

# MERITEV ŽIVLJENJSKEGA ČASA NEVTRONOV

MAKS KONCILJA

Fakulteta za matematiko in fiziko  
Univerza v Ljubljani

Prosti razpad nevtrona je osnovni primer jedrskega razpada  $\beta^-$  po Standardnem modelu osnovnih delcev. Razpadni čas nevtrona znaša približno 15 minut in je polemika številnih raziskav v zadnjih sedemdesetih letih. Določajo ga na dva glavna eksperimentalna načina: z žarkovno metodo in metodo steklenice. Rezultata eksperimentalnih metod se razlikujeta za  $\Delta\tau_n = 8.6$  s.

## MEASUREMENT OF THE NEUTRON LIFETIME

According to the Standard model, free neutron decay is a fundamental example of  $\beta^-$  nuclear decay. The neutron decay time of about 15 minutes has been the subject of many studies since the fifties. It is determined in two main experimental ways: by the beam method and the bottle method. Experimental methods give results that differ by  $\Delta\tau_n = 8.6$  s.

### 1. Uvod

Nevtron je poleg protona osnovni gradnik jedra. Nevtroni skupaj z elektroni in protoni sestavljajo večino vidne snovi. Nevtron je odkril angleški fizik James Chadwick leta 1932 [1]. Ker imajo jedra presežek nevtronov, ti prispevajo večino Zemljine mase.

Nevtroni izven atomskega jedra in nevtroni v nestabilnih jedrih lahko razpadejo. Eksperimentalna vrednost povprečne življenjske dobe nevtrona znaša približno 15 minut. To eksperimentalno dognanje je pomembno za določitev verjetnosti razpada nevtrona in določa jakost drugih nabitih šibkih interakcij s prostimi nevtroni in protoni. Lastnosti nevtrona so pomembne v fiziki jedra in osnovnih delecev, astrofiziki, kozmologiji in jedrski fiziki. Vedenje o nestabilnosti nevtrona je pomembno vplivalo na določitev razmerja med nevtroni in protoni v zgodnjem vesolju - nukleosintezi velikega poka. Razpadni čas nevtrona je podlaga za teoretično določitev primarne vsebnosti helija.

Rutherford je prvi predlagal, da je v atomskem jedru poleg pozitivno nabitega protona tudi težek delec brez naboja [2]. Leta 1920 je menil, da je ta delec kombinacija protona in elektrona; razloga sta bila razlika med atomsko maso in vrstnim številom ter dejstvo, da bi se sami pozitivno nabiti protoni v jedru težko elektromagnetno povezovali. Če bi bil nevtron vezano stanje elektrona in protona, bi imel maso nižjo od vsote njunih mas, kar bi pomenilo, da je stabilen. Ivanenko in Heisenberg sta leta 1932 predlagala, da je nevtron osnovni delec s spinom  $1/2$  in da je jedro sestavljeno iz protonov in nevtronov. Do takrat je prevladovalo prepričanje, da je sestavljeno iz elektronov in protonov. Dovolj natančna meritev nevtronske mase  $m_n$  Chadwicka in Goldhaberja je leta 1935 dopustila možnost razpada prostega nevtrona. Dobila sta rezultat  $m_n = 1.0090$  u (u je oznaka za enoto atomske mase), kar je presegalo takrat znano vrednost mase atoma vodika  $m_H = 1.00081$  u.

Kljub vsem napredku je natančna določitev razpadnega časa prostega nevtrona  $\tau_n$  predstavljala velik izziv. Eksperimentiranje s prostimi nevtroni ni preprosto - ker so brez električnega naboja, z lahkoto prodrejo skozi večino snovi in jih je težko obdržati na mestu. Ravno tako je eksperimentalno zahtevno pripraviti počasne nevtrone oziroma tako imenovane ultrahladne nevtrone s hitrostjo nekaj m/s. Nevtroni to stanje dosežejo pri temperaturi manjši od 1 mK.

Znanstveniki so imeli sprva težavo proizvesti dovolj močan žarek nevtronov. Nevtron z energijo nekaj MeV pri preletu, dolgem en meter, in pričakovani življenjski dobi petnajst minut, razpade z majhno verjetnostjo velikostnega reda zgolj  $10^{-10}$ , kar je tudi oteževalo meritve. To so izboljšali z uporabo difuznejših termičnih nevtronov z bolj razpršenim žarkom. V 40. letih prejšnjega stoletja so z uporabo jedrskih fisijskih reaktorjev, kot vir curka nevtronov, opravili prve poskuse za določitev

razpadnega časa nevtronov  $\tau_n$ . Pri poskusih so želeli doseči čim večji tok nevtronov in čim manjši vpliv ozadja. Prepoznavanje procesov ozadja je predstavljalo veliko oviro. Meritve so potekale v bližini reaktorja in delež nerazpadlih nevtronov se je absorbiral in ioniziral. Koincidenčna detekcija protona in elektrona je predstavljala način manjšanja vpliva ozadja. Prve ocene so bile zelo grobe, Robson je leta 1950 ocenil razpadni čas nevtrona  $\tau_n$  na  $(13 - 36)$  min. Robson je prvi eksperiment izvedel leta 1951 in določil razpadni čas nevtrona  $\tau_n = (18.5 \pm 2.5)$  min [3]. Trenutno znana vrednost znaša  $\tau_n = (14.629 \pm 0.004)$  min [4].

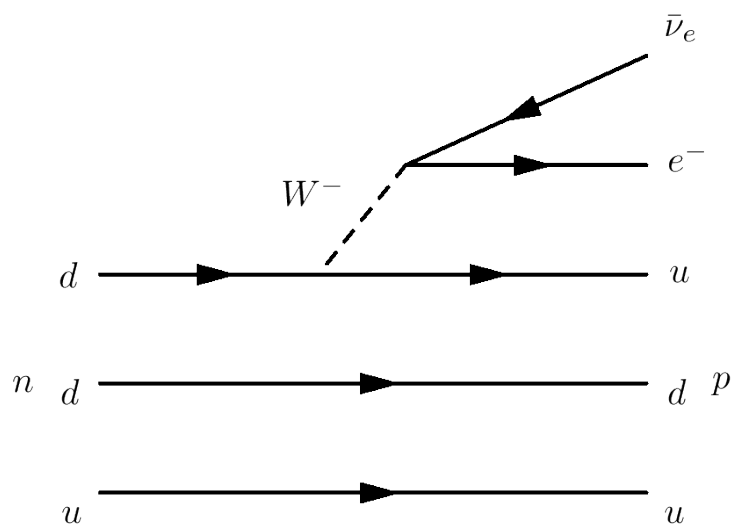
Začetek članka je posvečen teoretičnim osnovam. Kasneje sta opisani obe širši kategoriji meritev razpadnega časa nevtrona: najprej žarkovna metoda, kjer merijo specifično aktivnost nevtronskega žarka s hkratnim štetjem produktov razpada in merjenjem števila nevtronov, sledi pa opis metode steklenice, kjer znano število ultrahladnih nevtronov shranimo in po določenem času preostale nevtrone preštujemo. Natančneje je opisana meritev z magnetno pastjo, ki je sorodna metodi steklenice. Konec članka je posvečen pregledu meritev razpadnega časa nevtrona  $\tau_n$ .

