

NEUTRONOVÉ SPEKTROMETRY

/ se zřetelom pro střední energie /.

Ing. Jiří Kroupa

Práce podává přehled o neutronových spektrometrech různých soustav, používaných pro pomalé a střední neutrony. Podrobněji je přihlídnuto k měření v rozsahu energií 1 keV až 100 keV. Zdobrazňují se výhody metody se svazkem monoenergetických neutronů a je uvedena možná varianta tohoto způsobu. Pojednává se o přednostech průletového spektrometru s elektrostatickým generátorem pro uvedený energetický rozsah.

OBSAH

	Str.
1. ÚVOD . . . . .	3
2. NEUTRONOVÁ SPEKTROMETRIE . . . . .	3
3. VZÁJEMNÉ PŮSOBENÍ NEUTRONŮ S LÁTKOU . . . . .	3
Zachycení neutronu při velkých energiích . . . . .	5
Absorpce a rozptyl pomalých a středních neutronů . . . . .	6
4. EXPERIMENTÁLNÍ METODY PRO MĚŘENÍ ÚČ. PRŮŘEZŮ NEUTRONŮ . . . . .	8
Systematické rozdělení neutron. spektrometrů . . . . .	8
5. MĚŘENÍ ÚČ. PRŮŘEZŮ MONOENERG. NEUTRONY Z JÁDROVÝCH REAKCÍ . . . . .	9
5.1 Zdroje neutronů . . . . .	9
5.2 Řízení energie . . . . .	10
5.3 Instalace v laboratoři . . . . .	10
5.4 Měření středních energií . . . . .	11
6. SELEKCE ZE SPOJITÉHO SPEKTRA . . . . .	11
6.1 Prostorový rozklad - krystal. monochromátor . . . . .	12
6.2 Časový rozklad . . . . .	13
6.21 Spektrometry s mech. selektorem . . . . .	16
6.211 Pomalé selektory . . . . .	16
6.212 Rychlé selektory . . . . .	17
6.22 Spektrometry s urychlovači . . . . .	19
6.221 Spektrometry s nuceně puls. urychlovači . . . . .	21
1. Puls. cyklotron . . . . .	21
2. Puls. transformátor . . . . .	22
3. Puls. Van de Graaff. generátor . . . . .	22
4. Puls. kaskádní generátor . . . . .	23
6.222 Spektrometry s přirozeně puls. urychlovači . . . . .	23
1. Synchrociklotron . . . . .	23
2. Betatron . . . . .	24
3. Lin. vf urychlovač elektronů . . . . .	24
6.23 Spektrometry, založené na měření doby k zpomalení . . . . .	26
6.24 Časové analyzátoři pro průletové spektrometry . . . . .	26
6.241 Čas. analyzátoři se styčnými kanály . . . . .	27
6.242 Čas. analyzátoři v maticovém uspořádání . . . . .	27
6.243 Čas. analyzátoři, užijívací paměti . . . . .	29
/a/ S obrazovkovou pamětí . . . . .	29
/b/ S akust. zpožd. vedením . . . . .	30
/c/ S mag. jádrovou pamětí . . . . .	30
/d/ S kombinací obraz. a mag. bubnové paměti . . . . .	31
/e/ S časovým expanderem . . . . .	31
6.244 Čas. analyzátoři s konverzí času na amplitudu . . . . .	32
6.25 Detektory neutronů pro průletovou metodu . . . . .	32
6.251 Plynové detektory . . . . .	33
6.252 Scintilační detektory . . . . .	33
1. Oddělený radiátor a detektor . . . . .	33
2. Zachycení i detekce v jednom prostředí . . . . .	33
/a/ Kapalin. scintil. detektor . . . . .	33
/b/ S tuhým scintilátorem . . . . .	34
/c/ Se vzácnými plyny . . . . .	34
7. ZÁVĚR . . . . .	35
Literatura . . . . .	36

## 1. ÚVOD

Podrobná znalost účinných průřezů pro reakce vyvolané neutrony, je dána důležitostí těchto reakcí v čisté i užitě fyzice a v technice. Pro výrobu nových jader ostřelování neutrony, je nutné znát úč.průřezy pro absorpci reakce  $(n, \gamma)$ . Dosažení řetězové reakce a konstrukce jaderného reaktoru závisí na hodnotách úč. průřezů pro absorpci a štěpení u štěpitelných hmot a na úč.průřezech absorpce a rozptylu moderátorů a konstrukčních hmot. Použití experimentálních údajů o neutronových úč.průřezích vyžaduje výkladu method, používaných pro měření úč. průřezů, výsledků měření a mezi těchto method.

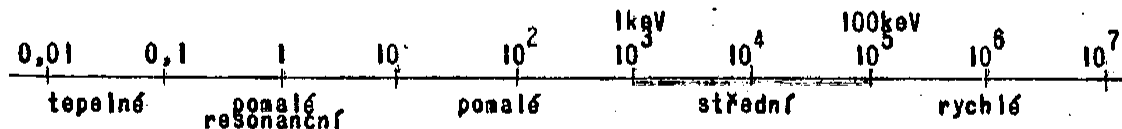
## 2. NEUTRONOVÁ SPEKTROMETRIE

Je obvyklé vyjadřovat pravděpodobnost, že nastane daný typ vzáj.působení zdánlivou plochou terče /nebo-li úč.průřezem/, který představuje jádro pro nabitější částici /zde neutron/. Vytvoření souboru úč.průřezů vadí jednak ta okolnost, že dané jádro má různý úč.průřez pro každý druh reakce, jednak to, že každý úč.průřez se může měnit s energií neutronů. Úhrnným úč.průřezem nazýváme součet dílčích průřezů pro reakci a dílčích průřezů pro rozptyl. Ačkoliv je úhrnný úč.průřez nejsnadnější pro měření, nedá vždy dostatek informací a často jsou potřebná měření různých dílčích úč.průřezů /1,2/.

Můžeme definovat neutronovou spektrometrii jako zkoumání průběhu vzáj.působení neutronů s jádry prvků v závislosti na energii.

Protože žádný theoretický popis nemohl dát kvantitativní údaje o vzáj.působení určitých isotopů s neutrony, jsou zdrojem těchto údajů experimentální výsledky. Tyto údaje jsou důležité nejen s hlediska určení chování neutronů v prostředí, které obsahuje daný prvek, ale i s hlediska určení vlastností jader, protože dovolují určit polohy hladin jádra, šířky hladin a tím i doby života jader v příslušných nabuzených stavech a též i kvantové charakteristiky těchto stavů. Proto praxe i teorie mají veliký zájem na experimentálním studiu závislosti průřezu vzáj.působení neutronů s jádry.

Pro další práci je užitečné provést rozdělení energetické stupnice a nazvat neutrony v určitém rozsahu energií jmény. V této práci bude užito tohoto rozdělení:



Podle toho neutronům s energií od 1 keV do 100 keV přísluší název "střední".

Při středních energiích neutronů, které nás hlavně zajímají, je málokdy možné získat nezávisle úč.průřezy pro dílčí děje a ve většině prací, jak bude dále popsáno, byl získán jejich součet, t.j. úhrnný úč.průřez /1/.

## 3. VZÁJEMNÉ PŮSOBENÍ NEUTRONŮ S LÁTKOU

Pro ujasnění toho, které procesy nastávají při různých energiích, bude

podán krátký přehled vzájemného působení neutronů s látkou /2/.

Srážka neutronu s jádrem má za následek buď:  
prosté odchýlení neutronu v poli jader, sil od původního směru pohybu, nebo zachycení neutronu jádrem.

První případ se obvykle nazývá potenciální rozptyl. Protože jaderná síly mají povahu přitahování, je možné i zachycení neutronu jádrem s vytvořením složeného jádra. Přejít do nižšího energetického stavu může nastat buď: vysláním záření gamma, nebo rozpadem s vysláním libovolných částic, zejména protonů, neutronů, částic alfa, nebo ještě těžších odštěpků jádra.

Zachycení neutronu, doprovázené vysláním záření gamma, nazveme radiacním zachycením. Zachycení neutronu, provázené emisí nějaké částice, je jaderná reakce. Je-li vyslanou částicí neutron, jde vlastně o rozptyl, který se však liší od potenciálního tím, že je spojen s mezistavem složeného jádra. Zůstane-li výsledné jádro v nenabuzeném stavu, nazývá se rozptyl pružným. Je-li výsledné jádro nabuzené, nazývá se nepružným (část kinetické energie neutronu se vydá na nabuzení jádra). S hlediska dynamiky můžeme rozlišovat rozptyl pružný a nepružný. S hlediska mechanismu rozptylu lze rozlišovat potenciální rozptyl a rozptyl rezonanční, t.j. spojený s mezistavem složeného jádra.

Z uvedeného plyne, že srážka neutronu s jádrem může vést k jednomu z těchto procesů:

- pružný rozptyl - potenciální a rezonanční / n, n / ,
- nepružný rozptyl - / n, n' / ,
- rozpad s emisí nabitých částic - / n, p / , / n,  $\alpha$  / , / n, d / ,
- štěpení jádra - / n, f / ,
- radiacní zachycení - / n,  $\gamma$  / .

Začneme se teď krátce o jednotlivých procesech v závislosti na energii.

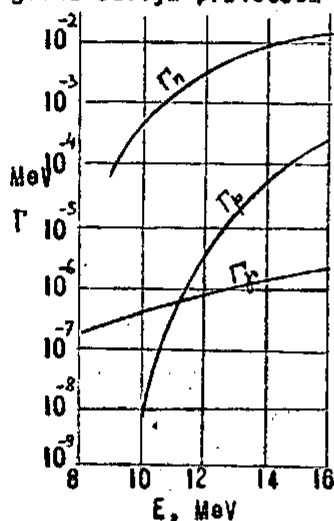
**Pružný rozptyl:** Změna energie při pružném rozptylu je velká, zvláště pro lehká jádra, t.j. hmotou blízká hmotě neutronu a pro velké úhly rozptylu. Charakteristickým je neprojevení se na rozložení energie mezi neutron a jádro, ale projevení se na pravděpodobnosti srážky. Teorie rozptylu se zabývá výběrem potenciálu vzájemného působení podle experimentálně nalezeného diferenciálního účinného průřezu.

**Resonanční rozptyl:** Resonanční rozptyl pozorujeme tehdy, je-li energie neutronu blízká jedné z hodnot, které přísluší kvasistacionární soustavě neutron-jádro. S růstem energie neutronu klesá úloha rezonančních jevů, protože vzdálenost mezi hladinami složeného jádra se zmenšuje a šířka hladin roste. Energetické podmínky pro vysláním neutronu složeným jádrem jsou splněny při libovolné energii zachyceného neutronu. Protože, mimoto, pro neutron neexistuje potenciálový val, bude vysláním neutronu v důsledku jeho zachycení, t.j. rezonanční rozptyl, velmi pravděpodobným procesem při libovolné energii neutronu.

**Nepružný rozptyl:** Totéž neplatí o nepružném rozptylu, kdy se část kinetické energie neutronu ztrácí na vzbuzení rozptylujícího jádra. Nepružný rozptyl je analogický endotermické reakci, a jako tato, má určitý práh. Nepružný rozptyl neutronů bude tedy pozorovatelný na těžkých jádrech při energiích neutronu, přesahujících několik set keV a na lehkých jádrech při energiích nad jeden nebo několik MeV.

Zachycení neutronu s následujícími vysláními nabitých částic, zvláště protonu a částice alfa; Pravděpodobnost těchto reakcí je malá. Je omezena průsvitností valu. Protože výška potenciálového valu je přibližně úměrná  $Z^{2/3}$ , je tento proces obtížnější pro těžší jádra. Pro střední rozsah energií neutronů se reakce  $(n,p)$  a  $(n,\alpha)$  pozorují jen u malého počtu lehkých jader.

Radiační zachycení: Je možné při libovolné energii, ale je málo pravděpodobné. Vzájemné působení jader se zářením je slabé v důsledku jejich velké hmoty. Tím je doba života jader vzhledem k záření poměrně velká - jádro s větší pravděpodobností vyšle částici, je-li to možné, než kvant gamma. Avšak vyslání částice je možné jen tehdy, je-li energie nabuzení větší, než vazebná energie částice. Nemá-li tato podmínka splněna, zůstane radiační proces jediné možným; proto je záření gamma častým průvodcem různých jaderných procesů. Na vedlejším diagramu [2] je



znázorněna pravděpodobnost různých přechodů nabuzeného jádra. Na ose úseček je energie přinášena zachycením neutronem /vazbová energie neutronu je 8 MeV/. Na ose pořadnic je v logaritmickém měřítku parciální šířka  $\Gamma_n, \Gamma_\gamma, \Gamma_p$ . V celém intervalu energií je neutronová šířka značně větší, než ostatní; tudíž vyslání neutronu /rozptyl/ je nejpravděpodobnější. Jen při energiích blízkých k 8 MeV, t.j. odpovídajících zachycení pomalého neutronu, klesá  $\Gamma_n$  prudce se zmenšováním energie  $\sim \sqrt{E_n}$  a v této oblasti může být řádově stejná, jako radiační šířka  $\Gamma_\gamma$ . Tedy radiační zachycení je stejně pravděpodobné jako rozptyl jen při malých energiích neutronu. Protonová šířka je všude hodně menší než neutronová.

Štěpení: Zachycení neutronu, provázené štěpením se prakticky pozoruje jen pro nejtěžší jádra. Ačkoliv je štěpení exothermický proces pro jádra s  $A > 100$ , brání rozletu odštěpků potenciálový val. Jen pro některá nejtěžší jádra s nízkou energií aktivace je zachycení se štěpením velmi pravděpodobným procesem, který je na úrovni s pružným a nepružným rozptylem a s radiačním zachycením neutronu.

#### Zachycení neutronu při velkých energiích.

Průřez zachycení neutronu při velké energii se blíží geometrickému průřezu  $\pi R^2$ . Nejpravděpodobnějším procesem přechodu složeného jádra do nižšího energet. stavu po zachycení rychlého neutronu je vyslání neutronu, t.j. rozptyl. Avšak zde bude spíše nepružný než pružný a to z těchto důvodů:

při pružném rozptylu může jádro přejít jen do jednoho stavu - základního kdežto u nepružného zůstane jádro na libovolné hladině, jejichž počet je  $\gg 1$ . Tedy statisticky je takový rozptyl pravděpodobnější,

ve složeném jádru je energie nabuzení rozložena mezi mnoho částic. Pro pružný rozptyl je nutné, aby se celá energie nabuzení soustředila na jeden neutron. Toto není nutné při nepružném rozptylu.

A tak se pro rychlé neutrony proces zachycení mění na nepružný rozptyl, jehož účinný průřez je přibližně roven geometrickému. Se zmenšováním energie neutronu roste pružný rozptyl na úkor nepružného.

