

## 5. НЕУТРОНИ, ФИСИЈА И КРИТИЧНОСТ

### 5.1. Увод

Неутрон је открио Чедвик (Џејмс Џхадвицк) 1932. године. То је неутрална честица чија је маса приближна маси протона; маса неутрона је за око 2 масе електрона већа од масе протона. Неутрон је конституент језгра и заједно са протоном гради језгро.

Нуклеарна фисија, на коју је први "наишао" Павле Савић у експериментима озрачивања  $^{235}\text{U}$  неутронима, изазвана је захватом спорих неутрона. Као резултат тог озрачивања добијени су елементи из средине периодног система. Објашњење ове појаве дали су Хан и Штрасман (Отто Хахн и Фритз Страсман) 1939. којима је приписано "откриће" фисије, под којом се подразумева цепање језгра  $^{235}\text{U}$ , које следи након захвата неутрона. Чињеница да се при фисији емитује неколико неутрона сугерисало је да је могућа самоодржавајућа ланчана реакција. Таква реакција је остварена под руководством Фермија 2.12.1942. када је први вештачки нуклеарни реактор достигао критичност. Од тог периода, неутрон, заузима централно место у свету модерне физике атома и зрачења.

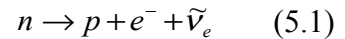
### 5.2. Физичке особине неутрона

Неутрон је субатомска честица, припада групи хадрона и обележава се симболом  $n$  или  $n^0$ . Неутрон је саставни део језгра сваког атома осим најраспрострањенијег изотопа водоника, чије се језгро састоји само од једног протона. Заједно са протонима неутрони су чврсто везани нуклеарним силама. Неутрон је неутрална честица ( $z = 0$ ) са спином

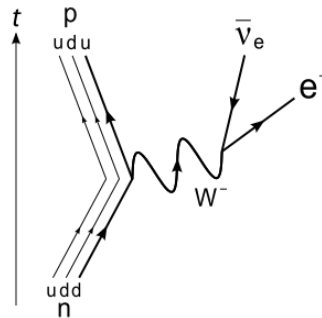
$s_n = 1/2$  и негативним магнетним моментом  $\mu_n \approx -1.9\mu_B$ . Неутрон је класификован као барион, тј хадрон који се састоји од три кварка, два **down** кварка са наелектрисањем  $-1/3$  и једног *up* кварка наелектрисања  $+2/3$ . Као и протони, неутрони имају барионски број

$B_n = +1$ , изоспин  $T = 1/2$  (са пројекцијом  $T_z = -1/2$ ) и позитивну унутрашњу парност  $p_n = +1$ . Маса неутрона је  $m_n = 1.00876 \text{ amu} = 939.6 \text{ MeV} = 1838.6 m_e$ , и она је за 1.3 MeV (или  $2.5 m_e$ ) већа од масе протона.

Ван језгра неутрони су нестабилни и имају време полу-распада око 11 минута. Распадају се (бета распадом) на протон, електрон и антинейтрино:

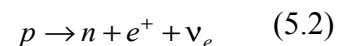


Пошто се неутрон састоји из три кварка једини могући распад без промене барионског броја је распад једног down кварка у лакши up кварк и може се постићи емисијом  $W$  бозона. Под овим се подразумева распад (5.1)

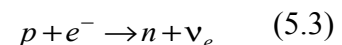


Слика 5.1. Дијаграм бета распада неутрона у протон, електрон и антинейтрино електронски преко тешког  $W$  бозона.

Разменом пиона унутар језгра неутрон и протон се преобраћају један у други. Унутар језгра протони се трансформишу у неутроне инверзним бета распадом:



Трансформација протона у неутрон унутар језгра такође је могућа електронским захватом:



За разлику од протона, неутрони су ненаелектрисани и не интерагују директно са електронима. Отуда је свет неутрона у оштрој супротности са светом протона. Протони виде море електрона са којима су стално у интеракцији. С друге стране, за неутроне материја је празан простор са малим сконцентрисаним грудвицама нуклеарне материје распоређене околу. Неутрон који пролази кроз запремину која садржи велики број језгара има само две опције, или да несметано прође или да интерагује са језгрима. Интензитет неутрона и после проласка дуж путање  $x$  кроз материју даје

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-N \cdot \sigma \cdot x}, \quad (5.4)$$

где је  $I_0$  почетни интензитет,  $N$  је број језгара по јединици запремине и  $\sigma$  је ефикасни пресек. Ово понашање неутрона је слично гама зрацима. Међутим, док су гама зраци у могућности да директно јонизују материју, неутрони прво треба да произведу секундарне честице.