## 2. Teoretične osnove

Po standardnem modelu osnovnih delcev nevtron s šibko silo razpade po razpadu  $\beta^-$  na proton ( $p$ ), elektron ( $e^-$ ) in antinevtrino ( $e^-$ ):

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (1)$$

Razpad nevtrona znotraj atomskega jedra proizvede jedro, ki je v periodnem sistemu sosedno prejšnjemu. Do razpada beta minus pride, ko je ta energetsko dovoljen. Zmanjša se neto skupna masa med reaktanti in produkti, sproščena energija pri razpadu nevtrona znaša  $(m_n - m_p - m_e)c^2 = 782$  keV. Kot kinetična energija se razdeli med razcepke, ki so zapisani v enačbi (1). Energija se ohranja. Masa antinevtrina  $\bar{\nu}_e$  je zanemarljiva. Elektron in antinevtrino potrebujemo za ohranitev gibalne količine, električnega naboja in leptonskega števila, kar lahko prikažemo s Feynmanovim diagramom (slika 1).



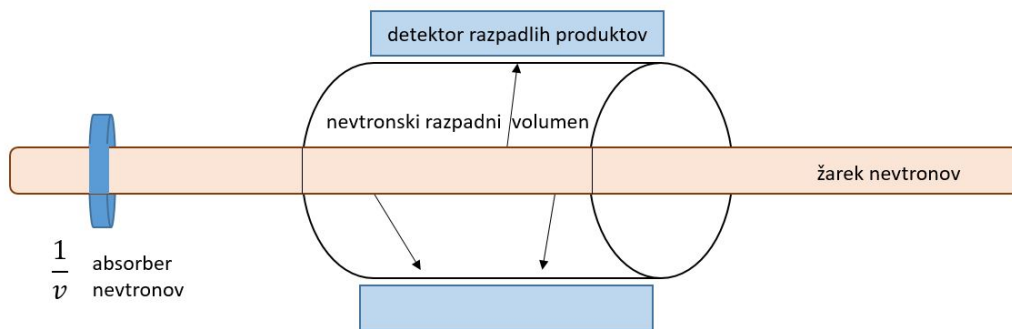
**Slika 1.** Feynmanov diagram razpada prostega nevtrona. Kvarki  $d u d$  sestavljajo nevtron, kvarki  $d u u$  pa proton.  $W$  Bozon posreduje pri prehodu iz kvarka  $d$  v kvark  $u$ .

### 3. Metode merjenja razpadnega časa prostega nevtrona

Eksperimente za merjenje življenjskega časa prostih nevtronov lahko razdelimo v dve širši kategoriji. Prva kategorija so eksperimenti, ki delujejo po žarkovni metodi, kjer se razpadni čas določi s sočasn timerjenjem specifične aktivnosti nevtronskega žarka in štetjem produktov razpada ter določanjem števila nevtronov v območju razpada. V drugo kategorijo sodijo eksperimenti, ki delujejo po metodi steklenice, kjer znano število ultrahladnih nevtronov shranimo in po določenem času preštejemo, koliko jih ni razpadlo [5].

#### 3.1 Žarkovna metoda

Žarkovna metoda je najstarejša metoda za merjenje razpadnega časa nevtronov. Prvi eksperiment s to metodo je Robson izvedel leta 1950 [3]. Pri določevanju razpadnega časa nevtronov z žarkovno metodo je potrebno hkrati opraviti dve meritvi: določiti številsko gostoto nevtronov v curku in prešteti razpadne produkte. Pri tem je potrebno poznati učinkovitost detektorjev nevtronov  $\varepsilon_n$  in protonov  $\varepsilon_p$  in nevtronski razpadni volumen  $V$ , ki je definiran kot produkt dolžine razpadnega volumna  $l$  in preseka žarka  $S$  ( $V = l \cdot S$ ).



**Slika 2.** Slika eksperimenta z žarkovno metodo. Kolimiran žarek nevtronov teče skozi nevtronski razpadni volumen obdan z detektorjem razpadlih produktov. Znotraj žarka stoji tanka absorpcijska folija tipa  $1/v$ .

Iz enačbe hitrosti razpadanega časa nevtronov (2) se lahko izrazi razpadni čas. Z uporabo fizikalnih modelov in upoštevanjem lastnosti merilnih inštrumentov za merjenje nevtronov in protonov se lahko določi razpadni čas nevtrona  $\tau_n$  s količinami, ki so izmerjene pri eksperimentu. Aktivnost nevtronov oziroma trenutna hitrost razpadanja je eksponentna. Velja zveza

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_n} = -\frac{\rho_n V}{\tau_n}. \quad (2)$$

Gostoto nevtronov v žarku  $\rho_n$  (število nevtronov na  $\text{m}^3$ ) lahko zapišemo kot

$$\rho_n = \int \frac{1}{v} \frac{d\phi(v)}{dv} dv, \quad (3)$$

kjer je  $d\phi(v)/dv$  spekter žarka. Integral teče po spektru hitrosti nevtronskega žarka. Z združitvijo enačb (2) in (3) lahko izrazimo razpadni čas nevtrona  $\tau_n$  kot

$$\tau_n = \frac{V}{\dot{N}} \int \frac{1}{v} \frac{d\phi(v)}{dv} dv.$$

Eksperiment je po navadi zastavljen tako, da znotraj nevtronskega žarka stoji tanka absorpcijska folija (glej sliko 2) na kateri se nevtroni absorbirajo. Iz izmerjenih reakcijskih produktov absorbiranih