## Absorpce a rozptyl pomalých a středních neutronů.

Závislost průřezu zachycení jmenovaných neutronů na energii má následující průběh: V oblasti energií, vzdálených od reson. hodnot, ubývá průřezu s růstem  $E$  podle zákona  $1/v$ , při čemž jeho hodnota závisí na poloze a šířce blízkých res. hladin. V oblasti resonance se pozoruje ostré maximum průřezu zachycení. V této oblasti platí pro průřez známý Breit - Wignerův vzorec. Počet maxim odpovídá počtu reson. hladin složeného jádra.

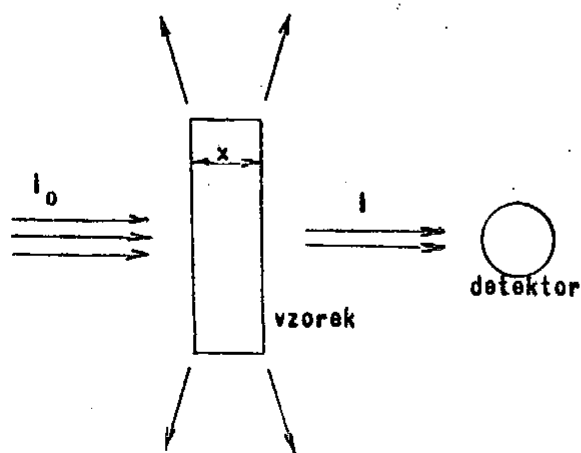
Pro většinu jader jsou prakticky možné ze všech procesů vzájemného působení s pomalými a středními neutrony jen radiační zachycení a pružný rozptyl. Procesy zachycení pomalých neutronů, spojené s tvořením složeného jádra mají ostře vyjádřený reson. charakter, protože šířka hladin složených jader je při energiích, blízkých vazbové energii neutronu, malá proti jejich vzdálenostem. Úhrnná šířka hladiny  $\Gamma$  se v daném případě skládá z radiační šířky  $\Gamma_\gamma$  a neutronové šířky  $\Gamma_n$ . Radiační šířka je dosti malá, protože vysílání záření gamma těžšími jádry je málo pravděpodobné a doby života jader vzhledem k tomuto procesu jsou veliké. Neutronová šířka je při malých energiích neutronu úměrná jeho rychlosti, kdežto radiační šířka skoro nezávisí na rychlosti a tak pro energie kolem 100 eV je  $\Gamma_n > \Gamma_\gamma$ , kdežto pro energie kolem 10 eV je  $\Gamma_n < \Gamma_\gamma$ . Resonanční průběh úhrnného průřezu vzájemného působení neutronů s energií nad 100 eV může být přičítán reson. rozptylu a příspěvek absorpce k úhrnnému průřezu můžeme zanedbat.

A tak můžeme shrnout, že pro neutrony střední energie je závislost průřezu rozptylu na energii neutronu určena prakticky jednoduchými experimenty s oslabením svazku neutronů, které dávají v principu jen úhrnný průřez /2,18/.

## 4. EXPERIMENTÁLNÍ METODY PRO MĚŘENÍ ÚČ. PRŮŘEZŮ NEUTRONŮ

Budou uvedeny jenom všeobecné principy měření úč. průřezů. Rovnice pro vyčíslení úč. průřezů z experimentálních údajů zůstávají stejné bez ohledu na tu kterou konkrétní metodu.

Princip. schema metody pro měření oslabení svazku neutronů je na obrázku.



Nechť je intenzita svazku neutronů bez studovaného vzorku rovna  $I_0$ . Je-li ve svazku umístěn vzorek, pak každý neutron, který se srazí s jádrem atomu vzorku bude ze svazku odebrán buď vlivem absorpce nebo rozptylu. Intenzita svazku pak bude menší - označme ji  $I$ . Pravděpodobnost srážky neutronu s jádrem ve vrstvě o tloušťce  $dx$ , bude  $n\sigma dx$ , kde  $n$  - je počet jader v jednotce objemu vzorku,  $\sigma$  - je úč. průřez srážky,  $dx$  - je tloušťka vrstvy ve směru svazku. Je-li intenzita svazku, dopadajícího na vrstvu  $dx$ , rovna  $I$ , pak bude zeslabení svazku  $-dI$  při průchodu

vrstvou rovno

$$-dl = l \cdot n \cdot \sigma dx$$

Integrací této rovnice a položením  $l=l_0$  pro  $x=0$ , dostaneme:

$$l = l_0 e^{-n\sigma x}$$

Z toho je :

$$\sigma = \frac{1}{nx} \ln \frac{l_0}{l} = - \frac{1}{nx} \ln \frac{l}{l_0} = - \frac{1}{nx} \ln T$$

Velikost  $T = \frac{l}{l_0} = e^{-n\sigma x}$ , rovnou poměru intenzit svazku prošlého vzorkem ku počá-

tečné intenzitě /bez vzorku ve svazku/, nazveme "propustností" vzorku pro svazek neutronů. Protože nyní  $n$  známe / hustota látky dělená hmotou atomu/, tloušťku  $x$  můžeme zařít, zbývá pro určení  $\sigma$  najít jen propustnost. K tomu je nutné provést dvě měření - měření  $l_0$  /bez vzorku/ a měření  $l$  /se vzorkem ve svazku/. Takto určený úč. průřez je v principu součet průřezů pro zachycení a rozptyl, t.j. úhrnný úč. průřez:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$$

Touto metodou tedy nerozlišíme zachycení a rozptyl. Vpřípadě středních energií je však možno položit úhrnný průřez rovný průřezu pro rozptyl. Určení úhr. úč. průřezů měření propustnosti je možno provést velmi přesně, protože je důležitý pouze poměr četností. Není zapotřebí znát absolutní účinnost detektoru.

Pro oddělené stanovení úč. průřezu zachycení je zapotřebí jiných metod. Jestli zachycení provázáno vysláním nabitých částic, pak počet zachycení je možno určit podle počtu vytvořených protonů nebo částic alfa, které v tomto případě musí být registrovány během ozáření vzorku neutrony. Pro měření průřezu radiace-  
ního zachycení můžeme vzorek ozářit a pak měřit jeho aktivitu. Podle toho se tento průřez nazývá často "průřezem aktivace".

Užijeme-li metody zeslabení svazku s monochromatickými neutrony pro-  
měnné energie, je možno studovat závislost průřezu na energii neutronu. Ke sta-  
novení uvedené závislosti je tedy nutný svazek neutronů s říditelnou energií. Celá další práce je prováděna s hlediska možných způsobů, kterými lze získat svazky monochromatických neutronů. Metody pro získání takových svazků můžeme v zásadě rozdělit na dvě skupiny:

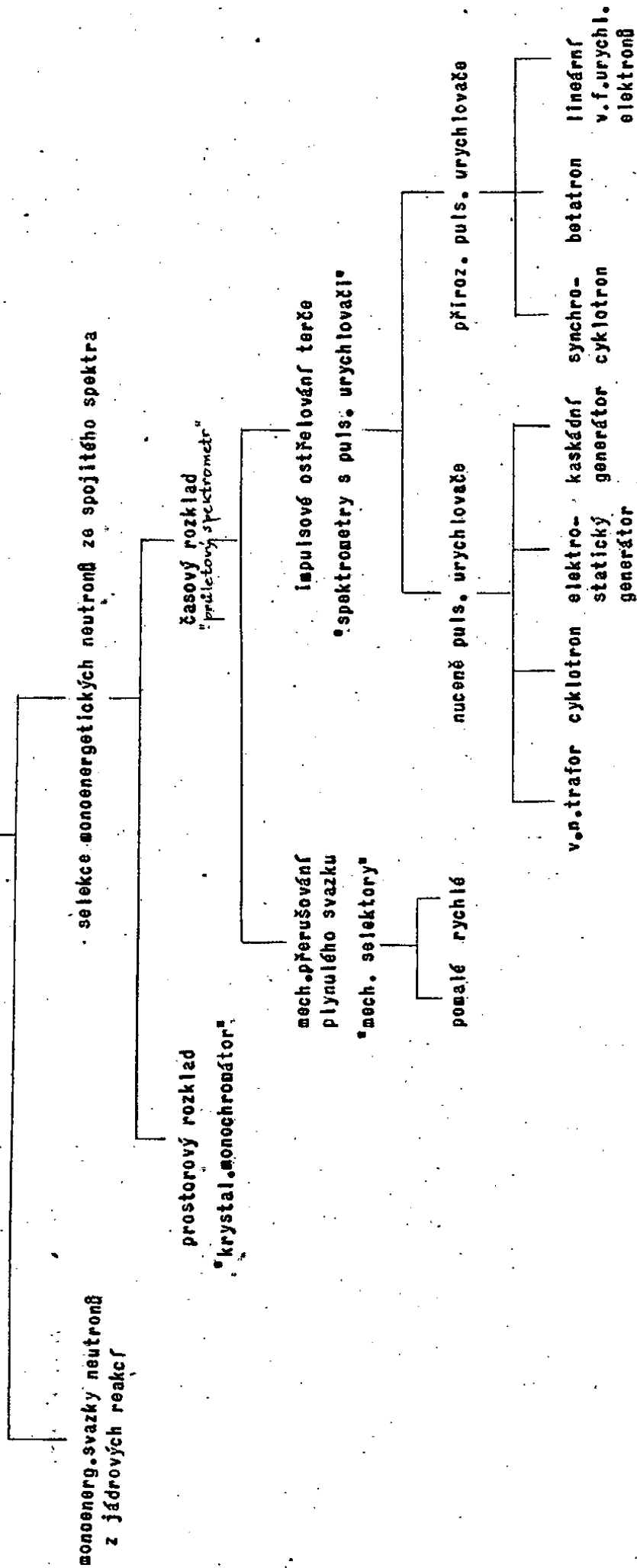
1. získání monoenerget. neutronů přímo ze zdroje neutronů, kterým jsou jadrové reakce. Minimální energie neutronů, takto vyrobených, o upotřebitelné energii je prakticky řádu keV,
2. získání monoenerg. neutronů vyfázáním - selekcí - jednotlivých ener-  
getických skupin neutronů ze spojitého spektra. Spojité spektrum pak vznikne zpomalením rychlých neutronů, které získáme různými způsoby. Podle toho, na zá-  
kladu čeho je prováděna tato selekce, můžeme tuto metodu dělit dále.

Zejména v oboru selekce jednotlivých monoenerget. skupin ze spojitého spektra zpomalených neutronů bylo vypracováno mnoho metod studia vzájemného působení pomalých - a nověji i středních - neutronů s látkou. Příslušná přístrojům pro tuto selekci můžeme dát název "neutronové selektory".

Systematické rozdělení neutronových spektrometrů v přehledné tváře je na následující stránce. Detailnější metody budou popsány v přehledu, kte-  
rý pak následuje.



# Neutronové spektrometry



## 5. MĚŘENÍ ÚČ. PRŮŘEZŮ MONOENERG. NEUTRONY Z JÁDROVÝCH REAKCÍ

Ve středním rozsahu energií můžeme získat monochromatické neutrony ostřelováním vhodných jader urychlenými nabitými částicemi. Přístroje užívané pro urychlování částic k této účelům, bývají Van de Graaffův a Cockcroft-Waltonův generátor. Energií monochromatických neutronů lze spojitě měnit v širokých mezích změnou energie urychlovaných nabitých částic.

Obtíže se u této metody objevují u nižších energií neutronů a dolní mez této metody jsou prakticky jednotky keV. Používá se prahových reakcí pro uvolnění neutronů a terče se ostřeluje částicemi s energií blízkou prahové. Při tom je výtěžek neutronů s malou energií nízký. Pro zajištění požadované monochromatickosti neutronů je nutné užívat tenkých terčů, ve kterých jsou nabitě částice brzděny jenom zanedbatelně. Použití takových terčů však také zmenšuje výtěžek neutronů.

Můžeme si rozdělit problémy měření průřezů touto metodou do tří hlavních úseků /3/ :

1. jádr. reakce, která má dávat neutrony požadované energie, musí být dostupná a úč. průřez pro reakci musí být dostatečně veliký,
2. je nutné zajistit přesné udržování energie urychl. částic, abychom dostali opravdu monoenergetické neutrony,
3. instalace urychlovače v laboratoři musí být taková, aby byl - /a/; snížen počet rozptýlených neutronů, které se dostanou do detektoru, /b/; zredukován počet neutronů ze sekundárních zdrojů.

Ve čtvrtém odstavci budou probírány přednosti této metody pro měření ve středním rozsahu energií.

### 5.1 Zdroje neutronů.

Protože rozsah energií, který nás zajímá, tvoří nízkooenergetickou část rozsahu energií, měřitelných touto metodou, zaměříme se na reakce, které dávají neutrony o nízké energii.

Tloušťku terče, která jak bylo uvedeno musí být malá, nevyjadřujeme v  $g/cm^2$  ale přímo střední ztrátou energie nabitě částice-na př. protonu - v terči. Ta pak určuje stupeň monochromatisace protonů a tím i neutronů. Přímé měření tloušťky terče v keV je založeno na této úvaze. Při energii protonů, blízké prahu reakce, se neutrony šíří jen dopředu a proto intenzita svazku neutronů pod úhlem  $\theta=0^\circ$  roste prudce poblíž prahu a dosahuje maxima při energii protonů, která přesahuje práh o hodnotu, číselně rovnou tloušťce terče v energetické míře. Zaměří se tedy závislost výtěžku neutronů na energii protonů. Tloušťka terče se určí jako rozdíl energie protonů, příslušející maximu uvedené křivky a energie, která přísluší počátku křivky, t.j. prahu.

$Li^7/p,n/Be^7$ . Tato reakce je velmi používána pro nízké energie neutronů. Práh pro tuto reakci je  $1,811 \pm 0,005$  MeV /3/. Neutrony z této reakce jsou monoenergetické až do energie protonů 2,38 MeV, kde je práh pro druhou skupinu neutronů. Tato reakce má dostatečně veliký úč. průřez. Terče se zhotovují napařením Li /ve vakuu nebo ve vzác. plynech/ na tantalovou podložku. Při užití proudu protonů nad  $5\mu A/cm^2$  je nutné použít rotujících terčů /1 ot/sec při  $\theta$  terče 2,5cm/. Vnější strana tantalové podložky se chladí jemnou vodní sprchou.

Sc<sup>45</sup>/p,n/Ti<sup>45</sup> ; V<sup>51</sup>/p,n/Cr<sup>51</sup> ; Cu<sup>63</sup>/p,n/Zn<sup>63</sup>. Nedostatkem reakce Li/p,n/Be

(a též reakce T/p,n/He<sup>3</sup>) jako zdroje neutronů pro střední rozsah je mimo poměrně vysoký práh i to, že nedává ve směru svazku protonů monoenergetické neutrony s energií nižší než 120 keV [3]. Tento nedostatek se obchází tím, že se používá neutronů, které vylétují pod úhlem  $>90^\circ$ . V reakci s Li se dají získat monochromatické neutrony s energií  $E_n < 80$  keV jen pod úhly  $\theta > 90^\circ$ . Při tom ale musí být energie protonů  $E_p > 1,92$  MeV, protože při menších energiích  $E_p$  nejsou v zadní poloce krouží žádné neutrony [2]. Neutronů je ale při takových velkých úhlech - a zvláště blízko prahu - velmi málo. Uvedené těžší prvky dávají nižší energie monoenerget. neutronů při  $\theta = 0^\circ$  [řádově pod 10 keV]. Mohly by tedy být lepšími zdroji neutronů pro střední rozsah, budou-li dávat porovnatelné výtěžky neutronů. U těch to reakcí je též rovnoměrnější úhlové rozložení. Tedy nejen že se dá dosáhnout při  $\theta = 0^\circ$  poměrně pomalejších neutronů, ale i při větších úhlech není detekce kombinována rozptylem neutronů, které vylétují vpřed, v takové míře, jako je tomu v reakcích s lehkými prvky.