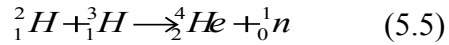
Снопови неутрона могу се добити из различитих нуклеарних реакција. За разлику од наелектрисаних честица неутрони се не могу убрзати. Високо енергетски неутрони могу да смање своју енергију сударима са атомима различитих материјала. Овај процес успоравања назван је модерација неутрона.

### 5.3 ИЗВОРИ НЕУТРОНА

Неутрони се могу производити на више различитих начина: у реакторима, акцелераторима и помоћу посебно направљених неутронских извора.

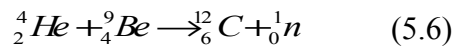
Нуклеарни реактори су најобилнији извори неутрона. У њима је могуће добити веома велике флуксе неутрона различитих енергија. Енергетски спектар неутрона из фисије  $^{235}\text{U}$  је од неколико  $\text{keV}$  до више од  $10 \text{ MeV}$ . Средња енергија је око  $2 \text{ MeV}$ . Истраживачки реактори често имају "порт" (канал) кроз које неутронски сноп излази у области експеримента ван главног реакторског штита. Ови неутрони су обично успорени, јер морају да прођу кроз део реакторског језгра и хладиоца, као и кроз структурне материјале. Слика 5.2 приказује пример истраживачког реактора.

Акцелератори честица се користе да генерирају неутронске снопове преко извесних нуклеарних реакција. На пример, убрзани деутерон који удара мету од трицијума производи неутроне преко  ${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4\text{H}$  реакције, тј:



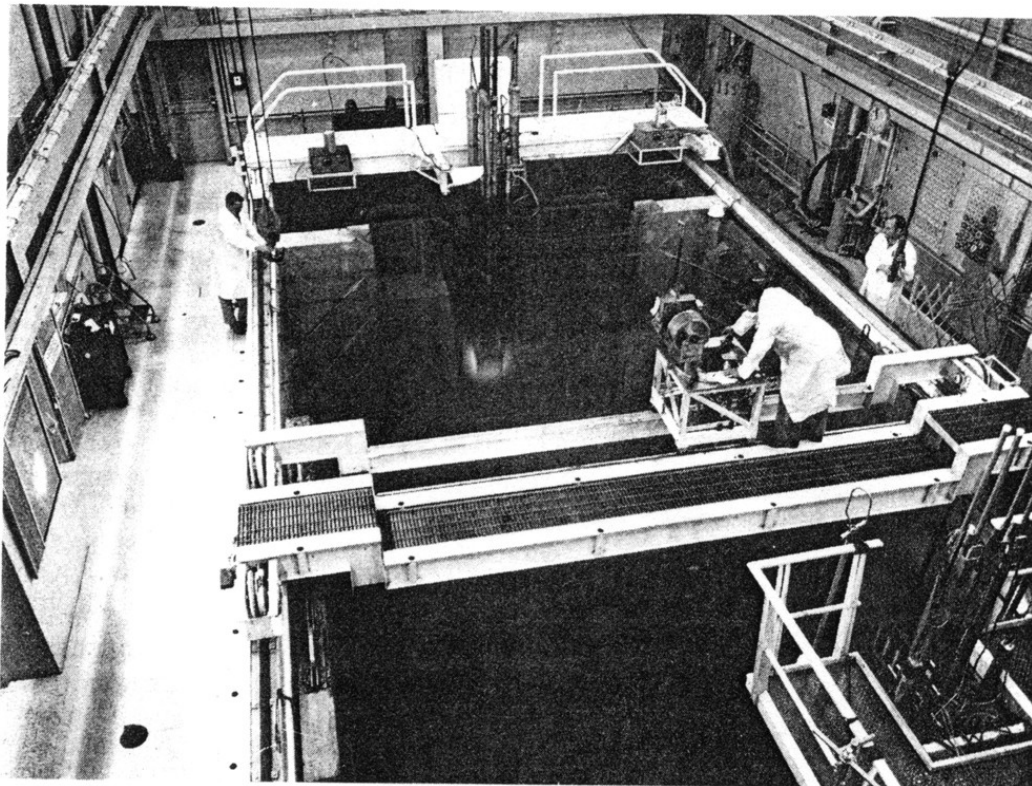
Да би се добили моноенергетски неутрони помоћу акцелератора, непожељна су ексцитована стања продукта. Зато се као мете за снопове протона или деутерона често користе лаки материјали. Табела 5.1 даје неке важне реакције које се користе за добијање моноенергетских неутрона. Прве две су егзотермне и могу се користити са јонима енергије од неколико стотина keV у релативно јефтним акцелераторима. За дату енергију снопа, неутрони напуштају танку мету са енергијом која зависи од угла изласка у односу на правац инцидентногг снопа.