nevtronov določijo številsko gostoto nevtronov v curku. Pri meritvah gostote toka nevtronov lahko uporabimo precej natančen približek: tako imenovani zakon  $1/v$  ki pravi, da je hitrost nevtronov  $v$  obratno sorazmerna s sipalnim presekom absorpcije počasnih nevtronov. Natančnost približka je ocenjena na velikostni red relativne napake, manjše od  $10^{-4}$  za materiale, ki so slabi absorberji. Za absorberje tipa  $1/v$  lahko zapišemo

$$\sigma_{\text{abs}}(v) = \frac{\sigma_t v_t}{v}, \quad (4)$$

kjer je  $\sigma_{\text{abs}}(v)$  presek za absorpcijo,  $\sigma_t$  pa presek za absorpcijo termičnih nevtronov s hitrostjo  $v_t$ . Eksperiment je po navadi zastavljen tako, da znotraj nevtronskega žarka stoji tanka absorpcijska folija. Reakcijske produkte absorbiranih nevtronov izmerijo z učinkovitostjo  $\varepsilon_n$ . Število zaznanih absorbiranih nevtronov na časovno enoto lahko zapišemo kot

$$R_n = \varepsilon_n S \rho_f \int \sigma_{\text{abs}}(v) \frac{d\phi(v)}{dv} dv, \quad (5)$$

kjer je  $\rho_f$  ploščinska gostota folije (število atomov na enoto površine) in  $S$  prečni presek žarka, ki je običajno manjši od površine absorpcijske folije. Združimo enačbi (4) in (5), da dobimo

$$R_n = \varepsilon_n S \rho_f \sigma_t v_t \int \frac{1}{v} \frac{d\phi(v)}{dv} dv. \quad (6)$$

Integral v enačbi (6) je enak številski gostoti nevtronov v žarku  $\rho_n$  po enačbi (3). Lahko ga izrazimo in dobimo zapis

$$\rho_n = \frac{R_n}{\varepsilon_n S \rho_f \sigma_t v_t}. \quad (7)$$

Izmerjeno števno hitrost razpada zaznavnih produktov nevtrona (elektroni in/ali protoni) označimo z  $R_p$  in učinkovitost meritve z  $\varepsilon_p$ . Potemtakem

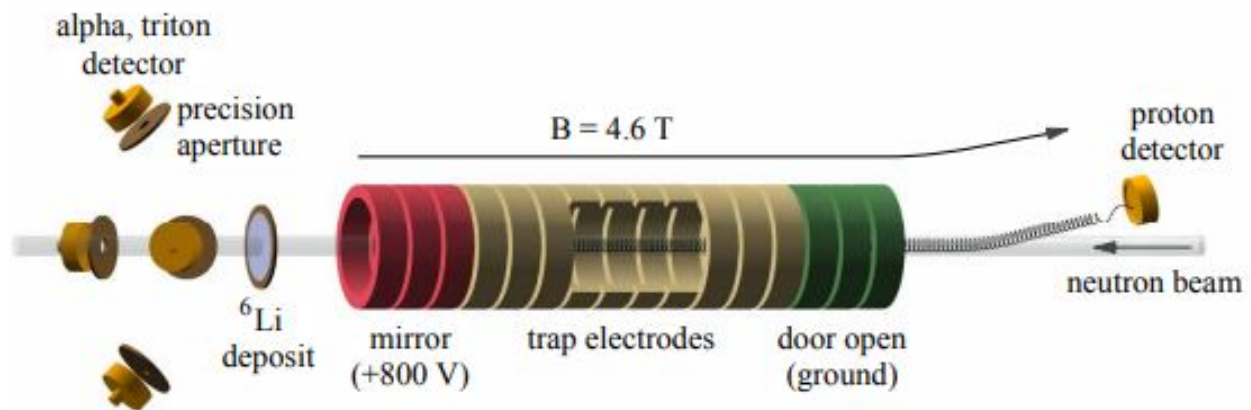
$$R_p = \varepsilon_p \dot{N}. \quad (8)$$

Z združitvijo enačb (6), (7) in (8) pridobimo enačbo za razpadni čas nevtrona  $\tau_n$ , izražen s količinami, ki so bile izmerjene pri eksperimentu:

$$\tau_n = \left( \frac{l}{\rho_f \sigma_t v_t} \right) \left( \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_n} \right) \left( \frac{R_n}{R_p} \right).$$

Ta način določitve  $\tau_n$  je enak pri vseh eksperimentih po žarkovni metodi. Največje razlike med eksperimenti so uporabljeni materiali, način določitve nastalih produktov razpada in gostote žarka nevtronov. Eksperimenti se med seboj ločijo tudi po negotovosti meritev. Največja priložnost za napredek je zmanjšanje napake pri štetju nevtronov.

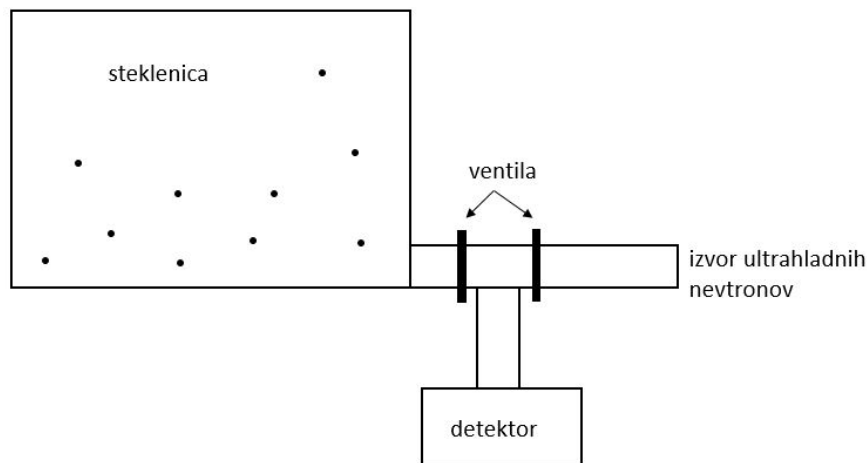
Zadnja štiri desetletja potekajo meritve razpadnega časa nevtrona  $\tau_n$  z žarkovno metodo Sussex-ILL-NIST [6]. Kolimiran žarek hladnih nevtronov spustijo skozi tako imenovano kvazi-Penningovo past. Ta je sestavljena iz obročkastih elektrodnih segmentov. Prvi trije segmenti (vrata) so pri visoki napetosti, sledi jim spremenljivo število ozemljenih segmentov, na koncu pa so trije segmenti (zrcalo) pri isti visoki napetosti kot začetni. Nevtron razpade znotraj osrednjih ozemljenih elektrod, razpadni produkt proton je v radialni smeri ujet v zunanem magnetnem polju (glej sliko 3) in v aksialni smeri z elektrostatičnim potencialom vrat in zrcala. Ko preteče čas velikostnega reda 10 ms prve elektrodne segmente (vrata) ozemljijo. Ujeti protoni zapustijo vrata in potujejo na silicijev detektor protonov, na katerem ustvarijo števen elektronski sunek. Po meritvi se cikel ponovi. Po izstopu iz pasti nevtronski žarek prehaja skozi tanko absorpcijsko folijo, komplet detektorjev pa izmeri produkte absorbiranih nevtronov za določitev  $R_n$ .