Pro reakci V<sup>51</sup>/p,n/Cr je práh 1,56 MeV. Terče z V<sup>51</sup>, tlusté 2,5 keV daly při proudu protonů 40  $\mu$ A tok neutronů 10<sup>5</sup>n/sec. Práh reakce Sc/p,n/Ti je vyšší - 2,908 MeV. Tato reakce dává větší výtěžek poblíž prahu, ale práh sám je dost vysoký.

H<sup>3</sup>/p,n/He<sup>3</sup>. Práh této reakce je 1,019 MeV. Tritia se používá buď plynného, uzavřeného ve zvláštní komůrce, která je oddělena tenkou folií od vakuového prostoru urychlovače, nebo adsorbovaného v tenké kovové vrstvě, napařené na wolframovou, nebo platinovou podložku. Velmi dobře pohlcují tritium kovy jako tantal, titan, nebo zirkon. Reakce s tritiem se zdá být vhodnější než s Li, protože: 1. má značně nižší práh a tedy stačí protony s menší energií, 2. má trochu větší průřez a tím větší výtěžek neutronů, 3. dává monochromatické neutrony v širším intervalu energií. Minimální energie neutronů, vylétujících vpřed je 60 keV při prahové energii protonu. Intenzita však hodně rychle klesá při větších úhlech výletu.

C<sup>14</sup>/p,n/N<sup>14</sup> , Be<sup>10</sup>/p,n/B<sup>10</sup> . Tyto reakce, které se zdají být velmi slibné pro střední rozsah energií, budou probrány v odstavci 5.4.

## 5.2 Řízení energie.

Při použití Cockcroft-Waltonových generátorů, které dávají poměrně nízké napětí, není přesná kontrola energie obtížná. Důležitá je přesná udržování energie částic, urychlených ve Van de Graaffových generátorech. K tomuto účelu se používá magnetických a elektrostatických analyzátorů různých typů.

## 5.3 Instalace v laboratoři.

Urychlovače je nutno instalovat ve velkých místnostech, aby se snížil rozptyl neutronů ze stěn a stropu. Důležitý může být také rozptyl na betonových podlahách a proto se nyní používá tenkých podlah ze železa nebo hliníku. Jimi je zakryta šachta, hluboká nejméně 2,5 m. Terč bývá umístěn 7-10 m od analyzátoru, který může být zdrojem sekund. neutronů. Při takových vzdálenostech je vhodné fokusovat svazek iontů elektrostatickou čočkou a tím získat malý průměr svazku na terči.

Výhodné je použít v iontových zdrojích, které mají vysoký poměr atomár. iontů k molekulárním. Protože používáme ve svazku atomární ionty, snížil se tak počet sekundár. neutronů od svazku molekulár. iontů. Mimoto mají tyto zdroje malou spotřebu plynu. Urychlovač musí být stíněn od terče betonovými stěnami pro absorpci záření  $\chi$ . Pro bezpečnost personálu jsou ovládací stanoviště ve vzdálenostech  $\geq 10$  m od terče a jsou stíněna betonem o tloušťce  $\geq 70$  cm.

#### 5.4 Měření středních energií.

Hibdon, Langsdorf a Holland vyvinuli měření úč. průřezů v rozsahu energií od 1 do 100 keV /4/. Neutrony z reakce  $Li/p,n/Be$  /pomocí Van de Graafova generátoru/ byly detekovány souborem počítačů s vysokou účinností /15%/, který byl umístěn tak, že detekoval neutrony pod úhlem  $120^\circ$  od směru proton. svazku. Měření při nízkých energiích byla umožněna kolimátorem a stíněním počítačů, což snižovalo pozadí. Získali poměrně velké četnosti zlepšeným detektorem, který byl tvořen velkou skupinou počítačů, plněných  $BF_3$ , které byly v parafinu. To vše umožnilo použít tenkých terčů, což zase vedlo k většímu rozlišení energie/při energii 10 keV bylo prům. rozlišení 1 keV, t.j. 10% /.

Rozlišení energie /4/ je u této metody horší na dolní konci energet. rozsahu. Disperse v energii neutronů může být způsobena: tloušťkou terče, disperzí energie protonů uvnitř iontového svazku, fluktuacemi v energii iontů od nedokonalé stálého napětí generátoru a konečnou úhlovou šířkou detektoru /tato poslední veličina však bývá malá proti předchozím - asi  $\pm 10^\circ$  při  $120^\circ$  /.

V poslední době byla zdokonalena technika monochromatisace svazku iontů, udržování, stabilisace a přesného měření urychlov. napětí. Použití nových účinných druhů detektorů /28/, by dovolilo pracovat s velmi tenkými terči a tato ve spojení s uvedenými zdokonaleními by dala velmi vhodnou metodu pro detailní studium závislosti úč. průřezů na energii ve středním rozsahu energií. Pro tento účel by bylo velmi cenným doplňkem použití terčů z radioaktivních izotopů s dlouhým poločasem /2/. Výhodné se jeví reakce:  $Be^{10}/p,n/B^{10}$  a  $C^{14}/p,n/N^{14}$ . Oba tyto izotopy jsou radioaktivní  $\beta^-$  s poločasy 2,5 milionů let a 5100 let. Prahy obou reakcí jsou nízké / 0,20 a 0,66 MeV / a tak se dají reakce provést s urychlovači o poměrně nízkém napětí. Reakce s Be dá monochrom. neutrony až do energie 0,8 MeV. Reakce s C se zdá být vhodnou pro získání monoenerget. neutronů v rozsahu energií od 3 keV do 5 MeV.

#### 6. SELEKCE ZE SPOJITÉHO SPEKTRA

Selekce může být provedena dvěma způsoby. Buď na základě prostorového rozkladu, nebo na základě časového rozkladu spektra neutronů podle rychlosti. První způsob využívá Braggova odrazu neutronů na krystalu, kdežto druhý měření doby, potřebné na to, aby neutrony prošli určitou vzdáleností. První způsob se dá použít jen ve spojení s reaktory, kdežto druhý buď s reaktorem, nebo s urychlovači. Oba způsoby - krystalový monochromátor a průletový selektor - mají společný zdroj neutronů, který je tvořen zpomalením rychlých neutronů. Toto zpomalení, obvykle vytvářené pružnými srážkami s lehkými jádry, vede k toku neutronů, obráceně úměrnému energii, t.j. "spektrum  $dE/E$ ". Ačkoliv jsou obě techniky založeny na různých metodách selekce rychlosti, přesto obě mají rozlišení/disperzi energie  $\Delta E/E$ , které se mění s energií stejným způsobem  $|\Delta E/E| \sim E^{1/2}$  /. Jinak jsou mezi oběma způsoby rozdíly, které se projeví na rozsahu energií, zkoumaném tím kterým způsobem.

## 6.1 Prostorový rozklad - krystalový monochromátor.

Tento způsob selekce monoenerg. skupiny neutronů ze spojitěho spektra je založen na rozkladu spektra neutronů podle energie do různých úhlů. Vyžaduje dobře kolimované, intenzivní svazky neutronů; pro jeho funkci je tedy nezbytný jaderný reaktor.

Svazek neutronů pro krystalový spektrometr je vyveden otvorem ve střední části reaktoru z místa, pokud možno blízkého středu reaktoru. Zde je totiž veliký tok pomalých a středních neutronů. Proud, který dopadá na monochromatizační krystal je mnohem menší vlivem malého prostorového úhlu, zaujatého krystalem.

Neutrony, difrakované na krystalu, se detekují počítačem. Od krystalu se odrazí jen ty neutrony, jejichž délka vlny  $\lambda$  splňuje Braggovu podmínku:

$$n\lambda = 2d \cdot \sin\theta,$$

kde  $\theta$  je úhel sklonu,  $d$  je vzdálenost mezi rovinami, které se zúčastní odrazu,  $n$  - je řád odrazu. Protože dopadající svazek není přesně paralelní, t.j. existuje rozsah úhlů  $\Delta\theta$ , musí existovat i odpovídající rozsah vlnových délek neutronů, odražených od krystalu. Tuto dispersi vln. délek dostaneme diferenc. hodnotou rovnic:

$$\Delta\lambda = \frac{2d}{n} \cos\theta \cdot \Delta\theta, \text{ nebo:}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \cotg\theta \cdot \Delta\theta, \text{ a rozlišení energie:}$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2 \cotg\theta \cdot \Delta\theta.$$

Pro užívaný krystal LiF /mřížka 4,01 Å / je vzdálenost  $d$  mezi rovinami /111/ rovna  $4,01/\sqrt{1^2+1^2+1^2} = 2,32$  Å. Tedy úhel sklonu pro neutrony s energií 1 eV / $\lambda = 0,287$  Å/ bude roven  $3,5^\circ$ . To je ještě upotřebitelná hodnota, ale pro energii 100 eV je  $\theta = 0,35^\circ$ . Současné kryst. spektrometry užívají svazků, kolimovaných na  $0,1^\circ$  a tak by při 100eV bylo rozlišení energie velmi špatné, asi 50%. Při téže úhlu  $\theta$  je možné získat neutrony s větší energií použitím menšího  $d$ , nebo vyššího řádu odrazu  $n$ . Velmi malé  $d$  mají krystaly Be /0,75 Å s rov. (421) /, které jsou i jinak vhodné. Zvětšování  $n$  není dobrý způsob, protože intenzita odražených neutronů klesá podle  $1/n^2$  a mimoto nesmí rušit odrazy nižších řádů, které by měly mnohem větší intenzitu.

Právě zmíněné úhlové poměry omezují oblast použitelnosti krystal. spektrometru pod 100 eV - prakticky asi pod 20 eV. Intenzita odražených neutronů - podobně jako rozlišení - klesá prudce s růstem energie a to nejen vlivem spektra  $dE/E$ , ale i proto, že činitel odrazu krystalu klesá podle  $1/E$ .

Konstrukčně je krystal. monochromátor uspořádán tak, že krystal je upevněn na otáčivém stole. V určité vzdálenosti od něho je detektor neutronů na masivním rameni, které dovoluje otáčení kolem osy, jdoucí krystalem. Úhel otočení detektoru je dvojnásobek úhlu otočení krystalu. Nutný poměr úhlů je zajištěn zubovým převodem. Divergence primárního svazku, určená soustavou štěrbin v kolimátoru, bývá asi  $5^\circ$ . V sekundár. svazku se divergence zvětší vlivem mosaikové struktury krystalu /asi na  $8^\circ$ /. Detektorem bývá válcový proporcionální počítač, plněný  $B^{10}F_3$ , orientovaný pro větší účinnost tak, že neutrony procházejí podél jeho osy. Otáčíme-li krystalem a detektorem, měníme úhel  $\theta$ , a tím dostáváme v odražen. svazku neutrony se spojitě proměnnou energií, protože

$$E \sim \frac{1}{\sin^2\theta}$$

Pomocí takto získaných monochrom. svazků neutronů s řídkou energií lze pak studovat, metodou zeslabení svazku, úhr. průřezy vzájm. působení pomalých neu-

tronů v studovaných materiálech. Vzorky látek lze umístit jak do svazku, dopadajícího na krystal, tak do svazku odraženého - mezi krystalem a detektorem, protože krystal nemění spektrum neutronů, ale pouze ho rozkládá do různých úhlů a intenzita odraz. neutronů dané energie je úměrná intenzitě dopadajících neutronů.

Pro zlepšení rozlišovací schopnosti při energiích řádově stovky eV, byl zkonstruován krystal. monochromátor se dvěma monokrystaly. Nebyl to příliš zdařilý přístroj, protože intenzita monochr. neutronů byla příliš nízká a nemohlo dávat mech. selektory v této oblasti lepší rozlišení.

Často jsou v poslední době konstruovány spektrometry s ohnutým krystalem. Svazek neutronů, vystupující z reaktoru, je soustředěn kadmiovým kolimátorem a dopadá na ohnutý krystal. Odrazové roviny krystalu jsou kolmé k ohnutým plochám a krystal odráží část svazku. Odražený svazek je fokusován. Tím jsou dány přednosti tohoto typu; při stejné intenzitě mají fokus. spektrometry lepší rozlišovací schopnost. Lze také použít užších detektorů, což vede ke zvětšení poměru - účinek k pozadí. Hlavní výhodou pak je možnost studia malých vzorků. Tím je umožněno studovat i těžko získatelné látky, na př.: separované isotopy. Tento typ spektrometru je analogií Cauchoisovu spektrometru pro paprsky X, který zaručuje správnou funkci při malých úhlech sklonu. Jeden z těchto nových spektrometrů užívá /10/ křemenného krystalu /roviny (1340) nebo (1010) /. Krystal je zde ohýbán dvěma stejnými, opačnými momenty na svých koncích. Držák krystalu je pak jednoduchý. Rozlišovací schopnost tohoto přístroje je  $E/\Delta E = 30$  /t.j. asi 3% / při energii 1 eV. Jiný přístroj tohoto typu /9/ bude mít ohnutý berýliový krystal o poloměru křiv. 1 m. Svazek bude mít průřez 36.2,5 mm. Bude užíván pro měření úč. průřezů štěpení a rozptylu.

Použití krystalových spektrometrů pro neutrony v oblasti pod tepelnou se kladou do cesty vážné potřeby /11/.

## 6.2 Časový rozklad.

Druhá metoda selekce monoenergetických neutronů je založena na časovém rozkladu spojitého spektra neutronů. Princip této metody můžeme objasnit asi takto. Vytvoříme libovolným způsobem puls neutronů, řekněme mu v dalším "záblesk". Vurčitě vzdálenosti od místa vzniku neutronového záblesku umístíme záklopku, kterou otevřeme vždy za určitou dobu po vzniku záblesku. Neutrony různých rychlostí potřebují různou dobu na proběhnutí dané vzdálenosti zdroj-záklopkou a proto takový systém bude tvořit monochromátor, neboť záklopka propustí jen neutrony s rychlostí  $v = l/t$ , kde  $l$  - je vzdálenost mezi zdrojem pulsů a záklopkou,  $t$  - je časový interval mezi okamžiky vzniku záblesku a otevření záklopkou. Změnou tohoto čas. intervalu můžeme propouštět neutrony různých rychlostí a tím různých energií.

