

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Otokar Dragoun

Nové poznatky o hmotnostních stavech neutrina

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 58 (2013), No. 4, 285--300

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/143722>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 2013

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# Nové poznatky o hmotnostních stavech neutrina

Otokar Dragoun, Praha

*Vědecké poznání je soubor tvrzení s různým stupněm jistoty; některá z těchto tvrzení jsou velmi nejistá, některá jsou téměř jistá, ale žádná z nich není zcela jistě.*

*Richard Feynman (1918–1988)*

## 1. Úvod

Jednou ze základních vlastností každé elementární částice<sup>1</sup> je její klidová hmotnost  $m$ . Často je změřena s vysokou přesností, v případě elektronu dokonce s relativní směrodatnou odchylkou  $4.0 \cdot 10^{-10}$  [14]. Určit klidovou hmotnost neutrina  $m_\nu$  se však dosud nepodařilo. Wolfgang Pauli (1900–1958), který neutrino v roce 1930 zavedl jako „zoufalý pokus“ o záchranu zákona zachování energie<sup>2</sup>, odhadl i hmotnost této tehdy hypotetické částice. Očekával, že bude srovnatelná s klidovou hmotností elektronu  $m_e$ , tj. zhruba 0.5 MeV. Byl přesvědčen, že  $m_\nu$  nepřekročí 1% klidové hmotnosti protonu, tj. bude platit  $m_\nu < 10$  MeV [56]. Enrico Fermi (1901–1954), tvůrce první úspěšné teorie rozpadu  $\beta$ , ukázal již v roce 1934, že tvar  $\beta$ -spektra závisí na hodnotě  $m_\nu^2$ . Porovnal svá vypočtená spektra s tehdy změřenými a zjistil, že hmotnost  $m_\nu \ll m_e$  je nejspíše nulová [32].

Kdyby hmotnost neutrina byla rovna zhruba 1% hmotnosti elektronu, druhého nelehčího fermionu, mohli by ji dnešní studenti měřit ve fyzikálním praktiku. Skutečná hodnota  $m_\nu$  je však o několik řádů menší. O její změření usiluje již třetí generace fyziků<sup>3</sup>. První horní mez,  $m_\nu < 5$  keV, určili Cook et al. [16] z analýzy  $\beta$ -spektra  $^{35}\text{S}$ , změřeného magnetickým spektrometrem. Současná hranice  $m_\nu < 2$  eV je výsledkem měření  $\beta$ -spekter tritia [47], [9] elektrostatickými retardačními spektrometry s magnetickou kolimací. Pátrání po bezneutrinovém dvojném rozpadu  $\beta$  a některá kosmolo-

<sup>1</sup>Používáme přirozené jednotky  $c = \hbar = 1$ . Proto místo hmotnosti v  $\text{eV}/c^2$  píšeme jen eV.

<sup>2</sup>Fyzikové se zpočátku domnívali, že při rozpadu  $\beta$  se mateřské radioaktivní jádro  $(A, Z)$  přemění na dvojici dceřině jádro  $(A, Z + 1)$  a elektron. V tom případě by zákony zachování energie a hybnosti vyžadovaly emisi monoenergetických elektronů. Skutečnost, že změřená spektra  $\beta$  jsou spojitá, byla v té době nepochopitelnou záhadou. W. Pauli a E. Fermi odvážně předpokládali, že při rozpadu  $\beta$  vzniká trojice částic, tj. mateřské jádro, elektron a neutrino  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$ , jejichž energetická spektra mohou být v souladu se zákony zachování spojitá.

<sup>3</sup>Úspěchy i potíže při pátrání po hmotných neutrinech ve spektrech záření  $\beta$  jsme před časem popsali v tomto časopisu [21].

gická pozorování nabízejí citlivější, bohužel však silně modelově závislé způsoby získání informace o hmotnosti neutrin. Až na jednu nepotvrzenou výjimku [46] však tyto metody zatím poskytly jen horní odhady  $m_\nu$ . (Mimořádně úspěšný standardní model elektroslabých interakcí předpokládal pro jednoduchost  $m_\nu = 0$ , i když to žádný fyzikální zákon nevyžadoval.)

## 2. Oscilační experimenty prokazují, že neutrina jsou hmotné částice

V posledních patnácti letech došlo k významnému pokroku, neboť řada nezávislých experimentů zcela jiného typu prokázala, že klidová hmotnost neutrin je kladná. Souvisí to s myšlenkou Bruna Pontecorva (1913–1993) o neutrinových oscilacích, kterou vyslovil již v letech 1957–58. Dnes víme, že v procesech slabých interakcí vznikají tři druhy neutrin: elektronové, mionové a tauonové,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  a  $\nu_\tau$ . Tato neutrina se během svého letu od zdroje k detektoru vzájemně periodicky přeměňují – dochází k tzv. neutrinovým oscilacím. Jde o kvantově mechanický jev,<sup>4</sup> který ve světě našich rozměrů nemá obdobu. Vznikne-li například ve Slunci elektronové neutrino, může se během svého letu změnit na neutrino jiného typu. Pozemský detektor citlivý jen na elektronová neutrina ovšem neutrina jiných typů zaznamenat nemůže. To vedlo v minulosti k záhadnému „nedostatku“ slunečních neutrin, kdy jejich pozorovaná intenzita byla soustavně menší než předpověď standardního modelu Slunce.

Dlouholeté spory o tom, zda je tento rozpor způsoben nesprávným měřením, nedostatečným popisem termojaderných procesů ve Slunci či nedokonalým modelem elementárních částic a jejich interakcí, jsou nyní již jen poučnou historií. Velký soubor experimentů se slunečními a atmosférickými neutrinami (spolu s neutrinami vytvořenými v urychlovačích a jaderných reaktorech) jednoznačně prokázal, že neutrina oscilují, a proto jsou hmotnými částicemi.

Naprotá většina oscilačních experimentů je v souladu s představou, že neutrina  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  a  $\nu_\tau$ , vzniklá společně se svými nabitými partnery v interakcích zprostředkovaných intermediálními bosony  $W^+$ ,  $W^-$  a  $Z^0$  standardního modelu elektroslabých interakcí, jsou kvantově mechanickou superpozicí tří vlastních hmotnostních stavů  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  a  $\nu_3$ :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} \cdot |\nu_i\rangle, \quad \alpha = e, \mu, \tau; \quad i = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Zde  $U_{\alpha i}$  je neutrinová směřovací matice. Její prvky, v nichž vystupují goniometrické funkce směšovacích úhlů  $\theta_{ik}$ , se oscilačními experimenty podařilo změřit s obdivuhodnou přesností<sup>5</sup> [14]. Jednotlivé hmotnosti  $m_1$ ,  $m_2$  a  $m_3$  odpovídající stavům  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  a  $\nu_3$  však tímto způsobem stanovit nelze; v oscilacích se projevují jen rozdíly jejich

<sup>4</sup>Princip oscilací neutrin vysvětlil v Československém časopisu pro fyziku Petr Vogel [64]. Podrobný rozbor neutrinových oscilací je v rozsáhlé monografii [41].

<sup>5</sup>Pro směšovací úhel  $\theta_{13}$  byla dlouho známa jen horní mez. Oscilačními experimenty s reaktorovými neutrinami, na kterých se podílejí i kolegové z Ústavu částicové a jaderné fyziky MFF UK, se v roce 2012 podařilo tento úhel změřit s dobrou přesností [49]. Víme proto, že směšování všech tří neutrinových hmotnostních stavů je významné, neboť  $\theta_{12} \approx 34^\circ$ ,  $\theta_{23} \approx 39^\circ$  a  $\theta_{13} \approx 9^\circ$ . Poměrně velká hodnota  $\theta_{13}$  je povzbuzením pro budoucí experimenty, které budou zkoumat možné narušení CP invariance v leptonovém sektoru. To by mohlo přispět k vysvětlení jedné z nejtěžších záhad současné kosmologie – proč je ve vesmíru tak ohromný přebytek hmoty nad antihmotou. Nutné podmínky ke vzniku takovéto asymetrie formuloval již v roce 1967 Andrej Sacharov (1921–1989).

čtverců  $\Delta m_{ik}^2 = m_i^2 - m_k^2$ . Z experimentálních hodnot  $\Delta m_{21}^2 = (7.50 \pm 0.20) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$  a  $|\Delta m_{32}^2| \approx |\Delta m_{31}^2| = (2.32_{-0.08}^{+0.12}) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  [14] vyplývá, že nejméně dva ze tří stavů  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  a  $\nu_3$  mají nenulovou hmotnost. Dále musí být  $m_1 \neq m_2 \neq m_3$ ; hodnoty  $m_1$ ,  $m_2$  a  $m_3$  však zatím zůstávají neznámé.

