

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

František Žáček; Jan Stöckel

Současný stav a perspektivy řízeného termojaderného slučování v tokamacích

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 38 (1993), No. 4, 219--232

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138769>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1993

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*.

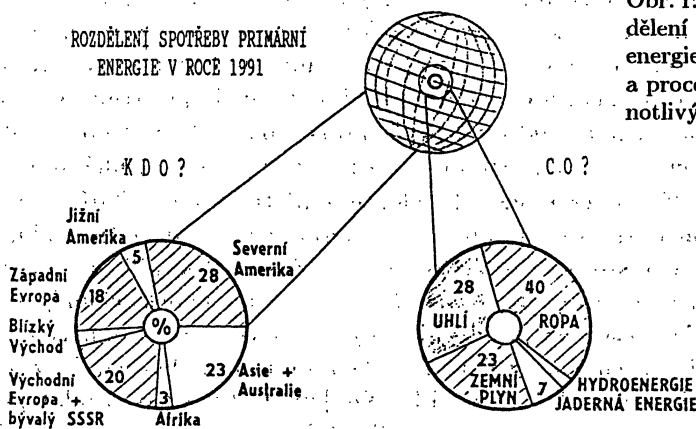


This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# Současný stav a perspektivy řízeného termojaderného slučování v tokamacích

František Žáček, Jan Stöckel, Praha

Ústředním problémem současného stupně vývoje lidstva je explozivní růst počtů obyvatel Země a z toho plynoucí nutnost zvyšování spotřeby energie. Bude-li se tato energie získávat dosavadním způsobem, tj. především spalováním fosilních paliv, dojde v důsledku skleníkového efektu způsobeného emisí  $\text{CO}_2$  s velkou pravděpodobností již během několika příštích desetiletí ke změnám globálního klimatu Země s dnes těžko vyčíslitelným katastrofálním dopadem na celé lidstvo [1]. Pro ilustraci: celosvětová emise  $\text{CO}_2$  stoupla z 8,8 miliard tun v roce 1960 na 21,8 miliard tun v roce 1990. Na rozdíl od známé studie Římského klubu před 20 lety nehrozí tedy lidstvu nedostatek energie, ale ekologicky závadný způsob její získávání. Zarážející je rovněž nerovnoměrné rozdělení její spotřeby. Situaci ilustruje obr. 1, převzatý z [2]. Z obrázku je vidět, že dvě třetiny primární energie byly v r. 1991 spotřebovány v Severní Americe a v Evropě, tedy v zemích s méně než 20 % obyvatel Země a že pouze 9 % energie bylo získáno bezemisními způsoby (jaderným štěpením a vodními elektrárnami). Je zřejmé, že situace se musí do budoucnosti radikálně změnit. Tento požadavek se stal



Obr. 1: Procentuální rozdělení spotřeby primární energie lidstva v r. 1991 a procentuální podíl jednotlivých jejích zdrojů.

Ing. FRANTIŠEK ŽÁČEK, CSc. (1941), a RNDr. JAN STÖCKEL, CSc. (1944), jsou samostatní vědečtí pracovníci Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, Za Slovankou 3, PS 17, 182 11 Praha 8. Ing. Žáček je vedoucím pracoviště TOKAMAK, dr. Stöckel je zástupcem vedoucího.

poselstvím jak Konference OSN o životním prostředí a rozvoji konané v červnu 1992 v Riu de Janeiro tak i Světové konference o energii konané v září 1992 v Madridu. Kromě v omezení růstu spotřeby energie v rozvinutých zemích a v podpoře využívání dosavadních ekologicky nezávadných zdrojů musí celosvětová energetická politika spočívat především v hledání nových netradičních způsobů získávání energie.

V současné době se jako zdroje ekologicky čisté energie nabízejí tyto alternativy:

- \* jaderné štěpení,
- \* energie vodních toků a eventuálně další obnovitelné zdroje energie jako sluneční, geotermální či slapové,
- \* jaderná fúze.

Využití hydroenergie se v mnoha zemích již blíží své horní hranici a ostatní obnovitelné zdroje budou mít nepochybně jen lokální význam. Jaderné štěpení se musí vyrovnat se známými problémy s ukládáním radioaktivních odpadů, s demontáží vysloužilých reaktorů a s relativně omezenými zásobami přímo štěpitelného materiálu. Je zřejmé, že z dlouhodobého hlediska může energetické požadavky lidstva pokrýt pouze řízené termojaderné slučování (fúze).