Ve skutečnosti se záklopkou nepoužívá / v jednom novém rychlém mech. selektoru, který bude dále popsán, je použito tohoto systému/. Neutrony určité rychlosti se vyběrají pomocí detektoru, který má modulovanou citlivost. Detektor je přiváděn do pracovního stavu krátkými, periodicky se opakujícími impulsy napětí, které jsou synchronovány se záblesky neutronů a tak může registrovat neutrony jen během trvání každého impulsu  $\Delta t$ . Detektor je, podobně jako záklopka, umístěn ve vzdálenosti  $l$  od zdroje neutronů a je citlivý se zpožděním  $t$  po

záblesku neutronů a tak registruje neutrony s rychlostí  $v=1/t$  a okolo této. Zněnou zpoždění  $t$ , můžeme vybírat a studovat neutrony různých rychlostí. U moderních spektrometrů se registruje výstup detektoru pomocí elektronického zařízení pro celou řadu hodnot  $t$  na jeden záblesk neutronů. Toto elektronické zařízení nazvěme "časový analyzátor" a celý spektrometr, který užívá časového rozkladu bude nazýván "průletovým spektrometrem".

Vztahy, které platí u průletových spektrometrů, nezávisí na tom, jakým způsobem byl vyroben záblesk neutronů. Mezi energií  $E_{[eV]}$ , rychlostí  $v_{[m/s]}$  a dobou průletu  $t_{[\mu s/m]}$  neutronů na vzdálenost  $l[m]$ , platí tyto vztahy:

$$v = \frac{10^6}{t}, \quad E = \frac{5227}{t^2}, \quad t = \frac{72,3}{E}$$

Pomocí těchto vztahů můžeme napsat přehlednou tabulku pro střední rozsah energií:

$E$	1 keV	10 keV	100 keV
$v_{m/s}$	$4,38 \cdot 10^5$	$1,38 \cdot 10^6$	$4,38 \cdot 10^6$
$t_{\mu s/m}$	2,29	0,723	0,229

Z tabulky je vidět, že pro délku dráhy řádově desítky metrů, je doba průletu měřitelná elektronickým zařízením.

Důležitou charakteristikou průletových selektorů - nutnou pro analýzu výsledků - je t.zv. rozlišení /neurčenost rychlosti  $\Delta v$ , nebo energie  $\Delta E$ ,

kteřá přísluší dané době průletu  $t$ , které je v podstatě určeno: trváním neutronového pulsu, rozlišovací schopností elektronického zařízení, které určuje dobu průletu a průletovou vzdálenost.

Z uvedených rovnic dostaneme pro rozlišení rychlosti  $|\Delta v|$  a pro rozlišení energie  $|\Delta E|$  v závislosti na neurčenosti doby průletu na 1 m vzdálenosti  $\Delta t$   $[\mu s/m]$ , tyto vztahy:

$$\Delta v = - \frac{10^6 \Delta t}{t^2}$$

$$\frac{\Delta v}{v} = - \frac{\Delta t}{t}, \quad \Delta v = - 10^{-6} v^2 \Delta t$$

$$\frac{\Delta E}{E} = - \frac{2 \Delta t}{t}, \quad E = - 0,028 E^{3/2} \cdot \Delta t$$

kde neurčenost doby průletu je rovna součtu neurčeností času a vzdálenosti, t.j.

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3}{t_1} + \frac{\Delta l}{l}$$

při čemž  $\Delta t_1$  - je trvání záblesku neutronů,  $\Delta t_2$  - je trvání citlivé periody detektoru,  $\Delta l$  - je neurčenost vzdálenosti bodu vzniku a detekce neutronů a  $\Delta t_3$  - je zahrnuje neurčenosti časování detektoru a elektronického zařízení, kdy bývá  $\Delta t_3 < \Delta t_1 + \Delta t_2$ . Hlavní podíl na neurčenosti  $\Delta t$  má trvání neutronového záblesku a doba, během níž přijímá detektor neutrony s danou dobou průletu. Tento časový interval, během něhož se detekují neutrony, nazýváme "šířkou kanálu". Optimální funkce spektrometru / max. četnost při daném rozlišení / je tehdy, když trvání záblesku je stejné, jako šířka kanálu  $|\theta|$ .

U průletových spektrometrů musí být zamezeno časovému "přeskakování" neutron. záblesků. Je-li  $v_1$  rychlost nejrychlejšího, a  $v_2$  nejpomalejšího neutronu v záblesku a je-li opakovací frekvence záblesků  $p$ , pak musí být splněno:

$$\frac{1}{v_2} - \frac{1}{p} \leq \frac{1}{v} \leq \frac{1}{v_1} + \frac{1}{p}$$

při čemž  $v$  je rychlost neutronu, který chceme detekovat.

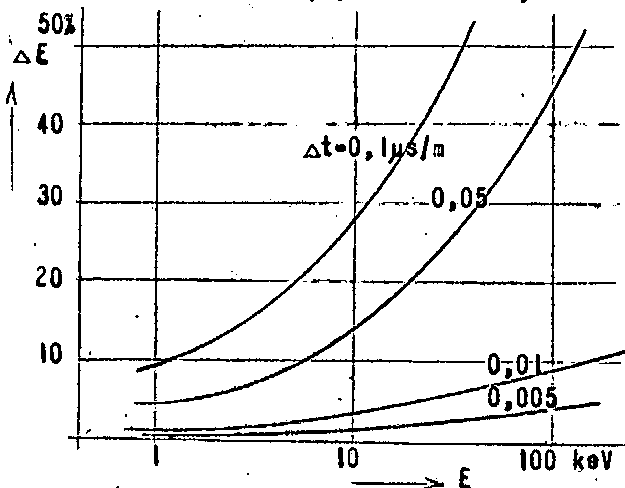
Předpokládáme-li rozložení energie neutronů ze zdroje zprvu dle Maxwellova zákona a pak dle  $1/E$ , potom četnost na kanál je dána výrazem /12/ :

$$C_{i/min} = \frac{N \cdot A \cdot e \cdot p \cdot \Delta t_1 \Delta t_2}{t^3} \cdot 7,11 \cdot 10^{-3}, \text{ nebo}$$

$$C_{i/min} = \frac{N \cdot A \cdot e \cdot p}{t^3} \Delta t_1 \Delta t_2 \sqrt{E}$$

kde:  $N$  - je celk. počet neutronů v záblesku,  $A$  - je plocha detektoru,  $e$  - je účinnost detektoru pro neutrony s energií rychlostí  $v$ ,  $p$  - je opakovací frekvence,  $\Delta t_1$  - trvání záblesku a  $\Delta t_2$  - šířka kanálu.

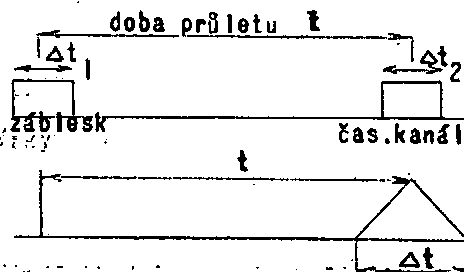
Ze vzorců pro  $\Delta E$  plyne, že při daném  $\Delta t$  roste rychle neurčenost energie  $\Delta E$  s růstem  $E$  /při zvětšení  $E$  100x - z 1 keV na 100 keV - vzroste  $\Delta E$  1000x/. Závislost  $\Delta E$  na  $E$  /t.j. podle  $E^{3/2}$  / je stejná, jako u krystalového monochromátoru. Pro spektrum neutronů  $dE/E$  a pro detektor s účinností  $e \sim 1/v$ , je ze vzorce pro četnost vidět, že četnost na kanál je nezávislá na energii /při  $\Delta t = \text{const}$ / a proto mohou průletové spektrometry pracovat na vyšších energiích než krystalové /kde činitel



odrazu klesá dle  $1/E$  /. Závislost  $\Delta E$  na  $E$  pro různá časová rozlišení  $\Delta t$  je znázorněna na vedlejším grafu.

Mají-li jak záblesk neutronů, tak citlivost detektoru pravouhlý tvar v závislosti na čase, pak rozložení neutronů, které jsou registrovány v kanále dle doby průletu, bude zobrazeno trojúhelníkem /7/. Rozlišovací funkce /t.j. četnost v závislosti na době průletu / má přibližně trojúhelníkový tvar i pro jiné tvary záblesku a citlivosti detektoru. Pro výpočet vlivu rozlišení na pozorova-

né resonance se nahrazuje skutečná rozliš. funkce ekvivalentním trojúhelníkem tak, že vrchol trojúhelníka souhlasí s maximem funkce a plochy se sobě rovnají. "Šířkou" rozlišov. trojúhel. budeme rozumět celkovou jeho šířku na poloviční výšce. U spektrometrů s puls. urychlovači se obvykle užívá plně šířky rozliš. trojúhel. při základně. Tyto různé šířky nemohou pak být přímo srovnávány. Aby bylo rozlišení nezávislé na průletové vzdálenosti, udává se jako šířka rozliš. trojúhel. podělená průletovou vzdáleností -  $\Delta t_{us/m}$ .

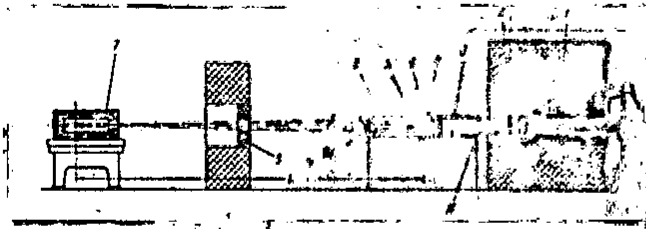


Podle způsobu, jakým získáváme záblesky neutronů, můžeme průletové spektrometry rozdělit do dvou skupin. Jednou jsou záblesky získány přerušovaným souvislým tokem neutronů mechan. záklapkou - tyto přístroje nazveme "průletové spektrometry s mechan. selektorem" - podruhé jsou záblesky získány nespojitým způsobem v puls. urychlovačích - to pak budou "průletové spektrometry s urychlovači".



## 6.21 Spektrometry s mech. selektorem.

V mech. selektoru se produkují záblesky neutronů přerušováním svazku neutronů, který vystupuje z reaktoru, pomocí rychle se otáčejícího mechanického závěru. Svazek neutronů, který vystupuje otvorem ve stěně, prochází nejprve kolimačními trubicemi a dopadá do štěrbinového kolimátoru. Řada úzkých svazků neutronů, vydělených tímto kolimátorem,



1-stěnný reaktor, 2-kolim. trubice, 3-první kolimátor, 4-rotor, 5-šterbiny rotoru, 6-druhý kolimátor, 7-detektor, 8-gen.start.pulsu, 9-stěnný, 10-vzorek.

tato dráha bývá evakuovaná trubice - jsou registrovány detektorem /7/. Pulsy z detektoru jdou k čas. analyzátoru. Ten je spouštěn světelnými pulsy /generátor 8/ - nazveme je "startovacími pulsy" - v okamžiku, kdy neutrony procházejí štěrbinami rotoru.

vydělených tímto kolimátorem, prochází rotorem mech. selektoru, který se otáčí velkou rychlostí. Rotor je tvořen soustavou štěrbin, které jsou prodloužením štěrbin kolimátoru. Přerušovaný svazek prochází po př. druhým štěrbin kolimátorem /6/, který absorbuje neutrony, rozptýlené rotorem. Když pak proběhnou neutrony vzdálenost 1 -

Základní parametry, které charakterizují selektor, jsou /13/ :

1. rozlišovací schopnost, 2. světelnost a 3. pozadí.

Rozlišovací schopnost je, jak bylo uvedeno, poměr poloviční šířky spektrální čáry ku dráze letu. Šířka čáry je určena při vyšších energiích převážně trváním záblesku. Doba záblesku závisí na otáčkách rotoru vztahem:  $\Delta t_1 = S/\omega R$ , kde  $S$  - je úč. šířka štěrbin a  $2R$  - je délka štěrbin.

Množství neutronů v daném intervalu  $\Delta v$ , které jsou registrovány, je menší než množství v téže intervalu rychlostí, které je ve svazku, dopadajícím na rotor. Poměr těchto dvou množství určuje světelnost selektoru. Tato veličina bývá řádově  $10^{-4}$ .

Pozadí kanálu dané energie je určeno t.zv. propustností rotoru v okamžiku, kdy se děje registrace měřených neutronů.

Mechan. selektory můžeme dále rozdělit do dvou skupin, kterým se obvykle říká "pomalé" a "rychlé". Název se vztahuje k energiím neutronů, které jsou jimi přerušovány, a nikoli k rychlosti selektorů samých, protože u obou druhů jsou otáčky asi 10 000 - 20 000 ot/min.

### 6.211 Pomalé selektory.

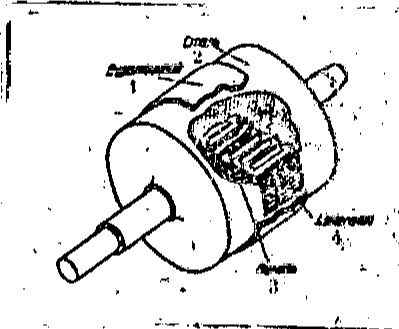
Mechan. selektor, který pracuje v tepelném rozsahu je v principu též, jako rychlý. Má ale jednodušší konstrukci, protože záblesky jím vyrobené trvají asi 20  $\mu s$ , zatímco u rychlých asi 1  $\mu s$ . Mimoto se dá tok tepelných neutronů přerušit tenkou vrstvou kadmia, kdežto u rychlých je nutná tlustá vrstva oceli, nebo plastické hmoty.

Pomalý selektor využívá zjevu, že kadmium je silným absorbátorem neutronů s energií pod 0,3 eV, kdežto jiné kovy - na př. hliník - jsou špatné ab-

sorbátory v tomto rozsahu energií. V podstatě je pomalý mech. selektor otáčející se válec, ve kterém je svazek prostředních vrstev kadmia a hliníku. Válec je poháněn ss motorem rychlostí na př. 180 ot/sec a propustí neutrony dvakrát za otáčku, t.zn. při rychlosti 180 ot/s vznikne v 1sec 360 neutronových záblesků. Detektorem bývá proporc. počítač s BF<sub>3</sub>, který u pomalého selektoru je v neveliké vzdálenosti od rotoru.

Pomalý selektor dokonalejší konstrukce /7/ má kanály pro průchod neutronů zakřiveny a tím jsou propouštěny pouze neutrony určitého rozsahu rychlostí /rozsah je určen otáčkami/. Přerušovač vytváří záblesky neutronů a současně působí jako hrubý monochromátor. To má za následek, že opakovací frekvence záblesků může být zvýšena /podmínka na str.15/. Aby se mohlo pracovat stále s vysokými otáčkami /kvůli dobrému rozlišení/, musí se křivost kanálů měnit s rychlostí. Proto se konstruuje výměnitelné rotory s různou křivostí.