Rovněž nevíme, zda platí nerovnost  $m_1 < m_2 < m_3$  (normální hierarchie hmotnostních stavů odpovídající analogii nabitých leptonů  $m_e < m_\mu < m_\tau$ ) nebo inverzní hierarchie  $m_3 < m_1 < m_2$ . Ze změřených hodnot  $\Delta m_{ik}^2$  dostaneme za předpokladu  $m_1 = 0$  dolní odhady  $m_2 > 8 \text{ meV}$ ,  $m_3 > 46 \text{ meV}$ ; za předpokladu  $m_3 = 0$  vyjde  $m_1 > 46 \text{ meV}$ ,  $m_2 > 47 \text{ meV}$  (vše se statistickou jistotou 90%). Skutečné hodnoty  $m_i$  mohou ovšem být i značně vyšší, tj. může platit  $m_1 \approx m_2 \approx m_3$  (tzv. kvazidegenerované hmotnostní spektrum).

Nejnovější výsledky globální analýzy všech oscilačních experimentů (s výjimkou několika anomálních hodnot, o kterých se zmíníme v 5. kapitole) jsou na obr. 1, převzatém z práce [36]. Podobná analýza byla nedávno provedena i skupinou Particle Data Group [54]. Na obr. 1 jsou nejpravděpodobnější hodnoty šestice parametrů určujících oscilace aktivních neutrin  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  a  $\nu_\tau$ : dvou hmotnostních parametrů  $\delta m^2$ ,  $\Delta m^2$ , tří směšovacích úhlů  $\theta_{jk}$  a fáze  $\delta$ , která by narušovala CP invarianci leptonů. Z grafů lze odečíst i intervaly těchto parametrů odpovídající zvolenému intervalu směrodatných odchylek  $\pm N_\sigma$ <sup>6</sup>. Odhadneme-li směrodatnou odchylku  $1\delta$  jako jednu šestinu intervalu  $\pm 3\delta$ , vyplyne z globální analýzy oscilačních dat [36] tato relativní přesnost jednotlivých parametrů:  $\delta m^2$  (2.6%),  $\Delta m^2$  (3.0%),  $\sin^2 \theta_{12}$  (5.4%),  $\sin^2_{13}$  (10%) a  $\sin^2 \theta_{23}$  (14%).

Současné a budoucí možnosti neutrinových oscilačních experimentů byly nedávno posouzeny v přehledu [12].

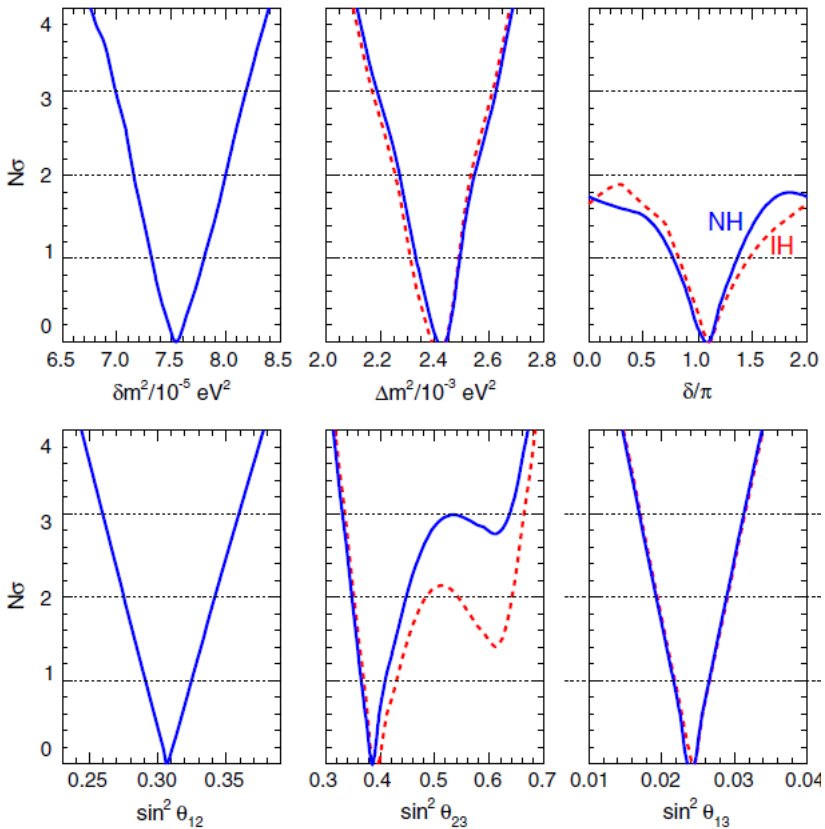
### 3. Nové možnosti spektrometrie záření $\beta$

Výhodou  $\beta$ -spektroskopického způsobu zkoumání hmotnosti elektronového neutrina je jeho modelová nezávislost; v principu vyžaduje jen platnost relativistického vztahu mezi celkovou energií, hybností a klidovou hmotností elektronu:  $E_{\text{tot}}^2 = p^2 + m^2$ .

Spektrum záření  $\beta$  při nulové hmotnosti neutrina končí u hraniční kinetické energie  $E_0$ , která je v podstatě dána celkovou rozpadovou energií  $Q_\beta$  (tj. rozdílem klidových energií mateřského a dceřiného atomu). Pro neutrina s klidovou hmotností  $m_\nu > 0$  skončí  $\beta$ -spektrum již u energie  $E_0 - m_\nu$  (viz obr. 2 našeho předchozího článku [21] v tomto časopisu). V reálném případě neutrina, které je superpozicí tří hmotnostních stavů podle rovnice (1), je  $\beta$ -spektrum složeno ze tří komponent s hraničními energiemi  $E_0 - m_i$ . Obr. 2 této práce ukazuje, že ve spektru tím vzniknou „záhyby“, jejichž poloha je určena hodnotami  $m_1$ ,  $m_2$  a  $m_3$ . Amplitudu těchto záhybů určují čtverce prvků směšovací matice  $|U_{e1}|^2$ ,  $|U_{e2}|^2$  a  $|U_{e3}|^2$ .

V ideálním případě by změření spektra  $\beta$  mělo vést k určení těchto šesti důležitých

<sup>6</sup>Počet směrodatných odchylek  $N_\sigma$  vyplývá z analýzy experimentálních dat metodou nejmenších čtverců. V případě gaussovského rozložení hodnot měřených veličin bychom na obr. 1 (kde na svislé ose je odmocnina z rozdílu  $\chi^2 - \chi_{\text{min}}^2$ ) viděli dvojice symetrických polopřímek s vrcholy u nejpravděpodobnější hodnoty každého parametru. Jak patrně, u čtyř parametrů z šesti je tato podmínka splněna s dobrou přesností, zatímco pravděpodobnostní rozdělení pro  $\sin^2 \theta_{23}$  a  $\delta$  jsou negaussovská. Hodnota  $\delta$  blízká  $k\pi$  je poněkud preferovaná, ale v oblasti nad zhruba  $2\delta$  pro ni nevyplývá žádné omezení.

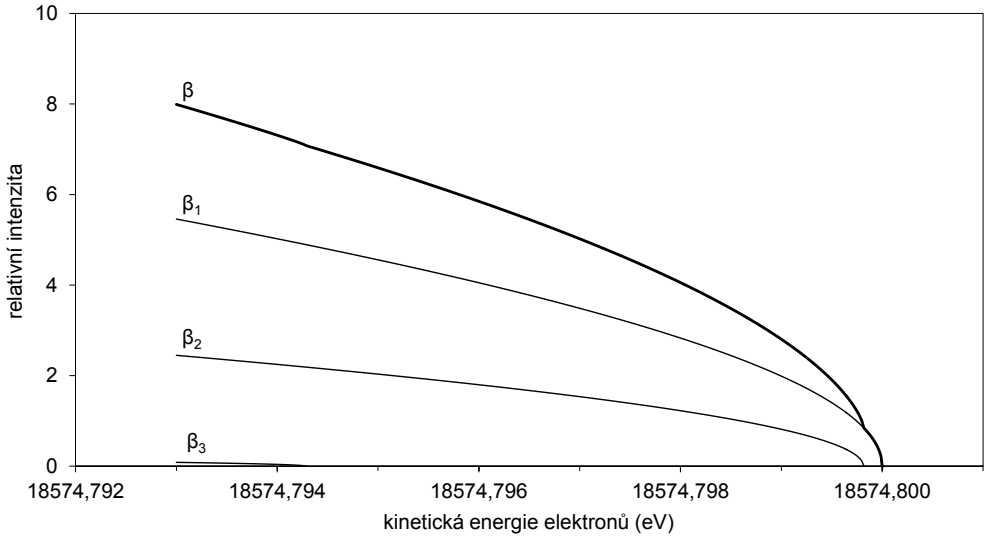


Obr. 1. Výsledky globální analýzy šesti parametrů určujících oscilace aktivních neutrin  $\nu_e, \nu_\mu$  a  $\nu_\tau$  [36]. Grafy určují rozsah jednotlivých parametrů pro zvolený počet směrodatných odchylek  $N_\sigma$ . Plné čáry odpovídají normální hierarchii hmotnostních stavů NH ( $m_1 < m_2 < m_3$ ) a přerušované čáry inverzní hierarchii IH ( $m_3 < m_1 < m_2$ ). Dva nezávislé hmotnostní parametry jsou definovány takto:  $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 > 0$  a  $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_1^2 + m_2^2)/2$ , přičemž  $\Delta m^2 > 0$  pro NH a  $\Delta m^2 < 0$  pro IH.