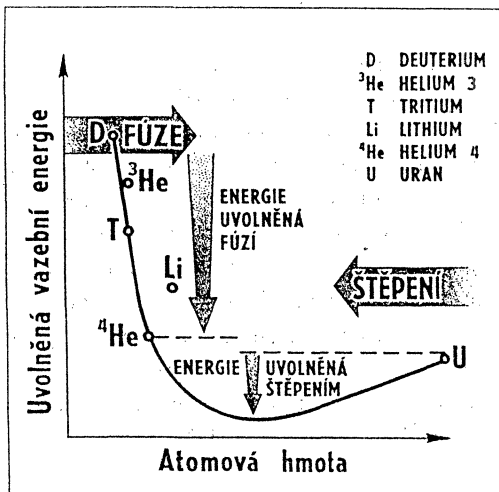
### **Současný stav výzkumu a perspektivy využití řízené jaderné fúze**

Jaderná slučovací reakce je proces, který slouží jako zdroj energie hvězd ve vesmíru a proto je i zdrojem energie našeho Slunce. Využití tohoto procesu řízeným způsobem na Zemi by vzhledem k hojnosti výskytu vhodného paliva (těžký izotop vodíku — deuterium) zajistilo nevyčerpatelný zdroj energie pro lidstvo na miliardy let. Řešení problému se proto věnuje pozornost v celém světě, a to již od výbuchu první „vodíkové“ bomby v roce 1952, tedy od okamžiku demonstrace termojaderného slučovacího procesu neřízeným způsobem. Tehdy vládlo přesvědčení, že cesta od bomby k termojadernému reaktoru nebude příliš dlouhá. Usuzovalo se tak zřejmě z rychlého postupu prací na programu štěpení uranu během druhé světové války. V případě jaderné fúze se však brzo ukázalo, že tomu tak nebude. Zatímco rozštěpení jádra uranu je poměrně snadno uskutečnitelné, termojaderné slučování probíhá jen při zahřátí hmoty na nepředstavitelně vysoké teploty řádu stovek miliónů stupňů. V termojaderné bombě se této teploty jednoduše dosáhne na zlomek sekundy výbuchem rozbušky, kterou je klasická štěpná bomba. Vytvořit takovéto podmínky v reaktoru, který musí produkovat energii řízeným způsobem, se ukázalo být jedním z největších fyzikálních i technických problémů, před kterým kdy lidstvo stálo. A tak teprve dnes, po 40 letech stále se zesilujícího celosvětového úsilí, stojí lidstvo na prahu fyzikální demonstrace řízeného slučování v pozemských podmínkách. Dojde k tomu s největší pravděpodobností na tokamacích, což jsou toroidální zařízení s tzv. magnetickým udržením plazmatu. Začátkem listopadu roku 1991 bylo totiž v největším z těchto tokamaků, v zařízení JET (Joint European Torus), poprvé v historii lidstva uvolněno značné množství termojaderné energie řízeným způsobem.

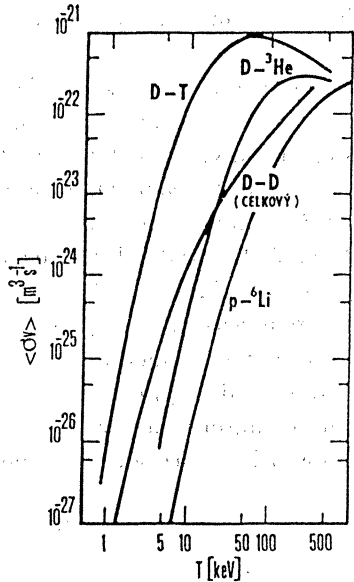
## Co je to energie jaderné fúze?

Při jaderných reakcích dochází k přeměně prvků. Z hlediska uvolňování energie jsou důležité takové reakce, při nichž dochází k úbytku reagující hmoty. Tento úbytek hmoty  $m$  je pak podle známého Einsteinova vzorce  $E = mc^2$  přeměněn na kinetickou energii produktů reakce ( $c$  je rychlost světla). Poznamenejme, že 5 kg takto přeměněné hmoty představuje energii postačující krýt současnou roční spotřebu Československa (ne všechno jaderné palivo se však přemění na energii; podle typu reakce je to maximálně pět desetin procenta).

Jaderná energie může být uvolňována dvojím způsobem: štěpením některých těžkých jader (např. uranu) či slučováním (fúzí, syntézou) jader lehkých prvků z počátku Mendělejevovy tabulky [3]. V obou případech dochází k výše uvedenému úbytku hmoty, přičemž vydatnost reakcí na množství reagující hmoty může být při slučování až téměř o řád vyšší než v případě štěpení (viz schematický obr. 2).



Obr. 2. Schematické porovnání velikosti jaderné energie uvolňované fúzí a štěpením na jeden nukleon reagující hmoty.



Obr. 3. Porovnání středněných účinných průřezů  $\langle\sigma v\rangle$  několika slučovacích jaderných reakcí vyčíslených za předpokladu existence maxwellovského rozdělení rychlostí reagujících jader.

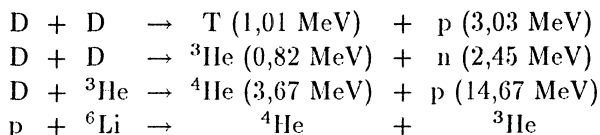
Doposud se ukazuje, že jediná praktická možnost realizace jaderného slučování za účelem získávání energie (tj. konstrukce reaktoru s energetickým ziskem) je zahřátí paliva na teplotu dostatečnou k překonání elektrostatické bariéry mezi jednotlivými jádry paliva (odtud název termojaderná reakce a termojaderná teplota. \*) Tato teplota

\*) Oznámení možnosti uskutečnění tzv. „studené fúze“, které vzrušilo nebyvalým způsobem celou vědeckou veřejnost v r. 1989 (viz Pokroky 35 (1990), č. 3, str. 120), se ukázalo být bohužel vědeckým omylem [4].

