

Jaromír Juma :

Neutronová spektrometrie.

(Písemná práce k aspirantskému minimu).

Práce obsahuje stručný přehled současného stavu neutronové spektrometrie, převážně založené na měření doby letu neutronů. V závěru práce je návrh mechanických selektorů ÚJF a zdůvodnění volby jednotlivých parametrů.

Obsah.

	Str.
Neutronové spektrum	1
Krystalové spektrometry	1
Metoda doby průletu	3
Zařízení na vytváření neutronových záblesků	4
a/ Mechanické selektory	5
b/ Urychlovače v pulsním režimu	9
Detektory	12
Metoda zpomalování neutronů v olovu	13
Časové analyzátoři	13
Spektrometry ÚJF	18
Dráha neutronů v selektoru	18
Kolimace	19
Volba typu selektoru	20
Literatura	33
Obrázková příloha	

Neutronové spektrum.

Neutronovým spektrem nějakého zdroje neutronů obvykle rozumíme rozdělení neutronů podle energie. Při grafickém znázornění spektra neutronů nanášíme na osu souřadnic energii, na osu ~~práhednic~~ počít neutronů, připadajících na velmi malý interval energie od E do $E+dE$. Při tom počet neutronů obvykle vztahujeme na jednotku času, na jednotku plochy zdroje neutronů, nebo váhovou jednotku zdroje, jednotkový prostorový úhel, nebo někdy také na prostorový úhel 4π .

Někdy se v literatuře, hlavně ve spojitosti s metodou doby průletu, udává rychlostní spektrum neutronů, nebo spektrum doby letu. U grafického znázornění těchto spekter vynášíme na osu souřadnic u rychlostního spektra rychlost neutronů, u průletového spektra dobu letu, příp. dobu letu přepočtenou na lm . Vztah mezi energiovým, rychlostním a průletovým spektrem je dán vztahy mezi energií, rychlostí a dobou letu neutronu.

Nebereme-li v úvahu některé málo rozšířené a nepříliš výhodné metody získávání informací o neutronových spektrech (monochromatické filtry ①, ②, ③, ④, ⑤, rezonanční rozptyl ⑥, odražené protony ⑦), provádí se dnes měření neutronových spekter hlavně dvěma metodami : t.zv. metodou doby letu a koherentní difrakcí na krystalových mřížkách.

Krystalové spektrometry jsou analogické ke krystalovým spektrometrům pro X záření. Neutronům s impulsem p je přiřazena vlnová délka $\lambda = \frac{h}{p}$. Koherentní difrakce takových neutronů je pak dána Braggovým vztahem

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (1).$$

Ober energií, na který je krystalový spektrometr použitelný, je značně omezen. Měření je možno dělat jen se spektrem jednoho řádu (obvykle prvního). V oblasti malých energií je omezení dáno vzájemným překrýváním spekter různých řádů v navzájem srovnatelných intenzitách, na straně vyšších energií je použití omezeno příliš malými úhly odrazu.

Měření spektra prvního řádu je umožněno v zásadě třemi okolnostmi :

- a) Intenzita odrazu se zmenšuje s rostoucím řádem odrazu. Souvisí to s tím, že malé odchylky reálné krystalové mřížky od ideální (na př. Brownův pohyb) jsou zanedbatelné vzhledem k odrazu 1. řádu, ale způsobují inkoha-

renci při odrazu vyšších řádů.

- b) U některých krystalů (na př. LiF) je mříž tvořena jednak Li, jednak F. Fáze odražených vln od Li se liší o π od fáze vln odražených od F pro sudé řády odrazu, které se tak do jisté míry interferencí ruší.
- c) Protože energie odražených neutronů je úměrná čtverci řádu odrazu, je výsledné spektrum před dopadem na krystal upravit tak, aby energie odrazu prvního řádu odpovídala maximu dopadajícího spektra. U reaktorového spektra $\frac{1}{E}$ je to dáno automaticky, u jiných spekter je možno tuto podmínku splnit vhodnými filtry.

Rozlišovací schopnost krystalových spektrometrů vyplývá z Braggovy rovnice a je dána

$$n \Delta \lambda = 2d \cos \theta \Delta \theta \quad (2)$$

nebo

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \cot \theta \Delta \theta \quad (3)$$

Pro krystal LiF a odrazové roviny (111) je $d = 2,32 \text{ \AA}$. Odrazový úhel vychází pro neutrony 1 eV $3,5^\circ$, pro 100 eV $0,35^\circ$. Odrazový úhel pro 100 eV je stejného řádu jako kolimační úhel nejlepších užívaných kolimatorů. Kolimační odchylky $0,1^\circ$ způsobují rozlišovací schopnost v energiích $\frac{\Delta E}{E} (\sim 2 \frac{\Delta \lambda}{\lambda})$ asi 50% při 100 eV.

Kolimační potíže nejsou jediným omezujícím faktorem pro použití krystalových spektrometrů (přesněji monochromátorů) pro vyšší energii. Odrazivost krystalu klesá s energií jako $\frac{1}{E}$. Vezme-li v úvahu průběh neutronového spektra v rezonanční oblasti dávaného reaktorem ($\frac{1}{E}$) a závislost účinnosti většiny detektorů na energii ($\frac{1}{E^2}$), má celkový pokles četnosti v závislosti na energii průběh $\frac{1}{E^3}$.

Krystalový monochromátor poprvé postavil Zinn (8). V Clintonské laboratoři pracuje krystalový monochromátor s ohnutým krystalem. Rozlišovací schopnost je 6% při 2 eV. V kanadské laboratoři v Chalk-River byl postaven krystalový spektrometr se dvěma krystaly pro další zvětšení rozlišovací schopnosti (9). Krystalový spektrometr s vysokou rozlišovací schopností (0,4% pro 1 eV, 2,5% pro 50 eV) je v Brookhavenské laboratoři (10). Pracuje v oboru 0,02-60 eV.

Metoda doby průletu.

Vztah mezi energií neutronu a jeho rychlostí umožňuje určovat energiová spektra prostřednictvím spekter rychlostních. Rychlost neutronu se určuje z poměru dráhy, kterou neutron proletěl, a doby, kterou k tomu potřeboval. Zařízení na měření průletových spekter neutronů se skládá ze dvou základních částí :

- a/ zařízení na tvoření krátkého neutronového záblesku,
- b/ zařízení, určujícího dobu letu jednotlivých neutronů.

Aby bylo možno porovnat výsledky různých spektrometrů s různými průletovými dráhami, přepočítává se průletové spektrum na dobu letu na vzdálenost 1 m. Z toho důvodu se také někdy udává za rozlišovací schopnost spektrometru neurčitost v údajích doby letu na 1 m vzdálenosti. Rychlost (v m/sek), energie (v eV) a doba letu na vzdálenost 1 m (v μ sec/m) jsou dány těmito jednoduchými vztahy :

$$v = \frac{10^6}{L} \quad (4)$$

$$E = 5,226935 \cdot 10^3 \cdot \frac{1}{L^2} \quad (5)$$

$$L = 92,29616 \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (6)$$

(Konstanty jsou počítány na základě konstant, uvedených v Rev.Mod.Phys. 25, 691/1952/).

Při návrhu zařízení pracujícího metodou doby letu je nutno především dbát toho, aby mezi jednotlivými záblesky uplynula větší doba, než je rozdíl doby letu nejpomalejších a nejrychlejších neutronů na měřící base. Je-li v_1 rychlost nejpomalejších a v_2 nejrychlejších neutronů a měřící base λ , pak je tato podmínka pro opakovací frekvenci f dána vztahem

$$\frac{\lambda}{v_1} - \frac{\lambda}{v_2} < \frac{1}{f} \quad (7)$$

Nepřesnost v určení doby letu je určena třemi složkami :

trváním záblesku $\Delta \tau_z$, neurčitostí v okamžiku detekce $\Delta \tau_d$ a neurčitostí měřící base $\Delta \lambda$.

Tyto tři veličiny způsobují nepřesnost v době letu

$$\Delta L = \Delta \tau_z + \Delta \tau_d + \Delta \lambda \frac{1}{v} \quad (8)$$

Veličinu $\Delta\lambda \frac{T}{\lambda}$ je obvykle možno zanedbat. Pokud máme ΔT_2 a ΔT_d dostatečně v moci, je výhodné volit $\Delta T_2 = \Delta T_d$.

Neurčitost doby letu na l m pak je určena vztahem

$$\Delta T = \frac{\Delta l}{\lambda} \quad (9)$$

a má rozhodující vliv na rozlišovací schopnost spektrometru.

V definici rozlišovací schopnosti spektrometru zatím není jednota. Zhruba možno říci, že je to pološířka spektrální čáry doby letu na l m pro monoenergetické neutrony; Havans (11) zanedbává $\Delta\lambda$ a definuje rozlišovací schopnost R jednoduchým vztahem

$$\frac{1}{R} = \frac{\Delta T_2 + \Delta T_d}{2\lambda} \quad (10)$$

Sovětská autoři Mostovoj, Pevzner, Čitovič (12) používají výrazu málo odlišného. Pro $\Delta\lambda$ používají aproximovaného výrazu

$$\Delta\lambda = \frac{2\Delta T_2 + \Delta T_d}{4} \quad \text{pro } \Delta T_2 \geq \frac{5}{2} \Delta T_d \quad (11)$$

a

$$\Delta\lambda = \Delta T_2 + \Delta T_d - \sqrt{\Delta T_d (2\Delta T_2 - \Delta T_d)} \quad \text{pro } \Delta T_2 \leq \frac{5}{2} \Delta T_d \quad (12)$$

Rozlišovací schopnost spektrometru pak je definovaná

$$\frac{1}{R} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (13)$$

Zařízení na vytváření neutronových záblesků

je možno rozdělit v zásadě do dvou hlavních skupin :

a/ Mechanické přerušovače nehmotných toků neutronů vylétajících z reaktoru (choppers, shutters). Budeme je označovat vžitým termínem "mechanické selektory", i když tento termín v mnoha případech naprosto nevystihuje podstatu děje.

Nebo to jsou

b/ pulsované generátory neutronů obvykle urychlovače v pulsním režimu.

Mechanické selektory.

Pro návrh mechanického selektoru je vedoucí ideou dosažení maximální rozlišovací schopnosti. Podle definice je možno rozlišovací schopnost ^{ZLEPŠOVAT} ~~určovat~~ zvětšováním L , nebo zmenšováním ΔT_z a ΔT_d . Při tom je současně nutno respektovat požadavek, aby naměřený efekt značně převyšoval pozadí a aby světelnost přístroje byla taková, aby bylo celé měření možno provést v době, po kterou je možno zaručit neproměnnost neutronového toku i spektra. Dále je nutno brát zřetel na různá hlediska experimentu; měření svazků, jichž je malé množství k dispozici, vyžaduje konstrukce selektoru s úzkým svazkem neutronů /small beam chopper/ (13), měření účinných průřezů štěpení a nepružných rozptylů vyžaduje poměrně velkou intenzitu neutronů v místě detektoru. Tyto požadavky vždy nutí k určitému kompromisu.

V literatuře ojedinělá /a ne právě šťastná/ koncepce mechanického selektoru neutronů je popsána v referátě ze Ženevské konference P 357. Selektor tohoto typu je postaven u reaktoru v Saclay. Je to ocelový kotouč s průměrem 1 m /váží 450 kg/, otáčený rychlostí 3.000 ot/min. Na jeho obvodu jsou v absorpční hmotě /tvořené karbidem boru tmeleným aralditem/ vytvořeny štěrbiny dlouhé 5 cm. Jsou výměnné, se šířkami 1, 2, 6 mm, 6 mm, 16 mm. Kolimátor je ze stejného materiálu a jeho štěrbiny jsou stejných rozměrů. Zařízení dává neutronové záblesky s pološířkou 10, 40 a 100 μ sec. Měřicí base je 7 - 8 m. Tento rotor bývá doplněn druhým diskem s kadmiiovými výsečemi, otáčející se ve vzdálenosti 80 cm za prvním diskem. Z Maxwellova spektra propuštěného prvním rotorem se propouští jen neutrony určitých energií a dosahuje se tak jisté monochromatisace. Tohoto zařízení lze použít ke studiu neelastických rozptylů. Přístroj má celkem běžnou rozlišovací schopnost a podle vyobrazení je značně těžkopádný.

Dnes se v podstatě používá 4 druhů mechanických selektorů. První - méně rozšířený způsob - používá na přerušování toků neutronů rotujícího válce s osou rotace rovnoběžnou se směrem letu neutronů. Na povrchu válce jsou vyfrézovány šroubovicové štěrbiny. Šroubovice se postupně rozšiřuje a je navržena tak, aby byly při daných otáčkových válce propouštěny jen neutrony

určitého anergiového obvodu. Výhodou selektoru tohoto typu je, že délka válce není prakticky omezena a může být zvolena tak, aby poměr počtu propuštěných neutronů při otevřeném a uzavřeném selektoru byl co největší. Nesmíme totiž zapomenout na to, že trvání záblesku tvoří nepatrnou část doby celého pracovního cyklu. Jako příklad konstrukce selektoru tohoto typu může být uveden Argonnský selektor (14) (15). Má průměr 10 cm, délku 40 cm, 6 šroubovicových štěrbin v rotoru a odpovídající počet v kolimátoru. Obvodová rychlost při plných obrátkách je 20.000 cm/sec, štěrbin jsou 0,3 mm široké a $2\frac{1}{2}$ cm hluboké, což dává záblesky $3\mu\text{sec}$. Štěrbiny se ve směru ke středu rotoru zužují. Průletová base je 10 m, rozlišovací schopnost tedy je $0,3\mu\text{sec/m}$. Malý průřez štěrbin umožňuje zhotovit z 0,1 gr. vzorek $1,6\text{ gr/cm}^2$ (za použití jedné štěrbiny).