veličin. V reálném zdroji jsou však atomová jádra obklopena elektronovým obalem a ten při náhlé změně jaderného náboje (např. ze  $Z$  na  $Z + 1$ ) může převzít část rozpadové energie  $Q_\beta$ . Každá z předchozích tří komponent se pak rozloží na mnoho částečných spekter  $\beta$ , z nichž každé bude mít jinou hraniční energii. Pro izolované atomy a sloučeniny s malým počtem elektronů lze naštěstí excitační energie elektronového obalu a pravděpodobnosti vzbuzení jednotlivých koncových stavů vypočítat s dostatečnou přesností.

K porovnávání měřeného spektra  $s_{\text{exp}}(E)$  s teoretickou předpovědí pro různé hmotnosti neutrina  $s_{\text{teor}}(E', m_\nu)$  musíme znát i rozlišovací funkci spektrometru  $R(E, E')$ , která je odezvou na monoenergetický signál jednotkové intenzity:

$$s_{\text{exp}}(E) = \int R(E, E') \cdot s_{\text{teor}}(E', m_\nu) dE'. \quad (2)$$



Obr. 2. Teoretický tvar koncové části  $\beta$ -spektra tritia vypočtený pro hierarchické uspořádání hmotnostních stavů za předpokladu, že  $E_0 = 18.575$  keV a  $m_1 = 200$  meV. Z této hodnoty  $m_1$  a středních hodnot  $\Delta m_{21}^2 = 7.50 \cdot 10^{-5}$  eV<sup>2</sup> a  $\Delta m_{31}^2 = 2.32 \cdot 10^{-3}$  eV<sup>2</sup> určených v oscilačních experimentech vyplývají hmotnosti  $m_2 = 200.19$  meV a  $m_3 = 205.72$  meV. Tytéž experimenty určují relativní intenzitu jednotlivých složek označených  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  a  $\beta_3$ :  $|U_{e1}|^2 = 0.671$ ,  $|U_{e2}|^2 = 0.305$  a  $|U_{e3}|^2 = 0.024$ . Záhyby na celkovém spektru  $\beta$  nastávají u energií  $E_0 - m_i$ . Z obrázku je též patrné, že elektronové neutrino je tvořeno převážně superpozicí dvou hmotnostních stavů. Průměrná hmotnost  $m_\beta$  podle rovnice (3) je v našem příkladu rovna 200.20 meV.

Integrace v rovnici (2) probíhá přes celou oblast, v níž je předpověď  $s_{\text{teor}}(E', m_\nu)$  nenulová. Přesné určení rozlišovací funkce konkrétního spektrometru je nevyhnutelnou podmínkou pro získání spolehlivé informace o hmotnosti neutrina.

Jak víme z oscilačních experimentů, jednotlivé hmotnostní stavy neutrina se od sebe liší jen nepatrně a spektrometry záření  $\beta$  je zatím nedokážou rozlišit (viz obr. 2). Změřená spektra  $\beta$  proto analyzujeme stejným způsobem jako před objevem neutrinových oscilací. Získáme tak informaci o průměrné hmotnosti elektronového neutrina  $m_\beta$  definované vztahem [29]

$$m_\beta^2 = \sum_k |U_{ek}|^2 \cdot m_k^2. \quad (3)$$

Ani tuto veličinu se dosud nepodařilo změřit; známe jen její horní mez. Nejlepší výsledek dosáhli fyzikové z Mainzu a Troicka, kteří zkoumali  $\beta$ -spektrum tritia elektrostatickými retardačními spektrometry s magnetickou adiabatickou kolimací (tzv. MAC-E-Filter). Tyto přístroje kombinují vysoké energetické rozlišení s velkou světelností. To jsou spolu s nízkým pozadím nezbytné podmínky pro analýzu koncové části  $\beta$ -spektra, která o hodnotě  $m_\beta$  vypovídá.

Kolegové z Mainzu určili  $m_\beta^2 = -0.6 \pm 2.2_{\text{stat}} \pm 2.1_{\text{syst}}$  eV<sup>2</sup> [47]. Z nové analýzy části spekter, změřených v Troicku za dostatečně stabilních podmínek, vyšlo  $m_\beta^2 = -0.67 \pm 1.89_{\text{stat}} \pm 1.68_{\text{syst}}$  eV<sup>2</sup> [9]. Za obvyklého předpokladu o kvadratickém sčítání

nezávislých směrodatných odchylek  $\sigma$  si z těchto hodnot snadno vypočteme jejich vážený průměr<sup>7</sup>  $m_\beta^2 = -0.64 \pm 1.95 \text{ eV}^2$ . Připustíme-li i slabě negativní experimentální hodnoty  $m_\beta^2$  dostaneme statistickou metodou [31] hranici  $m_\beta \leq 1.6 \text{ eV}$ . Oba výsledky jsou uvedeny s 90% statistickou jistotou (angl. C.L., Confidence Level).

V současné době se připravuje  $\beta$ -spektroskopický experiment nové generace, jehož cílem je řádové zvýšení citlivosti na neutrinovou hmotnost  $m_\beta$ . Mezinárodní kolaborace KATRIN [45], již jsme od roku 2001 spoluzakladateli, staví v Karlsruhe Institute of Technology (KIT) velký elektrostatický spektrometr typu MAC-E-Filter s plynným zdrojem molekulárního tritia<sup>8</sup>. Tento radioaktivní zdroj o délce 16 m a hmotnosti 27 t bude se svými šesti kryogenními tekutinami (He, N<sub>2</sub>, T<sub>2</sub>, Ne, Kr, Ar) a více než 500 senzory jedním z dosud nejsložitějších kryogenních systémů. Při jeho výstavbě se díky dvoufázové směsi plynného a tekutého neonu podařilo dosáhnout při teplotě 29 K vynikající stability  $\pm 8 \text{ mK}$  po dobu jednoho týdne [43]. Aparatura pro Ramanovu laserovou spektroskopii [35] dokáže průběžně měřit relativní koncentraci jednotlivých izotopologů molekulárního vodíku. To je pro interpretaci změřeného  $\beta$ -spektra důležité, neboť dceřiné ionty, vzniklé při  $\beta$ -rozpadu T<sub>2</sub>, HT a DT, mají různá spektra vzbuzených stavů. A neradioaktivní příměsi H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub> a HD v plynném zdroji zvyšují energetické ztráty částic  $\beta$ , čímž tvar měřeného spektra zkresluje.

Byla dokončena montáž drátových elektrod hlavního elektronového spektrometru KATRIN (obr. 3). Záporné předpětí na těchto elektrodách nedovolí sekundárním elektronům, tvořeným miony kosmického záření v plášti vakuové komory, aby vstoupily do objemu spektrometru a zvyšovaly pozadí detektoru. Byl splněn i jeden z úkolů, za který v ÚJF AV ČR odpovídáme: pro kontrolu stability energetické stupnice spektrometru byl vyvinut radioaktivní standard monoenergetických elektronů o energii 17.8 keV, jehož relativní časová stabilita je lepší než  $\pm 1.6 \cdot 10^{-6}$  za měsíc [66].

Začátek tritiových měření v kompletní 70 m dlouhé aparatuře je plánován na konec roku 2015. Za 1 000 měřících dnů má KATRIN dosáhnout citlivosti na průměrnou hmotnost elektronového neutrina  $m_\beta$  rovnou 200 meV. To umožní prozkoumat téměř celou kvazidegenerovanou oblast neutrinových hmotností ( $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ ). Případná hmotnost  $m_\beta = 350 \text{ meV}$  by měla být prokázána na úrovni  $5\sigma$ .