činí pro nejnásadně dosažitelnou reakci mezi jádry těžkých izotopů vodíku deuteriem D a tritiem T

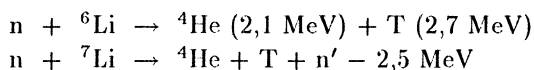


něco kolem 200 miliónů K (tj. v energetické stupnici přibližně 20 keV). Za takovýchto teplot je palivo pochopitelně ve stavu plně ionizovaného plazmatu. Závislost rychlosti D-T reakce na teplotě plazmatu [5] je ukázána na obr. 3. V tomtéž obrázku jsou uvedeny i další eventuální kombinace paliva, uvažované pro budoucí energetické využití:



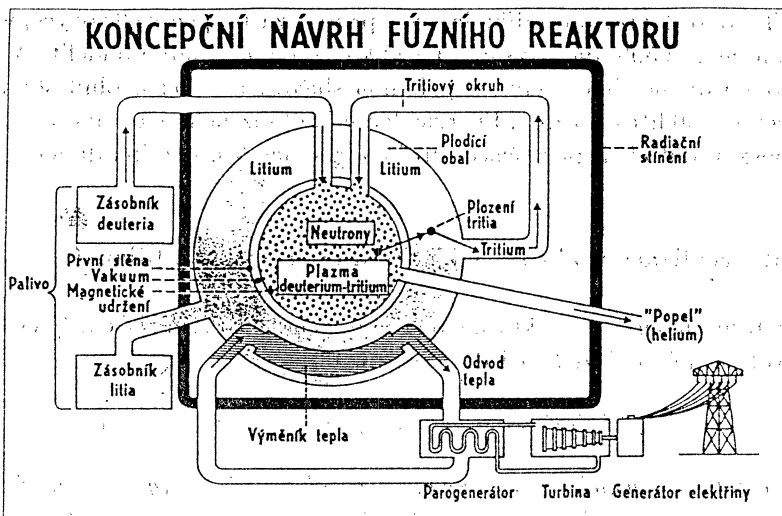
### Přednosti jaderné fúze před ostatními zdroji energie

Jaderná fúze je z ekologického hlediska téměř čistý zdroj energie. Nedochází ani ke vzniku oxidu uhličitého ani k imisi škodlivých zplodin vznikajících spalováním fosilních paliv. Nedochází ani k ohrožení okolí radioaktivitou, jako je tomu v případě štěpných reaktorů. Produkty vznikající při jaderné syntéze nejsou totiž samy o sobě radioaktivní. Výsledným „odpadním“ produktem D-T reakce je neškodné hélium. Jediný radioaktivní element vyskytující se v reaktoru bude tritium ( $\beta$ -rozpad s poločasem 12,4 let). To se však bude vyrábět i spotřebovávat v uzavřeném cyklu při hoření reakce. V případě reakce D-T, jejíž využití připadá v úvahu v první fázi využívání termojaderné fúze, bude se tritium vyrábět jadernou reakcí vznikajících neutronů s litiovým obalem (blanketem), jak je schematicky znázorněno v náčrtu fúzního reaktoru na obr. 4. Účinný průřez této reakce neutronů s oběma existujícími izotopy litia (v přírodě zastoupenými v poměru  ${}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 7,4 : 92,6$ )

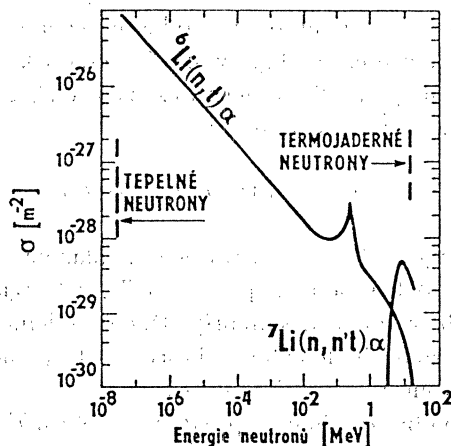


je v závislosti na energii neutronů uveden na obr. 5. Reakce s prvním izotopem  ${}^6\text{Li}$  je vysoce exotermická (získá energie 4,8 MeV) a bude tedy značným dílem přispívat k celkové bilanci reaktoru. Reakce s druhým izotopem  ${}^7\text{Li}$  sice naopak 2,5 MeV energie termojaderných neutronů spotřebuje, zato však kromě tritia vzniká při ní další neutron (označený v rovnici jako  $n'$ ). Tento další neutron zaručí následnou vysoce pravděpodobnou reakci s izotopem  ${}^6\text{Li}$ , že koeficient plození tritia může převýšit hodnotu jedna a že produkce tritia pro reaktor bude tedy dostatečná.

Rovněž z hlediska nebezpečí vzniku nekontrolovatelné jaderné reakce s následným přehřátím reaktoru je mezi metodami využívajícími štěpnou a slučovací reakci podstatný rozdíl: zatímco štěpný reaktor má uvnitř uloženo veškeré palivo na celou dobu provozu, do termojaderného reaktoru se bude dodávat palivo postupně, ve zcela nepatrném množství (v celém reaktoru o výkonu několik tisíc MW nebude nikdy více než



Obr. 4. Schematické zobrazení fúzního termojaderného reaktoru.