Mechanické selektory druhého typu jsou také rotující válce, ale jejich osa rotace je kolmá na směr letu neutronů. Systém štěrbin je složen z hliníkových destiček střídajících se s destičkami z materiálu s velkým účinným průřezem pro neutrony. Pro selektory pomalých neutronů se volí kadmium s velkým účinným průřezem (převážně absorpcí) (- 3.000 b pro 0,01 eV, 20b pro 1 eV), pro rychlé neutrony se volí nikl s velkým účinným průřezem - převážně rozptylovým (18 - 20 b pro obor od 0,01 eV do 3.000 eV). Selektor tohoto typu je postaven u sovětského reaktoru RFT (12).

Je navržen pro obor energií 0,005 - 100 eV. Štěrbiny jsou skládány z destiček hliníkových a niklových. Širokého rozpětí energií bylo dosaženo volbou niklu jako rozptylujícího materiálu; kadmium při vyšších energiích neutronů je značně transparentní. Popisovaný selektor má dva rotory; pro tepelné a pro epikadmiové neutrony. Rotor pro tepelné neutrony má niklové desky 0,5 mm silné, hliníkové desky 1 mm silné. Niklové desky jsou elektrolyticky pokadmiované v síle 0,1 mm. Rotor pro epikadmiové neutrony má hliníkové desky 0,5 mm silné, niklové desky 1,2 mm silné. Systém štěrbin má průřez $35 \times 35\text{ mm}^2$ a jsou umístěny v ocelových válcích o průměru 100 mm kolmo na jeho osu rotace. Celý pak je sevřen duralovou obručí. Maximální rychlost otáček je 16.000 ot/min. Mezi reaktorem a rotorem je umístěn kolimátor z niklových desek dlouhý 80 mm. Měřicí base je 6,3 m a je z největší části v evakuované trubici. Detektory (ionizační komora a proporcionální počítač)

jsou umístěny Δ v důkladném stínícím krytu. Jako rozlišovací schopnost tohoto spektrometru se udává $0,8 \mu\text{sec/m}$. Rotor je poháněn vzduchovou turbínou.

Podobný selektor popisují V.V. Vladimírskij, N.A. Radševič a V.V. Sokolovskij (16). Základní koncepce selektoru je stejná jako u selektoru V.J. Kostovoje a druhá (liší se jen v některých parametrech: hliníkové štěrbinové jsou široké $0,2 \text{ mm}$, vysoké 24 mm , niklové desky jsou 2 mm silné, průměr rotoru je 150 mm , rychlost otáček činí $24.000 - 30.000 \text{ ot/min}$). Má však dvě podstatné zvláštnosti. Především jsou štěrbinové v kolimátorech (které jsou před i za rotorem) i v rotoru vytvořeny vějířovitě, takže se sbíhají ve vzdálenosti 18 m . Dosahuje se tak snížení neutronového svazku v místě detektoru bez zmenšení počtu neutronů. Toto opatření umožňuje použít menšího detektoru, což příznivě zmenšuje poměr počtů k změřenému efektu. Rozměry svazku jsou ve vzdálenosti 14 m od rotoru $40 \times 250 \text{ mm}^2$. Druhou zvláštností rotoru jsou dva systémy štěrbin. Za uvedených rozměrů štěrbin jsou rotorem (u přímočarých štěrbin) odřezávány všechny neutrony s menší energií než 25 eV . Proto je v rotoru další systém štěrbin tak zakřivených, aby byly naopak uřezávány rychlé neutrony a propouštěny neutrony pomalé. Selektor tak může - s jedním rotorem - zpracovat daleko širší obor energií. Rozlišovací schopnost systému zakřivených štěrbin je - podle autorů - $0,3 \mu\text{sec/m}$ v oboru $1,25 \text{ eV} - 9 \text{ eV}$. Rozlišovací schopnost přímých štěrbin není udána, ale měla by být přibližně stejně velká, protože všechny parametry jsou - patrně - stejné.

Selektor podobného typu je u reaktoru BEPO v Harwellu (17). Je navržen pro termální neutrony z tepelné kolony. Má 17 štěrbin tvořených hliníkem a kadmíem ($0,7 \text{ mm Al}$, $0,152 \text{ mm Cd}$). Rotor má průměr 10 cm a otáčí se rychlostí až 15.000 ot/min . Podobný selektor popisují T.Brill a H.V. Lichtenberger (18).

Representantem dalšího typu mechanických selektorů je Brookhavenský selektor pro rychlé neutrony. Je svým způsobem příbuzný selektorům předchozího typu; místo poměrně úzkého válce se zde užívá rotujícího disku o průměru asi 70 cm . Místo niklu a jeho slitin se zde používá organických plastických látek. Neutrony jsou rozptylovány vodíkem v těchto látkách hojně obsažených. Tento selektor má několik konstrukčních zajímavostí. Má 8 párů štěrbin.

Každý pár je vzhledem ke středu selektoru asymetrický, takže - i když jsou štěrbinové opticky průhledné - propouštějí neutrony vždy jen jednou za otáčku. Štěrbinové jsou na výstupním konci rozšířeny, aby bylo možno měřit širší neutronové spektrum. Osm párů štěrbin způsobí za otáčku 8 neutronových záblesků, čímž se částečně kompenzuje poměrně malá světelnost selektoru. Rotor je navržen pro 15.000 ot/min, pracoval však maximálně při 12.000 ot/min. Otáčí se v evakuovaném ($50 \mu\text{Hg}$) ocelovém krytu obklopeném pískovými pytli a ocelovými deskami pro případ roztřížení rotoru. Zajímavým způsobem je vyřešen pohon rotoru a jeho ložiska. Aby případnou excentricitou nedocházelo k nebezpečným rezonančním vibracím a ohrožení chodu celého zařízení, nemá rotor pevná ložiska, ale je zavěšen na ocelové tyčce přímo spojené s rotorem stejnosměrného seriového motoru. Při roztáčení motoru byly při nízkých otáčkách pozorovány jisté resonance, ale nad 1.000 ot/min se již rotor otáčel kolem svého těžiště, což mu dovozovalo ohebná hřídel. Je vhodné ještě poznamenat, že při roztáčení byly kolimátory odtaženy od rotoru a teprve při plných obrátkách (kdy již rotor nevibroval) byly přisunuty těsně k rotoru do předem nastavených poloh. Celé zařízení má bohatou bezpečnostní automatiku.

Fyzikální vlastnosti tohoto rotoru jsou dány těmito parametry : rozsah energií 10 eV - 10.000 eV, štěrbinové mají rozměr $0,3 \times 25 \text{ mm}^2$, což dává neutronový záblesk s pološířkou $0,7 \mu\text{sec}$. Při průletové bari 20 m je rozlišovací schopnost tohoto selektoru $0,035 \mu\text{sec/m}$.

Tento typ selektorů - v porovnání s předchozím typem - má tu výhodu, že vytváří velmi krátké neutronové záblesky. Protože však je velmi málo světelný, není možné ho použít na příliš dlouhé průletové base. Naproti tomu předchozí typ i když vytváří záblesky s delším trváním, svou světelností umožňuje použít delší průletové vzdálenosti a tím dosahovat výsledné rozlišovací schopnosti stejné jako Brookhavenský typ. Mimo to použití organických plastických hmot v Brookhavenském selektoru má za následek silné pronikání γ záření selektorem. Proto je nutno na detekci neutronů volit detektory s velmi malou citlivostí na γ záření.

V souvislosti s mechanickými selektory je nutno uvést Egelstaffovu poznámku v (13) o projektu dvourotorové metody v Harwellu : první rotor vytváří záblesk ,

druhý rotor v jisté vzdálenosti od prvního vybere z letících neutronů neutrony úzkého oboru energie, které jsou analysovány normální průletovou metodou.

Urychlovače v pulsním režimu.

Při používání urychlovačů jako zdrojů neutronů je možné vytvářet velmi krátké neutronové záblesky uzpůsobením urychlovače na t.zv. pulsní režim. Vhodnou úpravou přístroje se způsobí, že proud urychlených částic dopadá na terčik po velmi krátkou dobu. Tato metoda používaná velmi často v neutronové spektrometrii, má proti mechanickým selektorům několik výhod. Především urychlovač netvoří neutrony v době mezi dvěma záblesky, čímž se v naměřeném výsledku podstatně omezí pozadí. Dále je možno vytvářet záblesky extrémně krátké a jejich tvar je přesněji definován. A konečně jsou záblesky intenzivnější (u některých urychlovačů až o několik řádů) než záblesky vytvářené přerušováním toků reaktorů.

Na pulsní režim lze upravit prakticky v echmy urychlovače. (21). Prvním pulsovaným urychlovačem byl 36^{u} cyklotron v Berkeley. Oscilátor cyklotronu byl napájen nefiltrovaným jednocestně usměrněným napětím. Protože cyklotron začal prakticky pracovat teprve tehdy, když anodové napětí oscilátoru bylo blízko špičkovému napětí, vznikaly poměrně krátké neutronové pulsy.

Dnes se urychlovače, používající iontových zdrojů pulsují tak, že se pulsuje iontový zdroj. V iontovém zdroji buď stále hoří oblouk a výstupu kladných iontů zabránuje pomocná elektroda s vysokým kladným potenciálem u výstupní kapiláry. Velmi krátkým záporným pulsem, přivedeným na tuto pomocnou elektrodu, se umožní kladným iontům vniknout do urychlovacího zařízení. Jindy se na iontový zdroj krátkodobě připojí vysoké napětí ; krátkodobý výboj vytvoří krátký záblesk iontů a tím - po urychlení a příslušné reakci - krátký záblesk neutronů. Někdy se oba způsoby kombinují.

Urychlovače elektronů se pulsují velmi snadno - díky jednak malé setrvačné hmotě elektronů, jednak jejich mimořádně jednoduchému zdroji - žhavé katodě.

Jak známo, nejsou všechny částice v cyklotronu urychlovány po stejnou dobu. Je-li splněna podmínka synchronisace

$$H = \frac{m c}{L} 2\pi f \quad (14)$$

dopadnou na terčík nejdříve ty částice, které vystoupily z iontového zdroje do urychlovacího prostoru v okamžiku maximálního napětí na duantech. Ionty, které vystoupily v jiné fázi urychlovacího napětí, musí vykonat přiměřeně větší počet oběhů a dopadnou na terčík s jistým zpožděním. Tak se původně krátký iontový puls rozšíří, což má za následek zhoršení rozlišovací schopnosti. Pro zkrácení neutronového záblesku se tedy používá metody t.zv. kmitajícího svazku. Svazek urychlených částic, původně mířící na terčík, se pomocnými elektrodami vychýlí, aby dopadal mimo terčík. V okamžiku, kdy svazek dosahuje maximální intenzity, se mění polarita pomocných elektrod, takže svazek na krátký okamžik zasáhne terčík. Podobné metody se užívá k dosažení co nejkratších záblesků i u jiných urychlovačů. U lineárních urychlovačů se někdy používá magnetického vychylování svazků.

Zajímavým typem pulsovaného zdroje neutronů je pulsový transformátor (viz na př. (11)), užívaný v Columbijské universitě. Řídící puls zapne oblouk v iontovém zdroji, uvolní potenciálový usávěr zdroje a v patřičném zpoždění zapálí thyatron. Thyatron vybije přes primární vinutí kondensátor. Na sekundáru je připojena urychlovací trubice. Špičkové napětí na kondensátoru dosahuje až 350 kV. Délka pulsu je asi 1μ sec, opakovací frekvence je 50 pulsů /sec, urychlované částice jsou deuterony, terčíkem je $Zr - D$. Zařízení dává 10^6 neutronů /sec. Zvyšování výkonů zařízení je omezeno destrukcí terčíku.

Zajímavá metoda na zkrácení doby záblesku u cyklotronu je popsána v práci W.W. Havense (12). Iontový zdroj vytvoří záblesk iontů, který je kratší než urychlovací doba. Po určité době je většina urychlovaných částic v blízkosti maximálního poloměru - i když ještě všechny nedosáhly plného urychlení. Pomocnou vychylovací elektrodou můžeme dosáhnout toho, že všechny tyto částice dopadnou v době příslušné jednomu oběhu ($< 0,1 \mu$ sec) na terčík. Částice - i jimi generované neutrony - sice nejsou monochromatické, což ale není žádnou závadou; metoda doby průletu pracuje se spojitým spektrem.

Harvelský spektrometr s lineárním urychlovačem je tak uspořádán, že je na několika průletových drahách možný současný paralelní chod několika experimentů. Spektrometr má tři časové analyzátoři.