Zajímavou alternativu obvyklých metod spektroskopie záření  $\beta$  představují nízkoteplotní kalorimetry, kterými se podařilo prozkoumat  $\beta$ -spektrum <sup>187</sup>Re s hraniční energií<sup>9</sup> pouhých 2.5 keV. Korekci na vzbuzené stavy dceřiného iontu a energetické ztráty částic  $\beta$  nebylo třeba provádět, protože s výjimkou kinetické a klidové energie neutrina se všechna energie  $\beta$ -rozpadu přeměnila na tepelnou energii měřenou kalorimetrem. Nevýhodou metody je nutnost registrovat celé spektrum  $\beta$ , nikoliv jen jeho úzkou koncovou část citlivou na  $m_\beta$ . Z experimentů [40], [60] lze určit vážený průměr  $m_\beta^2 = -163 \pm 210 \text{ eV}^2$  a odtud metodou [31] horní hranici  $m_\beta \leq 15 \text{ eV}$  (90% C.L.). Projekt MARE chce tímto způsobem dosáhnout citlivosti srovnatelné s citlivostí KATRIN,

<sup>7</sup>Výsledek je  $0.3\sigma$  negativní, což nepřekvapuje, neboť měřené spektrum nebylo vytvořeno jen částicemi  $\beta$ , ale i pozadím. Nesprávné, silně záporné hodnoty  $m_\beta^2$  (až několik jednotek  $\sigma$ ), získané v několika předchozích experimentech, byly způsobeny nerozeznávanými systematickými chybami měření.

<sup>8</sup>Psalí jsme o něm již v článcích [21], [22]. Podrobná diskuse přímých kinematických metod měření neutrinových hmotnostních stavů je v nedávném přehledovém článku [23].

<sup>9</sup>Část  $\beta$ -spektra <sup>187</sup>Re citlivá na hmotnost neutrina má 400krát větší relativní intenzitu než v případě tritia. Poločas rozpadu <sup>187</sup>Re rovný  $4.4 \cdot 10^{10}$  roků však znemožňuje změření  $\beta$ -spektra tohoto radionuklidu dosavadními způsoby.



Obr. 3. Systém drátových elektrod ve vakuové komoře hlavního spektrometru KATRIN, která má průměr 10 m a délku 23 m. Nesnadná montáž těchto elektrod musela být provedena v podmínkách čisté bezprašné laboratoře. (Fotografie M. Zachera, KIT.)

což je důležité vzhledem ke zcela odlišným zdrojům systematických chyb<sup>10</sup>. Vývoj nízkoteplotních kalorimetrů s požadovaným energetickým rozlišením a rychlou odezvou na částice  $\beta$  si však vyžádá značné úsilí [33]. Po hmotnostních stavech neutrina by pak tyto kalorimetry mohly pátrat nejen v  $\beta$ -spektru  $^{187}\text{Re}$ , ale i ve spektru vnitřního brzdného záření vznikajícího při elektronovém záchytu  $^{163}\text{Ho} + e^- \rightarrow ^{163}\text{Dy} + \nu_e$  [57]. Ve stadiu ověřování principu je měření  $\beta$ -spektra molekulárního tritia mikrovlnnými anténami, které mají registrovat koherentní cyklotronové záření vyzařované individuálními elektrony při pohybu v magnetickém poli [38].

Pro úplnost se ještě zmíníme o principiální možnosti prokázat  $\beta$ -spektroskopií existenci kosmického neutrinového pozadí. Kosmologové předpovídají, že jde o neutrina, která se oddělila od ostatní hmoty již 1 s po velkém třesku a nyní by měla mít kinetickou energii řádu  $10^{-4}$  eV [41]. Zatímco detailní prozkoumání reliktních fotonů kosmického mikrovlnného pozadí naše poznatky o struktuře vesmíru nesmírně obohatilo, je i samotná detekce reliktních neutrin současnými přístroji nedosažitelná. Souvisí to s nesmírně malým účinným průřezem interakce nízkoenergetických neutrin s prostředím. Autoři prací [48], [44], [28] prozkoumali podmínky detekce reliktních neutrin spektroskopií monoenergetických elektronů vzniklých v tzv. indukovaném  $\beta$ -rozpadu tritia:  $\nu_e + ^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He}^+ + e^-$ . V případě experimentu KATRIN bude účinná hmotnost tritiových molekul pro tuto reakci rovna  $66 \mu\text{g}$ . Měřitelný signál reliktních elektronových neutrin proto lze očekávat jen v případě, že by jejich lokální hustota v naší Galaxii byla o 9 řádů vyšší než je průměrná číselná hustota těchto neutrin v celém vesmíru,  $\langle n_{\nu,e} \rangle = 56 \text{ cm}^{-3}$  [44]. I přesto by negativní výsledek KATRIN vyloučil některé z modelů gravitačního shlukování neutrin.

<sup>10</sup>Očekáváme samozřejmě, že správná měření spekter  $\beta$  různých izotopů – případně i různými metodami – povedou v rámci experimentálních nejistot ke stejné hodnotě  $m_\beta$ .



Podle současných modelově nezávislých experimentů je relativní příspěvek reliktních neutrin k celkové hmotnostní a energetické bilanci vesmíru v intervalu 0.1% až 15%. Dolní hranice vyplývá z měření neutrinových oscilací za předpokladu, že přispívá jen jeden hmotnostní stav. Horní hranice vychází z dosavadních  $\beta$ -spektroskopických měření za předpokladu kvazidegenerovaného spektra neutrinových hmotností. Přípravovaný experiment KATRIN buď příspěvek neutrin k celkové hmotě a energii vesmíru určí, nebo jej omezí na nejvýše 1%.

Je možné, že kromě trojice aktivních neutrin  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  a  $\nu_\tau$  jsou v přírodě ještě i sterilní neutrina. Možnosti zkoumání těchto hypotetických částic probereme v 5. kapitole.

#### 4. Pátrání po dvojném bezneutrinovém rozpadu $\beta$

Ve třicátých letech minulého století byla nejen vyslovena hypotéza o existenci neutrina a vypracována úspěšná teorie jednoduchého rozpadu  $\beta$ , např.  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$ . Byly též teoreticky zkoumány dvě možnosti dvojného rozpadu  $\beta$ , při kterém by se protonové číslo  $Z$  mateřského jádra změnilo o dvě jednotky. Prvním z těchto procesů je rozpad  $2\nu\beta\beta$ , při kterém dochází k současné emisi čtyř leptonů, tj.  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ . Tento vzácný rozpad se sice podařilo pozorovat až v roce 1987, ale dnes je již u 11 sudo-sudých jader prozkoumán. Změřené poločasy  $T_{1/2}(2\nu\beta\beta)$  jsou v rozmezí  $7 \cdot 10^{18}$  až  $2 \cdot 10^{24}$  roků [13], čímž o mnoho řádů převyšují stáří vesmíru  $1.4 \cdot 10^{10}$  r.

Druhý předpověděný typ dvojného  $\beta$ -rozpadu, bezneutrinový rozpad (např.  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$ ), se dosud jednoznačně prokázat nepodařilo.<sup>11</sup> Pokud v přírodě existuje, je jeho poločas delší než  $10^{25}$  let. Objev rozpadu  $0\nu\beta\beta$  by měl dalekosáhlé důsledky. Především by vyvrátil zákon zachování celkového leptonového čísla. Dále by prokázal totožnost neutrin s antineutriny, tzn. majoranovský ( $\nu \equiv \bar{\nu}$ ) a nikoliv diracovský ( $\nu \neq \bar{\nu}$ ) charakter neutrin.<sup>12</sup> A kdyby  $0\nu\beta\beta$  rozpad probíhal převážně emisí a opětnou absorpcí lehkého virtuálního neutrina,<sup>13</sup> stalo by se měření jeho poločasu citlivou metodou určení efektivní hmotnosti elektronového neutrina  $m_{\beta\beta}$ . Tato důležitá veličina je definována vztahem

$$m_{\beta\beta} = \sum_k m_k \cdot |U_{ek}|^2 \cdot e^{i\varphi(k)}, \quad (4)$$

kde  $U_{ek}$  je směřovací matice, jejíž prvky byly v oscilačních experimentech určeny s dobrou přesností. Majoranovské fáze  $\varphi(k)$  jsou však zatím zcela neznámé ( $0 \leq \varphi(k) \leq 2\pi$ ). Kromě toho, sčítanci v rovnici (4) mohou být záporná čísla. Tím se rovnice (4) pro  $m_{\beta\beta}$  podstatně liší od podobné rovnice (3) pro veličinu  $m_\beta$ .