Неутронски извори се могу правити и на следећи начин: Алфа емитер, обично радијум, полонијум или плутонијум се помеша са лаким металом, као што су берилијум, или бор. Ови материјали су обично у облику праха и све се то скупа капсулира да би се начинио "радиоактивни" извор неутрона. Неутрони се емитују као резултат ( $\alpha,\text{n}$ ) реакције:



Табела 5.1. *Реакције које се користе за добијање моноенергетских неутрона на акцелераторима протона (p) и деутерона(d)*

Реакција	Q вредност (MeV)
${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$	17.6
${}^2\text{H}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$	3.27
${}^{12}\text{C}(\text{d},\text{n}){}^{13}\text{N}$	-0.281
${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$	-0.764
${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$	-1.65



Слика 5.2. *Oak Ridge истраживачки реактор'типа базен за пливање (Реактор је буквално потопљен у води) (Прим.прев.). Вода служи као хладилац, модератор и (заклон) штит. Око реактора светли плавичаста светлост која се емитује као Черенковљево зрачење од стране електрона који се кроз воду простиру брже од светлости.*

Лаки метали се користе да би се минимизирало Кулоново одбијање између алфа честице и језгра. Флуks неутрона из таквих извора опада са временом полураспада алфа емитера. Неутрони напуштају извор са континуалним енергетским спектром, јер се алфа честице успоравају за различити износ пре удара у језгро. Неутрон и узмакнуто језгро деле укупну енергију која је једнака  $Q$  вредности реакције и кинетичкој енергији алфа

честице пре него што је она ударила у језгро. Неки уобичајени ( $\alpha, n$ ) извори су дати у Табели 5.2.

Табела 5.2. ( $\alpha, n$ ) неутронски извори

Извор	Средња енергија неутрона	Полуживот
$^{210}\text{Po Be}$	4.2	138 dana
$^{210}\text{Po B}$	2.5	138 dana
$^{226}\text{Ra Be}$	3.9	1602 god
$^{226}\text{Ra B}$	3.0	1602 god
$^{239}\text{Pu Be}$	4.5	24400 god

Слично, ( $\alpha, n$ ) неутронским изворима, могући су и фото- неутронски извори, који користе ( $\gamma, n$ ) реакцију. Неколико примера је набројано у Табели 5.3. За разлику од ( $\alpha, n$ ) извора, који емитују неутроне са континуалним енергетским спектром, моноенергетски фотони се могу добити избором језгра које емитује гама зрачење једне енергије (једну линију). Фотонеутронски извори опадају са временом полураспада гама емитера. Сви извори у Табели 5.3 су моноенергетски, осим задњег  $^{226}\text{Ra}$  који емитује гама зрачење са више разних енергија. Важно је знати, са аспекта заштите од зрачења, да сви фотонеутронски извори имају гама зрачни фон од  $>1000$  фотона по неутрону.

Табела 5.3. ( $\gamma, n$ ) неутронски извори

Извор	Енергија неутрона	Полуживот
$^{24}\text{Na Be}$	0.83	24.8 h
$^{24}\text{Na D}_2\text{O}$	0.22	14.8 h
$^{116}\text{In Be}$	0.3	54 min
$^{124}\text{Sb Be}$	0.024	60 dana

$^{140}\text{La Be}$	0.62	40 h
$^{226}\text{Ra Be}$	0.7 (максимум)	1602 god

Нека врло тешка језгра се распадају преко спонтане фисије, при чему емитују неутроне. Они се могу капсулираати и користити као неутронски извори. Примери неких спонтано фисибилних извора су  $^{254}\text{Cf}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ , и  $^{235}\text{U}$ . У многим случајевима полуживот за спонтану фисију је много већи од истог за алфа распад. Изузетак је  $^{254}\text{Cf}$ , који се распада скоро у потпуности фисијом са полувременом 60 дана.