Názorný přehled o současném stavu neutronové spektrometrie za použití pulsováných urychlovačů dává srovnávací tabulka z práce (11).

Neutrony vytvářené urychlovači pocházejí z jaderných reakcí. Energiová bilance reakce je dána rovnicí

$$E + Q = E_b + E_n \quad (15)$$

(E - energie urychlené částice, Q - reakční energie, E_b - energie výsledného jádra, E_n - energie neutronů), impulsová bilance je

$$P_b^2 = p^2 + P_n^2 - 2 P_n p \cos \theta \quad (16)$$

(θ - úhel mezi směrem výletu neutronů a směrem dopadu urychlené částice, P_b - impuls výsledného jádra, p - impuls dopadající částice.)

Vezmeme-li v úvahu vztah

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (17)$$

dostáváme vyloučením E_b vztah

$$Q = \left(1 + \frac{m_n}{M_A}\right) E_n - \left(1 - \frac{m_n}{M_A}\right) E - \frac{2}{M_A} \sqrt{m_n m_n E E_n} \cos \theta \quad (18)$$

Je-li tedy terčík tak tenký, že můžeme zanedbat rozptyl neutronů v terčíku, je každému úhlu (při $E = \text{konst.}$) přiřazena jistá energie neutronů E_n . Této monochromatickosti v jistých směrech lze s výhodou použít při některých měřeních. Za normálního chodu urychlovačů jsou hodnoty E a E_n řádu 10^6 - 10^7 eV. Pro měření při nižších energiích neutronů je nutno tyto rychlé neutrony zpomalit látkou, bohatou na vodík (na př. parafin).

Spektrum tak ztrácí svůj původně monochromatický charakter, i jednak proto, že zpomalujeme obyčejně neutrony ze všech směrů výletu z terčíku, jednak statistickým charakterem zpomalování neutronů vodíkatou látkou).

Neutronový impuls však zachovává své velmi krátké trvání. Na př. zpomalení neutronu 7 MeV v parafinu na 1keV trvá 0,06 μ sec, což je vzhledem k původnímu trvání záblesku zanedbatelné. Zpoždění bylo počítáno teoreticky (22) a měřeno experimentálně (23). Oba výsledky se shodují a ukazují na to, že

rozšiřování záblesku vlivem zpomalování neutronů je ekvivalentní neurčitosti 2 - 3 cm v průletové dráze pro neutrony 1 - 1.000 eV.

Zpomalování neutronů v parafinu způsobuje svým statistickým charakterem že existuje od nuly různá pravděpodobnost výletu i velmi pomalých neutronů ze zpomalovacího média. Aby nedocházelo k překrývání jednotlivých záblesků, filtrují se zpomalené neutrony kadmiovou deskou (11). Kadmium má resonanci ve spektru doby průletu pro $175 \mu\text{sec}/\text{m}$. Doba ($v \mu\text{sec}$) mezi jednotlivými záblesky musí tedy být větší, než asi $150d$, kde d je průletová vzdálenost vyjádřená v metrech .

Detektory.

Na detekci neutronů ve spektrometrii se užívá tří druhů detektorů :
proporcionální počítače plněné BF_3 , ionizační komory s BF_3 a scintilační detektory. Náplně komor BF_3 počítačů bývají pro zvětšení účinnosti obohaceny izotopem B^{10} . Proporcionální počítače mají proti komírkám kratší pulsy a nepotřebují příliš velké zesilování. Naproti tomu ionizační komory dávají jednotnější pulsy a mohou pracovat za vyššího tlaku náplně bez extrémního zvyšování napětí. Proporcionální počítače o průměru 5 cm (za tlaku málo pod 1 atm.) reagují na neutron s neurčitostí $2 \mu\text{sec}$, proto se jich dnes při zvýšené rozlišovací schopnosti přestává používat a na jejich místo nastupují velké sady malých proporcionálních počítačů. (až 100 počítačů s průměrem 1,6 cm), čímž se neurčitost snižuje až na $0,2 \mu\text{sec}$.
Rovněž ionizační komory - v pečlivém provedení - reagují s neurčitostí $0,2 \mu\text{sec}$. Nevýhodou detektorů s BF_3 je nepřesnost , kterou vnášejí svými rozměry do měřené vzdálenosti. Aby účinnost detektoru byla v rozumných mezích musí být průletová dráha neutronu v detektoru dosti velká. Detektory tedy musí být dostatečně dlouhé ve směru letu neutronů, čímž se průletová dráha stává neurčitou.

V poslední době jsou BF_3 počítače vytlačovány scintilačními počítači, které mnohem rychleji reagují na dopadající neutrony. (10^{-8} sec).
Scintilační látky jsou buď pevné organické látky, nebo organické roztoky obsahující bor. Scintilátor je buď přímo nebo prostřednictvím světlovodu

přitmaslen před katodu na vstupní okénko fotonásobiče. Pro zvětšení účinnosti bývá povrch pokryt vrstvou Al_2O_3 nebo MgO_2 . Nevýhodou použití fotonásobiče je jeho poměrně velký poměr šumu k signálu. Aby se snížil vliv šumu na spočítané záblesky ve scintilátoru, používá se někdy dvou fotonásobičů v koincidenci ve spojení s jedním scintilátorem. Nevýhodou scintilačních počítačů je nejednotnost v šíři pulsů i od monoenergetických neutronů. Tato šíře, měřena rychlým osciloskopem, je asi 4 - 10 μ sec.

Metoda doby zpomalování neutronů v olovu.

V práci (24) je popsána zajímavá metoda neutronové spektrometrie příbuzná s metodou doby průletu. Ve středu velké olověné krychle ($2 \times 2 \times 2,3$ m, t. j. asi 110 t olova) je urychlovačem 300 keV vytvořen krátký záblesk rychlých neutronů (urychlovány jsou deuterony, terč je Zr - T). Neutrony jsou pružnými srážkami zpomalovány, ale jejich energie jsou stále v poměrně úzkém energiovém oboru, který se dokonce s pěstupem času zužuje.

(Absolutně měřeno; reaktivní rozptyl vzhledem ke střední energii se ovšem zvětšuje.) V okamžiku T po záblesku mají tedy neutrony energii v poměrně úzkém oboru $E_p \pm \Delta E_p$. Tato metoda neutronové spektrometrie sice nevyniká zvláštní rozlišovací schopností (asi 30%), má však - podle údajů autorů - zisk v intenzitě neutronů proti ostatním metodám asi o 3 - 4 řády.

Efektivní průletová dráha při srážkách v olovu je asi 6 m, což je řádově stejné jako u jiných průletových metod.

Časové analyzátořy.

Časový analyzátoř je ta část průletového neutronového spektrometru, která dává číselné informace o vlastním průletovém spektru, je to zařízení, které měří dobu letu neutronů. Způsobů, jimiž se získávají informace o době letu neutronů, je několik. Všechny však potřebují pro svou činnost t. z. startovací puls a detektorový puls; doba mezi těmito dvěma pulsy je považována za dobu letu neutronů.

U mechanických selektorů se startovací puls obvykle získává opticky. Sovětský selektor Mostovoje a druhý (12) a anglický selektor u reaktoru BEPO (13) používá světelného signálu odraženého od zrcadla upevněného na

ose rotoru. Fotonásobič, který světelný puls zachytí dá elektrický puls, který je startovacím pulsem analyzátoru. Podobného způsobu užívají Brill a Lichtenberger (15). Vladimírskij a jeho spolupracovníci (16) používají pro světelný puls speciální štěrbinu vytvořenou v rotoru. V Brookhavenském rychlém selektoru se používá světelného pulsu, který prošel štěrbinou současně s neutrony. (Štěrbinu je opticky průhledná.)

v
U urychlovačů se používá/principu dvou metod : buď se řídicím pulsem současně spustí urychlovač i časový analyzátor, nebo se startovací pulsy odebírají přímo z terčiku urychlovače.

Brill a Lichtenberger (15) a Egelstaff (17) používají jen 6 šestikanálového analyzátoru. Světelný paprsek odražený od zrcadla na ose mechanického selektoru padá nejprve do startovacího fotonásobiče a potom postupně do 6 fotonásobičů, které vytvářejí svými pulsy 6 časových kanálů. Každý fotonásobič dává pulsy do jednoho ze 6 koincidenčních obvodů. Pulsy z detektoru jsou vedeny do všech těchto obvodů. Dojde-li ke koincidenci na př. v pátém obvodu byla doba, kterou neutron potřeboval k průletu celé vzdálenosti rovna době, kterou potřeboval selektor k takovému otočení, aby světelný paprsek postoupil od startovacího fotonásobiče do pátého fotonásobiče.

Moderní analyzátoři používají daleko většího počtu kanálů. Vyžádala si to rostoucí rozlišovací schopnost spektrometrů. Počet kanálů se dnes pohybuje od 100 - 1.000. Užší kanály se získávají t. zv. vrátkovými obvody. Je to v podstatě koincidenční obvod, který dostává na jednom vstupu poměrně krátké pulsy z detektoru, na druhý vstup dostává široké otevírací pulsy. Šířka otevíracích pulsů definuje šířku časového kanálu. Nejjednodušším analyzátořem tohoto typu by byla spožďovací linka s odbočkami. Startovací puls by nejprve prošel spožďovací linkou s nastavitelným spožděním. Tím eliminujeme mrtvý čas mezi startem a průletem prvních - nejrychlejších - neutronů detektorem, nebo eliminujeme část spektra rychlých neutronů, pokud nás tato část nezajímá. Puls dále postupuje spožďovací linkou s odbočkami připojenými na vrátkové obvody. Postupující puls nám postupně otevírá jeden vrátkový obvod za druhým a vytváří tak časové kanály. Neutronový puls

je zaznamenán v tom kanálu, který byl v okamžiku detekce otevřen postupujícím startovacím pulsem. Tato metoda má nevýhodu v tom, že má pevně nastavenou neproměnnou šířku kanálu. Proto se vrátkové pulsy vytvářejí jinak. Startovací puls uvede - po příslušném zpoždění - do chodu oscilátor (nebo otevře vrátkový obvod, který propouští knity permanentně běžícího oscilátoru). Knity oscilátoru jsou vedeny do dekad, jakých se používá v dekadických reduktorech. Ke každé registrační anodě je připojeno 10 vrátkových obvodů. Desátá anoda předává pulsy další dekadě, postupně připojené k 10 vrátkovým obvodům tak, že každý vrátkový obvod je připojen k jedné z registračních anod první dekad a k jedné z anod druhé dekad. (Viz obrázek v příloze). První dekada tak definuje jednotky, druhá dekada desítky pořadového čísla kanálu. Jsou-li na př. v okamžiku detekce první dekadou určeny všechny sedm kanály a druhou dekadou kanály 30 - 39, pak je neutron zaznamenán v 37. kanále. Desátý puls v druhé dekadě ukončuje celý cyklus a uzavírá opět vrátka, případně blokuje oscilátor. Toto je ovšem jen hrubý náčrtek principu analyzátorů tohoto typu. Skutečná provedení mají - podle povahy experimentu - na př. možnost rozdělit kanály na dvě části, při čemž jedna registruje spektrum se vzorkem ve svazku neutronů, druhá bez vzorků. Nebo se vhodným zařízením určí jistý počet kanálů na měření pozadí. Padne-li neutron na rozhraní dvou sousedních kanálů, je možné že bude přičten v obou kanálech. Tato možnost je zvláště velká u analyzátorů s tak úzkými kanály, že jejich šířka je srovnatelná s šířkou vlastních detektorových pulsů. V takových případech se používá jakéhosi "posouvače" pulsů. Je to v podstatě klopný obvod, který je pulsy z oscilátoru určujícího šířku kanálu stále držen v jedné poloze. Puls z detektoru obvod překlápá a následující puls oscilátoru vrátí obvod do původní polohy. Toto zpětné překlopení obvodu je vlastně detektorový puls, zpožděný tak, aby byl v koincidenci s nejbližším následujícím pulsem určujícím kanál.

Některé časové analyzátory užívají známé metody napěťových kanálů (pulsy jsou tříděny do různých kanálů podle své výšky). Startovací puls zahájí nabíjení kondensátoru, detektorový puls nabíjení ukončí. Velikost napětí na kondensátoru určuje kanál, do kterého je puls zařazen a každému kanálu je tak přiřazena určitá doba letu.