Pro přerušení svazku neutronů se může využít nejen absorpce, ale i rozptylu neutronů rotorem. Pak musí být svazek dobře kolimován jak do přerušení,



tak za ním. Rotor je pak tvořen /13/ střídavě proloženými deštičkami niklovými a hliníkovými. Pro zmenšení rozptylu neutronů mohou být v hliníkových deštičkách otvory. Balíček takových deštiček je stlačen mezi dvě poloviny ocelového rotoru. Pro měření v oblasti tepelných neutronů byly niklové deštičky o síle 0,5 mm pokryty elektrolyticky vrstvou kadmia o tloušťce 0,1 mm. Pro měření v nadkadmiové oblasti energií neutronů byl používán rotor se šířkou štěrbin 0,5 mm a tlouškou niklových

deštiček 1,2 mm.

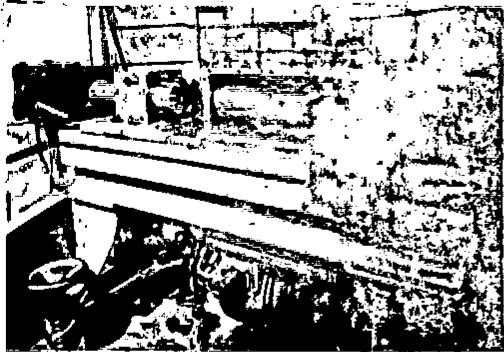
Některé nové pomalé selektory /9/ mají podobnou konstrukci jako původní selektor Fermiho. Budou používány pro velké vzorky v rozsahu  $10^{-3}$  do 0,2 eV. Pro měření radioaktivních vzorků je preparát v tenké trubičce, která tvoří část kolimátoru /9/. Rotor pak má jednu štěrbinu.

## 6.2.12. Rychlé selektory.

K vytvoření rychlých záblesků neutronů střední energie se musí přerušovač zavírat a otevírat rychle, asi v 1  $\mu$ s. Mimoto musí být přerušovač těžký, aby zastavil neutrony všech energií. Veliké rozměry a vysoká rychlost tvoří z rychlého přerušovače /t.j. pro rychlejší neutrony / složitější přístroj, než je pomalý přerušovač, kde pro zastavení pomalých neutronů stačí tenké kadmiové plátky.

Nutnost krátkého trvání záblesku vede k použití svazků neutronů o malém průřezu, tudíž o nízké intenzitě; abychom ale dostali rozumnou četnost ve vzdáleném detektoru, požadujeme co největší intenzitu. Tyto protichůdné požadavky tak vedou k vytvoření těžkého, prudce se otáčejícího rotoru se štěrbinami pro průchod neutronů o průřezu asi 0,2x20 mm. V okamžiku, kdy štěrbin v rotoru má stejnou podobu štěrbin v pevném kolimátoru, jsou vytvořeny záblesky neutronů o trvání asi 1 - 5  $\mu$ s.

Jeden z prvních rychlých selektorů /7/ je v podstatě ocelový válec o průměru asi 10 cm a délce 40 cm, který se otáčí kolem své osy, horizontálně



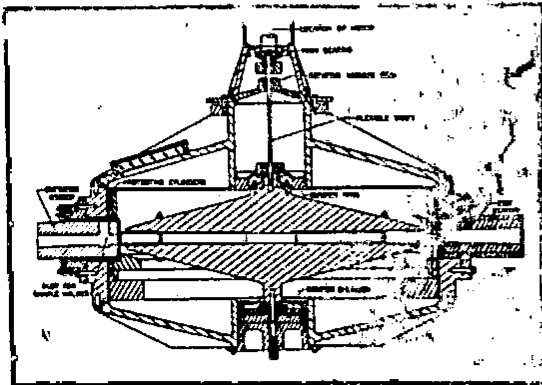
uložené. Podél osy je v rotoru vyfrézováno šest štěrbin o průřezu 0,25x 25 mm, kterými procházejí neutrony. Podobné štěrbinové jsou i ve statoru. Souhlasí-li štěrbinové rotoru a statoru, procházejí neutrony současně všemi šesti štěrbinami během časového intervalu, daného otáčkami a šířkou štěrbin. Rotor je tak dlouhý proto, aby byla při uzavřené záklapce malá četnost, t.j. pozadí, proti četnosti při záblesku. Aby se dosáhlo

pozadí asi 1%, musí být propustnost zavřené záklapky asi  $10^{-4}$ , protože četnost neutronů v záblesku je asi 100x menší proti četnosti mezi záblesky v důsledku toho, že záblesk je asi 100x kratší než doba mezi záblesky. Tento selektor dává záblesky 5  $\mu$ s při 10 000 ot/min. Zkrácení záblesku je spojeno s obtížemi, které vznikají od nepodajného horizontálního uložení. Rozlišení energie je 0,15 eV při 5 eV a 150 eV při 500 eV /t.j. 30 %/. Tedy rozlišení je při vyšších energiích nedostatečné pro správný tvar resonance. Na obrázku je vidět stator, rotor a v černé krabici časovací ústrojí.

Mech. selektor, jehož podstatou je ocelový válec s podélnými štěrbinami /13/ pro studia v rozsahu 10 až 10 000 eV může být roztažen vzduchovou turbínkou s 20 000 ot/min. Trvání záblesků u tohoto přístroje je 6  $\mu$ s. Dráha letu je 26,5 m a nejlepší rozlišení 0,12  $\mu$ s/m.

Selektory s horizontální osou a nepodajným uložení dávají dnes záblesky polovičného trvání než první rychlý selektor. Při dráze 10 m mají rozlišení asi 0,5  $\mu$ s/m. Jeden z nich /9/ bude pracovat v rozsahu  $10^{-2}$  až  $10^5$  eV a má průřez svazku 0,125 cm<sup>2</sup>. Selektor podobné konstrukce jako pro oblast pomalých neutronů /14/ má v rotoru 30 štěrbin, umístěných kolmo k ose /horizontální uložení/. Před- a za rotorem jsou štěrbinové kolimátory. Rotor je ze slitiny 70% Ni a 23% Cr. Tato slitina má velikou pevnost a také velký a konstantní úč. průřez rozptylu / $\sigma$ - 18 b až do asi  $10^4$  eV/. Průměr rotoru je 150 mm, šířka štěrbin 0,2 x 24 mm. Rotor je poháněn ss motorem přes třecí převod 5 : 1 na 24 000 až 30 000 ot/min. Otáčky se řídí ručně a udržují se s přesností 1%. Aby se zmenšila plocha detektoru a současně zvětšil prostorový úhel, t.j. světelnost přístroje, jsou soustavy štěrbin konvergentní na vzdálenost 18 m od rotoru.

Zdokonalená konstrukce rychlého selektoru je na vedlejší obrázku.



/728/. Rotor je horizontální disk o průměru 760 mm. Je zavěšený na pružné hřídelce ve vyčerpáné komoře. Štěrbinové pro vytváření záblesku jsou v dílcích z plastické hmoty a tyto dílce jsou sevřeny mezi dvěma hliníkovými odlitky. Mezi rychlost tohoto rotoru je 15 000 ot/min, při němž záblesk trvá 0,6  $\mu$ s. Se scintilačním detektorem /tento bude popsán ve zvláštní kapitole/ a délkou dráhy 20m /konstrukce přerušovače dovoluje užít takové vzdálenosti, neboť zajišťuje dostatečnou intenzitu neutronů/ a při 10 000 ot/min má rozlišení funkce šířku 1,2  $\mu$ s,

tatečnou intenzitu neutronů/ a při 10 000 ot/min má rozlišení funkce šířku 1,2  $\mu$ s,

tudíž je rozlišení 0,06  $\mu\text{s}/\text{m}$ . Přitom je rozlišení energie 2% pro 200 eV neutrony. Pro neutrony s energií 5 keV je rozlišení energie 10 %.

Jeden nově konstruovaný rychlý selektor /8/ má podobné uspořádání jako právě popsaný, t.j. přímo spojen s elektromotorem o 15 000 ot/min a točí se kolem vertikální osy. Rotor je kotouč z monelova kovu o průměru asi 250 mm s uranovým jádrem  $\varnothing$  75 mm. Tento přístroj dává asi dvakrát kratší záblesk než obvyklý systém štěrbin. Soustava štěrbin má dvě skupiny, které se křížují pod pravým úhlem. Průřez štěrbin je 0,63 x 50 mm. Otevření v záblesku je 2  $\text{cm}^2$  proti 0,15  $\text{cm}^2$  u jiných rychlých selektorů. Trvání záblesku je asi 1,7  $\mu\text{s}$ , dosažené rozlišení 0,08  $\mu\text{s}/\text{m}$  s drahou 25 m, nebo 0,035  $\mu\text{s}/\text{m}$  s drahou 60 m. Jiný rotor, vyvíjený v těchto laboratořích bude mít jen jednu skupinu paralelních štěrbin šířka jedné 0,38 mm a dá se očekávat záblesk o trvání 1  $\mu\text{s}$ , což dá při dráze 60 m rozlišení asi 0,02  $\mu\text{s}/\text{m}$ .

Jiný rychlý selektor má poněkud odlišnou konstrukci /9/. Je tvořen dvěma rotory s jedinou štěrbinou. Mezi oběma rotory je takové zpoždění, že záblesk, propuštěný prvním rotorem, je propuštěn druhým o dobu  $t$  později. Tedy, je-li mezi rotory vzdálenost  $l$ , mohou projít oběma rotory pouze neutrony s rychlostí kolem  $l/t$ . Tím získáme záblesk pouze s určitým pásmem rychlostí a přesná selekce uvnitř tohoto pásma se provede obvyklou průletovou technikou na vzdálenost 100 m. Vymezením pásma rychlostí můžeme zvýšit opakovací frekvenci záblesků, aniž porušíme podmínku pro opakovací frekvenci, uvedenou na str. 15. Získáme tedy vysoké rozlišení bez ztrát na intenzitě. Výhodou je, že rychlost je dvojnásobná a výroba rotorů je snazší. Nevýhodou je, že fáze zpoždění musí být přesně řízena.

Protože časové analyzátoři a detektory jsou v podstatě stejné jak u spektrometrů s mech. selektory, tak u spektrometrů s urychlovači, budou tyto popsány zvlášť, na konci.

## 6.22 Spektrometry s urychlovači.

U tohoto druhu spektrometrů ostřelují nabitě částice z urychlovače ve formě záblesků vhodný terč, čímž se vytvoří krátké záblesky neutronů, které se zpomalí ve vodíkovém prostředí a tím získáme záblesky neutronů žádané energie. Záblesk je pak použit stejným způsobem jako u spektrometrů s mech. selektory. Rozdíl proti mech. selektorům je tedy jen ve způsobu vytvoření neutron. záblesků. U typu spektrometrů s urychlovači je tedy modulace intenzity toku neutronů prováděna modulací intenzity toku nabitých částic na terč. Urychlovače tedy musí pracovat nespojitým, pulsním způsobem.

Přednosti průletových spektrometrů s urychlovači jsou: urychlovač sám nedává neutrony, ale neutrony se detekují; z toho plyne nízké pozadí, puls neutronů, vytvořený urychlovačem může být velmi krátký, protože elektromagnetické změny jsou snázeji proveditelné než mechanické, výstupní puls je omezen na dobře definovaný časový interval.

### Rozlišení a četnost.

Rozlišení spektrometrů s urychlovači závisí na: trvání záblesku neutronů, době zpomalení, šířce kanálu a na vzdálenosti od moderátoru k detektoru. Zvětšování vzdálenosti bychom mohli zlepšovat rozlišení, avšak vzdálenost je omezena intenzitou, která klesá nejen se zvětšením vzdálenosti, ale také nutným snížením opakovací frekvence, čímž se čelí přeskokům neutronů do sousedních záblesků.

Doba, potřebná ke zpomalení, závisí na energii neutronů. Tato doba však tvoří malý zlomek doby, potřebné k průletu 1 m a můžeme ji uvažovat jako ekvivalentní neurčenost v průletové vzdálenosti - rovnou asi 3 - 5 cm pro energie 1 keV - 100 MeV.

Pro měření energií nad 0,5 eV se užívá filtrace kadmíem, které snižuje intenzitu pomalejších neutronů a tím zabrání přeskokům neutronů a můžeme tak zvýšit opakovací frekvenci urychlovače. Resonance je na 175  $\mu$ s/m, tedy doba mezi záblesky musí být větší než asi 150 .l., neboli:

$$p = \frac{6700}{l}$$

Jeli však opakovací frekvence urychlovače dána, musí být délka dráhy menší nebo rovna l, která je dána hořejší rovnicí.

Zanedbáme-li ve vztahu pro rozlišení  $\Delta t$  na str. 14 délkovou a časovací neurčenost, pak můžeme pomocí tak zjednodušeného vztahu získat závislosti mezi četností a délkou dráhy pro dva případy, totiž když je plocha detektoru menší než svazek a naopak:

1. Když je plocha detektoru malá proti ploše svazku neutronů, pak pomocí vztahu pro četnost na str. 15, dostaneme pro častý případ kdy  $\Delta t_1 = \Delta t_2$ :

$$C = \text{const} \cdot \frac{(\Delta t)^2}{l}$$

Podle toho by se zdálo výhodné užívat krátkých vzdáleností/t.j. velká četnost/. To ale přináší nutnost rychlejších elektronických zařízení a větší požad. Minuto  $\Delta t$  roste vlivem délkové neurčenosti způsobené zpomalováním neutronů/ekviv. neurčenost/ a délkové neurčenosti polohy v detektoru, ve které je neutron detekován. Jeli doba záblesku zanedbatelná proti šířce kanálu, pak

$$C = \text{const} \cdot \frac{\Delta t}{l}$$

a v tomto případě je výhodné užívat kratších vzdáleností.

2. Když je svazek dobře kolimován, takže detektor je větší než plocha svazku, pak pro případ, že doba záblesku je rovna šířce kanálu, platí

$$C \sim (\Delta t)^2 \cdot l$$

t.j. výhodné jsou větší vzdálenosti. Jeli trvání záblesku zanedbatelné proti šířce kanálu, potom

C nezávisí na vzdálenosti

a znamená to použít tak velké vzdálenosti, jaká je omezena jinými důvody.

#### Intenzita zdroje neutronů.

Intenzita neutronů v záblesku je dána proudem a energií svazku nabitých částic a druhem reakce, užitá pro získání neutronů.

Proudu nabit. částic v záblesku je intenzita neutronů přímo úměrná. Je dosud velmi málo údajů o produkci neutronů v tlustých terčích jako funkci energie dopadajících nab. částic, protože je obtížné provést měření výtěžku. V rozsahu energií pod několik MeV může být celk. výtěžek neutronů určen z úč. průřezu, integrovaného přes energ. spektrum částice, jak je zpomalena v terči. Hlavní činitelé, kteří určují výtěžek jsou ionos. ztráty a Coulomb. val. Obojí vzrůstá se zvětšováním Z - výhodnější jsou tedy lehká jádra. Terče, které se dají prakticky použít pro získání neutronů pomocí protonů a deuteronů s energií pod 50 MeV jsou: deuterium, tritium, jejich sloučeniny a beryllium.

