{O}$ jer je upravo to jedinjenje korišćeno u Laboratoriji za visoku aktivnost za proizvodnju radioaktivnog Na^{24} . Ovo jedinjenje ima prednosti nad drugim zbog toga što je aktivacioni preseak kompenzovano nezmenljiv.

Posebno merenje je izvršeno radi normalizacije položaja jednog i drugog uzorka - monitora (folija Au) i uzorka (Na).

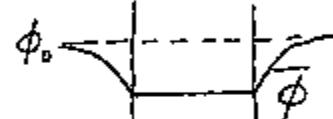
4. Korrekcija na perturbaciju flukua

Kada postavimo foliju u fluku neutrons, nastaju dva efekta koji kvare proporcionalnost aktivacije s N_T i σ . Prvi je sama zaštita folije - spoljašnji delovi folije oslabi fluku do te mere da se unutrašnjost folije slabije aktivira i taj deo atoma od ukupne N_T kao da nije prisutan. Drugi efekat je depresija flukua u okolici folije naročito izražen ako je λ - transportne sredine velike.

Oba spisana efekta mogu biti tačno definisana jedino kad je jedan bez drugoga. Faktor G, smanjivosti se definiše kao odnos aktivacije folije sa smanjivostom prema aktivaciji iste folije kad nešite se ni bilo - u nadprosvećenom fluksu:

$$G = \frac{A_{\text{usp}}}{A_{\text{ideal}}} = \frac{\bar{\phi}_{\text{fol}}}{\phi_0} = \frac{\bar{\phi}_{\text{FOL}}}{\phi_{\text{POVR.FOL.}}} \quad \bar{\phi}_0 \quad \phi$$


Na isti način, faktor deprecije se u odnosa smanjivosti definiše kao ovaj odnos

$$H = \frac{A_{\text{usp}}}{A_{\text{ideal}}} = \frac{\phi_{\text{POVR.F.}}}{\phi_0} = \frac{\bar{\phi}}{\phi_0} \quad \phi_0 \quad \phi$$


Kada jedan efekat nije komparativ u odnosu na drugi, G - faktor zavisi i od parametara sredine (u foliji zavisi od ugla pod kojim fluks op-
ija deluje na površinu folije - to je karakteristika sredine - brzina difuzije neutrona). A. Sela(9) je izračunao sve faktore korekcije:

$$G(x) = \frac{\alpha(x)}{2x}$$

$$\text{uz } x = \frac{\text{debljina folije}}{\text{srednji el. put aps.}} = \frac{t}{\lambda}$$

$$\alpha(x) = 1 - e^{-x}(1-x) - x^2 E_1(x)$$

$E_1(x)$ je funkcija, eksponencijalni integral, za $R \ll \lambda$ (u slučaju)

$$R_{\text{fol}} = 0,85 \text{ cm}, (\lambda_{\text{g}})_{\text{graf.}} = 2,5 \text{ cm}$$

$$H(x) = \frac{1}{1 + 0,37x \frac{R}{\lambda t}}$$

Folija se smatra aktivirana u fluksu $\phi^* = F\phi_0 - F = G \cdot H \cdot \phi_0$ je neperturbovan fluks.

5. Apsolutna merenje aktivnosti

Za merenje apsolutne aktivnosti Na^{24} u obliku soli $\text{Na}_2^{24}\text{CO}_3 \cdot 10 \text{H}_2\text{O}$ osušenog u termalnoj koloni reaktora celokupna količina soli iz kvarenog sušenja prometa je kvantitativno (hidrofilizacija voda male molekularne HCl) u soli i tako dobijen rastvor odmeren gravimetrijski na mikrovagi. Težina rastvora - 11,0853 gr a težina soli $\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ - 0,48918 gr. Ukupna količina Na^{24} u rastvoru iznosila je 0,069006 ± 0,5 % gr.

Od tog rastvora napravljena su izvori gravimetrijskim odmeravanjem. Težina izvora od 30 - 120 mgr, prečnik oko 7 mm a površinska gustina 20 mgr/cm².