Rozvoj techniky elektronických počítačích strojů se projevil i v konstrukci některých časových analyzátorů, zejména využitím techniky t. zv. elektronické a magnetické paměti. Analyzátor s ultrazvukovou pamětí postavili Howard a Schultz v Yalské universitě. Oscilátor 40 Mc dává kmity, které procházejí modulátorem na piezoelektrický krystal, který je přeměňuje na ultrazvukové kmity. Ultrazvukové kmity postupují křemenným vodičem ultrazvuku k dalšímu piezoelektrickému krystalu, který ultrazvukové kmity mění zpět na elektrické. Řídící puls ovládající celé zařízení se namoduluje na 40 Mc oscilace a prochází zpožďovací linkou. Za krystalem na výstupu této ultrazvukové zpožďovací linky je usměrňovač, zesilovač, obnovovač tvaru pulsu a přičítací zařízení. Odtud jdou pulsy zpět do modulátoru a tak stále cirkulují. Ovládací pulsy procházejí speciální propustí, obnovovačem tvaru pulsů a každý desátý spustí urychlovač. Ovládací pulsy, po průchodu zpožďovací linkou (zpoždění o málo menší než 1.000 sec) spouštějí dva oscilátory - 5 Mc a 500 kc. Oscilátor 500 kc vytváří kanálové pulsy, oscilátor 5 Mc vytváří pomocné pulsy pro přičítač a obnovovač pulsů. Na každý časový kanál připadá tedy 10 pomocných pulsů. Tyto pomocné pulsy vyjadřují svým umístěním v kanálu v diadické interpretaci počet zaznamenaných pulsů. (Podle konvence znamená na př. "puls zaznamenan" číslo 1, "puls nezaznamenan" číslo 2. Rozmístění pulsů pak je diadickým vyjádřením počtu neutronů v kanálu.) Protože se do kanálu vejde 10 pomocných pulsů, je možno v kanálu zaznamenat $2^{10} = 1.024$ neutronů. Změnu konstalace pulsů při přičtení jednoho neutronu obstarává zvláštní obvod - přičítač. Celé zařízení má 41 elektronek, dešifrovací zařízení, které přímo spektrum kreslí perem na papír, má asi 40 elektronek.

Sovětské autoři Mostovoj, Pevzner a Citovič (12) popisují zajímavý analyzátor s použitím elektrostatické paměťové elektronky. Je to v podstatě katodová trubice po jejíž stínítku se pohybuje katodový paprsek stejným způsobem jako při televizním rozkladu obrazu. Při registraci neutronů je paprsek potlačen, teprve detektorový puls ho na kratičký okamžik rozsvítí. Na stínítku dopadnou rychlé elektrony a stínítko se v příslušném místě sekundární emisí kladně nabije a tak si "pamatuje" okamžik dopadu neutronu. Při smíření zaznamenaných dat se po stínítku pohybuje rozsvícený paprsek. Narazí-li na svrchu popsaným způsobem kladně nabitě místo stínítko, vznikne

na elektrodě za stínítkem puls, který je potom zařazen vlastním časovým analysátorem. Při tomto "čtení záznamů" jsou současně všechny záznamy vymazány a elektronka je připravena k další registraci. Výhoda tohoto postupu je v tom, že se záznam může dít mnohem větší rychlostí než snímání a tím se umožňuje dosažení extrémně úzkých kanálů.

Zajímavé je i zařízení v němž se údaje této "časové lupy" hromadí. Jsou to opět paměťové elektronky, zase se stejným pohybem paprsku jako u televise, jenž zde paprsek postupuje zdola nahoru a posun do strany má po skocích. Pokud se paprsek pohybuje po stopě, kde při předchozím cyklu svítil, svítí i v přítomném cyklu. Jakmile se však přiblíží na konec své minulé stopy, vznikne na snímací elektrodě puls, který paprsek pro zbytek cesty zhasne. Délka stopy je mírou spočítaných neutronů v jí příslušném kanálu. Je-li nutno přičíst do kanálu další neutrony, zpozdí se zhasnutí stopy, která se tak o jednotku příslušné stupnice prodlouží. Analysátor má dvě takové elektronky, jednu pro jednotky, druhou pro desítky neutronů.

Zajímavý je také časový nonius, který je u spektrometru, pracujícího s Harwellským lineárním urychlovačem. Signály z detektoru (ze zvoleného časového intervalu $20 \mu\text{sec}$) cirkulují zpoždovacím vedením, které má zpoždění $20 \mu\text{sec}$. Předchází je startovací puls, zpožděný až na začátek $20 \mu\text{sec}$. intervalu, který chceme analyzovat. Na výstupu cirkulačního zpoždovacího vedení je obvod, který oddělí startovací puls od ostatních pulsů a pro další oběh zpoždovacím vedením ho zpozdí o jednu setinu cirkulační doby, t.j. o $0,2 \mu\text{sec}$. Tento proces se stále opakuje, až dojde ke koincidenci mezi zaznamenaným neutronovým pulsem a postupně posouváním pulsem startovacím. V okamžiku této koincidence se předá puls normálnímu 100kanálovému analysátoru, jehož kanály jsou $20 \mu\text{sec}$. široké. Proces pokračuje dále, až startovací puls projde postupným zpoždováním celý $20 \mu\text{sec}$. interval. Pak se celé zařízení vrátí do původního stavu a je připraveno k analýze dalšího cyklu spektrometru.

Kombinace elektrostatických paměťových elektronek a magnetických paměťových bubnů bude užita v analysátoru, který je v současné době konstruován v Columbijské a Yalské universitě a v General Electric Co. Má mít 2.048 kanálů pro 2^{13} záznamů. Nejmenší šíře kanálu bude 0,1 sec.

Spektrometry ŪF.

Při návrhu spektrometrů ŪF je nutno vycházet z přístrojového parku, který bude mít ústav k dispozici. Podle nynějších perspektiv to bude urychlovač Cockcroft-Waltonův (1 MeV), generátor Van de Graaffův (5 MeV), cyklotron (25 MeV) a reaktor (2 MW).

Nejaktuálnější částí programu neutronové spektrometrie ŪF jsou mechanické selektory, které budou pracovat v reaktoru v oboru energií 0,01 - 10⁴ eV. Než přistoupíme k popisu vlastního návrhu rotorů pro selektor, udělejme nejprve několik zcela obecných úvah.

Dráha neutronů v selektoru.

Vycházíme ze dvou soustav souřadnic: z laboratorní soustavy, v níž se neutron pohybuje rovnoměrným přímočarým pohybem, a ze soustavy rotoru, v níž má neutron ^{DRÁHU} čáru křivočarou. Hledáme takový tvar štěrbin, (zatím nekonečně tenké), aby selektorem prošly jen ty neutrony, které ~~na reto dopadly v okamžiku t = 0~~ a které mají rychlost v. Rotor se otáčí úhlovou rychlostí ω .

Bez újmy na obecnosti můžeme stanovit, že se neutron pohybuje rovnoběžně s osou x laboratorní soustavy. V okamžiku t = 0 volíme za souřadnice neutronů x = 0 a y = y₀. Pohyb neutronu v laboratorní soustavě je dán parametrickými rovnicemi

$$x = vt \quad (19)$$

$$y = y_0 \quad (20).$$

V soustavě rotoru je pohyb neutronu vyjádřen vztahy

$$x' = vt \cos \omega t + y_0 \sin \omega t \quad (21)$$

$$y' = y_0 \cos \omega t - vt \sin \omega t \quad (22).$$

Neutrony se v selektoru pohybují po spirálách (pro y₀ = 0 je to spirála Archimédova). Budou-li tedy nekonečně tenké štěrbin vytvořeny podle těchto rovnic, projdou selektorem jen neutrony s rychlostí v, ~~dopadající v okamžiku t = 0 na rotor.~~ Protože rychlost i pomalých

neutronů je velmi veliká, je doba, kterou neutrony potřebují k pro-
letění rotoru malá; malý zůstává i součin λ a proto můžeme
pro další výpočty položit

$$\sin \omega t = \omega t \quad (23)$$

$$\cos \omega t = 1 \quad (24).$$

Rovnice pohybu neutronu v selektoru přecházejí na jednoduchý tvar

$$y' = A x'^2 + C \quad (25)$$

kde

$$A = \frac{-v \omega}{(v + y_0 \omega)^2} \quad (26).$$

$$C = y_0 \quad (27)$$

Této rovnice lze použít pro výpočet tvaru štěrbin selektoru.

Kolimace.

Průletová metoda principiálně nevyžaduje kolimovaný svazek neutronů
a bylo by ideální, kdyby bylo technicky možné dělat měření v prostoro-
vém úhlu 4π . Každé omezení tohoto úhlu zmenšuje světelnost při-
stroje. Na druhé straně dosažení co největších rozlišovacích
schopností si vyžaduje u mechanických selektorů vytvoření co nejuž-
ších štěrbin, t.j. co největšího zredukování prostorového úhlu.
Tato redukce je tím větší, čím delších štěrbin se v selektoru používá.
Vedle kolimace způsobené štěrbinami se u selektorů ještě uplatňuje
jakási přirozená kolimace geometrická, určená rozměry detektoru.
Výsledný počet neutronů dopadajících do detektoru je pak určen
touto kolimací, která vymezuje menší prostorový úhel. Je-li detektor
tak velký, že v jisté vzdálenosti zachytí všechny neutrony vylétující
ze selektoru, nemění se světelnost se vzdáleností mezi detektorem
a selektorem. V takovém případě je výhodné použít větší vzdálenosti,
čímž se při stejné světelnosti dosáhne větší rozlišovací schopnosti.

V jisté vzdálenosti od selektoru se svazek neutronů divergencí
(určenou kolimací štěrbinami) natolik rozšíří, že v jednom směru

je stejně velký jako detektor (pokud nejsou rozměry detektoru upraveny tak, aby se v této první kritické vzdálenosti oba jeho rozměry rovnaly rozměrům neutronového svazku). Při zvětšování vzdálenosti nad tuto mez sice roste rozlišovací schopnost selektoru, ale současně klesá jeho světelnost ($1/r$). Dalším zvětšováním dosáhneme bodu, kdy/druhý rozměr svazku rovná rozměru detektoru. Nad touto vzdáleností již klesá světelnost se čtvrcem vzdálenosti. Tento pokles světelnosti je hlavním omezovacím činitelem při zvyšování rozlišovací schopnosti spektrometru.

Volba typu selektoru.

Při volbě typu selektoru byl předem zavržen typ francouzský (20) pro svou těžkopádnost a poměrně úzký obor použití. Argonský typ 14 a 15, (rotující válec se šroubovicovou štěrbínou na povrchu) byl zavržen proto, že při stejné rozlišovací schopnosti jako válcový selektor s příčnými štěrbínami (na př. sovětský typ 16) má malou světelnost. Přicházely v úvahu tedy dva typy: selektor s válcovým rotorem a příčnými štěrbínami a selektor s rotujícím diskem. (Brookhavenský typ 19). První z nich se vyznačuje velkou světelností (velký počet štěrbín), druhý velmi krátkým zábleskem (velká obvodová rychlost). Brookhavenský selektor se nehodí pro pomalé neutrony (štěrbiny by byly příliš zakřivené). Protože ústav bude potřebovat selektor i pro pomalé neutrony, bude nutno v každém případě konstruovat selektor s příčnými štěrbínami pro práci v oboru do $10^3 - 10^4$ eV. Tento obor byl rozdělen na tři vzájemně se překrývající části: 0,01 eV - 3 eV, 1 eV - 300 eV, 100 eV - 10.000 eV.

Požadavek maximální rozlišovací schopnosti je v kontradikci s požadavkem co nejšířšího oboru měřených energií. Maximální rozlišovací schopnost vyžaduje co nejkratší trvání záblesku. Odtud plyne požadavek co největší obvodové rychlosti rotoru a co nejužší štěrbiny. Ale štěrbina je pevně určena zakřivením drah nejrychlejšího a nejpomalejšího neutronu, který má rotorem projít. Výška oblouku H nad tětivou dráhy

neutronů plyne z aproximované rovnice

$$y' = - \frac{v \omega}{(v + y_0 \omega)^2} x'^2 + y_0 \quad (28)$$

Protože se dráhy od sebe tvarem velmi málo liší ($v \gg y_0 \omega$), je vhodné, jakou "náštrelnou vzdálenost" y_0 použijeme. Je výhodné počítat převýšení pro dráhu, jejíž tětivou je průměr selektoru. Převýšení pro takovou dráhu je y_0 . Rovnice této dráhy je vázána podmínkou $y' = 0$ pro $x' = \pm r$, kde r je poloměr rotoru. Odtud přímo plyne pro převýšení

$$h = y_0 = \frac{vr^2 \omega}{(v + y_0 \omega)^2} \quad (29).$$

Vezmeme-li v úvahu okolnost, že $v \gg y_0 \omega$, dostáváme konečně pro h vztah

$$h = \frac{r^2 \omega}{4v} \quad (30)$$

který je ve shodě s údaji v literatuře.

Pološířka záblesku je dána poměrem šířky štěrbin a obvodové rychlosti rotoru :

$$\Delta t = \frac{s}{r \omega} \quad (31)$$

Zvolíme-li skutečnou šířku štěrbin tak, aby její efektivní šířka byla rovna nule pro neutrony minimální a maximální rychlosti ve zvoleném oboru energií (za předpokladu pro neutrony absolutně nepropustného materiálu), musí být šíře štěrbin definována vztahy

$$s = \frac{1}{2} (h_{\max} - h_{\min}) = \frac{r^2 \omega}{2} (1/v_{\min} - 1/v_{\max}) \quad (32)$$

Dosadíme-li tento výraz do výrazu pro pološířku záblesku Δt , dostáváme - po úpravě -

$$\Delta t = \frac{r}{2} (1/v_{\min} - 1/v_{\max}) \quad (33).$$

Z tohoto vzorce plyne, že pro dosažení co nejmenšího Δt je nutno volit (při neproměnnosti úhlové rychlosti ω hraničních rychlostí neutronů) co nejmenší r . Toto tvrzení není v rozporu se vzorcem (31).