**Slika 3.** Prikaz eksperimenta Sussex-ILL-NIST s katerim z žarkovno metodo določajo razpadni čas nevtronov  $\tau_n$ . Curek nevtronov preči kvazi-Penningovo past. Razpadne protone ujame potencial vrat in zrcala, z ozemljitvijo vrat protoni zapustijo past in potujejo na detektor. Z zaznavanjem produktov absorbiranih nevtronov v tanki foliji štejemo nevtrone. Vir: [7].

### 3.2 Metoda steklenice

Ideja metode steklenice za merjenje življenjskega časa nevtrona je preprosta. Ultrahladne nevtrone shranijo v steklenico z visokim efektivnim potencialom, ko preteče čas velikostnega reda razpadnega časa, pa nerazpadle nevtrone preštejejo (glej sliko 4). Pri tej metodi izkoriščajo lastnost ultrahladnih nevtronov, da jih lahko shranimo za daljši čas. Če je steklenica dovolj visoka, so nevtroni zaradi gravitacije ujeti v vertikalni smeri.



**Slika 4.** Skica eksperimenta z metodo steklenice. Ultrahladne nevtrone po ceveh pripeljejo v steklenico. Z detektorjem po določenem pretečenem času preštejejo preostale nevtrone v steklenici.

Ultrahladne nevtrone je potrebno pripraviti, jih prenesti v steklenico, nato pa jih pri več različnih časih  $\Delta t$  odstraniti iz steklenice in prešteti. Število ostalih nevtronov po eksponentnem razpadu v času  $\Delta t$  lahko podamo kot:

$$N = N_0 e^{-\Delta t / \tau}, \quad (9)$$

kjer  $N_0$  označuje začetno število nevtronov. Če preštejemo nevtrone  $N_1$  in  $N_2$  ob dveh različnih shranjevalnih časih  $\Delta t_1$  in  $\Delta t_2$ , lahko iz enačbe (9) izrazimo  $\tau$  kot

$$\tau = \frac{\Delta t_2 - \Delta t_1}{\log(N_1/N_2)}. \quad (10)$$

Površina snovi, iz katere je narejena steklenica, deluje na nevtrone kot efektivni potencial. Počasni nevtroni čutijo efektivno odbojno silo pri interakciji z atomskimi jedri večine snovi, pomembna izjema so jedra vodika. Ultrahladni nevtroni imajo kinetično energijo, manjšo od efektivnega potenciala ( $E_{\text{kin}} < V$ ). Nevtroni se popolnoma odbijejo, kadar je efektivni potencial površine večji od kinetične energije nevtrona, v pravokotni smeri na površino. Tako se nevtroni v steklenici popolnoma odbijajo neodvisno od vpadnega kota [8].

Ultrahladni nevtroni so nevtroni s kinetično energijo  $E_{\text{kin}}$ , manjšo od 100 neV, ki jo lahko zapišemo kot produkt Boltzmannove konstante  $k_B$  in temperature  $T$  ( $E_{\text{kin}} = k_B T$ ). De Broglijevo valovno dolžino lahko zapišemo kot

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mE_{\text{kin}}}},$$

kjer je  $\hbar$  reducirana Planckova konstanta in  $m$  masa nevtrona. Tako je stanje ultrahladnih nevtronov doseženo pri temperaturi, manjši od 1 mK, in de Broglijevi valovni dolžini, večji od 100 nm [9].

Kljub efektivnemu potencialu, ki drži ultrahladne nevtrone v steklenici, obstajajo mehanizmi s katerimi pride do izgub nevtronov. Nevtroni lahko z majhno verjetnostjo interagirajo z jedri iz katerih je sestavljena stena steklenice. Lahko se absorbirajo ali pa s prenosom energije termičnih ekscitacij jeder v materialu pridobijo kinetično energijo, ki je večja od efektivnega potenciala, in pobegnejo iz steklenice. Delež takih izgub je teoretično določen na velikostni red  $10^{-4}$ .

Nerazpadle nevtrone preštejejo z detektorjem ultrahladnih nevtronov. Detektor je sestavljen iz plošče, prevlečene s tanko plastjo borovega izotopa  $^{10}\text{B}$ , ki odlično absorbira nevtrone. Borov atom absorbira nevtron, nastane atom litija ( $^7\text{Li}$ ) in delec alfa ( $\alpha$ ):



Produkta se z veliko sproščeno energijo reakcije (11) ustavita v detektorski plošči in ustvarita scintilacijsko svetlobo. Na detektorsko ploščo pripeta optična vlakna zberejo svetlobo in jo peljejo na fotopomnoževalko, ki signal ojača. Napetostno višino določijo z amplitudnim analizatorjem.