Obr. 5. Účinné průřezy reakcí  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$  a  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)$  neutronů s oběma izotopy litia v závislosti na energii reagujících neutronů.

několik desetin gramu paliva). Mimoto, porucha na zařízení jakéhokoli druhu naruší okamžitě optimální podmínky potřebné pro to, aby reakce mohla vůbec probíhat. Reakce se tím samovolně zastaví a reaktor se okamžitě ochladí. Z hlediska bezpečnosti jde tedy o systém s úplnou vnitřní (inherentní) bezpečností provozu. Po odstavení reaktoru bude jediné nebezpečí představovat jen poměrně nízká sekundární radioaktivita konstrukčních materiálů reaktoru, vzniklá v důsledku jejich dlouhodobého ozařování během provozu.

Další fakt hovořící ve prospěch využití termojaderné energie je skutečnost, že zásoby jak fosilních paliv, tak i zásoby uranu jsou limitovány a nepostačí na více než několik století. Spalováním fosilních paliv se navíc lidstvo připravuje o nepostradatelnou surovinu pro chemický průmysl. Naproti tomu zásoby deuteria jsou prakticky nevyčer-

patelné. Tento těžký izotop vodíku je sice v přírodě zastoupen vedle obyčejného vodíku jen v poměru 1 : 6500, dá se však od vodíku poměrně snadno oddělit. A z deuteria získaného z jednoho litru vody lze jadernou slučovací reakcí uvolnit stejnou energii jako spálením 300 litrů benzínu. Energie deuteria obsaženého v oceánech by tak mohla lidstvu poskytnout ekologicky čistý zdroj energie na zhruba miliardu let.

### Podmínka realizace reaktoru s kladnou energetickou bilancí

Provoz termojaderného reaktoru s relativním energetickým ziskem  $Q$  vyžaduje, aby výkon uvolňovaný při fúzi  $P_f$  z jednotky objemu

$$(1) \quad P_f \text{ [W/m}^3\text{]} = n_1 \cdot n_2 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot E \text{ [m}^{-3}\text{, m}^3 \cdot \text{s}^{-1}\text{, J]}$$

( $n_{1,2}$  je hustota příslušného druhu reagujících jader,  $E$  je energie uvolněná při jednom aktu reakce vyjádřená v joulech,  $\sigma$  je účinný průřez reakce,  $v$  je rychlost jader a  $\langle \sigma v \rangle$  značí střední hodnotu účinného průřezu reakce získanou středováním přes rychlosti) převyšoval výkon  $P_h$ , potřebný k ohřevu téhož objemu paliva na potřebnou teplotu, tj.  $Q = P_f/P_h \geq 1$ .

Velikost příkonu  $P_h$  lze odhadnout ze zjednodušené energetické bilance plazmatu, neboť ve stacionárním stavu musí  $P_h$  krýt veškeré energetické ztráty (tepelnou vodivostí, difuzí částic, zářením apod). Tyto energetické ztráty  $P_{\text{loss}}$ , a tedy i  $P_h$ , se obvykle charakterizují tzv. dobou udržení energie  $\gamma_E$ :

$$(2) \quad P_h = P_{\text{loss}} = (3/2)n(T_e + T_i)/\gamma_E.$$

Čitatel zlomku představuje celkovou vnitřní energii plazmatu  $W$ , která je součtem energií elektronové a iontové komponenty plazmatu.  $T$  je zde vyjádřeno v energetických jednotkách, tzn. v joulech. V izotermickém případě, což budeme dále pro jednoduchost předpokládat (a je to i případ budoucího reaktoru), je tato energie charakterizována společnou teplotou elektronů a iontů  $T_e = T_i \equiv T$ .

Porovnáním  $P_f$  a  $P_h$  snadno zjistíme, že pro danou teplotu  $T$  plazmatu existuje jistá minimální hodnota součinu  $n \cdot \gamma_E$ . Pro  $n \cdot \gamma_E > (n \cdot \gamma_E)_{\text{min}}$  je již  $Q > 1$ . Soustředíme-li se dále na využití reakce D-T s  $n_D = n_T = n/2$  ( $n$  je nyní celkový počet iontů rovný počtu elektronů), pak platí:

$$(n \cdot \gamma_E)_{\text{min}} \text{ [m}^{-3} \cdot \text{s]} = 6,8 \times 10^{-4} T / \langle \sigma v \rangle \text{ [keV, m}^3 \cdot \text{s}^{-1}\text{]}.$$

Toto kritérium minimálního zesílení výkonu odvodil již v r. 1957 J. D. Lawson, a proto nese jeho jméno [6].

Splnění Lawsonova kritéria lze v principu dosáhnout dvěma způsoby:

a) Ohřevem plazmatu s poměrně nízkou hustotou ( $n \approx (1-2) \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) a jeho udržením (po dobu několika sekund) pomocí vhodné konfigurace magnetického pole — metody tzv. **magnetického udržení**. V tomto přehledu budeme demonstrovat stav tohoto způsobu uskutečnění řízené termojaderné reakce.