V tomto vzorci se současně mění r , ale s ^{λ} druhou mocninou r .

Požadavek co nejmenšího r je však v kontradičce s požadavkem co nejmenší transparence rotoru v okamžiku, kdy má být selektor uzavřen a s požadavkem maximální světelnosti selektoru. Jak vysvitne z pozdějších úvah, má na světelnost selektoru zásadní vliv úhel úhlopříšek ve štěrbině v rovině kolmé k ose rotoru. Tento úhel je

$$\varphi = \text{tg} \varphi = \frac{\lambda}{r} = n \omega \left| \frac{1}{r_{\min}} - \frac{1}{r_{\max}} \right| \quad (34)$$

Světelnost je tedy tím větší čím větší je poloměr rotoru a čím větší je ω .

Při volbě poloměru v rotoru je nutno brát v úvahu ještě ~~světelnost~~ světelnost přístroje a transparenční materiál. Selektor není ve všech polohách rotoru pro neutrony stejně transparentní. Transparence rotoru v závislosti na úhlu otočení je - exaktně vzato - dosti složitou funkcí. Pro správnou práci rotoru stačí zajistit, aby maximální transparence rotoru v době mimo záblesk byla menší než maximální přípustná hodnota. Pro rychlé neutrony je největší transparence (mimo záblesk) při průchodu neutronů dráhou naznačenou na obrázku. Tento neutron má ze všech rychlých neutronů nejkratší dráhu materiálem s velkým účinným průřezem a proto největší pravděpodobnost průchodu. Je-li poměr vzdálenosti štěrbin (t.j. síly materiálu mezi štěrbinami) k šířce štěrbin k , je dráha rychlého neutronu materiálem s velkým účinným průřezem dána vztahem

$$d = \frac{2kr}{2+k} \quad (35).$$

Aby byla stejná dráha d , je možné volit při větším r menší k , čímž je možné dosáhnout větší světelnosti přístroje (většího počtu štěrbin).

~~Přístroj~~

Je-li výška štěrbin h a šířka celého systému štěrbin S , pak je plošná apertura selektoru P dána vztahem

$$P = h \frac{S}{1+k} \quad (36).$$

Z tohoto vzorce je zřejmé, že dosažením menšího k dosahujeme zvětšení plošné apertury.

V souvislosti s kritickou transparentí rotoru pro rychlé neutrony je nutno uvažovat také o transparenti pro neutrony pomalé. Existuje jistá kritická rychlost neutronů, kdy je dráha stěnou mezi štěrbinami velmi malá (viz nákres). Dráha neutronů je

$$y = A x^2 + y_0 \quad (37).$$

tečná stěna pak má rovnici

$$y = kx + q, \quad (38)$$

kde

$$k = \frac{-s(1+k)}{2r}, \quad q = s/2 (5+3k). \quad (39)$$

Řešením těchto rovnic dostáváme

$$A x^2 + \frac{s(1+k)}{2r} x + y_0 - \frac{s}{2} (5+3k) = 0 \quad (40).$$

Aby byla dráha ke stěně tečná, musí se diskriminant této rovnice rovnat nule:

$$\left[\frac{s(1+k)}{2r} \right]^2 - 4A \left[y_0 - \frac{s}{2} (5+3k) \right] = 0 \quad (41).$$

Protože

$$A = \frac{\omega}{v} ; y_0 = \frac{\omega r^2}{v}, \quad (42)$$

dostáváme konečně

$$4r^2 \left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \frac{\omega s}{v} (10+6k) + \left[\frac{s(1+k)}{2r} \right]^2 = 0 \quad (43)$$

a odtud je kritická rychlost

$$v = \frac{8r^2 \omega}{s \left[(10+6k) + \sqrt{(10+6k)^2 - 4(1+k)^2} \right]} \quad (44).$$

Pro výpočet délky dráhy neutronů, která připadá na stěnu mezi štěrbinami, nahradíme parabolou lomenou čarou. Délka dráhy d' pak je

$$d' = \frac{N_1}{\sin \chi} \quad (45)$$

úhel χ je

$$\chi = \varphi + \psi \quad (46)$$

při čemž

$$\varphi = \frac{\Delta(1+g)}{2n} \quad (47)$$

a

$$\psi = \frac{\gamma_0}{n} = \frac{\omega n}{N} \quad (48)$$

Shrnutím

$$\chi = \frac{\Delta(1+g)N + 2n^2\omega}{2nN} \quad (49)$$

a konečně

$$d' = \frac{2\Delta n N}{\Delta(1+g)N + 2n^2\omega} \quad (50)$$

Další důležitou charakteristikou selektoru je jeho účinnost. Tímto pojmem rozumíme koeficient, který převádí tok rezonančních neutronů ve středu reaktoru (v aktivní zóně) na počet neutronů dopadajících do detektoru za jednotku doby. Podílejí se na něm dva faktory: geometrický a časový.

Při stanovení geometrických podmínek vycházíme z maximálních rozměrů detektoru. Použijeme-li dvou kruhových scintilátorů o průměru D nad sebou, je-li šířka systému štěrbin S , šířka štěrbin s a délka štěrbin (od vstupu kolimátoru do výstupu z celého selektoru) j , je druhá kritická vzdálenost (nad níž světelnost klesá s druhou mocninou vzdálenosti) dána vztahem

$$L = \frac{(D-S)j}{2s} \quad (51)$$

Redukci neutronového toku dopadajícího do detektoru z reaktoru počítáme jako součin dvou geometrických faktorů : první plyne z průmětu do roviny kolmé v ose rotoru, druhý z průmětu do roviny rovnoběžné se štěrbinami :

$$R_1 = \frac{2\pi l h s}{4\pi l^2} = \frac{hs}{2l} \quad (52)$$

Protože ale

$$s = l \frac{\lambda}{j} \quad (53)$$

dostáváme

$$R_1 = \frac{\lambda}{2j} \quad (54)$$

(Oprávněnost aproximace

bude zřejmá později, po volbě veličin s , l a j .) Tento faktor zřejmě nezávisí na vzdálenosti selektoru od zářící plochy reaktoru (pokud je tato plocha dostatečně veliká a homogenně zářící).

$$R_2 = \frac{2\pi(l+L)}{4\pi(l+L)^2} \cdot h \cdot 2D = \frac{hD}{L+l} \quad (55)$$

a výsledný geometrický redukční faktor je

$$R_g = R_1 R_2 = \frac{\lambda^2 h D}{2j(L+l)} \quad (56)$$

Protože je téměř vždy $L > l$, je výsledný geometrický redukční faktor málo citlivý na změny v l a klesá s první mocninou L (ovšem jen do druhé kritické vzdálenosti).

Časový redukční faktor je určen poměrem trvání záblesku k době mezi dvěma záblesky. Aproximujeme-li tvar záblesku trojúhelníkem, můžeme považovat za trvání záblesku polovičku trojúhelníka a pak jsme oprávněni brát za tok neutronů maximální tok. Polovička záblesku je poměr šířky štěrbiny a obvodové rychlosti rotoru.

$$\Delta t = \frac{\lambda}{v\omega} \quad (57)$$

Doba mezi dvěma záblesky je

$$T = \frac{\pi}{\omega} \quad (58)$$

(uvažujeme zatím přímočaré štěrbiny - t.j. dva záblesky za otáčku) a odtud výsledný časový redukční faktor je

$$R_t = \frac{\lambda}{\pi r} \quad (59)$$

Výsledný faktor, jako součin faktoru geometrického a časového, je

$$P = P_g R_A = \frac{\Delta^3 h D}{2 j (L+l) \pi r} \quad (60)$$

a počet neutronů dopadajících za jednotku doby z jedné štěrbiny do detektoru je

$$N_s = I_0 P \quad (61)$$

(I_0 je tok neutronů, připadající na jednotku plochy zadní stěny experimentálního kanálu ve středu reaktoru.) Počet štěrbin vypočítáme na př. jako poměr plošné apertury rotoru (36) k ploše jedné štěrbiny :

$$n = \frac{P}{\Delta h} = \frac{S}{\Delta(1+\Delta)} \quad (62)$$

Počet neutronů, dopadajících do detektoru za jednotku doby z celého selektoru tedy je (zatím bez počítání transparence materiálu tvořícího štěrbinu)

$$N = n N_s = \frac{I_0 S \Delta^3 h D}{2(1+\Delta)(L+l) j \pi r} \quad (63)$$

Na základě všech těchto vztahů by bylo možno stanovit všechny potřebné rozměry selektoru. Protože se však jedná o první konstrukci podobného přístroje v republice a protože nikde u nás dosud nemá s přístroji tohoto typu zkušenosti, považovali jsme za nutné volit jednodušší, ale bezpečnější cestu v návrhu. Jako vzor nám sloužil sovětský selektor Vladimírského a druhý (16), podle kterého jsme posuzovali použitelnost našich parametrů selektoru.

Abychom dosáhli větší světelnosti zvýšením počtu štěrbin, bylo nutno snížit k , což mělo za následek zvětšení r . Zvětšení r ale vyžaduje zvětšení s . Protože - jak je vidět z příslušných vztahů - nejsou tyto veličiny jen ve vztazích prosté úměrnosti, podařilo se vhodnou volbou zvýšit jak světelnost, tak rozlišovací schopnost selektoru, při zachování ostatních výhodných parametrů selektoru. V následujícím přehledu jsou uvedeny důležité charakteristické veličiny selektoru Vladimírského a druhý a selektoru podle návrhu ÚJF. (Detektor $12 \times 24 \text{ cm}^2$, t.j. D = ZUCHEX 12cm, štěrbinu jsou vyplněny hliníkem perforovaným v poměru 1:2, mezi štěrbinami je 10% niklu, 2% ~~chromu + přísady~~, vzdálenost selektoru od zářící plochy reaktoru je $l = 2.3\text{m}$, délka kolimátoru před i za rotorem je 8 cm).

Veličina	Vladimírski	ÚJF
poloměr rotoru	$r=7,5$ cm	$r=10$ cm
poměr síly destiček z ^{NIKLU} chromiklo- vé eceři k hliníku	$k=10$	$k=3$
šířka štěrbin	$s=2 \times 10^{-2}$ cm	$s=2,2 \times 10^{-2}$ cm
úhlová rychlost rotoru	$=3,14 \times 10^3$ sec ⁻¹	$=3,14 \times 10^3$ sec ⁻¹
výška štěrbin	$h=2,4$ cm	$h=7$ cm ($\frac{1}{3}$ prům. rotoru).
dráha příčných rychlých neutronů niklem	$d=12,5$ cm	$d=12$ cm
plošná apertura	$P=1,44$ cm ²	$P=12,3$ cm ²
kritická rychlost pomalých neutronů	$V=5,15 \times 10^5$ cm/sec	$V=2,07 \times 10^6$ cm/sec
dráha kritických pomalých neutronů niklem	$d=2,65$ cm	$d=3,38$ cm
druhá kritická vzdálenost detektoru od selektoru	$L=43,2$ m	$L=41$ m
transparence štěrbin při perforaci hliníku v poměru 1:2 (pro zmen- šení dráhy hliníkem)	$\frac{I}{I_0} = 0,652$	$\frac{I}{I_0} = 0,567$
počet neutronů dopadajících do detektoru v druhé kritické vzdálenosti se započtením transpa- rence štěrbin rotoru	$N = I_0 \times 0,652 \times 10^{-9}$ n/sec	$N = I_0 \times 4,25 \times 10^{-9}$ n/sec
pološířka záblesku	$t = 0,85 \mu$ sec	$t = 0,7 \mu$ sec
rozlišovací schopnost při měření doby průletu za použití druhé kri- tické vzdálenosti	$\frac{t}{L} = 0,0196 \mu$ sec/m	$\frac{t}{L} = 0,017 \mu$ sec/m
nejnižší rychlost propuštěných neutronů	$v_{min} = 8,6 \times 10^5$ cm/sec	$v_{min} = 1,415 \times 10^7$ cm/sec
což odpovídá energii	$E_{min} = 39$ eV	$E_{min} = 102$ eV

Z tohoto přehledu parametrů je zřejmé, že zvětšení rozlišovací schopnosti a světelnosti přístroje bylo nutno obětovat šíři měřitelného spektra.

Od sbíhavosti štěrbin, která je nespornou výhodou, bylo prozatím upuštěno. Úkos připadající na jednu z destiček tvořících štěrbinu je velmi malý a je řádově roven minimálním dosažitelným tolerancím v míle plíšků. Není zaručeno, že by se zhotovováním takových štěrbin natolik nezhoršily tolerance, že by výhoda sbíhavých štěrbin nevyvážila zhoršení ostatních vlastností. Při tom není vyloučena možnost, aby se později, po získání zkušeností s rovnoběžnými štěrbinami, vyměnily štěrbinu za sbíhavé.

Abychom u selektoru pro střední energie (1 eV-300 eV) dosáhli velké světelnosti, rozdělili jsme obor na logaritmické třetiny. Rotor má dva systémy štěrbin; jeden pro první dvě logaritmické třetiny, druhý pro druhé dvě třetiny. V tomto rozdělení vychází rozlišovací schopnost podle energie téměř konstantní.