Kao podloga izvora poslužila je PVC folija metalizovana na obe strane slojem Al; površinska gustina podloge 0,9 mgr/cm². Izvori su sušeni na temperaturi od 20 - 30 °C pod infralampom.

Aktivnost izvora određena je merenjem na 4 (4) proporcionalnom brojaču sa protokom tehničkog acetona (aparatura) BPP-2 čije su karakteristike date /1/ uzimajući integralnih krivih na kanalima od 6 - 20 V. Ekstrapolacijom ovih krivih dobijen je odbraj u 4 (4) geometriji na nultom kanalu. Korekcija za mrtvo vreme brojača od 10 μs na aktivnosti uzorka od 0,5 μC je zanemarljiva (voda °/sec), dok je korekcija za osnovni fon (3 imp/sec) a odraz na malu aktivnost izvora oko 10 %. Statistička greška je 1 %.

Vrednost odbraja pojedinih uzoraka na nultom kanalu korigovana je za fon, raspad u toku vremena merenja ($\frac{1 - e^{-kt}}{k}$, zbog malog intervala $T_{1/2}$ za Na^{24} - 14,8 h) i za raspad za vreme protoka između merenja i kraja osušenja (korekcija za 6 h ~ 30 - 35 %).

Zbog male aktivnosti ukupne količine osušene soli (0,05 μC), rastvor za pravljenje izvora nije mogao biti više razblažen što je sa posledicom imalo velike površinsku debljinu izvora od ~ 20 mgr/cm².

Zbog malog vremena poluraspada Na^{24} i male aktivnosti ukupne količine osušene soli, samopogrijava osušenja u uzorcima nije mogla biti eksperimentalno određena. Nadjena je računski iz odnosa /2/ :

$$I_{SA} = \frac{1 - e^{-kt}}{kt}$$

gde je k maseni samopogrijevni koeficijent u cm²/mg a t debljina izvora u mg/cm².

Ova korekcija za pojedine uzorke iznosi 8 - 10 %; greška u njenom određivanju 10 %.

Korekcija za apsorpciju u podlozi izvora debljine 0,9 mg/cm² iznosi 1% ; određena je računski po jednačini

$$N_0 = N_t e^{-\lambda t}$$

(N₀ odbroj pri nultoj debljini spoljnog apsorbera, N_t odbroj pri debljini od t mg/cm², λ - maseni apsorpcijski koeficijent određen iz poludebljine iz Na²⁴ u Al.

Srednja vrednost aktivnosti uzoraka (0 izvora) korigovana za pomenu-
te korekcije i obračunata na gram rastvara iznosi 205,7 disintegraci-
cija po sekundi na dan 14.I 1963. u 11,30 časova. Ova vrednost izra-
čunata za ukupnu količinu materijala (60 mgr) daje 2460 ± 125 dis/sec.
2460

Za merenje apsolutne aktivnosti Au¹⁹⁸ merena su 3 izvora u obliku
folije prečnika 17 cm. Težina folije određena je gravimetrijskim
i iznosi 39,287, 40,466 i 18,702 mgr.

Apsolutna aktivnost folije merena je takođe 4 π proporcionalnim
brojčim. Korekcija za mrtvo vreme brojača (20 μs) na aktivnosti
pojedinih uzoraka od 0,1 μC iznosi oko 8 %, dok je za osnovni fon
zanemarljiva. Statistička brojka 4,1 - 0,3 %.

Korekcija za samozaprtiju zračenja u izvoru određena iz eksperi-
mentalne krive (F_{zm} u funkciji površinske debljine izvora u mg/cm²)
iznosi oko 30 %. Korekcija za apsorpciju masata izvora (PVC-folija
0,9 mg/cm²) oko 1 %.

Srednja specifična aktivnost 2 folije obračunata na gr folije od
klata na dan 25.XII 1962. u 9.00 časova iznosi 16,9 ± 0,3 μC.