<sup>11</sup>Autoři [46] prohlašují, že existenci rozpadu  ${}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}\text{Se} + 2e^-$  prokázali na statistické úrovni  $6.4\sigma$ . Vzhledem k tomu, že analýza jejich spektra byla komplikovaná a čáru odpovídající součtu energií obou emitovaných elektronů vytvořilo jen  $(7.05 \pm 1.11)$  událostí, čeká komunita fyziků netrpělivě na ověření či vyvrácení tohoto tvrzení nezávislými experimenty. O numerické analýze spekter jsme v tomto časopisu již psali [20].

<sup>12</sup>Kinematickými experimenty nelze mezi těmito alternativami rozhodnout.

<sup>13</sup>Alternativní mechanismy, vyžadující kromě majoranovského charakteru neutrin ještě existenci nových částic a nových interakcí, jsou spolu s odkazy na originální práce stručně diskutovány v přehledu [11].

Probíhá-li  $0\nu\beta\beta$  rozpad výměnou majoranovských neutrin, platí pro jeho poločas rovnice

$$1/T_{1/2}(0\nu\beta\beta) = G_{0\nu} \cdot |M_{0\nu}|^2 \cdot m_{\beta\beta}^2. \quad (5)$$

Kinematický faktor  $G_{0\nu}$  je přesně vyčíslitelný, zatímco výpočet jaderného maticového elementu  $M_{0\nu}$  je silně modelově závislý. Souvisí to s nutností uvážit všechny virtuální vzbuzené stavy intermediálního jádra ( $A, Z + 1$ ). Současný stav teorie rozpadu  $0\nu\beta\beta$  je podrobně popsán v práci [63], podle které by změření rozpadu  $0\nu\beta\beta$  v dostatečném počtu izotopů umožnilo prozkoumat jeho možné mechanismy a jednoznačně určit hodnotu  $m_{\beta\beta}$ . Autoři jiné teoretické práce [24] však doporučují při interpretaci experimentálních údajů o  $T_{1/2}(0\nu\beta\beta)$  větší ostražitost.

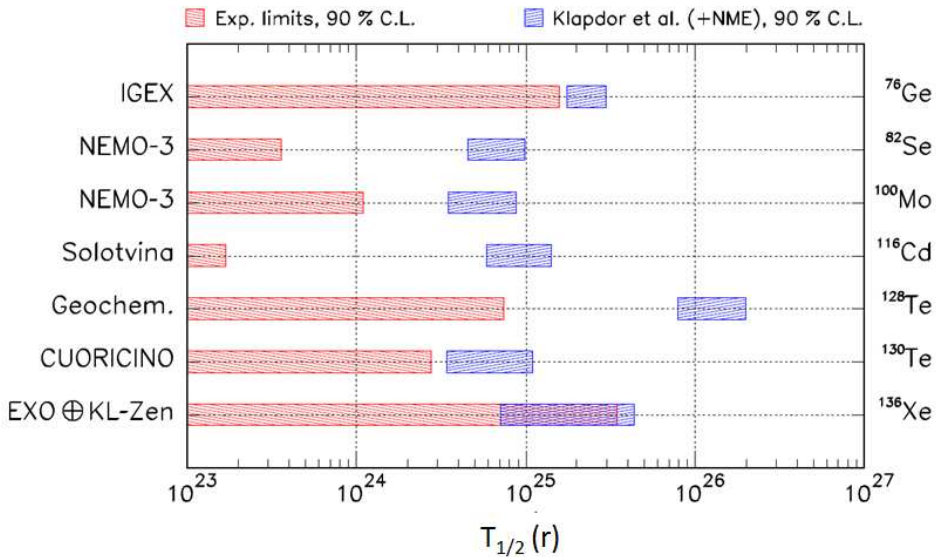
Faessler et al. [26], [27] se zabývali nejistotou vypočtených maticových elementů  $M_{0\nu}$  a jejich vzájemnou korelací pro různá atomová jádra. V aproximaci náhodných fází kvazičásticového modelu (QRPA) vypočetli pro každé z osmi uvažovaných jader 24 hodnot  $M_{0\nu}$  odpovídajících různým vstupním podmínkám jejich modelu. Směrodatnou odchylku každého z těchto souborů vyjádřili konzervativně tak, aby interval  $M_{0\nu} \pm \sigma(M_{0\nu})$  zahrnoval všech 24 hodnot (a nikoliv jen 68% z nich, jak by odpovídalo normálnímu rozdělení náhodných veličin). Do rovnice (5) dosadili poločas  $0\nu\beta\beta$  rozpadu  ${}^{76}\text{Ge}$  z experimentální práce [46],  $T_{1/2}(0\nu\beta\beta) = (2.23_{-0.31}^{+0.44}) \cdot 10^{25}$  r, a svoji předpověď  $M_{0\nu} \pm \sigma(M_{0\nu})$  pro toto jádro [26].

Za předpokladu správnosti všech těchto údajů by efektivní hmotnost neutrina  $m_{\beta\beta}$  měla být s 90% statistickou jistotou v intervalu 170–450 meV. Tento odhad  $m_{\beta\beta}$ , spolu s teoretickými hodnotami  $M_{0\nu} \pm \sigma(M_{0\nu})$  podle [26] umožnil předpovědět poločasy  $0\nu\beta\beta$  rozpadu zbývajících jader. Na obr. 4 jsou tyto předpovědi porovnány se změřenými dolními hranicemi poločasů ostatních jader. Kombinovaný výsledek nedávných experimentů [10] a [39] pro  ${}^{136}\text{Xe}$ ,  $T_{1/2}(0\nu\beta\beta) \geq 3.4 \cdot 10^{25}$  r, vylučuje téměř celý předpověděný interval  $(0.7 - 4.4) \cdot 10^{25}$  r [26]. Pro posouzení správnosti experimentu [46] budou důležité výsledky nových měření rozpadu  ${}^{76}\text{Ge}$  [3], [34], neboť přímé srovnání poločasů  $T_{1/2}(0\nu\beta\beta)$  pro toto jádro nebude zatíženo nejistotou vypočtených jaderných maticových elementů.

Experimenty, zkoumající  $2\nu\beta\beta$  rozpad a pátrající po  $0\nu\beta\beta$  rozpadu v řadě atomových jader, mají dlouhou tradici. Pro potlačení pozadí způsobeného kosmickým zářením jsou měřicí aparatury umístěny v podzemních laboratořích. Zkoumané izotopy (o hmotnosti až desítek kg, často obohacené hmotnostní separací) musí mít extrémně nízkou radioaktivitu příměsí řádu 1  $\mu\text{Bq/kg}$  či ještě menší. I radioaktivita konstrukčních a stínících materiálů musí být co nejnižší. Aktivní stínění zbytkového toku kosmických mionů a záření fotonů  $\gamma$  a neutronů z okolních hornin podzemní laboratoře je nutnou podmínkou minimalizace spektrálního pozadí pod hledaným signálem  $0\nu\beta\beta$  rozpadu. Požadavky na současné a budoucí experimenty tohoto typu jsou podrobně diskutovány v přehledu [11]. Tam je též popis více než osmi připravovaných experimentů.<sup>14</sup> My zde pro ilustraci krátce popíšeme jeden z nich, pátrající po  $0\nu\beta\beta$  rozpadu  ${}^{76}\text{Ge}$ .

Experiment GERDA [3] je instalován v podzemní laboratoři Gran Sasso ve střední Itálii. Jako zdroj a současně i detektor využívá polovodičové diody vyrobené z ul-

<sup>14</sup>Aktivními účastníky připravovaného experimentu SuperNEMO jsou i pracovníci Ústavu technické a experimentální fyziky ČVUT, kteří mají zkušenosti se stíněním neutronů i eliminací stopových množství radonu. Viz např. [51].