Dělicí body jsou :

$$E_1 = 300^{1/3} \text{ eV} = 6,694 \text{ eV}$$

$$E_2 = 300^{2/3} \text{ eV} = 44,814 \text{ eV} \quad (64)$$

Obory tedy jsou :

- I. obor 1 eV - 45 eV - s logaritmickým středem 6,7 eV
- II. obor 6,7 eV - 300 eV - " " 45 eV.

Pro druhý obor volíme $\Delta t = 10^{-6}$ s (což odpovídá rozlišovací schopnosti Vladimířského selektoru), odtud plyne pro poloměr rotoru

$$R = 2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1}{\sqrt{6,714}} - \frac{1}{\sqrt{30014}} \right) = 8,4 \text{ cm} \quad (65)$$

Poměr záblesků je

$$\frac{\Delta_1 \lambda}{\Delta_2 \lambda} = \frac{\left(\frac{1}{\sqrt{12V}} - \frac{1}{\sqrt{452V}} \right)}{\left(\frac{1}{\sqrt{6,714}} - \frac{1}{\sqrt{30014}} \right)} = 2,581 \quad (66)$$

Odtud přímo plyne

$$\Delta_1 \lambda = 2,581 \mu \text{ m} \quad (67)$$

Rozlišovací schopnost v energiích pro logaritmické středy obou oborů je

$$\frac{\Delta E}{E} = 18,46\% \quad (68)$$

Šířka štěrbin vychází

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 6,84 \cdot 10^{-2} \text{ cm} \\ \lambda_2 &= 2,635 \cdot 10^{-2} \text{ cm} \end{aligned} \quad (69)$$

při $\omega = 3,14 \cdot 10^3$. Úhlová rychlost byla volena proto velká, protože při velkém ω vychází velké s . A účinnost selektoru je úměrná s^2 .

Zakřivení štěrbin je dáno neutrony, pro které má selektor maximální aperturu. Převýšení jejich drah plyne ze vztahu

$$\frac{r^2 \omega}{v_0} = h = \frac{1}{2} (\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{r^2 \omega}{2} \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) \quad (70)$$

a odtud

$$v_0 = \frac{2 v_1 v_2}{v_1 + v_2} \quad (71)$$

Po dosazení příslušných hodnot a po převedení na energie dostáváme

$$\begin{aligned} E_{10} &= 3,05 \text{ eV} \\ E_{20} &= 20,5 \text{ eV} \end{aligned} \quad (72)$$

Jsou to energie, při nichž je maximální efektivní šířka štěrbin.

Výsledek je zajímavý tím, že efektivní šířka štěrbin prudce klesá směrem k menším energiím a pozvolna se zmenšuje směrem k vyšším energiím.

Při návrhu selektoru pro tepelné neutrony a epithermiové do 3 eV jsme postupovali poněkud jinak. Atychom dosáhli se největší rozlišovací schopnosti, volili jsme se nejmenší r . Za mez lze považovat $r = 5$ cm (nejmenší poměr podle údajů v literatuře). Z těchto důvodů byl zvolen užší obor energií (0,1 - 3 eV) při maximálních otáčkách rotoru ($n = 30.000$ ot/min). Za těchto - s bládiska rozlišovací schopnosti - optimálních podmínek vychází pro záblesk hodnota

$$\Delta \lambda = \frac{r}{2} \left(\frac{1}{v_{0,1 \text{ eV}}} - \frac{1}{v_{3 \text{ eV}}} \right) = 4,69 \cdot 10^{-6} \text{ cm} \quad (73)$$

Štěrbin pak je určena vztahem

$$\lambda = \Delta \lambda r \omega = 4,35 \cdot 10^{-2} \text{ cm} \quad (74)$$

Rozlišovací schopnost pro logaritmický střed oboru ($= \sqrt{3 \times 0,1} \text{ eV} = 0,549 \text{ eV}$) je

$$\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{0,549 \text{ eV}} = 9,7\% / m \quad (75)$$

Neutrony, určující zakřivení šterbin (maximální apertura) jsou určeny

$$v_0 = \frac{2 \lambda_{0,11V} \cdot \lambda_{32V}^2}{\lambda_{0,11V} + \lambda_{32V}} = 4,39 \cdot 10^5 \text{ cm/sec} \quad (76)$$

nebo podle energie

$$E_0 = \frac{4 \cdot 0,1 \cdot 3}{0,1 + 3 + 2\sqrt{3 \cdot 0,1}} \text{ eV} = 0,289 \text{ eV} \quad (77)$$

Rozlišovací schopnost pro neutrony, pro které má selektor maximální aperturu, je

$$\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{0,289 \text{ eV}} = 6,9\% / m \quad (78)$$

Pokud bude nutno měřit energie neutronů menší než 0,1 eV, rozšíří se obor selektoru snížením rychlosti otáčení. Rozlišovací schopnost selektoru při energii, příslušející maximální apertuře před tím zůstává konstantní, jak se dá snadno dokázat:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = 0,028 \cdot \Delta \lambda \cdot 10^6 \cdot \sqrt{E_0} = 2,8 \cdot 10^4 \frac{\Delta}{\omega} \sqrt{2} \frac{\omega}{h_0} \quad (79)$$

Protože

$$v_0 = \frac{\tilde{\omega}}{h_0} \quad (80)$$

dostáváme

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,8 \cdot 10^4 \frac{\Delta}{\omega} \cdot \frac{\tilde{\omega}}{h_0} \sqrt{2} = 2,8 \cdot 10^4 \sqrt{2} \frac{\Delta \tilde{\omega}}{h_0} \quad (81)$$

což zřejmě nezávisí na úhlové rychlosti rotaru.

Zbývá ještě ukázat, za jakých předpokladů lze tvrdit, že se snížením rotorem propouštěného spektra za účelem zvýšení rozlišovací schopnosti rozhodujeme o šíři skutečné v jednom experimentu měřitelného spektra. Selektor pracuje s analyzátozem doby letu neutronů s n kanály. Nejvýhodnější je, rovná-li se doba připadající na jeden kanál době trvání záblesku (26) (t.j. asi 2 pološifkám). Tedy

$$\Delta_n \lambda = 2 \Delta_p \lambda \quad (82)$$

Při tom platí

$$\Delta_s k = \frac{n}{2} \left(\frac{1}{v_{\min}} - \frac{1}{v_{\max}} \right) \quad (83)$$

Položme

$$\frac{1}{v_{\max}} = \frac{k_{\min}}{\lambda} \quad (84)$$

(kde t_{\min} je doba letu nejrychlejších neutronů na vzdálenost λ) a

$$\frac{1}{v_{\min}} = \frac{k_{\max}}{\lambda} \quad (85)$$

(t_{\max} doba letu nejpomalejších neutronů). Protože

$$k_{\max} = k_{\min} + n \Delta_s k \quad (86)$$

dostáváme

$$\frac{1}{2} \Delta_s k = \Delta_s k = \frac{n}{2} \left(\frac{k_{\min} + n \Delta_s k}{\lambda} - \frac{k_{\min}}{\lambda} \right) = \frac{n n \Delta_s k}{2\lambda} \quad (87)$$

a tudíž

$$\lambda = n \lambda \quad (88)$$

Měříme-li tedy s detektorem ve vzdálenosti λ dané vztahem (88) za současné platnosti podmínky (82), zpracuje analyzátor celé spektrum propuštěné selektorem. Při větších vzdálenostech je dokonce propuštěné spektrum širší, než může analyzátor zpracovat. Pro analyzátor s 256 kanály a roter s poloměrem 3 cm je tato vzdálenost 12,8 m. Tak velká vzdálenost však odporuje podmínce (7), se které plyne, že maximální vzdálenost detektoru od selektoru musí vyhovovat vztahu

$$\lambda < \frac{1}{f \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right)} \quad (89)$$

Po dosažení našich parametrů musí být

$$\lambda < 10,66 \text{ m} \quad (90)$$

Pro tyto kratší vzdálenosti využijeme menší počet kanálů než 256. V termální oblasti se však používá malého počtu kanálů (na př. Egelstaff ⁽¹³⁾ používá 6 kanálů při vzdálenosti 2 - 3 m). Bylo uvažováno také o analyzátoru doby letu pro tepelné neutrony, složeném z fotónásobičů na základě Egelstaffova principu

17) . Automaticky tím je možno dodržet podmínku (82). Při větším počtu kanálů je však tato úprava nevýhodná ; změny v otáčkách rotoru se projevují ve značném posouvání kanálů (i když se jejich šířka mění poměrně málo), což vnáší značnou chybu do měřeného spektra.

Při všech výpočtech je brána za šířku štěrbin tloušťka hliníkových destiček. Ve skutečnosti se efektivní šířka štěrbin mění s energií neutronů. Proto se i rozlišovací schopnost doby letu mění s energií neutronů, je však vždy lepší než rozlišovací schopnost počítaná s tloušťky hliníkových destiček. Pro získání přesnějšího obrazu by bylo nutno dosadit do příslušných vzorců efektivní šířku štěrbin, která plyne ze vztahů

$$\Delta_{\text{eff}} = h - h_{\text{max}} \quad \text{pro } h_0 \geq h \geq h_{\text{max}}$$
$$\Delta_{\text{eff}} = h_{\text{min}} - h \quad \text{pro } h_{\text{min}} \geq h \geq h_0 \quad (91)$$

(h_{max} a h_{min} je převýšení dráhy neutronů s maximální a minimální energií, h_0 převýšení dané zakřivením štěrbin.) Odtud přímo plyne vztah mezi rychlostí neutronů a jim příslušnou efektivní šířkou štěrbin :

$$\Delta_{\text{eff}} = r^2 \omega \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_{\text{max}}} \right) \quad \text{pro } v_0 \leq v \leq v_{\text{max}}$$
$$\Delta_{\text{eff}} = r^2 \omega \left(\frac{1}{v_{\text{min}}} - \frac{1}{v} \right) \quad \text{pro } v_{\text{min}} \leq v \leq v_0 \quad (92)$$

kde v_0 je dáno vztahem (91). Toto vyjádření je obecnější (platí i pro zakřivené štěrbin), než udává Mostovoj. 12) Z této závislosti efektivní šíře štěrbin na rychlosti neutronů lze také usuzovat na změny neutronového spektra způsobené selektorem.

Nejvýhodnější parametry selektorů, jak plynuly z těchto úvah, byly předány konstrukci ÚJF.

Literatura :

- ① Hughes Neutronová optika , I.I.E. Moskva 1955, str. 43
- ② Mc.Reynolds : Phys.Rev. 88, 958 (1952)
- ③ Hughes : Pile Neutron Research Cambridge Mass. 1953.
- ④ H. Melkonian : Phys. Rev. 76 1744 (1949)
- ⑤ L. King, L. Goldstein, Phys.Rev. 75 1365 (1949)
- ⑥ Hibdon, Muehlhause, Phys. Rev. 76 100 (1947)
- ⑦ H.R. Gossio : RSI 26 754 (1955)
- ⑧ W.A. Lion : Phys.Rev. 71 752 (1947)
- ⑨ Hurst Presseski Tunncliffe : RSI 21 705 (1950)
- ⑩ Borst Sallor : RSI 24 141 (1952)
- ⑪ Havens : Ženevský referát P 574
- ⑫ Mostovoj : Pevzner Citovič - Ženevský referát P 640
- ⑬ Egelstaff : Ženevský referát P 767
- ⑭ W. Selove : RSI 23 350 (1952)
- ⑮ W. Selove : Phys.Rev. 64 859 (1951)
- ⑯ Vladimirciij + Radkevič Sokolovskij : Ženevský referát
- ⑰ Egelstaff : Journ. Nuc. Energy 1 59 (1954)
- ⑱ Brill, Lichtenberger : Phys. Rev. 72 585 (1947)
- ⑲ Seldi, Hughes, Palevsky, Lovin, Kato, Sjöstrand : Phys. Rev. 95 476 (1954)
- ⑳ Jackrot, Mottor, Galula : Ženevský referát P 357
- ㉑ Alvarez : Phys. Rev. 54 609 (1938)
- ㉒ Groenewald, Groencljck, Physica XIII. No 1 -3 (1947)
- ㉓ Havens, Rainwater : Phys. Rev. 83 1123 (1951)
- ㉔ Bergmann, Isakov, Marin, Šapiro, Ščitranič, Kazarnovskij : Ženevský referát P 642
- ㉕ Eginbotham : Ženevský referát P 806
- ㉖ Wiblin : Ženevský referát

O práci J. Juny "Neutronová spektrometrie".

Tato práce má dvě části. V první - kompilačního charakteru - je podán přehled experimentálních metod neutronové spektroskopie v oboru termálních, rezonančních a rychlých neutronů. V druhé části, kterou lze označit do značné míry za původní práci ^{z hlediska} podrobný výpočet mechanických selektorů pro termální a rezonanční neutrony.