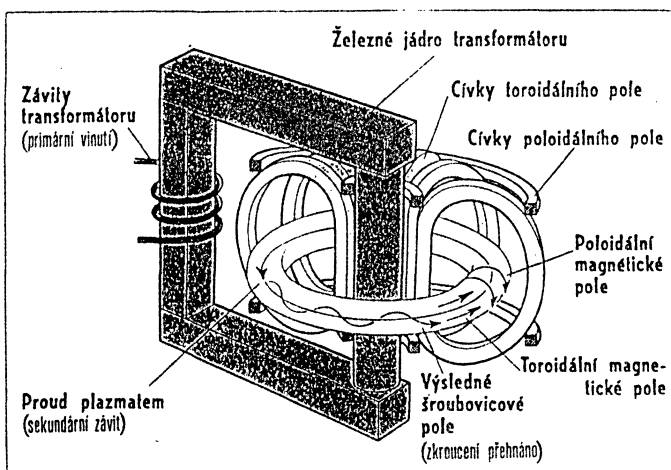




Lawsonova kritéria  $Q_{DT} = 1$  (pro reakci D-T) během zhruba 30 let existence těchto zařízení ukazují obr. 6, převzatý z práce [8]. Je zřejmé, že vývoj probíhal prakticky nepřerušovaným tempem. V současné době největší z tokamaků, zařízení JET patří Evropskému Společenství a pracující v anglickém Culhamu, bude již pravděpodobně demonstrací fyzikální uskutečnitelnosti řízené fúze na reakci D-T schopné provést. Poznamenejme, že veškeré hodnoty fúzního součinnu v obr. 6 byly zatím (z důvodů obtížnosti práce s tritiem) získány v pouze deuteriovém plazmatu (v němž může probíhat při dané teplotě jen mnohem méně pravděpodobná reakce D-D, viz obr.3). Hodnoty  $Q_{DD}$  získané v tomto plazmatu jsou v obrázku 6 přepočítávány podle grafů na obr. 3 pro směs D-T (a označeny proto jako  $Q_{DT}$ ). Dále se soustředíme jen na tato termojaderná zařízení (stručný přehled současného stavu všech metod výzkumu řízené jaderné fúze byl nedávno publikován v [9]).

## Tokamaky

Toroidální zařízení tokamak (TOroidalnaja KAmera i MAgnitnyje Katuški) vzniklo začátkem 60. let v Ústavu atomové energie I. V. Kurčatova v Moskvě. Jeho principiální zobrazení je na obr. 7. Plazma je v něm udržováno v magnetické nádobě, vzniklé složením toroidálního magnetického pole vnějších cívek a poloidálního magnetického pole elektrického proudu indukovaného v plazmatu transformátorem (plazma tvoří sekundární závit tohoto transformátoru; elektrický proud v něm protékající kromě své důležité úlohy pro udržení zároveň i plazma vytváří a podle Ohmova zákona disipovaným Jouleovým teplem ohřívá). Pomocí systému poloidálních cívek, vytvářejících příčné magnetické pole, se zabezpečuje rovnovážná poloha plazmatického prstence uvnitř vakuové komory.



Obr. 7.  
Princip tokamaku.

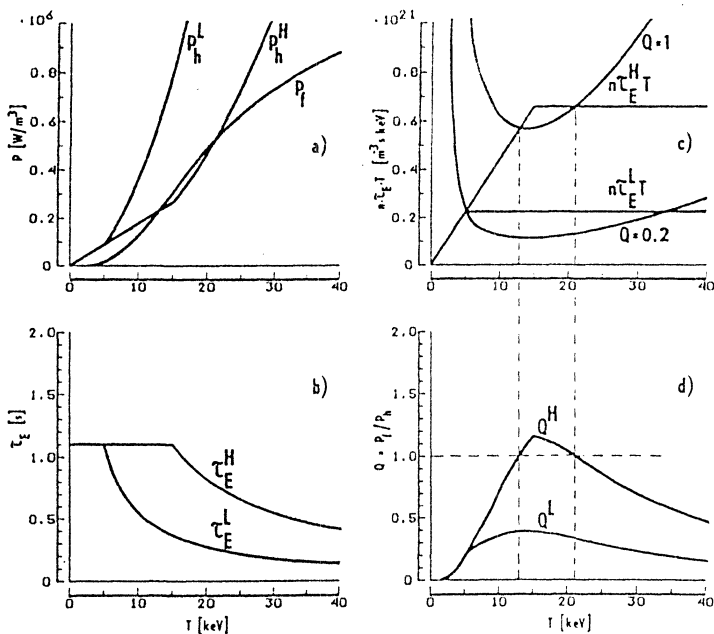
Na základě výsledků předchozích generací tokamaků se začátkem 80. let přistoupilo ke stavbě pěti velkých zařízení: TFTR — USA, JET — Evropské Společenství, JT-60 — Japonsko, TORE SUPRA — Francie, T-15 — Rusko. Tato zařízení se již stavěla s cílem demonstrovat „breakeven“. Jejich postupné uvádění do provozu během 80. let plně potvrdilo předpovědi teorie podobnosti pro tokamakové plazma ohřívané pouze induktivně (ohmickým způsobem), ověřené na předchozí generaci tokamaků (viz obr. 6). Hodnotu fúzního součinu se podařilo zvýšit o více než celý řád a dosáhnout tím dvaceti procent Lawsonovy podmínky  $Q = 1$  ( $n \cdot \gamma_E \cdot T = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s} \cdot \text{keV}$ ). Poněvadž však účinnost ohmického ohřevu s růstem teploty plazmatu silně klesá (odpor plazmatu se snižuje s růstem teploty jako  $T^{-3/2}$ ), není možné podmínku  $Q = 1$  na těchto tokamacích čistě ohmickým způsobem dosáhnout. Její dosažení musí být zajištěno mohutnými zdroji dodatečného ohřevu, které mnohdy převyšují až o celý řád příkon ohmický. Jsou to především dva druhy zdrojů:

(i) **Zdroje neutrálních atomů** paliva, urychleného na energii 40–200 keV; tyto atomy jsou vstřikovány do plazmatu, kde jsou ionizovány, zachyceny a coulombovskými srážkami se termalizují čímž předávají svoji kinetickou energii částicím plazmatu.

(ii) **Zdroje vysokofrekvenční energie** s vyvázáním energie vhodným anténním systémem do plazmatu. Musí být buzena vlna, která do plazmatu proniká a vhodnou interakcí mu svoji energii předává. Nejčastěji se používají metody ohřevu na cyklotronních frekvencích iontů a elektronů a na tak zvané dolní hybridní rezonanci. Pro magnetická pole tokamaků řádu jednotek Tesla se tyto frekvence rozprostírají od desítek MHz do stovek GHz.

Po aplikaci těchto velkých dodatečných výkonů v polovině 80. let se však vynořil neočekávaný fyzikální problém. Ukázalo se, že bez ohledu na charakter dodatečného ohřevu energetická doba udržení  $\gamma_E$  s růstem ohřevového výkonu  $P_h$  klesá, a to zhruba jako  $\gamma_E \approx 1/\sqrt{P_h}$ . Tento režim práce tokamaku byl nazván „L-mode“ (Low energy confinement mode). Je zřejmé, že kdyby se nepodařilo tento nežádoucí jev eliminovat, vyžadovalo by dosažení potřebné teploty ohřevový výkon téměř o řád vyšší než předpokládá zákon podobnosti s  $\gamma_E = \text{konst.}$  Navíc, v režimu „L-mode“ sice vzrůstá teplota plazmatu s celkovým příkonem jako  $T \approx \sqrt{P_h}$ , jak se snadno přesvědčíme dosazením  $\gamma_E \approx 1/\sqrt{P_h}$  do výrazu (2), fúzní součin však zůstává konstantní a to v důsledku právě opačné výkonové závislosti  $\gamma_E$ . Řada experimentů pak skutečně demonstrovala, že fúzní součin v „L-modu“ zůstává blízko své ohmické úrovně, i když se k dodatečnému ohřevu použijí výkony mnohonásobně převyšující ohmický příkon. Zdá se, že příčina degradace udržení spočívá ve zvýšení úrovně turbulence plazmatu a v následném zvýšení jeho tepelné vodivosti. Dosavadním úvahám o možnosti demonstrace řízeného slučování již na stávající generaci tokamaků tak učinila příroda škrt přes rozpočet a to nejen v technickém, ale i v principiálním smyslu (ztráty energie plazmatu jsou totiž tak vysoké, že uvolňovaný fúzní výkon je nikdy nepřevyší, viz dále obr. 8).

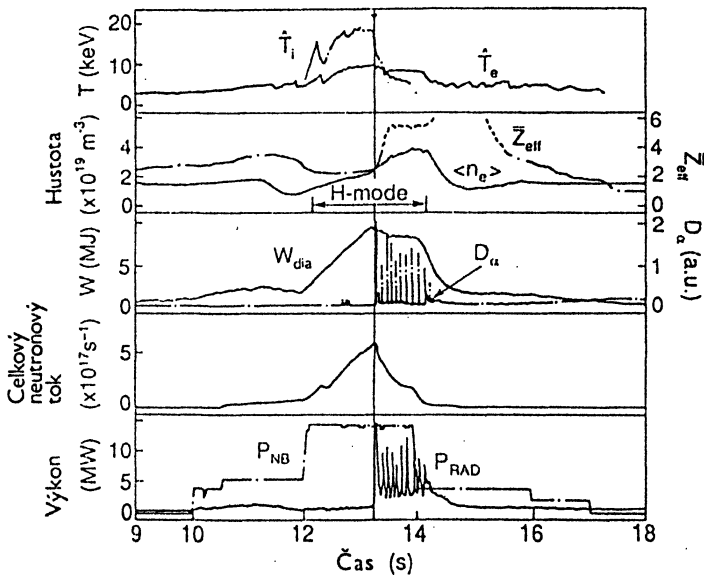
Situace se však zlepšila poté, co se na řadě tokamaků podařilo úroveň turbulence snížit a realizovat tak režimy se zlepšeným udržením energie tzv. „H-mode“ (High energy confinement mode), charakterizované 2–3krát vyšší dobou udržení energie než v „L-modu“.