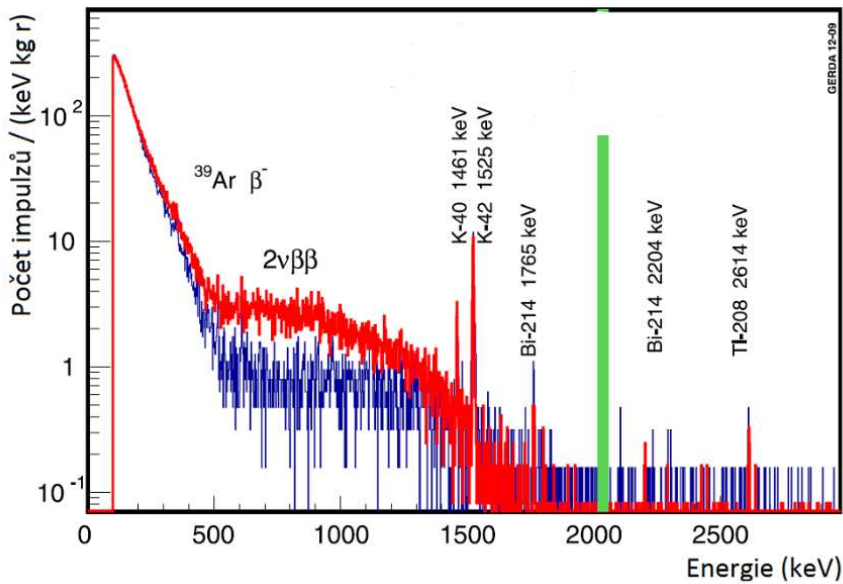


Obr. 4. Porovnání změřených dolních hranic poločasu  $0\nu\beta\beta$  rozpadu sedmi jader (vodorovné sloupce zleva) s teoretickými předpověďmi (vodorovné obdélníky zprava). Předpovědi včetně jejich neurčitostí byly vypočteny [27] za předpokladu, že poločas  $0\nu\beta\beta$  rozpadu  $^{76}\text{Ge}$  uvedený v práci [46] odpovídá skutečnosti. Všechny údaje jsou na úrovni 90% statistické jistoty. Obrázek je převzat z práce [27].

tra čistého germania (HPGe) s průměrným obohacením  $^{76}\text{Ge}$  na 86.3% (v přirozené směsi je jen 7.4% tohoto izotopu). Šest detektorů o celkové hmotnosti 14.6 kg je ponořeno bez jakéhokoliv obalu do 64 m<sup>3</sup> tekutého argonu o čistotě 99.999%. Ten je jak chladičem germaniových detektorů na pracovní teplotu 89 K, tak i stíněním proti zbytkovému záření z okolí. Kryostat s argonem je ponořen do 580 m<sup>3</sup> ultra čisté vody. Vodu sleduje 66 fotonásobičů, které detekcí Čerenkovova záření působí jako veto pro kosmické miony, jež pronikly 1400 m horniny nad detektory. Voda též moderuje a zachycuje neutrony vytvořené přirozenou radioaktivitou a hadronovými sprškami vyvolanými miony. V okolí 2039 keV, kde by se projevila spektrální čára svědčící o  $0\nu\beta\beta$  rozpadu  $^{76}\text{Ge}$ , je energetické rozlišení detektorů 4.5 keV.

Nedávno publikovaným výsledkem první fáze experimentu GERDA [5] je dolní hranice poločasu tohoto rozpadu  $T_{1/2}(0\nu\beta\beta) > 2.1 \cdot 10^{25}$  roku s 90% statistickou jistotou.<sup>15</sup> V druhé fázi, pravděpodobně ve spolupráci s připravovaným experimentem MAJORANA [65], se má hmotnost  $^{76}\text{Ge}$  zvýšit na 1 tunu, čímž by se citlivost na  $m_{\beta\beta}$  měla zvýšit až na 20 meV. To by umožnilo prozkoumat oblast s inverzní hierarchií neutrinových hmotností.

<sup>15</sup>Připomeňme, že autoři [46] – zatím jako jediní – považují  $0\nu\beta\beta$  rozpad za spolehlivě prokázaný a v případě  $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se} + 2e^-$  pro něj udávají poločas  $T_{1/2}(0\nu\beta\beta) = \left(2.23_{-0.31}^{+0.44}\right) \cdot 10^{25}$  r.



Obr. 5. Spektra elektronů a fotonů zaznamenaných v experimentu GERDA [3] germaniovými polovodičovými detektory s obohaceným (vyšší intenzita) a přirozeným (nižší intenzita) obsahem  $^{76}\text{Ge}$ . Expozice byla  $6.1 \text{ kg} \cdot \text{r}$ . Spojitá spektra odpovídají součtu energií dvojic elektronů vzniklých při  $2\nu\beta\beta$  rozpadu  $^{76}\text{Ge}$ . Nízkoenergetickou část spektra vytvoří převážně částice  $\beta$  z rozpadu  $^{39}\text{Ar}$  a fotony brzděného záření těchto částic. Čistě  $\beta$ -zářiče  $^{39}\text{Ar}$  ( $T_{1/2} = 269 \text{ r}$ ,  $Q_\beta = 565 \text{ keV}$ ) a  $^{42}\text{Ar}$  ( $T_{1/2} = 33 \text{ r}$ ,  $Q_\beta = 600 \text{ keV}$  s dceřiným  $^{42}\text{K}$ ) vznikají kosmogenní aktivací přírodního argonu v atmosféře. Měrná aktivita  $^{39}\text{Ar}$  je  $1 \text{ Bq/kg}$ . Spektrální čáry s vyšší energií patří ke  $\gamma$ -kvantům emitovaným v rozpadech přirozených radionuklidů. Svislý sloupec u rozpadové energie  $Q_{\beta\beta} = 2039 \text{ keV}$  se šířkou  $\pm 20 \text{ keV}$  označuje oblast čáry očekávaného  $0\nu\beta\beta$  rozpadu  $^{76}\text{Ge}$ . Pozadí v této oblasti je na úrovni  $0.02 \text{ impulzů}/(\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{r})$ .

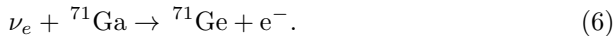
## 5. Existují kromě neutrin tří známých typů i sterilní neutrina?

Jak jsme již uvedli ve 2. kapitole, lze naprostou většinu experimentů s neutrinovými oscilacemi vysvětlit pomocí tří vlastních hmotnostních stavů  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  a  $\nu_3$ . Je však několik výjimek, které vyžadují další jeden či dva tzv. sterilní hmotnostní stavy  $\nu_s$ . Tato hypotetická neutrina sice prostřednictvím intermediálních bosonů  $W^+$ ,  $W^-$  a  $Z^0$  neinteragují, ale mohou se s aktivními neutrinami směřovat, což vede k jejich vzájemným oscilacím. Popíšeme krátce čtyři druhy experimentů naznačujících na úrovni 2–3 směrodatných odchylek možnost existence sterilních neutrin.

- (i) První anomálii tohoto typu zjistil experiment LSND, který zkoumal oscilace  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  s energií antineutrin  $E \approx 30 \text{ MeV}$  na vzdálenosti  $L \approx 30 \text{ m}$ . Autoři [6] pozorovali přebytek  $\bar{\nu}_e$  na úrovni 3.8 směrodatných odchylek  $\sigma$  nad očekávaným efektem tří aktivních neutrin. K vysvětlení tohoto přebytku byly třeba oscilace  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  s hodnotou  $0.2 \text{ eV}^2 \leq \Delta m^2 \leq 2.0 \text{ eV}^2$ , která je mnohem větší než v experimentech se slunečními a atmosférickými neutrinami ( $\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$

a  $10^{-3}$  eV<sup>2</sup>). Podobný přebytek zaznamenal i kontrolní experiment MiniBooNE [7], ale soubor měření nevede ke zcela konsistentním výsledkům a je třeba jej doplnit.

- (ii) Již před dvaceti léty trápila fyziky otázka, proč je tok slunečních neutrin měřený v radiochemických experimentech o jednu až dvě třetiny menší, než předpovídá standardní model Slunce. Aby ověřili absolutní účinnost svých detektorů, provedli účastníci experimentů GALLEX a SAGE kontrolní měření. Do detektorů vložili radioaktivní zářiče <sup>51</sup>Cr a <sup>37</sup>Ar s mimořádně silnou aktivitou 10<sup>16</sup> Bq. Oba izotopy se rozpadají elektronovým záchytem doprovázeným emisí elektronových neutrin. K jejich detekci byla využita stejná interakce jako při detekci slunečních neutrin:



Z aktivity zářičů, určené spolehlivě několika nezávislými metodami, a pozorovaného počtu vytvořených atomů <sup>71</sup>Ge vyplynulo, že zmíněnou záhadu slunečních neutrin nemohlo způsobit chybné měření detektory GALLEX a SAGE. Dnes víme, že příčinou tohoto zdánlivého nesouhlasu jsou mnohostranně ověřené neutrinové oscilace. Ve Slunci a během letu k Zemi se některá z elektronových neutrin změni na neutrina jiného typu, která se v reakci (6) nedetekují.

Přesto však určitá diskrepance zůstává. Neutrinový tok kalibračních zářičů  $R_m$  změřený v experimentech GALLEX i SAGE je poněkud menší než předpověděný tok  $R_p$ . Autoři [42] uvažili i nejistotu v teoretických účinných průřezech reakce (6) pro různé skupiny monoenergetických neutrin emitovaných při elektronovém záchytu v <sup>51</sup>Cr a <sup>37</sup>Ar a zjistili, že průměrná hodnota poměru  $R_m/R_p = 0.76_{-0.08}^{+0.09}$ . Tato odchylka od očekávané jednotkové hodnoty na úrovni  $2.7\sigma$  se nazývá galliovou anomálií. Pokusíme-li se ji vysvětlit přeměnou elektronového neutrina na hypotetické sterilní neutrino,  $\nu_e \rightarrow \nu_s$ , dostaneme pro ni omezení  $\sin^2 2\theta > 0.07$  a  $\Delta m^2 > 0.35$  eV<sup>2</sup> [42].