V části první se autor zmiňuje nejprve o krystalových monochromátorech. Tento přehled je velmi stručný a odráží tak dnešní malou oblibu těchto přístrojů v oboru základního výzkumu. Mí větší pozornost je věnována metodám založeným na měření doby letu neutronů. V obecném úvodu se uvádějí základní rovnice průletových metod podle některých současných prací. Prospělo by zde hlubší odůvodnění použitých aproximací a vzájemné srovnání výrazů pro rozlišovací schopnost, používané různými autory. V oddílu o mechanických selektorech jsou stručně popsány všechny dnes užívané typy mechanických přerušovačů. Krátká stať o pulsovaných urychlovačích používaných jako zdroje neutronů probírá obecné zásady této metody a ilustruje je na 3 konkrétních případech. Poměrně malá zmínka je věnována neutronové spektrometrii s monochromatickými svazky získanými angulární selekcí u terčů. Rovněž kapitola o neutronových detektorech by zasluhovala poněkud širšího zpracování, zejména pokud jde o scintilační počítače / neutronů. Oddíl o časových analysátorech používaných v metodě doby letu je zaměřen na moderní typy těchto přístrojů.

V druhé části odvozuje autor základní vztahy pro určení vhodného tvaru štěrbin mechanických selektorů různých fyzikálních a geometrických faktorů s hlediska dosažení optimálního energetického rozlišení a světelnosti spektrometru. Na základě těchto úvah uvádí návrh rotorů pro obor termální a rezonanční. Velkou předností této části práce je, že je v ní rozpracována teorie rotorů se zakřivenými štěrbinami (v literatuře se dosud této otázce nikdo podrobně nevěnoval) a že přináší prakticky užitečné vztahy pro návrh celého přístroje, včetně geometrie kolimátoru, rožeru i detektoru.

I když se autor v práci nezmiňuje o fyzikální problematice neutronové spektrometrie, lze celkově říci, že prokázal důkladnou znalost metod používaných mechanických selektorů a že dovedl samostatně zvládnout s tím spojené speciální problémy. Několik drobných věcných chyb a nepřesných formulací nezmenšuje její kvalitu.

V Praze dne 19. června 1956.

Jan Štívráček

O práci J. Juny "Neutronová spektrometrie".

Tato práce má dvě části. V první - kompilačního charakteru - je podán přehled experimentálních method neutronové spektroskopie v oboru termálních, rezonančních a rychlých neutronů. V druhé části, kterou lze označit do značné míry za původní práci, ^{z uveden} podrobný výpočet mechanických selektorů pro termální a rezonanční neutrony.

V části první se autor zmiňuje nejprve o krystalových monochromátorech. Tento přehled je velmi stručný a odráží tak dnešní malou oblibu těchto přístrojů v oboru základního výzkumu. K větší pozornosti je věnována methodám založeným na měření doby letu neutronů. V obecném úvodu se uvádějí základní rovnice průletových method podle některých současných prací. Prospělo by zde hlubší odůvodnění použitých aproximací a vzájemné srovnání výrazů pro rozlišovací schopnost, používané různými autory. V oddílu o mechanických selektorech jsou stručně popsány všechny dnes užívané typy mechanických přerušovačů. Krátká stať o pulsovaných urychlovačích používaných jako zdroje neutronů probírá obecné zásady této metody a ilustruje je na 3 konkrétních případech. Poměrně malá zmínka je věnována neutronové spektrometrii s monochromatickými svazky získanými angulární selekcí u terčičky. Rovněž kapitola o neutronových detektorech by zasluhovala poněkud širšího zpracování, zejména pokud jde o scintilační počítače / neutronů. Oddíl o časových analysátorech používaných v methodě doby letu je zaměřen na moderní typy těchto přístrojů.

V druhé části odvozuje autor základní vztahy pro určení vhodného tvaru štěrbin mechanických selektorů různých fyzikálních a geometrických faktorů s hlediska dosažení optimálního energetického rozlišení a světelnosti spektrometru. Na základě těchto úvah uvádí návrh rotorů pro obor termální a rezonanční. Velkou předností této části práce je, že je v ní rozpracována theorie rotorů se zakřivenými štěrbinami (v literatuře se dosud této otázce nikdo podrobně nevěnoval) a že přináší prakticky použitelné vztahy pro návrh celého přístroje, včetně geometrie kolimátoru, rotoaru i detektoru.

I když se autor v práci nezmiňuje o fyzikální problematice neutronové spektrometrie, lze celkově říci, že prokázal důkladnou znalost method používajících mechanických selektorů a že dovedl samostatně zvládnout s tím spojené speciální problémy. Několik drobných věcných chyb a nepřesných formulací nezmenšuje její kvalitu.

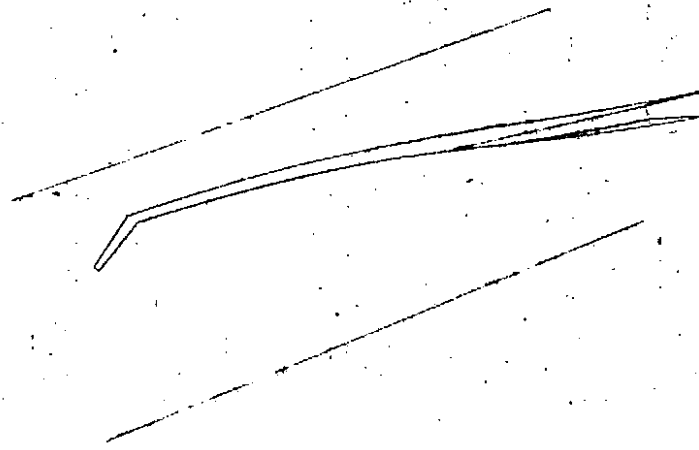
V Praze dne 19. června 1956.

J. Skřivánek

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50 51 52 53 54 55 56 57 58 59 60 61 62 63 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 78 79 80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93 94 95 96 97 98 99 100

Výměnné štěrby, vytvořené
v aralditu s borem .

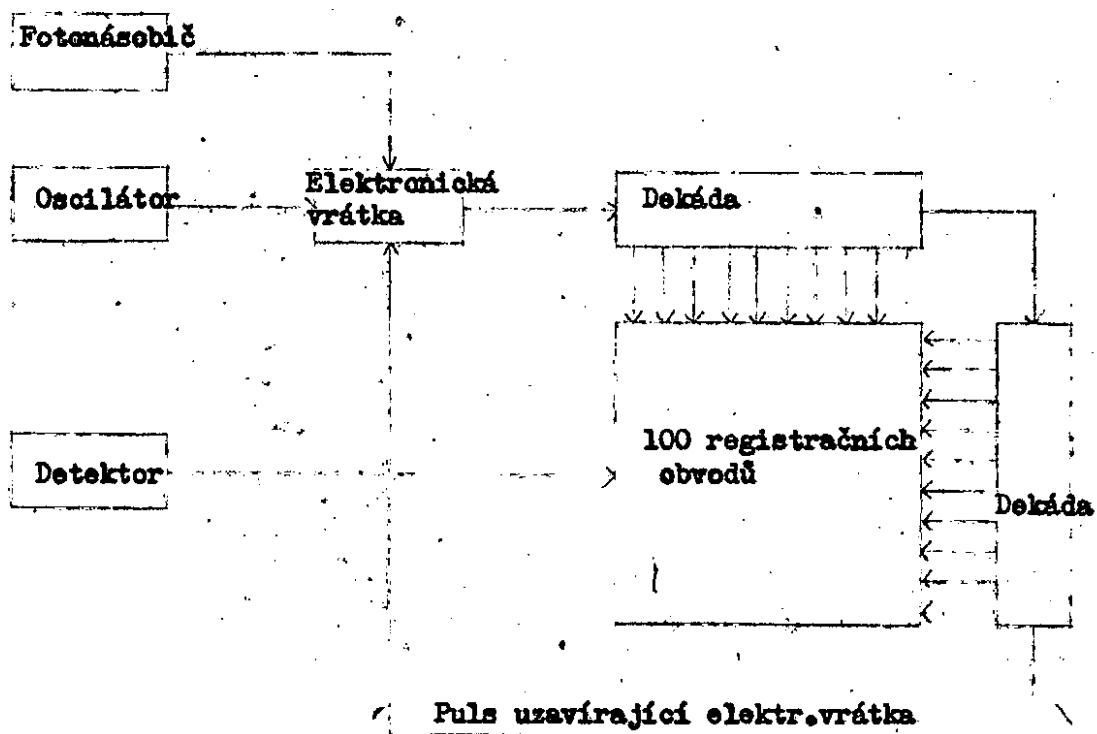
Schém rotoru francouzského selektoru.



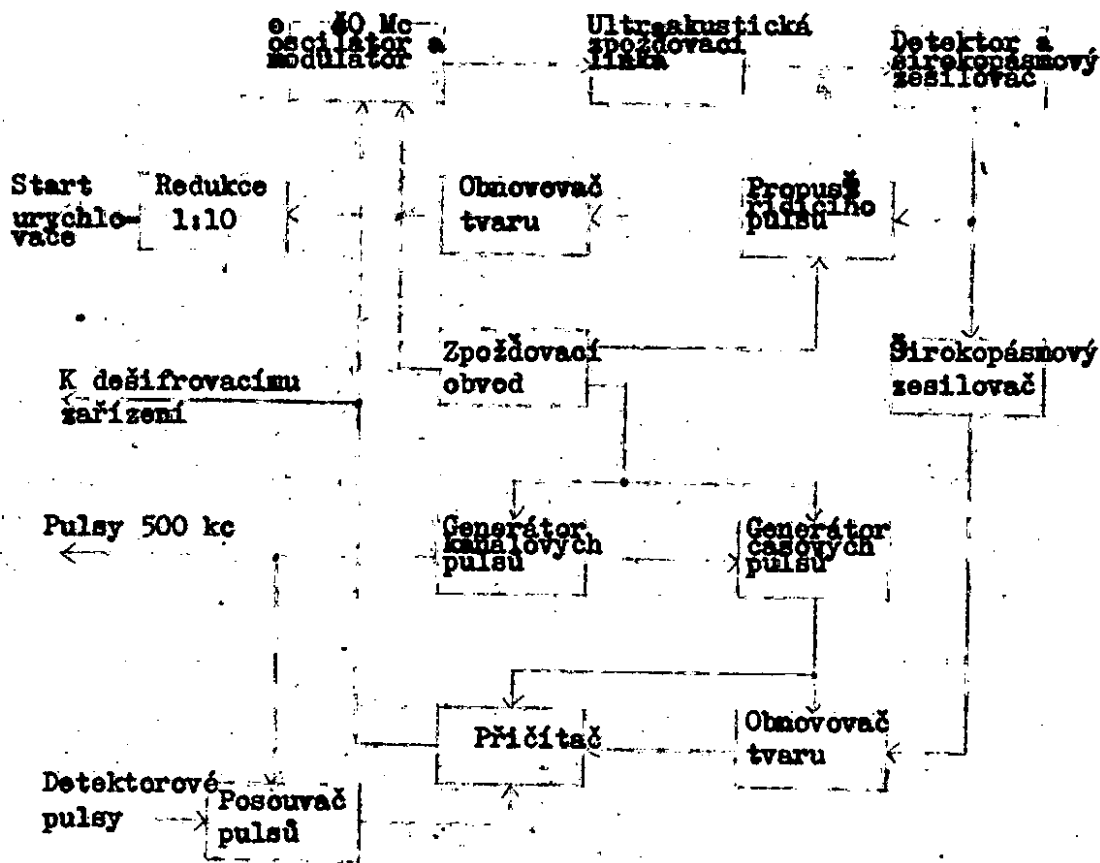
Rotor argonnského selektoru.

Přehled parametrů spektrometrů, používaných urychlovače.