Plynňého deutéria se dá použít těžko /stěny komory by snížily energii částic a tím výtěžek neutronů/. Nejvíce se užívá těžkého ledu, nebo deutéria, adsorbovaného na zirkonu, nebo tantalu. Závislost výtěžku neutronů na energii deuteronu probíhá mezi  $E^{1,5}$  a  $E^2$ . Asi nad 1,5 MeV se úč. průřez pro produkci neutronů nemění mnoho s energií. Pro deuterony s malou energií je výborným terčem plynňé  $H^3$ , nebo adsorbované na zirkonu. Úč. průřez má resonanci na 124,3 keV, což dá velký počet neutronů při nízkých ostřelovacích energiích. Pro ionty s energií nad několik MeV je asi nejlepším terčem beryllium, vzhledem ke svým výborným mech. vlastnostem. Deska beryllia se připevňuje na blok mědi a ten se chladí vodou. Takto upravený terč snese výkon svazku několik kW. Asi nad 1,8 MeV by měl výtěžek neutronů růst s  $E^{1,5}$  až  $E^2$ . Při vysokých energiích protonů /350 - 400 MeV/ se získá několik neutronů na jeden dopadající proton /15/.

Velmi výhodné je užít urychlovačů elektronů na vysoké energie /15, 16, 17/. Proud v pulsu je u těchto strojů veliký. Nad 10 MeV existuje ve velkému počtu jader obrovská resonace / $\gamma, n$ /. Z toho se zdá být nejvýhodnější urán, u něhož je resonance nejníže - při 11 MeV a mimoto existuje resonance procesu / $\gamma, f$ /, což zvyšuje počet neutronů. Měření neutronů jako funkce energie elektronů, dopadajícího na tlustý uranový terč, bylo provedeno na 100 MeV betatronu G.E. Asi nad 25 MeV roste výtěžek neutronů s energií lineárně /15/.

Spektrometry s urychlovači můžeme rozdělit ještě dále podle toho, mají urychlovač sám svoji podstatou impulsový - nespojitý provoz, t.j. když dává sám o sobě záblesky nabitých částic, nebo má-li urychlovač spojitý, nebo kvasi-spojitý urychlení a je mu modulace vnucena zvenčí, t.j. provoz urychlovače je uměle přerušován. Do první skupiny můžeme zařadit na př. betatron, synchrocyclotron a vř. lineár. urychlovač elektronů - i když tento může dávat v principu kvasispojitý urychlení a jen z důvodů realizace výkonů řádu MW přecházíme na impulsový provoz /20/. Do druhé skupiny pak patří na př. Van de Graaffův generátor, Cockcroft-Waltonův generátor a cyklotron.

## 6.221 Spektrometry s nuceně pulsovanými urychlovači.

### 1. Pulsovaný cyklotron.

Tento druh průletového spektrometru byl první selektorem s puls. urychlovačem. Modulace byla provedena tím, že anodové napětí oscilátoru bylo jednocestně usměrněné, nefiltrované napětí 60c/s. Nověji se modulace provádí tak /15/, že u strojů s t.zv. obloukovým zdrojem iontů /20/ je kužel zdroje izolován od ostatních částí zdroje a je udržován na pozitivním potenciálu 2 kV. Tento potenciál zabraňuje emisi zhasnutím oblouku. V okamžiku záblesku je připojeno asi 500 V mezi vlákno a zem a odejato napětí na kuželu. Pro záblesky o trvání  $\approx 4 \mu s$  není tento způsob vhodný, i když doba čela i tělu užitého pulsu je menší než 0,1  $\mu s$ . Proud oblouku dosáhne plné hodnoty mezi 0,5 a 1  $\mu s$  /sledování napětí na 5 Ohm odporu v serii s obloukem/. Jeli trvání pulsu pro oblouk pod 2  $\mu s$ , klesá prudce intenzita.

Za počátek časového měření se brává modulační puls zdroje. Ale mezi modulačním pulsem a výstupem neutronů z moderátoru uplyne jistá doba /zpoždění/, která se skládá z dílčích časových intervalů - na př. doba pro urychlení iontu, doba na zpomalení atd. Toto celkové zpoždění se dá měřit pomocí parafinového vzorku ve svazku. Měření tohoto zpoždění se dá odstranit tím, že za počátek času

/t.j. spuštěný čas. analyzátoru / se bere proudový puls na terči. Délky průletových drah bývají od 127 cm do 16 m /15, 22/. Cyklotrony, užité pro účely neutron. spektrometrie měly  $\varnothing$  90 až 152 cm /21/. Detektory bývají buď proporč. počítáče s BF<sub>3</sub> /obohacené B<sup>10</sup>/, nebo scintilační detektory, tvořené fotonasobičem, pokrytým slitinou B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a ZnS. Tyto druhé detektory zmenší neurčenost průletové vzdálenosti při měřeních s kratšími vzdálenostmi /22/. Použití spektrometrů s cyklotrony, bylo dosud v oblasti pomalých neutronů. Směrem k vyšším energiím je omezen, dané snížením rozliš. schopnosti.

Pro větší rozliš. schopnost by mohla být intenzita neutronů v záblesku zvýšena asi 20x tímto způsobem. Provádělo by se obvyklé pulsování zdroje iontů a když by svazek dosáhl max. energie, byl by vychýlen na terč během čas. intervalu, který by byl krátký proti době trvání oblouku a době urychlení. Jeli hoření oblouku krátké proti době urychlení, pak celk. počet částic v pulsu bude o odchýlen na terč během jedné otáčky, t.j. < 0,1  $\mu$ s. Tímto zvýšením intenzity zdroje a tím, že můžeme v tomto případě použít libovolné opakovací frekvence, mohli bychom získat vyšší četnosti než s urychlovačem, který má sice značně vyšší intenzitu, ale je svoji podstatou pulsním urychlovačem a opakovací frekvence je dána jeho charakteristikami /15/.

## 2. P u l s n í t r a n s f o r m á t o r .

/a/ V tomto malém přístroji se napěťovým skokem asi 400 kV /15/ urychlují v jedné urychl. mezeře deuterony, které vznikají v iontovém zdroji, podobném Penningovu vakuometru. Deuterony pak dopadají na deuteriový nebo tritiový terč a dají vznik intenzivnímu záblesku neutronů. Pulsní transformátor má špič. výkon několik MW, takže proudy mohou být velmi značné. Zdroj řídících pulsů uvádí v činnost zdroj napětí pro iont. zdroj. Ionty se odšívají mřížkou s potenciálem 15 kV. Současně spouští řídící pulsy thyatron, který vybíjí kondensátor /nabitý ze zdroje v.n./ do primáru transformátoru. V.v.n. puls ze sekundáru jde na urychl. elektrodu. Bylo dosaženo 350 kV, špička pulsu 1  $\mu$ s, 50 pulsů v sekundě a 10<sup>6</sup> neutronů v záblesku při užití terče Zr - D. Plynový terč by dovolil větší výkon svazku a tím i více neutronů.

/b/ Jiný puls. zdroj neutronů s puls. transformátorem /19/ dává 10<sup>6</sup> neutronů s toutéž reakcí. Špička záblesku je pouze 0,02  $\mu$ s. Zdrojem iontů je výbojová komora 180 cm dlouhá o  $\varnothing$  30 cm, opatřená koax. magnetem. Na jednom konci komory je wolframová katoda a na druhém reflektor elektronů z uhlíku. Katoda i reflektor mají potenciál asi - 300 V. Kolmo na výboj / $\varnothing$  6 mm/ je titanový terč s deuteriem. Na terč se přiloží v.n. vybitím kondensátoru /340pF/. Napětí na terči vzroste prudce z 0 na 200 kV. Puls napětí na terči trvá asi 0,05  $\mu$ s, neutronový záblesk 0,02  $\mu$ s. Vzhledem ke krátkému trvání záblesku by to byl velmi vhodný zdroj pro průletový spektrometr. Zdokonalení se dosáhne užitím tritio - titanového terče, neboť se tím zvýší opak. frekvence na 10 zábl./sec při 10<sup>8</sup>n/záb.

## 3. P u l s . V a n d e G r a a f f ů v g e n e r á t o r .

Pro měření úč. průřezů neutronů ve středním rozsahu byla vyvinuta nová metoda /15/. V reakci Li/p,n/Be jsou pomocí 2,5 MeV elektrostatického generátoru získány - užitím tlustého terče, aby se zvýšila intenzita - přibližně monochromat. neutrony. Rozlišení zde nezávisí na dispersi energie neutr. svazku, ale je získáno časováním neutronů na danou vzdálenost, pomocí nové-velice rychlé techniky časovací.

Intensita neutr. zdroje je nízká, ale protože zde nejsou neutrony s malou energií, můžeme použít vysokou opakovací frekvenci. Dosažené četnosti jsou stejné jako u jiných typů spektrometrů v rozsahu od 1 do 40 keV. Pozadí od rozptýlených neutronů je malé, protože pro energie protonů do 40 keV nad prahem jsou neutrony vysílány směrem dopředu.

Záblesky neutronů jsou získány zařízením, které vychyluje svazek protonů přes štěrbinu, umístěnou před terčem. Napětí na deflektoru má kmitočet 0,5 Mc/s. Při energii 2 MeV trvají výsledné záblesky 0,01  $\mu$ s, nebo i méně. Proudové pulsy na terči jsou po zesílení užity jako referenční pulsy. Časový analyzátor je obvod, ve kterém začne růst napětí lineárně s časem při startu neutr. záblesku. Pulsy z detektoru, které se objevují v jednotl. okamžicích jsou tak konvertovány na napětí a k zachycení údajů je pak použito obyčejného 100 kanálového diferenciálního diskriminátoru /analyzátor výšky pulsů/.

Detektor, použitý pro střední energie je deska z  $B^{10}$  o  $\varnothing$  10 cm /3,7 g/cm<sup>2</sup>/. Paprsky gamma, ze zachycení neutronů v boru jsou detekovány krystaly NaI. S detektorem ve vzdálenosti 0,8 m od terče, bylo dosaženo rozlišení 0,013  $\mu$ s/m. Tento přístroj je tedy velmi vhodný pro měření středních neutronů a byly jím objeveny v tomto rozsahu nové energ. hladiny.

#### 4. Puls. kaskádní generátor.

U tohoto stroje může být buď modulován zdroj iontů /15/, nebo též užit způsob vychylování svazku deutronů na terč z těžkého ledu. Tímto způsobem lze získat velmi krátké záblesky. Urychlovače s tímto generátorem by šlo použít stejným způsobem, jako elektrostatického generátoru /ad.3/. Protože tyto stroje mají nižší napětí, bylo by dobré použít terče ze jmenovaných isotopů Be a C.

### 6.222 Spektrometry s urychlovači, které jsou podstatou pulsní.

#### 1. S y n c h r o c y k l o t r o n .

Známy 400 MeV synchrocyclotron byl upraven jako impulsový, vysoce intenzivní zdroj neutronů pro průletový spektrometr /15/. Svazek protonů je v patřičném okamžiku vychýlen elektrostatickým deflektorem, který je tvořen dvěma deskami ve vzdálenosti 25 mm. Napětí na deflektor jde z puls. transformátoru a je asi 125 kV. Svazek je vychýlen asi 2,5 cm nad střední rovinu a dopadá na wolframový terč, který slouží jako zdroj rychlých neutronů. Tyto neutrony jsou zpomaleny nylonovou deskou v hliníkovém pouzdru. Vertikál. vychýlení proběhne během jedné otáčky svazku, t.j. asi v 0,05  $\mu$ s.

Pomocí kolimátoru svazku protonů, který odstraňoval protony s příslušnými vertikál. oscilacemi, byl získán krátký neutr. záblesk. Snížení pozadí neutronů bylo dosaženo vypínáním vř. napětí po urychl. cyklu. Toto vypínání zlepšilo funkci synchrocyclotyonu i při jiných experimentech. Počet neutronů na jeden proton je >1, což dává intenzitu neutronů řádově  $10^{17}$  n/s v záblesku. Použité detektory jsou velké kusy scintil. plast. látky, které detekují záření gamma, emitované po zachycení neutronů.



## 2. Betatron.

Betatron jako zdroj neutron. záblesků vyžaduje jen konstrukci vhodného terče, využívajícího fotoneutronů a obvodu deflektoru, který by vychýlil svazek elektronů na terč v dostatečně krátkém okamžiku. Deflektor zde zmenší poloměr dráhy elektronů a tím svazek dopadne na kostku uranu, který vydá neutrony. Neutrony jsou zpomaleny polystyrenovou polokoulí /15/.

Šířka pulsu je určena dobou, potřebnou pro shromáždění elektronů na terč. Puls má tvar přibližně Gaussovy křivky. U 100 MeV betatronu byla původně doba na shromáždění 0,35  $\mu$ s, nyní byla snížena na 0,04  $\mu$ s. S delší dobou byla intenzita neutronů  $3 \cdot 10^4$  n/s. S deflekcí elektronů o trvání 0,1  $\mu$ s je  $10^{15}$  n/sec. Protože je na terč vychýlen celý svazek, nezávisí střední tok neutronů na šířce záblesku, což je velká výhoda pro vysoké rozlišení.

Puls paprsků X, který vystupuje z terče spolu s neutrony, spouští časový analyzátor. Užívané jsou dvě polohy detektoru - 6,9 m a 19,6 m. Při vzdálenosti 20 m se užívá skupiny 52 proporc. počítačů BF3 o délce 30 cm a  $\phi$  19 mm. Rozlišení je 0,02  $\mu$ s/m. Při vzdálenosti 7 m se používá scintil. detektoru, který registruje záření gamma od zachycení neutronu. Aby se odstranilo rozptýlené záření gamma, je použito koincidenčního uspořádání. Detektor je podrobněji popsán dále.

## 3. Lineární vf urychlovač elektronů.

Užití lin. urychlovače elektronů přináší pro spektrometr zvláštní char. vlastnosti na rozdíl od jiných typů urychlovačů. Jedna výhoda je, že z urychlovače vystupuje svazek elektronů a to dovoluje umístit terč tak, aby bylo co nejlepší přizpůsobení danému experimentu. Na př. je možno použít jednoho terče pro několik průletových zařízení současně, nebo můžeme vyvést svazek elektronů k terči, umístěnému uvnitř nějaké nepohyblivé soustavy /reaktor/. Největší výhodou je možnost užití detektorů gamma pro studie zachycení, nebo přímo jako detektorů neutronů. Intenzita pozadí gamma mezi pulsy, zaviněná urychlovačem, je prakticky nulová, na rozdíl od cyklotronu a spektrometrů s mech. selektory. Tím je umožněno měřit záření gamma ze zachycení s velkým rozlišením.