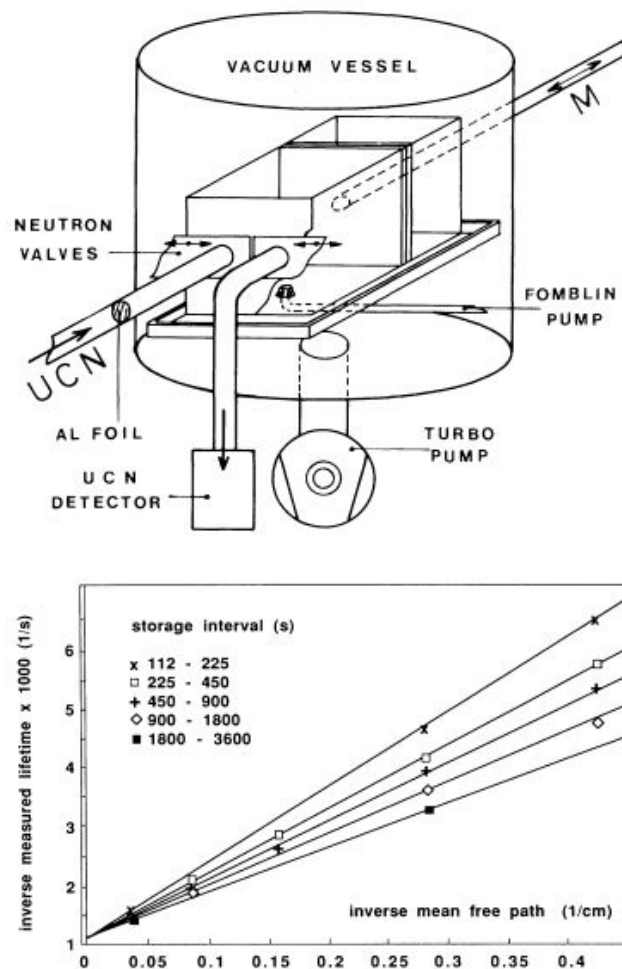
Nevtroni ne izginjajo le zaradi razpada, ampak tudi zaradi drugih mehanizmov. Ti mehanizmi predstavljajo resne izzive za eksperimente. Ena izmed težav so nečistoče na površinah materialov, iz katerih je narejena steklenica. Tako prihaja do neelastičnega sipanja in absorpcije. Pri eksperimentih so izgube večje zaradi prisotnosti vodika, ki ima velik presek za sipanje in zajetje [8]. Ravno tako lahko pride do interakcij z ostalim plinom ali pa nevtroni uidejo skozi kakšno rezo. Te lastnosti nevtrona je ugotovil Fermi in jih tudi eksperimentalno preveril. Eksperimentalno izmerjen razpadni čas  $\tau$  iz enačbe (10) lahko povežemo z vsemi prispevki kot

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{\text{ujet}}} + \frac{1}{\tau_{\text{neel}}} + \frac{1}{\tau_{\text{ost}}}, \quad (12)$$

kjer je  $\tau_{\text{ujet}}$  razpadni čas izgub zaradi ujetja nevtronov,  $\tau_{\text{neel}}$  razpadni čas izgub pri neelastičnem sipanju na stenah in  $\tau_{\text{ost}}$  prispevek zaradi ostalih mehanizmov. Enačba (12) predvideva, da imajo vsi mehanizmi izgub eksponentni razpad, kar seveda ni popolnoma res. Izgube so lahko odvisne od spektra hitrosti nevtronov, ki pa se med meritvijo spreminja [9].

Težavo nečistoč na površinah materialov, iz katerih je narejena posoda, rešujejo s premazi. Ti ne smejo vsebovati vodika. Tako zmanjšajo vpliv neelastičnega sipanja in absorpcije in podaljšajo shranjevalni čas.

Eksperimenti z ultrahladnimi nevtroni imajo problem kvaziujetih nevtronov: to so nevtroni s kinetično energijo, ki presega potencial pasti, vendar njihove trajektorije omogočajo, da so v posodi dolgo časa in s tem prispevajo k mehanskim izgubam. Ostali nevtroni z manjšo energijo lahko posodo zapustijo le z razpadom, absorpcijo in sipanjem. Kvaziujeti nevtroni s kinetično energijo  $V + \varepsilon$  lahko uidejo le, če v steno priletijo pod dovolj majhnim kotom glede na vpadno pravokotnico. Posoda za ultrahladne nevtrone je lahko takšne oblike, da kvaziujeti nevtroni nikoli ne bodo zapustili posode ali pa jo bodo zapustili po številnih odbojih. Nepravilne površine povzročajo naključne odboje in s tem zmanjšajo število kvaziujetih nevtronov. Novejši eksperimenti z ultrahladnimi nevtroni uporabljajo nekaj metod za čiščenje nevtronskega energijskega spektra. Nevtrone z največjimi energijami odstranjujejo s spuščanjem materiala v vrh posode, ki absorbira nevtrone, ali pa z vrtenjem posode. S takšnimi tehnikami lahko znanstveniki zmanjšajo, a ne morejo popolnoma odpraviti težav kvaziujetih nevtronov.



**Slika 5.** Prikaz eksperimenta MAMBO, ki z temelji na metodi steklenice. Premičnost zadnje stene omogoča spreminjanje razmerja med prostornino in površino steklenice. S tem nadzorujejo stopnjo izgub na stenah. Graf izmerjenega obratnega življenjskega časa nevtrona kot funkcija inverzne vrednosti proste poti nevtrona, za različne intervale shranjevanja, ki ustrezajo različnim položajem zadnje stene. Podatki se ekstrapolirajo v točko ničelne vrednosti inverza proste poti, kjer ni stenskih izgub, kar nam da razpadni čas nevtrona. Vir: [10].

Institut Laue Langevin je v sklopu dveh ekperimentov MAMBO in MAMBO II veliko prispeval k meritvi razpadnega časa nevtrona [11]. Z zelo močnim virom ultrahladnih nevtronov so izboljšali statistiko. Če so nevtroni v pasti monoenergetski in če njihove trajektorije zapolnjujejo fazni prostor,

lahko izgube zaradi neelastičnega sipanja na stenah izračunamo kot

$$\frac{\mu v}{\lambda} = \frac{1}{\tau_{\text{neel}}}, \quad (13)$$

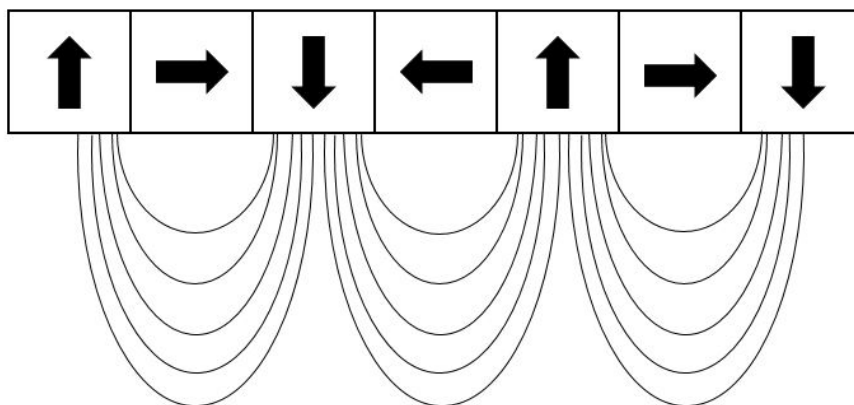
kjer je  $\mu$  verjetnost izgube na odboj,  $v$  hitrost nevtrona in  $\lambda$  povprečna prosta pot, določena kot  $\lambda = 4V/S$ , kjer je  $V/S$  razmerje med volumnom in površino steklenice. To razmerje lahko spreminjajo z uporabo bata. S sistematičnim spreminjanjem količine izgub nevtronov so do rezultata prišli z ekstrapolacijo razpadnega časa proti ničelnim stenskim izgubam (glej sliko 5). Vseeno pa to ni optimalna metoda, saj se izgube nevtronov ne spreminjajo le s površino sten, ampak tudi s časom. Poleg tega tudi stena na različnih mestih različno vpliva na izgube nevtronov. Z ekstrapolacijo so pridelali dodatne napake, zaradi česar se izmerjena vrednost razlikuje od teoretične [9].