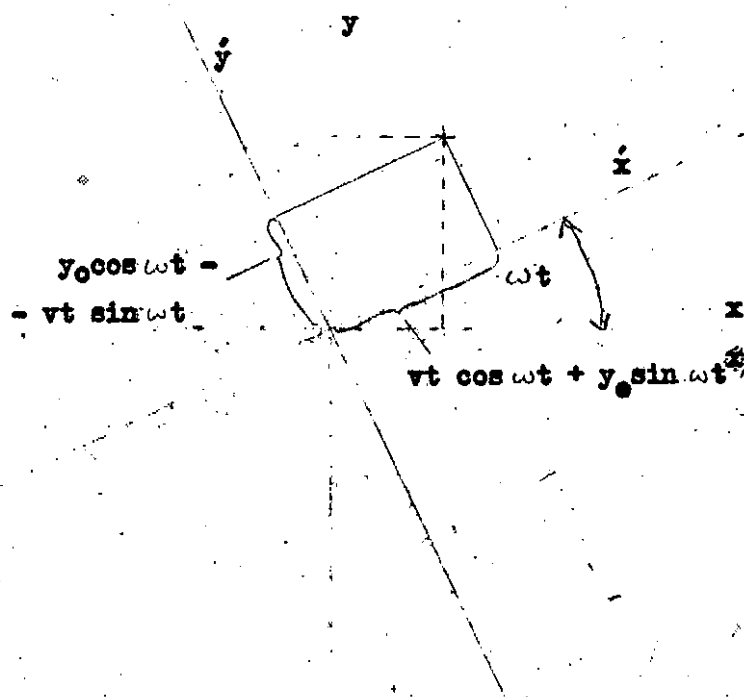
Urychlovač s pulsním transform. Columb.univ.	Urychlo- vané částice v MeV	Energie částic v MeV	Proud v pulsu na torčí ku	Torčík	Špičkový tok neu- tronnů v záblesku	Trvání záblesku	Trvání kanálu analýz- toru	Počet ka- nálů v s analýz- toru	Doba mo- st z zá- blesky μsec.	Vzdále- nost zdro je od detektoru	Rozlišo- vací schopnost
D ²	0,40	10 mA	Zr-T ³	3.10 ¹²	1 μsec	0,5 - 512 μsec.	64	10 ⁴ - 10 ⁵	3 m	9,5	
36" cyklo- tron Columb.univ.	8	3 mA	B ⁺	6.10 ¹³	0,5 - 512 μsec.	0,5 - 512 μsec.	64	512 - 12.728	6 m	0,33	
60" cyklo- tron Brookhaven	21	1,2 mA	B ⁺	3.10 ¹⁴	1,2 μsec	0,5 - 512 μsec.	64	512 - 22.728	4,3 m	0,2	
Yalský urychlovač elektronů	5	40 mA	B ⁺	3.10 ¹²	0,1 - 2 μsec	0,1 - 2 μsec	500	10.000	5 m nebo 15 m	0,14	
Betatron General Electric	100	20 mA	U	10 ¹⁵	0,1 μsec	0,2 μsec	200	16.667	7 m nebo 20 m	0,01	
Synchro- cyklotron Columb.univ.	380	300 mA	W	10 ¹⁷	0,05 μsec	1,255 μsec	256	16.667	35 m	0,014	
Van de Graaff v Oak.Ridge	D ²	2,5	50 mA	Li	5.10 ⁸	0,01 μsec	0,01 μsec	100	2	0,8 m	0,013



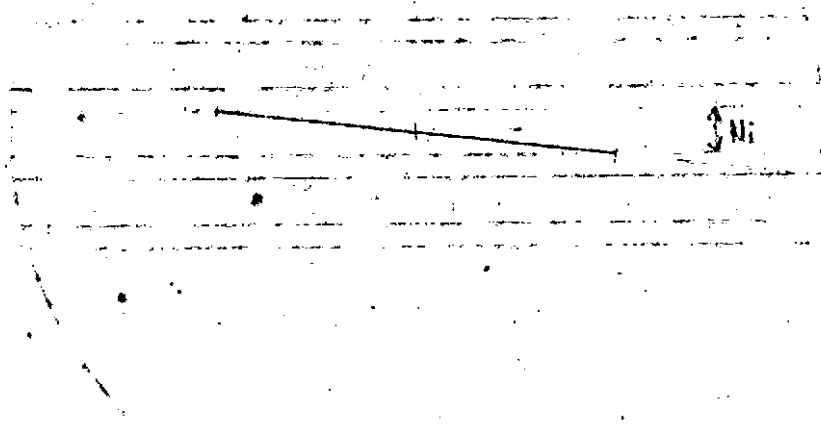
Blokové schéma maticového analyzátoru.



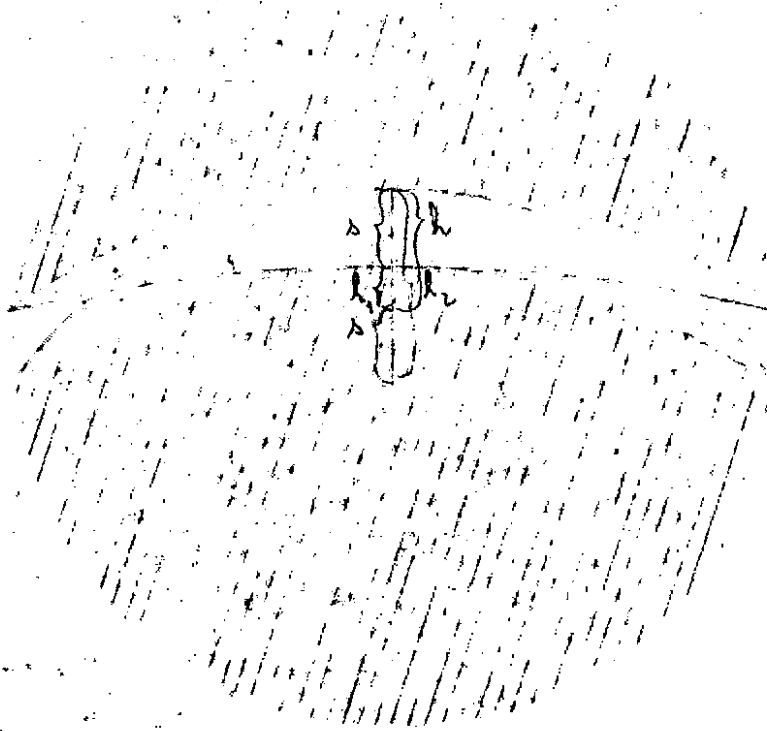
Analýzátor, používající ultrazvukové paměti.



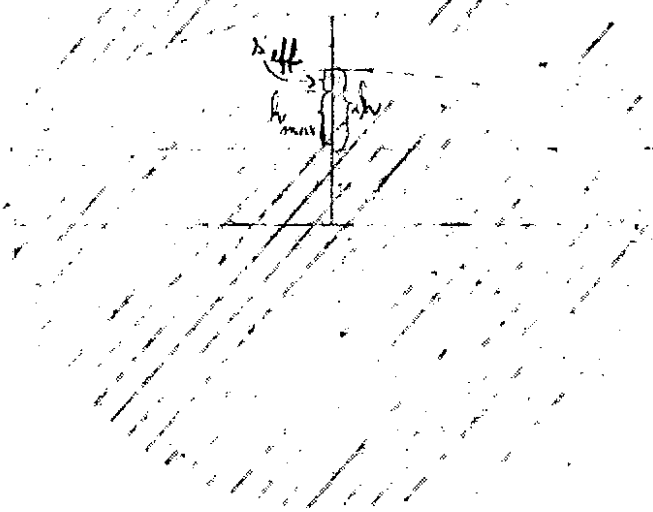
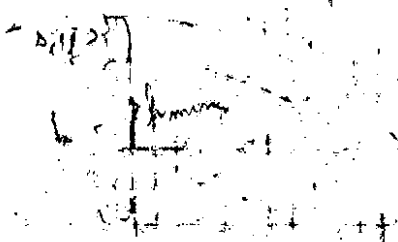
K výpočtu dráhy neutronu v rotoru.



K výpočtu nejkratší dráhy rychlého neutronu stěnou mezi šterbinami.



K výpočtu rychlosti neutronů, jimž přísluší maximální apertura.



K výpočtu efektivní šířky štěrbin.

Charakteristické veličiny mechanických selektorů ÚJF.

Obor energií	10^2 eV	1-300 eV	3 eV
poloměr rotoru	10 cm	8,4 cm	5 cm
poměr síly hliníkových destiček k niklovým	3	6	2,57
šířka štěrbin	$2,2 \cdot 10^2$ cm	$2,64 \cdot 10^{-2}$ cm $6,84 \cdot 10^{-2}$ cm	$7,37 \cdot 10^{-2}$ cm
max.	$3,14 \cdot 10^3$	$3,14 \cdot 10^3$	$3,14 \cdot 10^3$
výška štěrbin	7 cm	2,5 cm 4,5 cm	7 cm
šířka systému štěrbin	7 cm	5,54 cm 5,74 cm	3,7 cm
počet štěrbin	78	30 12	14
plošná apertura	$12,3$ cm ²	$1,98$ cm ² $3,7$ cm ²	$7,22$ cm ²
druhá kritická vzdálenost	41 m	39,9 m 15,35 m	14,69 m
minim.vzdálenost pro 256 kanálů analyzátoru	25,6 m	21,8 m	12,8 m
transparence rotoru	0,567	0,621	0,754
počet neutronů dopadajících za jednotku času do detektoru v druhé kritické vzdálenosti	$I_{0,4,25} \cdot 10^{-9}$	$I_{0,2,1} \cdot 10^{-9}$ $I_{0,3,76} \cdot 10^{-9}$	$I_{0,2,48} \cdot 10^{-6}$
záblesk	$0,7$ μ sec	1 sec μ 2,581 μ sec	4,69 μ sec
rozlišovací schopnost doby letu v druhé kritické vzdálenosti	$0,017$ μ sec/m	$0,0251$ μ sec/m $0,168$ μ sec/m	
rozlišovací schopnost energií pro logaritmický střed oboru	196%/m	18,76%/m	9,7%/m
rozlišovací schopnost energií pro logaritmický střed oboru v druhé kritické vzdálenosti	4,77%	0,47 % 1,22%	
rozlišovací schopnost energií pro logaritmický střed oboru ve vzdálenosti	7,66%	0,85%	
rozlišovací schopnost energií příslušných maximální aperturo		12,66%/m	6,9%/m

Rozlišovací schopnost energi
příslušných maximální apertuře
v druhé kritické vzdálenosti

0,316%
0,621%

Rozlišovací schopnost energi
příslušných maximální apertuře
ve vzdálenosti

0,578%/m

Maximální vzdálenost detektoru
od selektoru s podmínky (7)

138 m

32 m
84 m

10.66 m

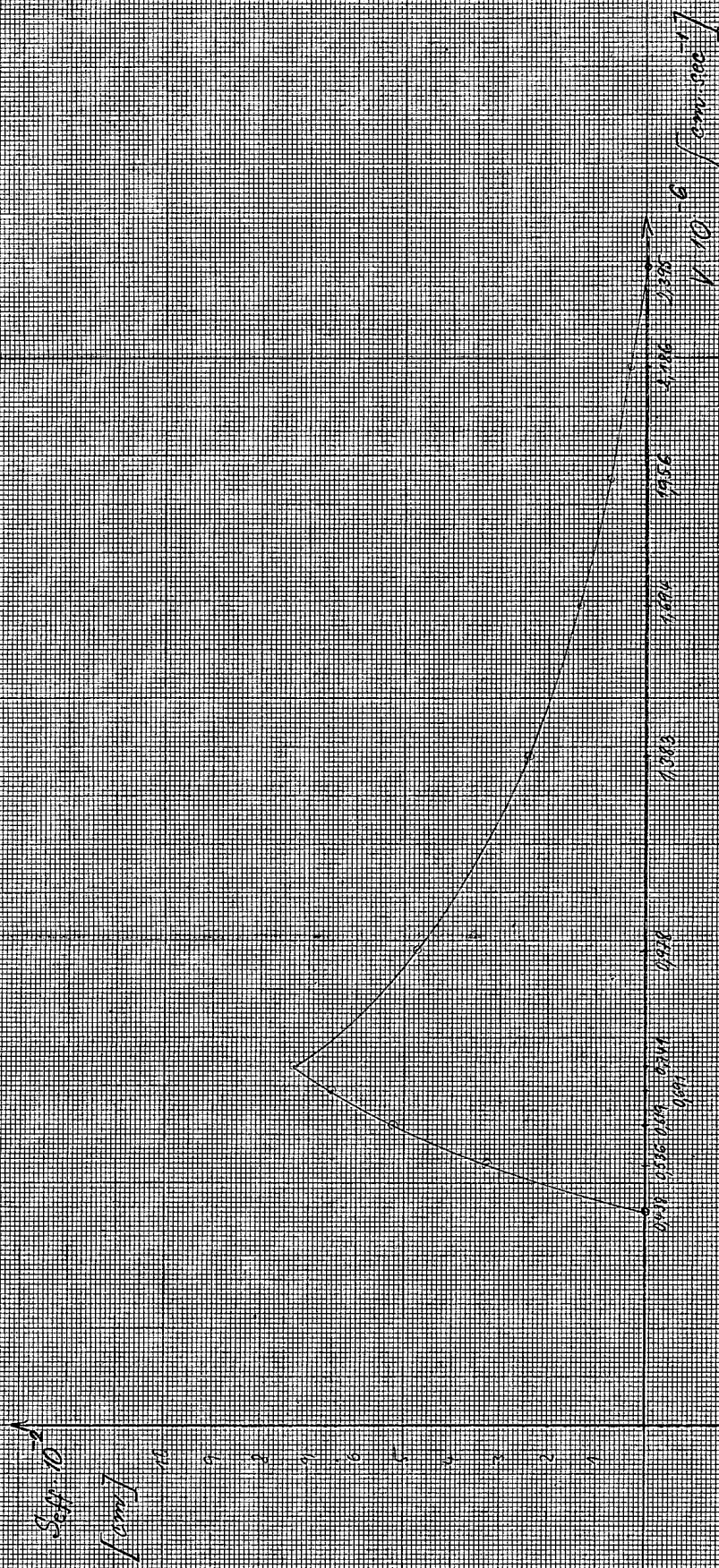
Rozlišovací schopnost energi
prostřed oboru ve vzdálenosti

0,91%

Rozlišovací schopnost energi
příslušných maximální apertuře
ve vzdálenosti

0,648%

Íčinnost efektívnej síly sterbiny na rychlosti neutronů



10 - 6 [cm. sec⁻¹]