Specifična aktivnost folije ⁴²⁻¹⁹⁸ obračunata istovremeno sa Na iznosi 11,4 ±
± 0,3 μC na dan 14.I 1963. u 11,30 časova.*

* INTERNA DOKUMENTACIJA INSTITUTA

1. IZ - 020 - 0030 - 1961

2. ATEN, NUCLEONICS 6.7.68/1950

2. Rezultati i diskusija

a. Normalizacija pulsova I i II (vidi slike) je izvršena pomoću aktivacije 2 ulatne folije postavljene u kvarcnu posudu. Težina i aktivnosti folija su bile:

I	59,237 mgr	6530 sec ⁻¹	I
II	46,446 "	6542	0,97317

U traženom stupenu nalaze se normalizacioni faktori - rezlika je praktično unutar statističke greške merenja.

b. Aktivacija $\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10 \text{H}_2\text{O}$ je vršena 35,667 časova na snazi 2 MW. Ostali merani podaci su:

	težina (gr)	aktivnost (sec ⁻¹)	S_{Na} (cm ²)
As	0,019702	7923±257	2,208
Na	0,06209	-	-
$\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10 \text{H}_2\text{O}$	0,489119	2455±246	2,3

Presek je računat u dva koraka:

$$G = \frac{A_{\text{Na}}}{(1 - e^{-\lambda_{\text{Na}} t}) N_{\text{T}} \phi^*}$$

Konstante
$$\phi^* = \frac{F_{\text{NaSO}}}{F_{\text{AV}}} \cdot \frac{A_{\text{AV}}}{(1 - e^{-\lambda_{\text{AV}} t}) N_{\text{TAV}}} \cdot G_{\text{AV}} (2200 \text{ m/sec})$$

	η_{Na} [L]	ρ [g/cm ³]	A [a.j.M.]	G_{act} [g]
As	64,728	19,32	197	88
Na	14,97	-	23	-
$\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10 \text{H}_2\text{O}$	-	1,3	285,99	-

Izračunate vrednosti

	N_p [g]	ϕ [cm]	λ [cm]	α [g]	β [g]
I_m	$8,21297 \cdot 10^{19}$	$4,272 \cdot 10^{-4}$	$0,1005$	$0,0025$	$0,00005$
I_n	$180,70 \cdot 10^{19}$	-	-	-	-
$Na_2CO_3 \cdot 10 H_2O$	-	$0,143519$	$25,24$	$0,0040$	$0,00005$

Veličina izračunatog fluksa je

$$\Phi = 4,547 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

U korigovanu na perturbaciju iznosi

$$\Phi^* = \frac{F_{sol} I}{F_{Au}} \Phi = 1,003 \cdot 4,547 \cdot 10^6 = 4,56 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