Nevýhodou puls. zdroje fotoneutronů jsou velké nároky na elektron. zařízení, které se nesmí mohutným zábleskem záření gamma zahřít ani při nejkratších zpožděních. To udává horní energ. hranici. V případě detektoru s konstantní účinností je četnost úměrná  $\sqrt{E}$ . Tedy s daným zdrojem lze provést měření na vyšších energiích s delší dráhou a tím se sníží zablokování obvodů, což umírňuje omezení max. energie. Jinou nevýhodou jsou větší rozměry vzorku - na rozdíl od spektrometrů s mech. selektory a tím je zkoumané látky třeba gramová množství. Je však možné - a to je pro nás cenné - provádět měření při vyšších energiích neutronů s vysokým rozlišením. Mimoto jsou výsledky získány v poměrně krátkém čase.

/a/ Lin. urychlovač s dutinovými rezonátory.

Původně pracoval tento urychlovač /15/ s energií 5 MeV a proudem 30 mA v pulsu asi 2  $\mu$ s širokém. Elektrony dopadaly na zlatý terč a brzdné záření dávalo neutrony na beryliovém terči. Výtěžek byl asi  $3 \cdot 10^{12}$  n/sec. Urychlovač byl nedávno pozměněn, aby dával energii 10 MeV při proudu 100 mA. Neutronů v záblesku by mělo být asi  $10^{14}$  n/s. Neutrony jsou zpomaleny parafinovým blokem a tříděny 500 kanálovým čas. analyzátozem s křemenným zpožd. vedením o šířce kanálů 2  $\mu$ s. Analy-

sátor časuje urychlovač a spouští elektronovou trysku. Spolu s uvedeným analysátorem se používá obrazovkové paměti, která slouží jako časový expander k podělení intervalu 5 nebo 10  $\mu$ s na padesát dílů, čímž dostaneme trvání detektor. pulsu 0,1  $\mu$ s. Detektor může být umístěn ve vzdálenosti 5 až 15 m od zdroje.

Detektor je podobný jednomu z užívaných u cyklotronu. Krystaly NaI detekují záření gamma, emitované vzorkem po zachycení neutronu. U tohoto spektrometru je patrna potřeba většího počtu kanálů. Počet kanálů je omezen elektrickou délkou zpoždovacího vedení.

#### /b/ Lin. urychlovač s nosnou vlnou.

Spektrometr s lin. urychlovačem s nosnou vlnou, který je v provozu v A.E.R.E. v Harwellu překrývá střední rozsah energií neutronů, který nás zajímá /23/. Při prvních pracích byl užíván urychlovač pro energii 3,2 MeV, který byl později nahrazen výkonnějším strojem na 15 MeV.

Urychlovač 3,2 MeV : Zdrojem neutronů bylo kovové berylium o rozměrech 38x15x15 cm. Výtěžek byl asi  $10^9$  n/sec. Neutrony byly zpomaleny v terči a emitovány isotropně. Jako detektoru bylo užito proporč. počtáče o délce 50 cm a  $\phi$  6 cm, plněného BF<sub>3</sub> o tlaku 60 cm Hg /obohacený B<sup>10</sup> na 96% /12/. Časový analysátor měl 32 kanálů. S dráhou 10m byla četnost asi 4 imp./min/ $\mu$ s šířky kanálu. Elektronové impulsy i čas. kanály měly trvání 2  $\mu$ s a rozlišení přístroje nad 50 eV bylo v té době nejlepší. Intenzita zdroje nebyla dostatečná pro stanovení úč. průřezu štěpení, pro měření rozptýl. neutronů a pro měření výtěžku gamma ze zachycení. Bylo zapotřebí více neutronů, užších záblesků i kanálů a možnost provádět současně několik experimentů. Spektrometr v tomto údobí je popsán v / 16, 12, 18 /.

Urychlovač 15 MeV : Aby se využilo vysokého výtěžku reakce  $\gamma, n$  v uranu, byl navržen a zkonstruován nový urychlovač na 15 MeV /17/. Byl též zdokonalen časový analysátor. Proud v pulsu je asi 25 mA. Obvykle se užívá 400 pulsů/sec. Urychlovač je dvoustupňový stroj zpětnovazebního typu /24/, napájený magnetronem o 3000 Mc/s a impulsovém výkonu 1,8 MW. Pro snadnou montáž a údržbu je zebrovaný vlnovod z 316 buněk montován na šesti tříkolečkových valnicích, které běhají po kolejničích. Modulátor dává impulsy 40-50 kV o trvání 2  $\mu$ s. Elektrony přímo osvětlují vzduchem chlazený terč z přírodního uranu, který je uzavřený v hliníku. Vyslané neutrony se zpomalují v parafínu. Urychlovač a terč jsou v betonovém stěně a terč je pozorovatelný ze šesti možných detekčních poloh, jejichž vzdálenosti jsou od 3 do 55 m. Dráhy nad 7m mají evakuované trubice, aby se zmenšil rozptýl na vzduchu a mají samostatnou kolimaci. Úhrnný úč. průřez se měří pomocí borového NaI detektoru ve vzdálenosti 20m. Studie zachycení se provádí ve vzdálenosti 11,5 m a rozptylové práce ve vzdálenosti 12 m. Bylo dosaženo rozlišení 10% při energii nad několik set keV.

Doplěk k tomuto spektrometru je modulátor, který dává elektron. pulsy o trvání 0,2  $\mu$ s a analysátor o šířce kanálu 0,2  $\mu$ s. Toto rozšiřuje rozsah spektrometru nad asi 100 keV pro kvalitativní studie průřezů a dovolí provádět analysu rezonancí na několika keV, místo obvyklých několika set eV.

Bude zapotřebí použít účinnějšího detektoru. U větších krystalů NaI nelze patřičně snížit pozadí v důsledku přítomného K<sup>40</sup>. Proto se zkouší tekuté scintilátory. Lepší než zdokonalený detektor, je intenzivnější zdroj. Je konstruován urychlovač pro špičk. proud 1 A při energii elektronů 25 MeV. To zvýší mohutnost

zdroje asi 200x. Zlepšme-li současně účinnost detektoru 5x, zvýší se celkový zisk 1000x, pro tutéž četnost při 10x delší dráze a 10x lepší rozlišení /23/.

Aby bylo možno měřit tepelné spektrum /t.zn. nízká opakovací frekvence pro zabránění "přeskoků" / současně s vyššími energiemi /t.zn. vysoká opakov. frekv. pro dosažení velké četnosti /, je projektována nová výstupní trubice, v níž by puls. mag. deflektor vybral 1 puls na každých 8, ke zvláštnímu terči, zatím co zbylé pulsy by ostřelovaly hlavní terč. Opakovací frekvence pak budou 50 a 350 c/s při základní opak. frekvenci 400 c/s.

### 6.23 Spektrometry, založené na měření doby zpomalení.

Tyto spektrometry /25/ lze též řadit k časovému rozkladu, protože vyřídění monoenerget. neutronů se provádí na základě doby nutné pro zpomalení neutronů pružnými srážkami.

Neutrony, které se zpomalují pružnými srážkami v prostředí s hmot. číslem  $M \gg 1$  se seskupují podle rychlosti do poměrně úzké skupiny, která přechází k nižší rychlosti s rostoucí dobou zpomalení. Vpusťme-li do moderátoru rychlé neutrony krátkodobými periodickými záblesky a je-li detektor citlivý na krátký okamžik  $\Delta t$ , zpožděný vzhledem k záblesku o interval  $t$ , pak budou vybrány přibližně monoenergetické neutrony, jejichž energie je určena dobou zpomalení  $t \sim M/v$ .

Výhody této metody proti obvyklé průletové jsou:  
Intenzita je větší o 3-4 řády, tedy používá se jednoduchý zdroj neutronů s iontovou trubicí na několik set kV.  
Snadné měření úč. průřezu zachycení,  
Pozadí od gamma záření je nízké.

Jako moderátoru bylo užito olověného /Pb snadno dostupné a má malý průřez pro zachycení / hranolu  $2 \times 2 \times 2,3 \text{ m}^3$ , Zdrojem neutronů byl zirkon-tritiový terč uvnitř hranolu, ostřelovaný deuterony, které byly urychleny na 300 keV. Iontový zdroj - typu Penningova - byl napájen napěťovými pulsy o trvání 1-3  $\mu\text{s}$ . Opakovací frekvence 50 - 1250 c/s. Pro zkrácení záblesku byl svazek deuteronů vychylován el. polem mezi dvěma deskami. Puls na terči pak trval 0,5 - 2  $\mu\text{s}$ . Proud neutronů byl asi  $3 \cdot 10^{11} \text{ n/s}$ . Zpomalené neutrony byly měřeny proporc. počítači o tlaku 60  $\text{cm}^2 \text{ BF}_3$  a též ionsační komorou, plněnou argonem a vyloženou tenkými vrstvami LiF nebo  $\text{B}_2\text{O}_3$ .

Uvedená metoda je použitelná pro neutronovou spektrometrii v energetickém rozsahu od 1 eV do asi 10 keV. V rozsahu energií od několika eV do stovek eV je rozlišení energie asi 30 % a mimo tento rozsah je horší. Vzhledem ke svému rozlišení nemůže tato metoda konkurovat průletové metodě, ale může k ní být užitečným doplňkem, neboť dovoluje provádět měření průběhu celk. průřezu a odděleně pro reakci  $(n, \gamma)$  a pro reakci s emisí nabitých částic.

### 6.24 Časové analyzátoři pro průletové spektrometry.

Různé druhy užívaných analyzátorů můžeme rozdělit podle druhu působení do čtyřech skupin: 1. Čas. analyzátoři se styčnými kanály, 2. Čas. analyzátoři v maticovém uspořádání, 3. Čas. analys. užívající paměť a 4. Čas. analys. s konverzí času na amplitudu.

6.241 Časové analyzátoři se styčnými kanály...  
 U tohoto typu je celá činnost spektrometru odvozena od t.zv. hlavního zdroje impulsů, který dává několik řad napěťových impulsů. Nejkratší čas. interval určuje základní řadu, která je synchronována krystal. oscilátorem. Ostatní řady jsou získány pomocí děličů frekvence. Tyto přístroje můžeme rozdělit do 2 skup.:  
 a) Puls z hlavního zdroje může zahájit proces celého sledu kanálů, které se už dále udržují samy v činnosti. Každý impuls z hlavního zdroje projde zpoždovačem obvodu a spustí v prvním kanálu obvod, který vytvoří napěťový impuls, jehož trvání je dáno vestavěným zpožd. vedením a odpovídá šířce kanálu /brankový impuls/. Tento impuls pak postupuje na brankový obvod. Při jeho průchodu během této periody citlivosti /branka je otevřena/ puls z detektoru na branku, uvede branka v činnost obvod, který dá impuls do registrátoru. Při skončení brankového impulsu je vytvořen krátký impuls, který slouží jako spouštěcí impuls pro druhý kanál /druhá branka/. Tento spouštěcí impuls bude v dalším označen jako "předávací impuls". Tak spouští kanály jeden po druhém. Počítadla na výstupu každého kanálu udávají četnost na kanál. Někdy je tvořen i termostát a mech. počítadlo. Analýza zde má 100 kanálů /10x10/. Počet detektorů je 12 a mech. selektor.  
 b) Jindy se hledí zabránit možnosti otevření více než jedné branky současně. Hlavní zdroj impulsů pak vytváří mámo hlavní řadu, - ještě dvě řady "zastavovacích" impulsů /dále stop impulsy/, které zavírají střídavě sudé a liché branky. Tedy máme sudé a liché stop impulsy. První branka se otevře start. impulsem, který je zpožděn o dobu  $t_1$  proti záblesku neutronů. Tato branka se uzavře za dobu  $\Delta t_2$  lichým stop impulsem. Při zavírání dá branka předávací impuls, který otevře druhou branku. Zase po čase  $\Delta t_2$  zavře sudý stop impuls tuto branku, při čemž se otevře třetí branka atd. Řada brank. impulsů jde na první měřičky brank. elektronky. Impulsy z detektorů jdou na třetí měřičky všech brank. elektroněk. Tím vznikne impuls anodového proudu v té elektronce, na kterou přišel detekt. impuls během jejího otevření. V Harwellském zařízení měla hlavní imp. řada periodu 2  $\mu s$ . Ostatní řady byly odvozeny pomocí děličů frekvence /multivibrátory/. Zpoždění  $t_1$  bylo dosaženo zpoždovačem, který byl tvořen třemi v serií zapojenými multivibrátory s jedním stabilním a jedním nestabil. stavem. Branek je 100 a dají se použít buď v jedné řadě, nebo ve dvou nezávislých řadách po 50 kanálech. Ke kontrole chodu je pro každou řadu branek celkový čítač. Šířka kanálů je nastavitelná na 2 nebo 10  $\mu s$  a doba zpoždění  $t_1$  mezi 0 a 2000  $\mu s$ . Opakovací frekvence neutron. záblesků je buď 200, nebo 400 imp/sec.

Podobné zařízení měly původně spektrometry s cyklotronem. Každý oscilátor byl spuštěn v nulovém čase, když svazek dopadl na terč. Zpožděný signál rozběhl systém 32 čas. kanálů. Na výstupu každého kanálu byly dva registrátory pro údaje bez vzorku a se vzorkem. Zpoždění a šířka kanálů byly proměnné.

6.242 Časové analyzátoři v maticové uspořádání

a) Když je četnost tak nízká, že je pravděpodobnější detekce jen jednoho pulsu na záblesk než několika, měří analyzátor rychlost pouze jednoho neutronu na záblesk.  
 U mech. selektoru propustí zdroj světla šterbinou selektoru, světlo na fotonku, nebo je na ose selektoru upevněno zrcátko a na zvláštním držáku zdroj světla a fotonásobič. Tím je vytvořen puls v nulovém čase, přičemž mu "nulový

úměrné energ. rozsahu/. Při výstupu ze zpoždění jsou referenční pulsy ještě jednou zpožděny /1/100 paměťového zpoždění, t.j.  $0,2 \mu s$  /, kdežto pulsy z detektoru tímto dodatečným zpožděním neprocházejí. Oběhání pokračuje do té doby, kdy refer. pulsy /neustále zvlášť zpožděvané/ setkají s prvními signály /t.j. těmi, které přísluší nejvyšší energii/. Při tom setkání je dán puls na maticový analyzátor a zafixovaný signál je odebrán. Oběhání pokračuje dále, až je dosaženo setkání se signálem, příslušným neutronu nižší energie; pak je dán puls na matici a je odebrán druhý signál. Tento pochod pokračuje až je celý systém uprázdněn a celý popsáný prac. interval může začít znovu.

#### 6.244 Čas. analyzátor s konverzí času na amplitudu.

Protože u rychlostních spektrometrů s Van de Graaffovým, nebo kaskádním generátorem je použito pro dosažení rozumné četnosti krátké průletové dráhy, je doba průletu - zvlášť při měření středních energií, pro které je tento typ spektrometrů velmi vhodný - velmi krátká /řádově stovky nps/. V tomto případě /15/ a v případě měření rychlých neutronů /27/ se užívá zařízení, které mění interval mezi dvěma rychle po sobě následujícími pulsy na puls, jehož výška je úměrná intervalu mezi pulsy.