Obr. 8. Porovnání vypočtené teplotní závislosti ztrát energie v L a H modech udržení s uvolňovaným fúzním výkonem v D-T plazmatu tokamaku JET. Výpočet byl proveden za předpokladu konstantní hustoty  $n = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  a za platnosti experimentálně zjištěné degradace doby udržení energie.

Demonstrujeme význam objevu režimů se zlepšeným udržením modelovým výpočtem jednoduché energetické bilance pro tokamak JET. Výsledky jsou znázorněny na obr. 8. Celý výpočet byl proveden za předpokladu konstantní hustoty plazmatu  $n = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  a teplotní závislosti doby udržení energie  $\gamma_E$  zobrazené na obr. 8b. Tato závislost byla vypočtena pro reálné hodnoty doby udržení  $\gamma_E^{OH} = 1,1 \text{ s}$  a teploty  $T^{OH} = 5 \text{ keV}$  dosahované standardně v ohmickém režimu. Předpokládá se, že k degradaci  $\gamma_E$  dochází tehdy, je-li celkový příkon dodávaný do plazmatu větší než původní ohmická hodnota. Doba udržení  $\gamma_E^{OH}$  v H-modu je vzata jako trojnásobek její hodnoty  $\gamma_E^L$  v L-modu, přičemž vždy platí  $\gamma_E^H \leq \gamma_E^{OH}$ . Obr. 8a srovnává výkony ztracené z jednotky objemu plazmatu v obou modech udržení s uvolňovaným fúzním výkonem, obr. 8c závislost fúzního součinnu pro oba mody (křivka označená jako  $Q = 1$  je podmínka „breakeven“ podle Lawsona) a obr. 8d pak vývoj parametru  $Q$  pro oba mody. Z obrázků vyplývá, že H-mod umožňuje principiálně dosáhnout „breakeven“ již na tokamaku JET, pokud se podaří ohřát plazma na teplotu alespoň 13 keV.

Objev režimů se zlepšeným udržením energie však zdaleka neodstranil všechny překážky k uskutečnění řízené termojaderné reakce v tokamacích. Zvýšení hodnoty fúzního součinnu nepřekročilo v této fázi výzkumu 20–30 % (tedy zdaleka ne potřebný pětinasobek), což zatím oprávnění k použití tritia nedávalo. V roce 1986 proklamovaný termín použití tritia pro demonstraci slučovací reakce již v r. 1989 tím nemohl být dodržen.



Obr.9. Časový vývoj některých veličin během výboje v D-T plazmatu tokamaku JET:

$T_i$ ,  $T_e$  – centrální iontová a elektronová teplota

$\langle n_e \rangle$  – střední elektronová hustota plazmatu

$Z_{\text{eff}}$  – efektivní náboj iontů (veličina charakterizující množství příměsí)

$W_{\text{dia}}$  – obsah tepelné energie plazmatu měřený z diamagnetického jevu

$D_\alpha$  – intenzita  $\alpha$ -čáry deuteria v oblasti divertoru (veličina zhruba úměrná ztrátám částic jejich difúzí)

$P_{\text{NB}}$  – celkový výkon injektorů neutrálních atomů paliva

$P_{\text{RAD}}$  – radiační ztráty

Hlavním problémem byla tehdy a zůstává i dnes skutečnost, že proces dodatečného ohřevu plazmatu je zatím nestacionární — H-mod končí po určité době (v oblasti stále ještě s časem téměř lineárně rostoucí energie plazmatu) radiačním zhroucením, viz dále obr. 9, způsobeným zvýšeným přítokem nečistot do plazmatu. K omezení tohoto přítoku je zapotřebí:

- lépe zabránit interakci plazmatu se stěnou;
- veškeré vnitřní části vakuové komory vystavené působení plazmatu konstruovat jen z lehkých prvků.

Dále se stručně zmíníme o boji s nečistotami na tokamaku JET, jehož úspěšnost vedla v listopadu roku 1991 k tritiovému experimentu, o kterém jsme se zmínili v úvodu.

### Tritiový experiment a uvolnění fúzní energie na tokamaku JET

Zařízení JET má tyto parametry: velký poloměr toroidální komory  $R = 3$  m, plazma má svisle protáhlý téměř eliptický průřez s poloosami 1,25 a 2,1 m, udržovací magnetické pole do 3,4 T, délka výbojového pulzu do 20 s (doba udržení energie  $\tau_E$

kolem 1 s), proud plazmatem do 7 MA (ohmický příkon několik MW), možnost použití celkového dodatečného výkonu téměř 50 MW).