Pri eksperimentu MAMBO II so dodali gibljivo streho steklenice, ki absorbira termične nevtrone in s tem očisti energijski spekter nevtronov. S tem zmanjša vpliv kvaziujetih nevtronov.

Eksperimenti, ki temeljijo na metodi ultrahladnih nevtronov v steklenici, imajo nekaj prednosti pred eksperimenti, izvedenimi z žarkovno metodo. Intenzivni žarek nevtronov povzroča večje sevanje ozadja kot ultrahladni nevtroni [9]. Druga prednost metode steklenice je uporaba enega detektorja za merjenje vrednosti  $N_1$  in  $N_2$  iz enačbe (10). Vrednosti sta izmerjeni relativno, sistematična napaka detektorja se odšteje. Nasprotno se pri žarkovni metodi uporabi vsaj dva detektorja, enega za razpadne produkte in drugega za nevtrone, s katerima merimo absolutne vrednosti.

### 3.3 Metoda z magnetno pastjo

Naprednejša metoda steklenice je metoda z magnetno pastjo. Metoda z magnetno pastjo uporabi enak princip kot metoda s steklenico, kjer ultrahladne nevtrone ujamejo in jih po določenem pretečenem času preštejejo. Pri metodi z magnetno pastjo so nevtroni ujeti v horizontalni smeri (z gradientom magnetnega polja) in v vertikalni smeri (zaradi gravitacije). Gradient magnetnega polja dosežejo s Halbachovim nizom trajnih magnetov, kjer sta pola sosednjih magnetov zamaknjena za  $\pi/2$  (glej sliko 6). Ker pri tej metodi ni sten, nevtroni ne izginjajo zaradi neelastičnega sipanja in absorpcije. Magnetni dipolni moment nevtrona znaša 60 neV/T. Pri kinetični energiji ultrahladnega nevtrona, ki je manjša od magnetne (potencialne) energije  $\mu \cdot B$ , je nevtron ujet v minimum magnetnega polja. Gradient magnetnega polja povzroča silo, ta nevtrone v enem spinskem stanju usmeri proti središču (majhnemu polju) in nevtrone v drugem spinskem stanju ven iz pasti (proti velikemu polju). V tem primeru polariziranost obravnavamo glede na lokalno magnetno polje. V pasti ostanejo le 100 % spinsko polarizirani nevtroni [9].



**Slika 6.** Halbachov niz trajnih magnetov. Pola sosednjih magnetov sta zamaknjena za  $\pi/2$ . Takšno zaporedje ustvari periodični gradient magnetnega polja na površini.

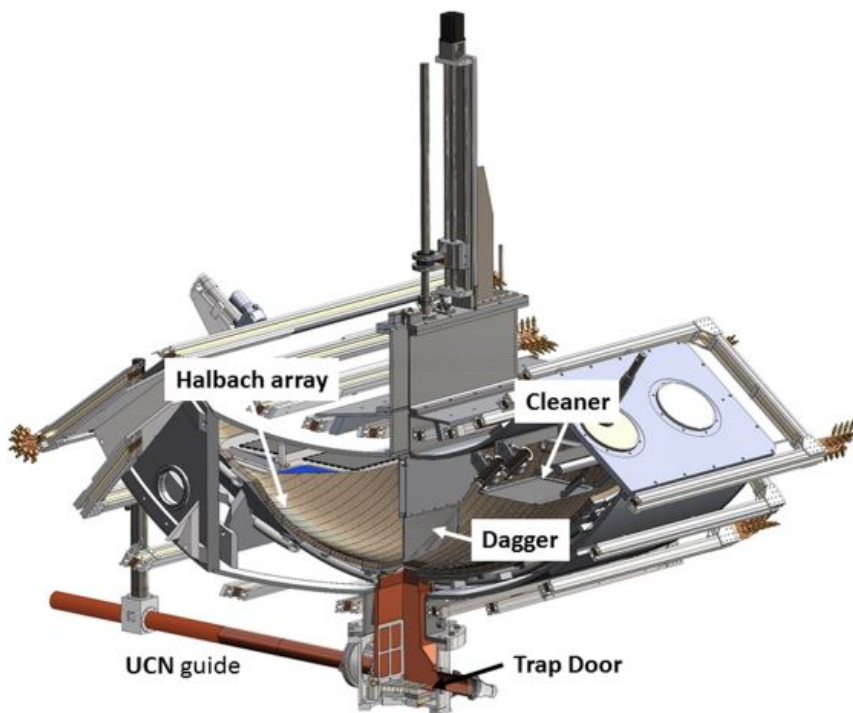


Pri tej metodi k izgubam prispevata dva mehanizma. Prvi problem so nevtroni s kinetično energijo, višjo od potencialne energije pasti, s takšnimi trajektorijami, da iz pasti pobegnejo ob času, podobnemu razpadnemu času nevtronov. Za takšne nevtrone z detektorji ne moremo zaznati, ali so razpadli ali ušli iz pasti. Drugi problem je depolarizacija. Do depolarizacije pride, ko je v lastnem sistemu nevtrona časovni odvod magnetnega polja primerljiv z Larmorjevo precesijsko frekvenco  $\omega_L = \gamma_n B$  ali večji od nje, torej

$$\frac{dB}{dt} \gtrsim \frac{\gamma_n}{2\pi} B^2,$$

kjer je giromagnetno razmerje nevtrona  $\gamma_n = 1.83 \times 10^8 \text{ rad s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ . Depolariziran nevtron zaradi gradienta magnetnega polja uide iz magnetne pasti in s tem moti meritev razpadnega časa nevtronov. Nevtroni z visoko energijo in nevtroni z nasprotno polarizacijo ne motijo meritev, saj uidejo iz magnetne pasti in se na stenah aparature absorbirajo [9].