#### 5.4. КЛАСИФИКАЦИЈА НЕУТРОНА

Погодно је класификовати неутроне према њиховој енергији. На ниском делу енергетске скале, неутрони могу бити у термалној равнотежи са околином. Њихове енергије су расподељене према Максвел-Болцмановој формули. Енергија **термалних неутрона** се понекад даје као 0.025 eV, која је највероватнија енергија на собној температури (20°C). Средња енергија термалних неутрона на собној температури је 0.038 eV. Расподела термалних неутрона не мора обавезно да одговара собној температури. **Хладни неутрони**, са нижом температуром, се производе у неким уредјајима, док други генеришу неутроне са енергетском расподелом карактеристичном за температуре знатно више од 20°C. **Термални** неутрони добијају и губе само мале износе енергије кроз еластичне сударе у материји. Они дифундују све док не буду захваћени од неког језгра из материје.

Неутрони виших енергија од 0.01 или 0.1 MeV (конвенција није прецизна) су познати као **спори, интермедарни или резонантни неутрони**. **Брзи неутрони** су следећи на енергетској скали и имају енергије до 10 MeV. **Релативистички неутрони** имају још веће енергије.

#### 5.5. ИНТЕРАКЦИЈА СА МАТЕРИЈОМ

Слично фотонима, неутрони су ненаелектрисани и могу да прођу знатно растојање у материји без интеракције. Под условима "добре" геометрије узан сноп моноенергетских неутрона такође слаби експоненцијално у материји. Електромагнетска

интеракција са електронима је занемарљива. Пролазећи кроз материју неутрони се могу сударити са језгром, које их може расејати еластично или нееластично. Расејање је еластично ако се укупна кинетичка енергија очува у судару, тј. када је енергија коју неутрон изгуби једнака кинетичкој енергији узмака језгра. Када је расејање нееластично, језгро апсорбује извесну енергију интерно и подиже се у више енергетско побуђено стање. Неутрон такође може бити захваћен или апсорбован од стране језгра, што доводи до реакција као што су  $(n,p)$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,\alpha)$ , или  $(n,\gamma)$ . Реакције мењају атомски масени број и/или атомски број удареног језгра.

Типично, брзи неутрони губе енергију у материји низом (највише) преко еластичних расејања. Овај процес успоравања се назива модерација неутрона. Како енергија неутрона опада, расејање се наставља, али вероватноћа захвата језгром генерално расте. Ако неутрон достигне термалне енергијем он ће се кретати хаотично услед еластичних расејања све до апсорпције у језгру.

Ефикасни пресеци за интеракције неутрона са атомским језгром се мењају у врло широким границама и обично су компликована  $f$ -ја енергије неутрона. Слика 5.3 показује укупни ефикасни пресек за интеракцију неутрона са водоником и угљеником у зависности од енергије. Због тога што језгро водоника (протон) нема побуђених стања, само су могући еластично расејање и захват. Укупни ефикасни пресек за водоник приказан на Слици 5.3 је сума ефикасних пресека за ова два процеса. Ефикасни пресек за захват на водонику је релативно мали и достиже вредност свега 0.33 *барна* на термалним енергијама, где је и највећи. Захват термалних неутрона је важан процес интеракције са материјалима који садрже водоник.

Насупрот претходном, ефикасни пресек за угљеник показује извесну структуру, нарочито у области 1-10 *MeV*. Језгро има дискретна побуђена стања, која могу појачати или ослабити ефикасне пресеке еластичних или нееластичних судара на појединачним енергијама неутрона.