tao da je presok

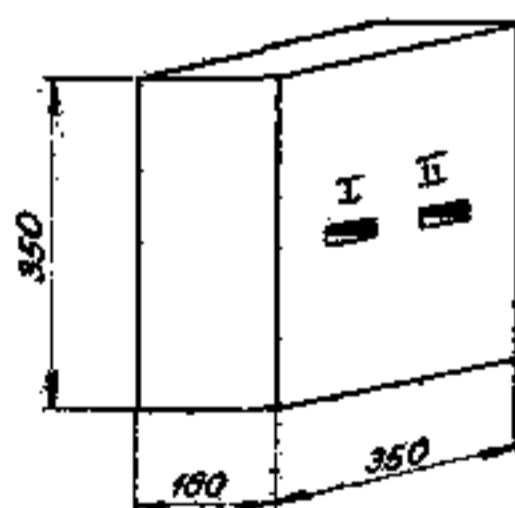
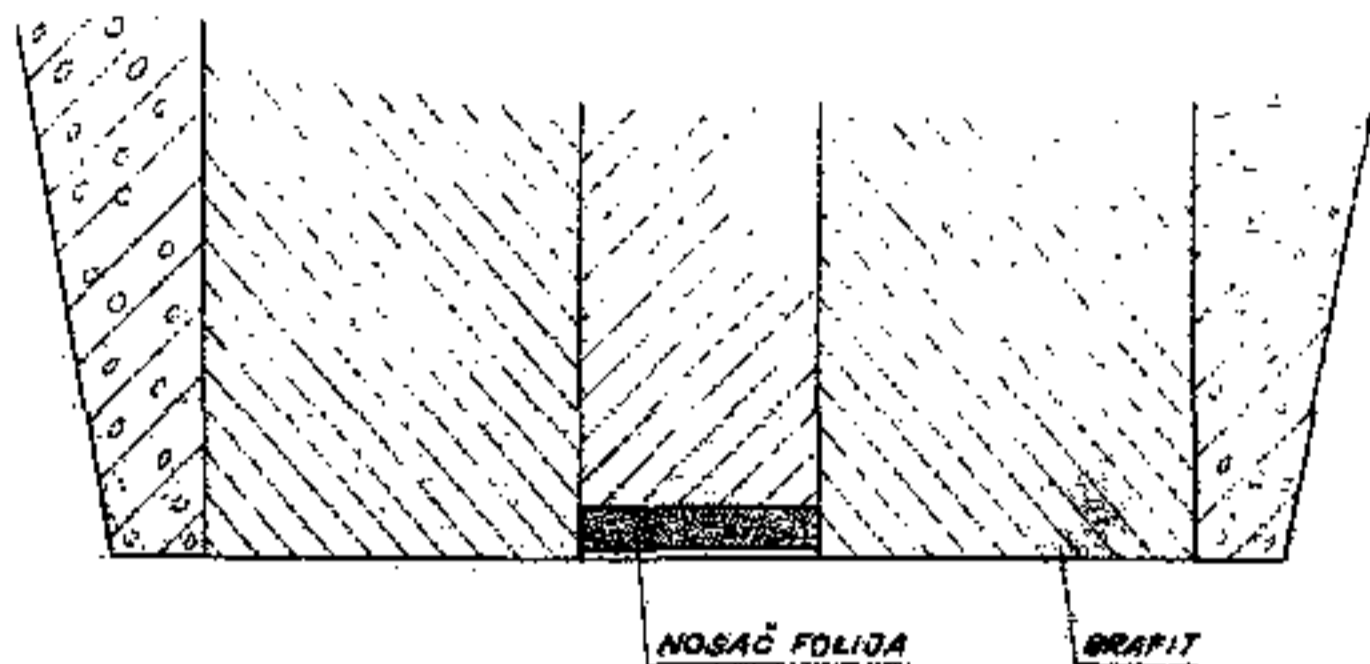
$$G_{net} = 0,3696 \pm 0,0086$$

Ova je za 2% manja vrednost od teorijske navedene u ovom tekstu.

Međutim, u obzir su uzeti veliki broj operacija izvedenih prilikom specijalnog merenja koje u principu dovode do smanjenja rezultujuće aktivnosti raslika je u jednom pravcu. Obilježeno je da bi popravkom tehnike ta greška bila smanjena. Međutim, i ovaj rezultat je u zadovoljavajućem skladu.

EKSPERIMENTALNI ARANŽMAN ZA MERENJE AKTIVACIONOG
PRESEKA NO 23

TERMALNA KOLONA REAKTORA "RA"



NOSAČ FOLIJA

MERENJE NUKLEARNIH KARAKTERISTIKA REAKTORSKIH MATERIJALA

- Merenje neutrenskog spektra iz "RA" i meranje termalnog
efektivnog preseka zlata na čepu -

NOSIOG UGOVORA:

Ing. Rastko Maglić

NOBIOG ZADATAKA:

Ing. Rastko Maglić

Tehn. Stevan Vranić

NAČELNIK LABORATORIJE

Ing. Nenad Raišić

FAZA VI

MERENJE NEUTRONSKEG SPEKTRA IZ "RA" I MERENJE TOTALNOG EFEKTIVNOG PRESEKA ZLATA NA ČOPIERU

I MERENJE THERMALNOG SPEKTRA IZ HORIZONTALNOG KANALA "RA"