Eksperiment UCN $\tau$  v Los Alamosu temelji na metodi z magnetno pastjo [4]. Gre za najbolj izpopolnjen eksperiment za merjenje razpadnega časa nevtronov. Posoda za shranjevanje ultrahladnih nevtronov je asimetrična v obliki odsekane lupine krogle (glej sliko 7). Stene posode pokriva Halbachov niz. S tem so odbojni koti nevtronov naključni, kar pomaga pri izločanju kvaziujetih nevtronov. Ultrahladni nevtroni se polarizirajo tako, da jim ustreza majhno polje v središču posode, termični nevtroni pa se absorbirajo v gibljivi strehi. Po shranjevalnem času  $\Delta t$  znanstveniki v posodo spustijo detektor nevtronov. Največji prispevek k napaki meritve razpadnega časa nevtrona pomenijo počasni nevtroni, ki so se zaradi vibracij posode termalizirali.



**Slika 7.** Prikaz aparatur UCN $\tau$ . Stene posode pokriva Halbachov niz trajnih magnetov. Posoda ima gibljivo streho s katero absorbirajo termične nevtrone. Nerazpadle nevtrone preštejejo s scintilacijskim detektorjem. Vir: [4].

#### 4. Pregled meritev razpadnega časa nevtrona $\tau_n$

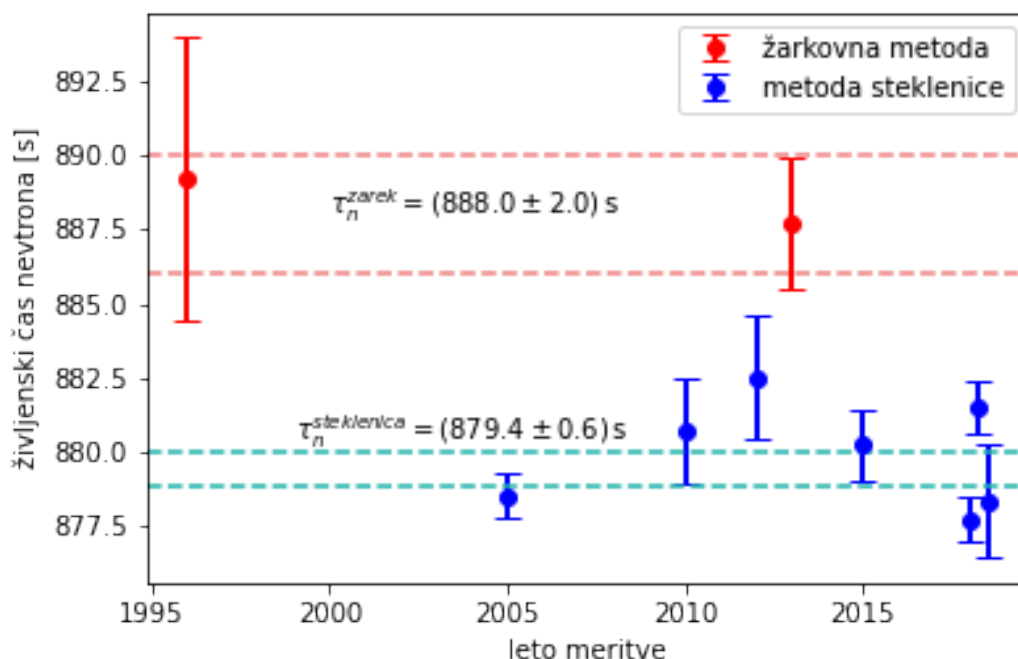
Prvi eksperimenti meritve razpadnega časa nevtrona so bili narejeni z uporabo žarkovne metode. Zaradi velikega šuma ozadja so se rezultati različnih meritev zelo razlikovali. Znanstveniki so pristopili k novim vrstam eksperimentov, ki so temeljili na metodi steklenice in metodi z magnetno pastjo [9].

Prve meritve z mersko negotovostjo, manjšo od 10 s, so bile izvedene v devetdesetih letih prejšnjega stoletja. Meritve do leta 2005 si niso bile v nasprotju, njihovo povprečje je znašalo  $\tau_n = (885.7 \pm 0.28)$  s [12]. Potem pa je leta 2005 ruska raziskovalna skupina izvedla eksperiment Gravitrap [13] in dobila občutno nižji rezultat  $\tau_n = (878.5 \pm 0.5)$  s, znanstvena sfera pa ga je sprejela zadržano. Vendar obstaja dejstvo, da so zmanjšali izgube sipanja in absorpcije ultrahladnih nevtronov v stenah posode, kar po ekstrapolaciji razpadnega časa k ničelnim stenskim izgubam pričakovano prinese manjšo vrednost.

Sledili so eksperimenti z ultrahladnimi nevtroni, ki so dali rezultate, bližje omenjeni meritvi. Izvedli so tudi nekaj ponovnih analiz starih meritev, kot na primer [10] in [14]. Nedavno je bila izvedena vrsta poskusov [15], [16] in [17], ki so bistveno doprinesli k določanju razpadnega časa, vsi pa so temeljili na principu metode steklenice.

Obe metodi, tako metoda steklenice kot metoda z magnetno pastjo, delujeta po enakem načelu shranjevanja ultrahladnih nevtronov. Zato sta v tabeli obravnavani skupaj in ločeni od kvalitativno drugačne žarkovne metode.

V nasprotju številnim vedno bolj natančnim meritvam z metodo steklenice je bilo izvedeno manj meritev z žarkovno metodo. Zadnja pomembnejša meritev z žarkovno metodo je [6].



**Slika 8.** Graf pomembnejših meritev življenjskega časa nevtronov po letih. Izmerjene vrednosti razpadnih časov prikazane na grafu so bile uporabljene za izračun povprečja [18]. Navedene negotovosti upoštevajo statistično in sistematično napako.

Povprečna vrednost razpadnega časa nevtrona z metodo steklenice, določena iz meritev prikazanih

na 8. sliki, je

$$\tau_n^{\text{steklenica}} = (879.4 \pm 0.6) \text{ s.} \quad (14)$$

Povprečna vrednost razpadnega časa obeh meritev z žarkovno metodo iz 8. slike je

$$\tau_n^{\text{zarek}} = (888.0 \pm 2.0) \text{ s.} \quad (15)$$

Razlika povprečji (14) in (15) znaša

$$\Delta\tau_n = \tau_n^{\text{zarek}} - \tau_n^{\text{steklenica}} = 8.6 \text{ s}$$

in je v nesoglasju za približno 4.1 standardne deviacije. To neskladje se imenuje “nevtronska uganka”. Najverjetneje je razlika posledica neupoštevanih sistematičnih napak pri eni ali pa obeh meritvah. V Evropi, na Japonskem in v ZDA potekajo novi eksperimenti, ki poskušajo rešiti ta problem.