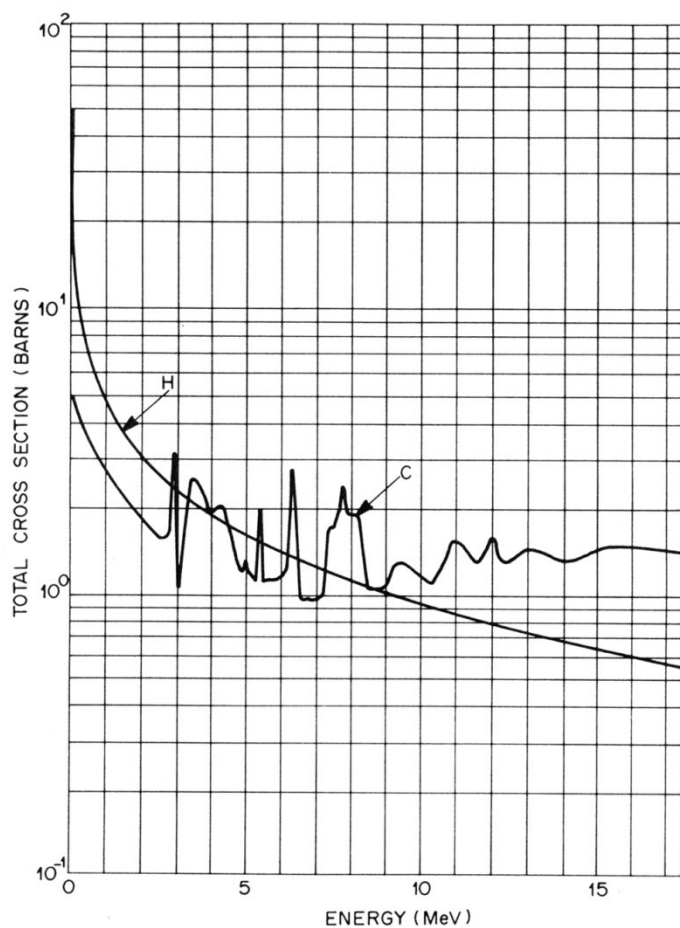
## 5.6. ЕЛАСТИЧНО РАСЕЈАЊЕ

Као што је поменуто у задњој секцији, еластично расејање је најважнији процес за успоравање неутрона; допринос од нееластичног расејања је релативно мали.

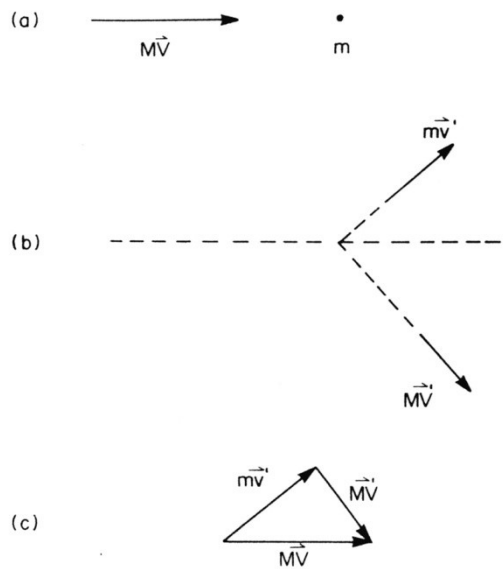


Максимална енергија коју неутрон масе  $M$  и кинетичке енергије  $E$  може да пренесе на језгро масе  $m$  у једном (чеоном) судару је дата једначином (третира се еластично расејање):

$$Q_{\max} = \frac{4mME}{(M + m)^2} \quad (5.7)$$



Слика 5.3. Укупни ефикасни пресек интеракције неутрона са водом и угљеником у функцији енергије.



Слика 5.4. Импулси сударајућих честица (a) пре и (b) после судара. (c) представља конзервације импулса.

Табела 5.4. Максимани део енергије  $Q_{\max}/E$  коју неутрон може да изгуби у једном еластичном судару са разним језгрима

Језгро	$Q_{\max}/E$
$^1\text{H}$	1
$^2\text{H}$	0.889
$^4\text{He}$	0.640
$^9\text{Be}$	0.360
$^{12}\text{C}$	0.284
$^{16}\text{O}$	0.221
$^{56}\text{Fe}$	0.069
$^{118}\text{Sn}$	0.033
$^{238}\text{U}$	0.017

Узимајући  $M=1$ , можемо изражунати део енергије неутрона које он може изгубити у сударима са језгрима различитог масеног броја  $m$ . Неки резултати су приказани у Табели 5.4. За обичан водоник, пошто су протон и неутрон скоро исте масе, неутрон може изгубити сву своју кинетичку енергију у чеоном судару, сличном судару билијарских кугли. Како расте маса језгра, може се видети како се ефикасност модерације неутрона по једном судару погоршава. Као правило, средња енергија изгубљена у судару је приближно једнака половини максималне. Ово правило је тачно када је расејање изотропно у систему центра маса језгра и неутрона, што је случај са водоником и неутроном до енергија до  $10 \text{ MeV}$ .