1. Opšta diskusija

Neutroni koji napuštaju tank reaktora dati su funkcijom raspodela $\varphi(t)$. Posle prolaska kroz vazduh do čopera, kroz čoper i posle opet kroz vazduh do detektora, izmenjen spektar je dat novom raspodelom, $\phi(t)$,

$$\phi(t) = \varphi(t) \cdot F_1(t) \cdot f(\alpha, t/t_0) \cdot F_2(t)$$

- $F_{1/2}$ su funkcije slabljenja u vazduhu. Mogu se skupiti u jednu,

$$\phi(t) = \varphi(t) \cdot F(t) \cdot f(\alpha, x^2)$$

Poznato je da detektor, BF₃ brojač, deformaše $\phi(t) = K\alpha(t)v$ u Makavelovsku raspodelu gustine.

$$d_n(v) = A \left(\frac{v}{v_0}\right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2} dv$$

$$d_n(t) = A' \left(\frac{t_0}{t}\right)^4 e^{-\left(\frac{t_0}{t}\right)^2} dt$$

gde t može biti mereno i u broju kanala N , $t = N\tau$.

Merjenje neutronskeg spektra iz reaktora predstavlja bez sumnje komplikovanje merenja na čoperu - u poredjenju sa običnim merenjima transmisije, jer zahteva poznavanje transmisije čopera. To je - može se reći - "apsolutno merenje na čoperu".

Što se tiče spektra usporavajućih neutrona, on je takođe identifikovan mada više kvalitativno: za $\alpha = A \frac{dE}{E}$, sa naravno interakcijom s vazduhom, fluks se posle detekcije u "1/v" detektoru na ekranu s konstantnom širinom kanala deformaše u KONSTANTU, t.j. tačnije rečeno, konst. $f(\alpha, x^2)$.

Radi provere ove interesantne okolnosti podajene su izmerane vrednosti za prvih 10 kanala (bez oduzimanja fena) funkcijom $f(0,34, x^2)$ i dobijeni ovi rezultati:

kanal	15	16	17	18	19	20
sađržaj kanala						
$f(0,34, x^2)$	155,5	138,4	135,5	164,2	120,7	134
	21	22	23	24		
	114	140,4	150,8	130,59		

- dosta dobre slaganja.

2. Merjenje spektra

Izabrali smo sledeće uslove rada čepora za merenje spektra:

$$a = + 840 \text{ e/min}$$

MERENJE 25'

$$\tau = 32 \text{ } \mu\text{s}$$

MERENJE s Cd-filter 15'

$$t_k = 180 \text{ } \mu\text{s} \sim 5 \text{ kanala}$$

Posle odzimanja fona (kanal po kanal) izvršena su dve korekcije izmerenog spektra: deljenje s $f(0,34, x^2)$ s vrednošću $x^2 =$

$= 0,795 \cdot 10^{-3} (N_A + 5)$. Druga korekcija se sastojala u smeđanju funkcijom $1/F(t)$,

$$1/F(t) = \exp N_{SN} G_N(t) + N_{SO} \cdot G_0(t) ,$$

gde je G_N i G_0 totalni presak azota odnosno kiseonika čiji procentualni sađržaj u vazduhu dominira. (75,7 % t. j. 23 %). Prisustvo argona i ugljendioksida je zanemarljivo. Vrednost površinskog broja atoma azota i kiseonika je :

$$N_{SN} = 0,03918 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{SO} = 0,0105 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$$

Korigovane eksperimentalne tačke su prikazane na slici. Kao što se vidi sa slike nije vršena korekcija za prisustvo aluminijuma u smogu. Skokovi koherentnog preseka rasejanja su ostavili udubljenja u spektru na odredjenim mestima. Ovde dajemo tabelarne položaje ovih skokova,

isračunate prema relaciji $2d_{hkl} \sin \theta_{hkl} = \lambda = t/1,0347$,
 t [ms], d i λ u Å.