- (iii) Interpretace některých oscilačních experimentů s reaktorovými antineutriny vyžaduje přesnou znalost jejich absolutního toku a energetického spektra. Obojí závisí i na časově proměnném množství štěpných produktů, které jsou vesměs zářiči  $\beta$ , a tedy i na způsobu provozování reaktoru. Nedávné výpočty neutrinového toku emitovaného jadernými reaktory [53] vedly ke zvýšení původně uvažovaných toků o 3.5 %. Při nové interpretaci oscilačních experimentů s blízkými detektory ( $L \leq 100$  m) vychází pozorovaný tok  $\bar{\nu}_e$  menší než očekávaný. Jde o tzv. reaktorovou anomálii na úrovni asi  $3\sigma$ , kterou lze vysvětlit předpokladem o úbytku  $\bar{\nu}_e$  způsobeném jejich oscilací s parametrem  $\Delta m^2 \approx 1$  eV<sup>2</sup>. Autoři [67] však zjistili, že další přepočty zahrnující nedávno změřenou hodnotou směšovacího úhlu  $\theta_{13}$  sníží reaktorovou anomálii na pouhých 1.4 %.

- (iv) Důležité, i když silně modelově závislé informace o neutrinových hmotnostních stavech lze získat i z kosmologických pozorování [41]. Jde zejména o přesná měření teplotních fluktuací kosmického mikrovlnného pozadí a podrobné astronomické přehledky obrovského počtu galaxií. Kromě obvyklé šestice fyzikálních parametrů standardního kosmologického modelu lze ze změřených souborů dat určit i horní hranici součtu neutrinových hmotností  $\sum m_i$  a efektivní počet

neutrinových rodin  $N_{\text{eff}}$  (tj. aktivní  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  a hypotetická  $\nu_s$  či dokonce  $\nu_{s1}$  a  $\nu_{s2}$ ). Podrobnosti jsou v nedávných přehledových pracích [1], [50]. Z oscilačních experimentů vyplývá, že v případě hierarchického uspořádání neutrinových hmotností je  $\sum m_i \geq 0.06$  eV. Kosmologické horní meze  $\sum m_i < 0.2$  až 1.3 eV závisejí na tom, která měření jsou zahrnuta do analýzy. Často uváděný odhad  $\sum m_i < 0.6$  eV je považován za konzervativní. Současnou situaci dokumentují dvě nedávné publikace. Autoři [8] analyzují data z oscilačních experimentů a kosmologických přehledů se závěrem, že tato data naznačují existenci sterilních neutrin s hmotností kolem 1 eV s nejpravděpodobnější hodnotou  $m_s = 1.27 \pm 0.12$  eV. Na druhé straně spolupráce PLANCK zkoumající prostorové teplotní anizotropie reliktního fotonového záření považuje za jeden ze svých hlavních výsledků, že počet neutrinových rodin je roven třem. V kombinaci s dalšími astronomickými přehledy dospívají i k hodnotám  $N_{\text{eff}} = 3.32_{-0.52}^{+0.54}$  a  $\sum m_i < 0.28$  eV [4].

Rozsáhlé simulační výpočty [59], [37], [25] ukazují, že připravovaný  $\beta$ -spektroskopický experiment KATRIN [45] umožní i účinné pátrání po sterilních neutrinech s hmotností jednotek eV. Pro velmi malé směšovací úhly se  $\sin^2 2\theta_s < 0.1$  by mohlo vést k nejostřejšímu omezení oscilačního parametru  $\Delta m_{41}^2$  [25]. V aktuálním přehledu [18] jsou uvedeny argumenty ve prospěch toho, že skrytou hmotu vesmíru tvoří sterilní neutrino s hmotností okolo 2 keV. Autoři [30] jsou naopak přesvědčeni, že současná kosmologická data žádná přídatná neutrino nevyžadují. Podrobnou diskusi všech aspektů sterilních neutrin včetně popisu připravovaných či plánovaných 21 experimentů lze nalézt v nedávné rozsáhlé analýze [1].

## 6. Závěr

V tomto přehledu jsme se mohli zmínit jen o nepatrné části probíhajících či připravovaných neutrinových experimentů. Shrnutí pokroku v teoretické oblasti<sup>16</sup> přenecháváme některému z českých specialistů v této oblasti. O rozvoji oboru svědčí i to, že archiv Cornell University Library zveřejňuje v posledním desetiletí každoročně více než 600 preprintů, v jejichž názvu se vyskytuje slovo neutrino. Je potěšitelné, že se na tomto úsilí podílejí i čeští fyzikové. Jsou aktivními účastníky neutrinových experimentů Daya Bay [17], KATRIN [45], NOvA [55] SuperNEMO [61] a TGV [19]. Organizují i mezinárodní školy [62] a pracovní konference odborníků [52], [15].

Citujme na závěr ze shrnutí experimentální části celosvětové konference neutrinových fyziků z roku 2010 [58]: „Výzvy, před kterými stojíme, jsou dobře známy, možná lépe než ve většině badatelských oblastí. Změříme hmotnosti neutrin, určíme, zda jsou svými antičásticemi, zjistíme, je-li třetí směšovací úhel nenulový,<sup>17</sup> a objevíme, zda neutrino porušují CP invarianci. Získáme přitom nové a fundamentální poznatky o vesmíru, které nám mohou poskytnout jen neutrino.“

**Poděkování.** Tento článek vznikl za podpory GA ČR (grant č. P203/12/1896).

<sup>16</sup>Např. zcela nedávná práce [68] předvídá na základě jednoduché směšovací matice neutrinové hmotnosti 28, 28 a 56 meV.

<sup>17</sup>Vyřešeno v roce 2012, viz např. [49] a 5. poznámku pod čarou tohoto článku.

## L i t e r a t u r a

- [1] ABAZAJIAN, K. N., et al.: *Cosmological and astrophysical neutrino mass measurements*. *Astropart. Phys.* 35 (2011), 177.
- [2] ABAZAJIAN, K. N., et al.: *Light sterile neutrinos: a white paper*. arXiv: 1204.5379.
- [3] ACKERMANN, K. -H., et al.: *The GERDA experiment for the search of  $0\nu\beta\beta$  decay in  $^{76}\text{Ge}$* . *Eur. J. Phys. C* 73 (2013), 2320.
- [4] ADE, P. A. R., et al. (Planck Collaboration): *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. arXiv: 1303.5076.
- [5] AGOSTINI, M., et al.: *Results on neutrinoless double beta decay of  $^{76}\text{Ge}$  from GERDA phase I*. arXiv:1307.4720.
- [6] AGULIAR-AREVALO, A. A., et al.: *Evidence for neutrino oscillations from the observation of  $\bar{\nu}_e$  appearance in a  $\bar{\nu}_\mu$  beam*. *Phys. Rev. D* 64 (2001), 112007.
- [7] AGUILAR-AREVALO, A. A.: *Improved search for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  oscillations in the MiniBooNE experiment*. arXiv: 1303.2588.
- [8] ARCHIDIACONO, M., et al.: *Sterile neutrinos: Cosmology vs short-baseline experiments*. arXiv: 1302.6720.
- [9] ASEEV, V. N., et al.: *An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment*. *Phys. Rev. D* 84 (2011), 112003.
- [10] AUGER, M., et al.: *Search for neutrinoless double-beta decay in  $^{136}\text{Xe}$  with EXO-200*. *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), 032585.
- [11] AVIGNONE III, F. T.: *Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass*. *Rev. Mod. Phys.* 80 (2008), 481.
- [12] BALANTEKIN, A. B., HAXTON, W. C.: *Neutrino oscillations*. arXiv: 1303.2272.
- [13] BARABASH, A. S.: *Precise half-life values for two-neutrino double- $\beta$  decay*. *Phys. Rev. C* 81 (2010), 035501.
- [14] BERINGER, J., et al. (Particle Data Group): *The review of particle Physics*. *Phys. Rev. D* 86 (2012), 010001.
- [15] Colloquium Towards CP violation in neutrino physics (2011 and 2013). <http://www.particle.cz/praguev13>
- [16] COOK, C. S., et al.: *The  $\beta$ -spectrum of  $^{35}\text{S}$  and the mass of the neutrino*. *Phys. Rev.* 73 (1948), 1395.
- [17] Daya Bay reactor neutrino experiment. <http://dayabay.ihep.ac.cn>
- [18] DE VEGA, H. J., SANCHEZ, N. G.: *Dark matter in galaxies: the dark matter particle mass is about 2 keV*. arXiv: 1304.0759.
- [19] Double-electron capture neutrino experiment TGV. <http://www.utef.cvut.cz>
- [20] DRAGON, O.: *O analýze experimentálních dat s příklady z neutrinové fyziky*. *PMFA* 51 (2006), 301.
- [21] DRAGON, O.: *Pátrání po hmotných neutrínech spektrometry záření beta*. *PMFA* 52 (2007), 100.
- [22] DRAGON, O.: *Měření hmotnosti neutrin*. *Čs. čas. fyz.* 60 (2010), 151.
- [23] DREXLIN, G., et al.: *Current direct neutrino mass experiments*. *Adv. High Ener. Phys.* 2013 (2013), 293086.