Možna izboljšava za eksperimente z metodo steklenice in žarkovno metodo je povečanje razpadnega volumna in povečanje gostote nevtronov. To bi omogočilo veliko meritev na sekundni skali, narejenih v različnih eksperimentalnih pogojih. Mogoče bi lahko tako našli korelacije, ki bi razjasnile neznane sistematične učinke.

Obstaja tudi predlog hibridnega eksperimenta, pri katerem bi shranjevali ultrahladne nevtrone in hkrati merili njihove razpade. Za preprečevanje pristranskosti morajo biti analize meritev “slepe”.

Če pa so bili eksperimenti izvedeni in statistično obravnavani brez napak, je lahko razlog za časovno razliko povprečji obeh metod nova fizika. Z žarkovno metodo ne moremo zaznati razpada nevtrona po nekem nevidnem razpadnem kanalu, saj merijo le nabite delce v končnem stanju. Razpadni kanal nevtrona z nevidnim delcem bi podaljšal razpadni čas nevtrona z žarkovno metodo za približno 1%, kar bi razložilo “nevtronsko uganko”.

## 5. Zaključek

Poznavanje vrednosti razpadnega časa nevtrona je velikega pomena za jedrsko fiziko, fiziko osnovnih delcev in kozmologijo. Potrebno je eksperimentalno določiti razpadni čas z dovolj veliko natančnostjo. Trenutno najnatančnejša meritev razpadnega časa znaša  $\tau_n = (877.75 \pm 0.32) \text{ s}$  [4]. Glede na to, da se meritve z žarkovno metodo in metodo steklenice razlikujejo za približno 9 s, ne moremo reči, da je življenjska doba nevtrona znana s potrebno natančnostjo. Po vsem svetu potekajo eksperimenti, ki želijo razjasniti razlog tega odstopanja.

## 6. Zahvala

Zahvaljujem se prof. Simonu Širci za mentorstvo pri nastajanju članka.

## LITERATURA

- [1] J. Chadwick. “The existence of a neutron”. V: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 136.830 (jun. 1932), str. 692–708. DOI: 10.1098/rspa.1932.0112. URL: <https://doi.org/10.1098/rspa.1932.0112>.
- [2] E. Rutherford. “Bakerian Lecture: Nuclear constitution of atoms”. V: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 97.686 (jul. 1920), str. 374–400. DOI: 10.1098/rspa.1920.0040. URL: <https://doi.org/10.1098/rspa.1920.0040>.
- [3] V: (avg. 1951). DOI: 10.1103/physrev.83.679. URL: <https://doi.org/10.1103/physrev.83.679>.

- [4] F. M. Gonzalez in sod. "Improved Neutron Lifetime Measurement with UCN". V: *Physical Review Letters* 127.16 (okt. 2021). DOI: 10.1103/physrevlett.127.162501. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.127.162501>.
- [5] Mitja Šadl. "Skalarni leptokvark v nukleonskih razpadih". Doktorska disertacija. Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, 2019. URL: <https://repozitorij.uni-lj.si/IzpisGradiva.php?lang=slv&id=109402>.
- [6] A. T. Yue in sod. "Improved Determination of the Neutron Lifetime". V: *Physical Review Letters* 111.22 (nov. 2013). DOI: 10.1103/physrevlett.111.222501. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.111.222501>.
- [7] J. S. Nico in sod. "Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons in a cold neutron beam". V: *Physical Review C* 71.5 (maj 2005). DOI: 10.1103/physrevc.71.055502. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevc.71.055502>.
- [8] B. Guiderdoni in sod., ur. *Dark matter in cosmology, clocks and test of fundamental laws. Proceedings, 30th Rencontres de Moriond, 15th Moriond Workshop, Villars sur Ollon, Switzerland, January 22-29, 1995*. Gif-Sur-Yvette: Ed. Frontieres, 1995, str. 511–518.
- [9] E. I. Sharapov in sod. "Measurements of ultracold neutron upscattering and absorption in polyethylene and vanadium". V: *Physical Review C* 88.3 (sep. 2013). DOI: 10.1103/physrevc.88.037601. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevc.88.037601>.
- [10] A. Steyerl in sod. "Quasielastic scattering in the interaction of ultracold neutrons with a liquid wall and application in a reanalysis of the Mambo I neutron-lifetime experiment". V: *Physical Review C* 85.6 (jun. 2012). DOI: 10.1103/physrevc.85.065503. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevc.85.065503>.
- [11] W. Mampe in sod. "Neutron lifetime measured with stored ultracold neutrons". V: *Physical Review Letters* 63.6 (avg. 1989), str. 593–596. DOI: 10.1103/physrevlett.63.593. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.63.593>.
- [12] F. Wietfeldt. "Measurements of the Neutron Lifetime". V: *Atoms* 6.4 (dec. 2018), str. 70. DOI: 10.3390/atoms6040070. URL: <https://doi.org/10.3390/atoms6040070>.
- [13] A. Serebrov in sod. "Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating". V: *Physics Letters B* 605.1-2 (jan. 2005), str. 72–78. DOI: 10.1016/j.physletb.2004.11.013. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.11.013>.
- [14] S. Arzumanov in sod. "A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically up-scattered neutrons". V: *Physics Letters B* 745 (maj 2015), str. 79–89. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.04.021. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.04.021>.
- [15] V. F. Ezhova in sod. "Measurement of the neutron lifetime with ultra-cold neutrons stored in a magneto-gravitational trap". V: *JETP Lett.* 11-12 (2018), str. 707–708. DOI: 10.7868/s0370274x18110036. URL: <https://doi.org/10.7868/s0370274x18110036>.
- [16] A. P. Serebrov in sod. "Neutron lifetime measurement with the big gravitational trap for ultracold neutrons. Current state and future prospects." V: *Journal of Physics: Conference Series* 1390.1 (nov. 2019), str. 012136. DOI: 10.1088/1742-6596/1390/1/012136. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1390/1/012136>.
- [17] R. W. Pattie in sod. "Measurement of the neutron lifetime using a magneto-gravitational trap and in situ detection". V: *Science* 360.6389 (maj 2018), str. 627–632. DOI: 10.1126/science.aan8895. URL: <https://doi.org/10.1126/science.aan8895>.
- [18] M. Tanabashi in sod. "Review of Particle Physics". V: *Physical Review D* 98.3 (avg. 2018). DOI: 10.1103/physrevd.98.030001. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.98.030001>.