/a/ Počáteční puls, který získáme z vf vychylovacího napětí, spustí rychlý diskriminátor, jehož výstupní puls odstartuje nabíjení kapacity konstantním proudem. Nabíjení se ukončí pulsem, který odpovídá přechodu neutronu. Pro vlastní analýzu je pak použito obyčejného diferenciálního diskriminátoru /analyzátor výšky pulsů/.

/b/ Jiný, vtipný způsob přeměny času na amplitudu /31/ spočívá v tom, že se na dvě řídící mířičky normálně uzavřené elektronky přivedou pulsy, které odpovídají okamžikům startu a přechodu neutronů. Oba pulsy jsou uniformované v elektronce, která má v anodě zpožďovací vedení. Doba zpoždění a tím i trvání uniformovaných pulsů se řídí energet. rozsahem a průletovou vzdáleností. Protože jsou oba pulsy pozitivní, otevrou zafixovanou elektronku, pokud se částečně překrývají. Náboj, který projde elektronkou, je úměrný době překrývání obou pulsů. Max. náboj projde, není-li mezi pulsy zpoždění a neprojde žádný proud, je-li zpoždění mezi pulsy větší než  $2t$  /kde  $2t$  je trvání unif. pulsu a  $t$  - doba zpožd. vedení v anodě/. Proud, který prošel elektronkou, je integrován na vstupu následující elektronky, čímž se mění na pilové napětí a na výstupu dostáváme pulsy, jejichž výška je úměrná době průletu.

#### 6.25 Detektory neutronů pro průletovou metodu.

Ideální počítač pro účely průletové spektrometrie má mít malou reakční dobu, velikou účinnost, necitlivost pro záření gamma a rychlé neutrony a velikou účinnou plochu. U žádného z užívaných detektorů nejsou tyto požadavky splněny všechny. Můžeme si provést rozdělení detektorů na: 1. plynové počítače a 2. scintilační počítače. První skupina zahrnuje jak jednoduché trubice, tak skupiny těchto trubic. Ve druhé skupině jsou detektory záření gamma, které pochází z radiátoru, umístěného mimo vlastní detektor a detektory, v nichž je neutron zpomalen, zachycen a emitované záření hned detekováno.

## 6.251 Plynové detektory.

/a/ Ve většině dřívějších prací byly užívány proporc. počítače a ionis. komory, plněné  $\text{BF}_3$ . Počítač má proti komoře kratší pulsy a potřebné elektronické zesílení stačí menší; komora však dává "uniforemnanější" páisy a může pracovat při větším tlaku bez enormně vysokého napětí. Užívané počítače měly průměr 5-6 cm, délku 10-50 cm, tlak 15-60 cm Hg, obyčejně obohaceno isotopem  $\text{B}^{10}$ . Nevýhodou těchto počítačů je jejich délka /řádově 10 cm/, která je nutná pro slušnou účinnost. Místo detekce neutronu je pak někde v této oblasti a tato neurčenost průletové vzdálenosti přispívá největší měrou k šířce rozlišení.

/b/ Jinou nevýhodou obyčejných trubic je neurčenost jejich reakční doby /řádově jednotky  $\mu\text{s}$ /, která klade mez rozlišení spektrometru, protože šířky kanálů dnes užívaných jsou hodně menší. Proto se nyní užívá skupiny většiny množství /~100/ počítačů o malém průměru, jejichž časová neurčenost je asi 0,2  $\mu\text{s}$ . Pro mech. selektor /13/, popsany na str.17, byla užita skupina 7 trubic  $\varnothing$  20 mm, délka 20 cm, plněné obohacným  $\text{BF}_3$  při tlaku 600 mmHg. Mech. selektor na str.18 /28,7,8/ užívá skupinu 128 proporc. počítačů s  $\text{BF}_3$ , uložených ve společné nádobě. Průměr trubic je 22 mm a síla ocel. stěny 0,25 mm. Délka je 23 cm. Vlákně má průměr 0,15 mm. Citlivý povrch je celkem 1600  $\text{cm}^2$ . Nádoba je plněna obohacným /96%/ $\text{B}^{10}\text{F}_3$  o tlaku 115 cm Hg. Potřebné napětí je 7 kV, činitel zesílení je 1000. Výhodou je necitlivost vůči záření gamma, nevýhodou ještě přílišná hloubka /s jejíma snížením klesá účinnost/. Pečlivě konstruovaná komora má čas. neurčenost také asi 0,2  $\mu\text{s}$ . Uvedené detektory lze tedy užívat pro šířku kanálů asi 0,2  $\mu\text{s}$ .

## 6.252 Scintilační detektory.

1. Užitím detekce záření gamma, které pochází ze zachycení neutronu v adsorbátoru, mohou být zhotoveny velmi rychlé detektory, které navíc lze udělat podél dráhy krátké. Organické scintilační látky pro detekci záření gamma dávají reakční dobu detektorů  $10^{-8}$  sec. Protože dnes užívané šířky kanálů jsou značně delší, nevznáš tento typ detektorů podstatnou časovou neurčenost. Nevýhoda je v tom, že jsou to v podstatě detektory záření gamma a proto musíme zajistit, aby detekované záření pocházelo jen z adsorbátoru neutronů. Jinou nevýhodou je, že počet kvant gamma z radiátoru je funkcí energie. Použijeme-li tlustého borového radiátoru, je energie emitovaného záření gamma jen 462 keV a toto se dává těžko detekovat za přítomnosti jakéhokoliv pozadí gamma. Detektor tohoto typu byl užit u spektrometru s betatronem. Záření gamma je detekováno /30/ párem velkých počítačů ve tvaru prstence. Vnitřní otvor je 10 cm, vnější průměr 20 cm, délka 15 cm. Jsou naplněny roztokem toluen - terphenylu a každý prstěnek má čtyři fotonásobiče, jejichž osy jsou kolmo na svazek neutronů. Neutrony procházejí otvorem prvního prstence, pak radiátorem a poté otvorem druhého prstence. Pro měření propustnosti je radiátorem tlustá vrstva  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  v hliníkovém obalu. Oba počítače jsou zapojeny v koincidenci.

2. Detektory, v nichž je neutron zpomalen, zachycen a emitované záření gamma je v tomtož detektoru hned registrováno, můžeme si dále rozdělit.

/a/ Scintilační detektor, který je velmi účinný pro detekci neutronů, je detektor s tekutou scintilační látkou /28/. Emitované záření je pak detekováno v téže roztoku a tím je dosaženo vysoké účinnosti. Detekční prostředí je tvo-

## 7. ZÁVĚR

Z celého přehledu různých soustav neutronových spektrometrů plyne, že pro měření v rozsahu středních energií (t.j. od 1 keV do 100 keV) je nejvhodnějším průletový spektrometr s puls. elektrostatickým /nebo kaskádním/ generátorem, jehož stručný popis je na str. 22., ve spojení s metodou monoenerget. svazku. Toto zařízení pak má i optimální ekonomii, protože jeden a týž generátor je použitý pro oba druhy měření. Užitečné terče z  $V^{51}$ ,  $C^{14}$ , nebo  $Be^{10}$  by postačila poměrně nízká energie protonů a tím i nízké napětí generátoru (1,5 MV, 700 kV, 350 kV /).

Impulsy protonů o tak malé energii by snad bylo možno získat jejich průletem dutinovým rezonátorem, impulsově buzeným, čímž by se zmenšily rozměry zařízení a klesla jeho cena. Výsledné impulsy neutronů by pak byly zpracovány průletovou metodou. Téhož zařízení by pak také bylo možno užít k měření metodou monoenerget. svazku tímto způsobem: Napěťové impulsy by se amplitudově modulovaly - od největšího napětí k nejnižšímu /práh reakce/. Během každého impulsu by byly produkovány monoenergetické neutrony. Energie každé skupiny by však postupně klesala. Pro detekci by se použilo téhož čas. analyzátoru, jako u průletové metody, s počtem kanálů rovným počtu napěťových impulsů v intervalu od max. napětí k prahovému. Každý kanál by pak registroval příchod neutronů odpovídající energie. Lze na to pohlížet jako na metodu monoenerget. svazku, ale probíhající periodicky celý energet. rozsah.

Literatura.

1. Kaplan I., Nuclear Physics, Addison - Wesley Publishing Comp. 1955.
2. Vlasov N. A., Nějtrony, Gos. izdat. tšchn.-teoret. literatury, Moskva 1955.
3. Bonner T. W., Van de Graaff and Cockcroft-Walton accelerators for fast neutron cross-section measurements, Zprávy žen. konference, ž.P/578.
4. Hibdon, Langsdorf, Holland, Neutron transmission cross-section in the kilovolt region, Phys. Rev. 85, 595, 1952.
5. Jay K.E.B., Atomic Energy Research at Harwell, Butterworths Sc.Public. 1955.
6. Rae, Bowey, A Scintillation Detector for Neutrons of Intermediate Energy, Proc. Phys. Soc., A, LXVII, 1073 /1953/.
7. Hughes D. J., Pile Neutron Research, Cambridge, Mass. 1953.
8. Hughes D. J., Neutron Velocity Selectors used at Reactors, Žen.konf.P/576.
9. Egelstaff P. A., A Review of Pile Neutron Spectrometer Work at Harwell, Ženev. konfer., P / 767.
10. Abov J.G., Nejtronnij kristaličeskij spektrometr s izognutym monokristallom kvarca, Sessija Akademii nauk SSSR, izd.Akad. nauk SSSR, Moskva 1955.
11. Hughes D. J., Neutron Optics, New York 1954.
12. Morrison A. W., Wiblin E.R., The Total Neutron Cross-Sections of Cobalt, Silver, Iodine, Aluminium, Nickel and Gallium between 1eV and 5keV, Proc. of the Roy. Soc., A, 215, No1121 /1952/.
13. Mostovoi V. J., Pevzner, Citovič, Mechaničeskij selektor nejtronov, Ženev. konfer., P/640.
14. Vladimírskij, Radkevič, Sokolovskij, Nejtronnij spektrometr s mehaničeskim preryvatělem, Ženev. konfer., P/641.
15. Havens W.W. Jr., Pulsed Accelerator Slow Neutron Velocity Spectrometers, Ženev. konfer., P/574.
16. Morrison, Wiblin, The Harwell Time-of-Flight Neutron Spectrometer, Nature 167, 346, /1951/.
17. Trier, Hammerton, Wolfendale, Ein nach der Laufzeitmethode arbeitendes Neutronenspektrometer, Philips Tech. Rdsch., 16, 97-114 /1954/.
18. Goulding, Hammerton, Kelliher, Morrison, Wiblin, The Development of a Neutron Spectrometer for the Intermediate Energies, Proc. Inst. of Electr. Eng., Part II, 101,81/1954/.



19. Martina, Ashby, Pulsed Neutron Source, Rev. Sci. Instr. 26, 878 /1955/.
20. Grinberg A. P., Metody uskorenija zarjažennych častic, Moskva 1950.
21. Thornton, Boyer, Peterson, Cyclotrons designed for precision fast-Neutron Cross-Section Measurements, Zenev. konfer., P/584.
22. Nikitin, Galanina, Ignat'ev, Okorokov, Suchoručkin, Izmerenije polnyh nei-  
tronnyh sečenij izotopov urana-233, urana-235, plutonija-239 metodom  
nigajusžego pučka, Zenevs. konfer., str. 106, Moskva 1955.
23. Wiblin E. R., Neutron Spectrometers based on Pulsed Sources, Zen.k. P/421.
24. Bareford, Kelliher, Ein Linearer Elektronenbeschleuniger für 15 Millionen  
Elektronvolt, Philips Techn. Rdsch., 15, 269, /1954/.
25. Bergman, Isakov, Murin, Sapiro, Štranič, Kazarnovskij, Nejtronnyj spektro-  
metr po vremeni zamedlenija nejtronov v svince, Zenev. konf., P/642.
26. Higinbotham W. A., Time-of-flight Instrumentation for Neutron Spectro-  
meters, Zenev. konfer., P/806.
27. Granberg L., Time-of-Flight Techniques applied to Fast Neutron Measurements,  
Zenev. konfer., P/577.
28. Bollinger L. M., Recent Advances in Neutron Detection, Zen.kon., P/580.
29. Gunst, Connor, Bayard, Thin Scintillators of ZnS in Fused B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> for  
Thermal Neutron Detection, Rev. Sc. Instr. 26, 894, /1955/.
30. Albert, Gaerttner, [n, γ] Detector for Study of Low-Energy Neutron Resonan-  
ces with a Velocity Selector, Rev. Sc. Instr. 26, 572, /1955/.
31. Neilson, Janes, Time-of-Flight Spectrometer for Fast Neutrons,  
Rev. Sc. Instr. 26, 1018, /1955/.
32. Elmore, Sands, Electronics Experimental Techniques, McGraw 1949.
33. Batchelor, Aves, Skyrme, Helium-3 Filled Proportional Counter for Neutron  
Spectroscopy, Rev. Sci. Instr. 26, 1037 /1955/.



## O práci J. Kroupy "Neutronové spektrometry".

V této práci autor podává přehled měřicích zařízení pro neutronovou spektrometrii se zřetelem k oboru středních energií neutronů.

Úvodem jsou stručně popsány některé typy interakce neutronů s jádry: pružný a nepružný rozptyl neutronů na jádrech a reakce ( $n, \gamma$ ). Dále je popsán záchyt neutronů při vyšších energiích, ~~zde autor rozprává~~ Z odůvodnění, které zde autor podává, neplyne však preferování neelastického rozptylu neutronů při vyšších energiích. Po probírání zásad transmisních měření se autor zabývá měření účinných průřezů monoenergetickými neutrony. Další část je věnována metodám rychlostní selekce - kryystalovému monochromátoru a metodám založeným na měření doby letu neutronů. Jsou zde popsány různé typy pomalých a rychlých mechanických selektorů a vloženy zásady práce s pulsovanými urychlovači. Mezi uváděnými vztahy pro četnost impulsů v časovém kanále je nejasmé oprávnění použití vzorce na stránce 15 pro spektrum jak Maxwelllovského typu, tak typu  $\frac{dN}{dE}$ , i úvahy na str. 20, týkající se četnosti impulsů v kanále v závislosti na měřicí basi pro různý poměr šířky neutronového záblesku a šířky časového kanálu. Obšírná a zasvěcená stať je věnována časovým analyzátorům, v níž je podrobně rozebrána funkce některých moderních typů. Závěrečná část pojednává o scintilačních a ionizačních detektorech neutronů se zřetelem k požadavkům metody měření doby letu. Na konec autor navrhuje spojit metody časové selekce s metodou monochromatického svazku. Tato v podstatě správná myšlenka by však při realizaci pravdě odobně narazila na značné těžkosti spojené s požadavkem amplitudové modulace lineárního urychlovače.

Práce J. Kroupy je dobrým přehledem experimentálních metod neutronové spektrometrie a autor v ní prokázal, že je se současným stavem této disciplíny dobře obeznámen.

V Praze dne 19. června 1956.

*J. Štírněch*