- [24] DUERR, M., LINDNER, M., MERLE, A.: *On the quantitative impact of the Schechter-Valle theorem*. J. High Ener. Phys. (2011), 06: 091.
- [25] ESMAILI, A., PERES, O. L. G.: *KATRIN sensitivity to sterile neutrino mass in the shadow of lightest neutrino mass*. Phys. Rev. D 85 (2012), 117301.
- [26] FAESSLER, A., et al.: *Quasiparticle random phase approximation uncertainties and their correlations in the analysis of  $0\nu\beta\beta$  decay*. Phys. Rev. D 79 (2009), 053001.
- [27] FAESSLER, A., et al.: *Addendum to: Quasiparticle random phase approximation uncertainties and their correlations in the analysis of  $0\nu\beta\beta$  decay*. Phys. Rev. D 87 (2013), 053002.
- [28] FAESSLER, A., et al.: *Search for the cosmic neutrino background and KATRIN*. arXiv: 1304.5632v2.
- [29] FARZAN, Y., SMIRNOV, A. Y.: *On the effective mass of the electron neutrino in beta decay*. Phys. Lett. B 557 (2003), 224.
- [30] FEENEY, S. M., PEIRIS, H. V., VERDE, L.: *Is there evidence for additional neutrino species from cosmology?* arXiv: 1302.0014.
- [31] FELDMAN, G. J., COUSINS, R. D.: *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*. Phys. Rev. D 57 (1999), 3873.
- [32] FERMI, E.: *Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen*. Z. Phys. 88 (1934), 161. Complete English translation in: WILSON, F. L.: *Fermi's theory of beta decay*. Amer. J. Phys. 36 (1968), 1150.
- [33] FERRI, E.: *The MARE experiment and its capabilities to measure the mass of light (active) and heavy (sterile) neutrino*. [www.chalonge.obspm.fr/CIAS12\\_Ferri.pdf](http://www.chalonge.obspm.fr/CIAS12_Ferri.pdf)
- [34] FINNERTY, P., et al.: *The Majorana demonstrator: progress towards showing the feasibility of a tonne-scale  $^{76}\text{Ge}$  neutrinoless double-beta decay experiment*. arXiv: 1210.2678.
- [35] FISCHER, S., et al.: *Monitoring of tritium purity during long-term circulation in the KATRIN test experiment LOOPINO using laser Raman spectroscopy*. Fusion Sci. Technol. 60 (2011), 925.
- [36] FOGLI, G. L., et al.: *Global analysis of neutrino masses, mixings, and phases: Entering the era of leptonic CP violation searches*. Phys. Rev. D 86 (2012), 013012.
- [37] FORMAGGIO, J., BARRETT, J.: *Resolving the reactor neutrino anomaly with the KATRIN neutrino experiment*. Phys. Lett. B 706 (2011), 68.
- [38] FORMAGGIO, J.: *Measuring neutrino masses using radio-frequency techniques*. J. Phys.: Conf. Ser. 375 (2012), 042005.
- [39] GANDO, A., et al.: *Limit on neutrinoless  $\beta\beta$  decay of  $^{136}\text{Xe}$  from the first phase of KamLAND-Zen and comparison with the positive claim in  $^{76}\text{Ge}$* . arXiv: 1211.3863.
- [40] GATTI, F.: *Microcalorimeter measurement*. Nucl. Phys. B 91 (2001), 293.
- [41] GIUNTI, C., KIM, C. W.: *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford University Press, 2011.
- [42] GIUNTI, C., LAVEDER, M.: *Statistical significance of the gallium anomaly*. Phys. Rev. C 83 (2011), 065504.
- [43] GROHMANN, S., et al.: *The thermal behaviour of the tritium source in KATRIN*. Cryogenics 55–56 (2013), 5.
- [44] KABOTH, A., FORMAGGIO, J. A., MONREAL, B.: *Sensitivity of neutrino mass experiments to the cosmic neutrino background*. Phys. Rev. D 82 (2010), 062001.



- [45] Karlsruhe tritium neutrino experiment (KATRIN). <http://www.katrin.kit.edu>
- [46] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V., KRIVOSHEINA, I. V.: *The evidence for the observation of  $0\nu\beta\beta$  decay: The identification of  $0\nu\beta\beta$  events from the full spectra*. Mod. Phys. Lett. A 21 (2006), 1547.
- [47] KRAUS, C., et al.: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium  $\beta$  decay*. Eur. Phys. J. C 40 (2005), 447.
- [48] LAZAUSKAS, R., VOGEL, P., VOLPE, C.: *Charged current cross section for massive cosmological neutrinos impinging on radioactive nuclei*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35 (2008), 025001.
- [49] LEITNER, R.: *The experimental status of  $\theta_{13}$  from the point of view of the electron (anti)neutrino disappearance experiments*. arXiv: 1302.2409.
- [50] LESGOURGUES, J., PASTOR, S.: *Neutrino mass from cosmology*. Adv. High Ener. Phys. (2012), 608515.
- [51] MAMADOV, F., et al.: *Development of an ultrasensitive radon detector for the Super-NEMO experiment*. J. Instrum. 6 (2011), C12008.
- [52] MEDEX'13 – Matrix elements for the double-beta-decay experiments (2013, since 1997). <http://regulus.utef.cvut.cz/projekty/medex13/index.php>
- [53] MENTION, G., et al.: *The reactor antineutrino anomaly*. Phys. Rev. D 83 (2011), 073006.
- [54] NAKAMURA, K., PETCOV, S. T.: *Neutrino mass, mixing, and oscillations, in Beringer et al. (Particle Data Group)*. Phys. Rev. D 86 (2012), 010001.
- [55] NOVA neutrino experiment. <http://www-nova.fnal.gov>
- [56] PAULI, W.: *Dopis ze 4. prosince 1930 účastníkům mezinárodní porady o radioaktivitě v Tübingenu*. Viz např. Celebrating the neutrino, Los Alamos Science 25 (1997), 6.
- [57] RANITZSCH, P. C. -O., et al.: *Development of metallic magnetic calorimeters for high precision measurements of calorimetric  $^{187}\text{Re}$  and  $^{163}\text{Ho}$  spectra*. J. Low Temp. Phys. 167 (2012), 1004.
- [58] ROBERTSON, R. G. H.: *Neutrino 2010 conference summary – experiment*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 229–232 (2012), 421.
- [59] SEJERSEN RIIIS, A., HANNESTAD, S.: *Detecting sterile neutrinos with KATRIN like experiments*. J. Cosm. Astropart. Phys. 02 (2011), 011.
- [60] SISTI, M., et al.: *New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Research 520 (2004), 125.
- [61] The neutrino Ettore Majorana observatory – SuperNEMO Internat. Collaboration. <http://nemo.in2p3.fr>
- [62] Understanding neutrinos (mezinárodní letní školy 2004 a 2012). <http://rafael.ujf.cas.cz/school12/>
- [63] VERGADOS, J. D., EJIRI, H., ŠIMKOVIC, F.: *Theory of neutrinoless double beta decay*. Rep. Prog. Phys. 75 (2012), 106301.
- [64] VOGEL, P.: *Hmota a oscilace neutrin*. Čs. čas. fyz. 59 (2009), 125.
- [65] WILKERSON, J. F., et al.: *The Majorana demonstrator: a search for neutrinoless beta-beta decay of  $^{76}\text{Ge}$* . J. Phys. Conf. Ser. 375 (2012), 042010.
- [66] ZBOŘIL, M., et al.: *Ultra-stable implanted  $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$  electron sources for the energy scale monitoring in the KATRIN experiment*. J. Instrum. 8 (2013), P03009.
- [67] ZHANG, C., QIAN, X., VOGEL, P.: *Reactor antineutrino anomaly with known  $\theta_{13}$* . arXiv: 1303.0900.
- [68] ZHURIDOV, D.: *Note on neutrino masses and mixing*. arXiv: 1304.4870.