(hkl)	N	Tačke koje pripadaju ovim udubljenjima (prazni krugovi) nisu uzete u obzir pri traženju najboljih parametara Maksvelove krive metodom najmanjih kvadrata. Izračunavanje ovom metodom vršeno je na digitalnom računaru tipa ZUSE.
111	238,3	<u>Rezultati</u> . Fitovanje eksperimentalnih podataka je dalo maksvelovsku krivu oblika: $4057,41 \left(\frac{17,013}{N}\right)^4 \cdot \exp\left[-\left(\frac{17,013}{N}\right)^2\right]$ Ovoj vrednosti N_0 odgovara $t_0 = 2,4844$ ms t.j.
200	206,38	
220	145,93	
311	123,69	
222	119,15	
400	103,19	
313	94,69	
420	92,29	
422	84,25	
511	79,43	
333	78,43	
440	72,98	

$$T = \frac{60,0593 \text{ L}^2}{t_0^2} \quad \begin{matrix} [^{\circ}\text{K}] \\ \text{L} [\text{m}] \\ t_0 [\text{ms}] \end{matrix}$$

$$= 417 \text{ } ^{\circ}\text{K}$$

t.j. na oko 84,53 °C više od temperature moderatora (60 °C). Ostale vrednosti koje odgovaraju ovoj temperaturi su

$$v_0 = 2624 \text{ m/s} \quad \text{ili}$$

$$\lambda_0 = 1,5076 \text{ Å}$$

II TOTALNI EFEKTIVNI PRESJEK ZLATA

Merenje preseka zlata je vršeno pri sledećim uslovima na šoperu

$$n = - 3060 \text{ e/min}$$

$$\tau = 32 \text{ } \mu\text{s}$$

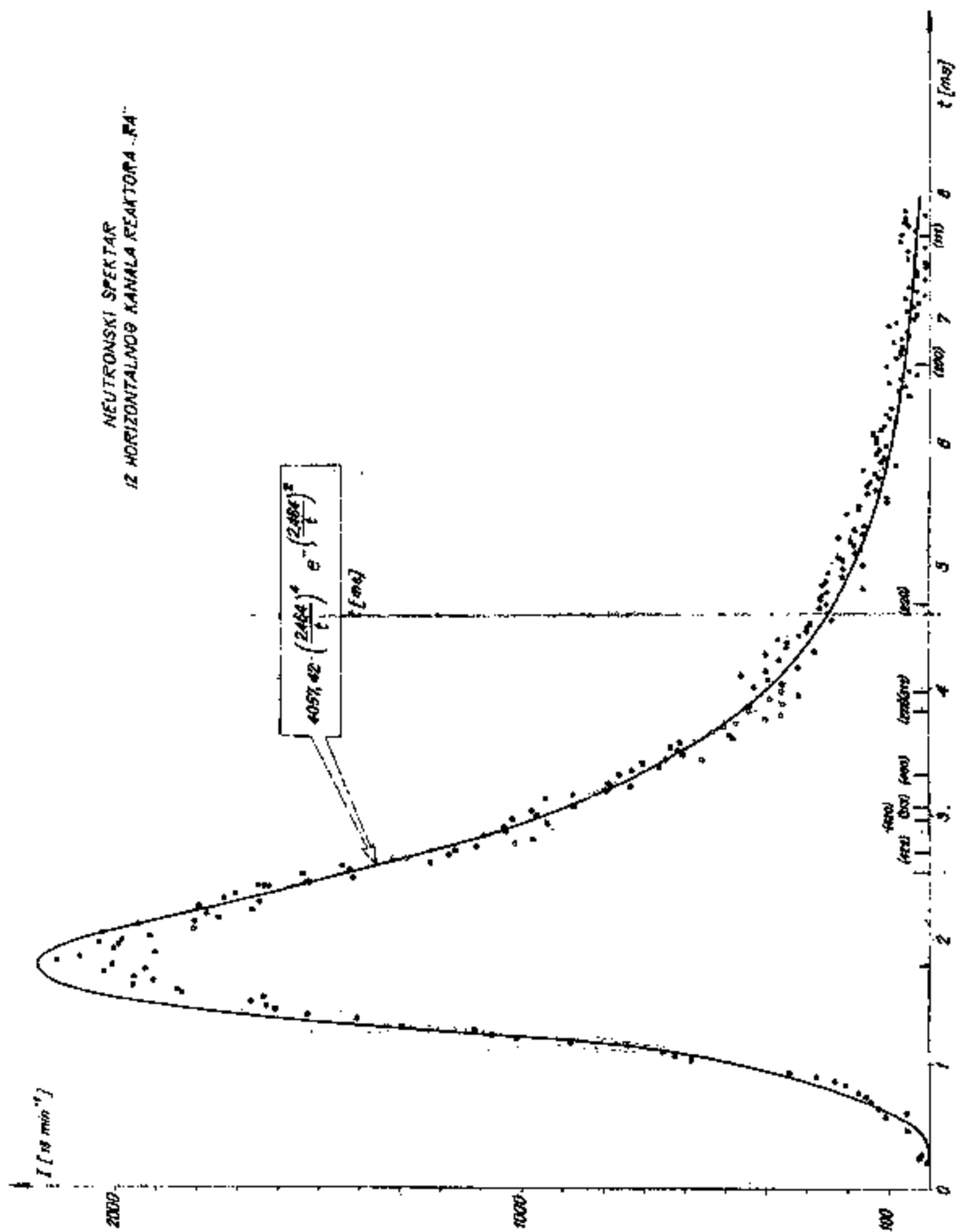
$$t_k = 224 \text{ } \mu\text{s} \quad \sim 7 \text{ kanala}$$

Merenje: 30'

Uzorak: 25 Au folija prečnika \varnothing 17 mm

Težina uzorka: 0,9589 gr \sim 0,4824 gr/cm²

NEUTRONSKI SPEKTAR
IZ HORIZONTALNOG KANALA REAKTORA "RA"



Is ovih konstanti izračunat je broj atoma po cm^2 uzorka:

$$N_S = 0,001291 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2} \text{ te je tako presjek zlata dat } \alpha$$

$$G_{\text{Au}}(N)_i = 774,33 \ln \frac{1}{T_{\text{Au}}} \text{ [b]}$$

T predstavlja odnos registrovanog broja neutrona u kanalu N kad je zlati u snopu i van snopa - a tim što su te vrednosti korigovane za fon, S_3 :

$$\frac{1}{T} = \frac{S_1 - S_3}{S_2 - S_3}$$

Ceo izraz za presjek je programiran na digitalni računar ZUSE tako da je na ulaz data grupa od četiri podataka, za svaki kanal: N, S_1, S_2, S_3 . Na izlazu je dobijena vrednost G i N . Rezultat je prikazan na sl.

Ovo merenje nije vršeno sa zadovoljavajućom statistikom i studa tako velike rasipanje eksperimentalnih tačaka od teorijske prave, izračunate na sledeći način:

$$G_T - G_S = \alpha t = \alpha T N \bar{t} = \alpha^* N$$

a druge strane je

$$G_T - G_S = \frac{N_0 G_0}{V} = \frac{N_0 G_0}{L} t \quad \alpha = \frac{N_0 G_0}{L} \quad \alpha^* = \frac{N_0 G_0 \bar{t}}{L}$$

$$\text{Brojna vrednost je: } \alpha^* = \frac{2800 \cdot 99,8 \cdot 32 \cdot 10^{-8}}{6,467} = 1,15/\text{kanal (32 } \mu\text{s)}.$$

Može se pisati:

$$G_T \approx 1,1 N$$

Ova prava je ucrtana izmedju eksperimentalnih tačaka.

Nedostatak više uzoraka onemogućio je merenje preseka za razne N_S [cut]