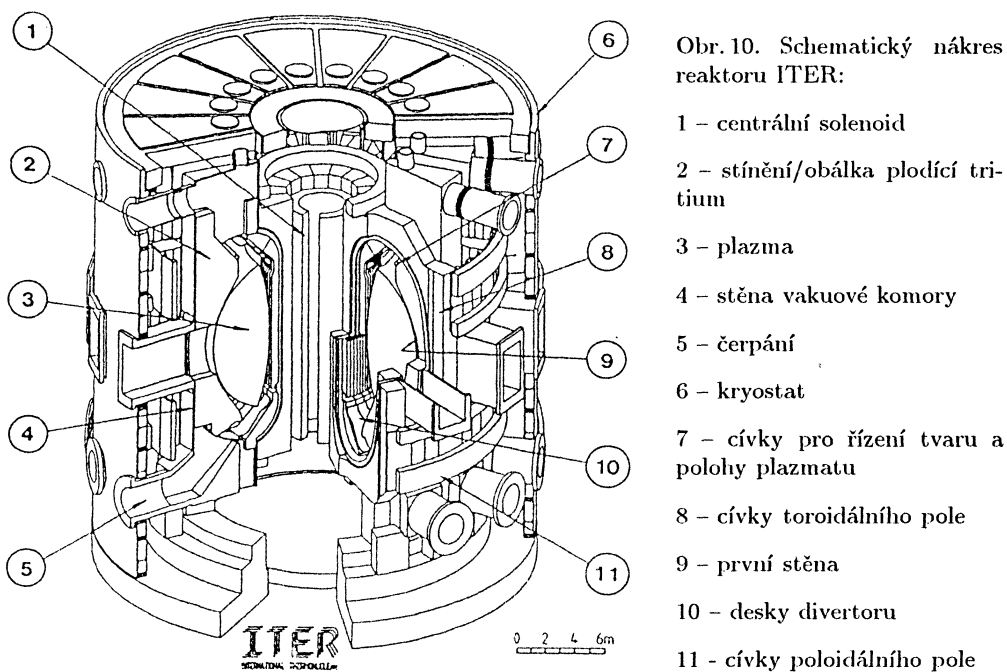
Až do roku 1988 byly všechny vnitřní části vakuové komory tohoto zařízení pokryty uhlíkem. Při zvyšování ohřevového výkonu však stoupá i tepelná zátěž nejvíce exponovaných částí komory a výboj tehdy končil brzo radiacním zhroucením (tzv. „carbon catastrophe“). Maximální hodnota fúzního součinu tak nikdy ani v II-modech nepřevýšila o mnoho hodnotu  $2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ keV} \cdot \text{s}$ , získanou při nejlepších ohmických režimech bez jakéhokoli dodatečného výkonu.

V roce 1989–90 bylo uhlíkové pokrytí vnitřních stěn nahrazeno beryliem. Ihned potom došlo k dramatickému snížení přítoku nečistot (uhlíku a kyslíku 20krát), čímž bylo možné několikanásobně zvýšit dodatečné příkony (až do 20 MW). Výboj nepřesel sice ani tehdy ještě do stacionární fáze, doba trvání II-modu se však již prodloužila na 1 s i více. II-mod sám již nekončí „katastroficky“ jako v případě uhlíkových stěn, ale jen „měkkým“ radiacním ochlazením periferie v důsledku přítoku nečistot, teď již prakticky jen berylia. Výsledným efektem byl více než trojnásobný vzrůst fúzního součinu na hodnotu  $8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ keV} \cdot \text{s}$ , čímž  $Q$  dosáhlo v přepočtu  $Q_{DT} = 0,9$ . Pod dojmem těchto příznivých výsledků bylo rozhodnuto přikročit ke zkušebnímu (velmi omezenému) použití směsi deuteria a tritia, tzn. skutečného paliva, které bude hořet v budoucím reaktoru. Došlo k tomu po důkladné přípravě v sobotu 9. listopadu roku 1991 [10]. Ve dvou zkušebních výbojích bylo v zařízení JET použito směsi s 11 % tritia. Experiment potvrdil předpokládaný nárůst uvolňovaného fúzního výkonu na téměř 2MW (viz dále v obrázku 9 celkový počet vznikajících termojaderných neutronů), čímž se dosáhlo hodnoty  $Q = 0,15$  (tentokrát již přímo měřené, nikoliv v přepočtu). Důležité je, že měřená hodnota  $Q$  plně odpovídá hodnotě vypočtené numerickým kódem pro daný scénář výboje, koncentraci tritia a pro měřená prostorová rozložení teploty a hustoty plazmatu. Bylo-li by použito směsi D–T v poměru 50 : 50, dosáhlo by  $Q$  podle téhož kódu hodnoty kolem 0,5.

Časový vývoj nejdůležitějších veličin během uvedeného výboje ve směsi s 11 % tritia ukazuje obr. 9. Z obrázku je zřejmé, že hlavní překážka demonstrace  $Q = 1$  a dosažení stacionárního procesu termojaderného „hoření“ v tokamaku JET je nedostatečné potlačení interakce okrajového plazmatu s některými konstrukčními prvky, a to především s deskami divertoru (prudké zvýšení koncentrace příměsí, charakterizované efektivním nábojem plazmatu  $Z_{\text{eff}}$ ). Za tímto účelem bude vnitřek zařízení JET dodatečně vybaven tzv. čerpaným limiterem s magnetickým rozmítáním nejvíce tepelně zatížených míst po deskách divertoru. Tato úprava, která započala bezprostředně po tritiovém experimentu, si vyžádala téměř celý rok. Po jejím provedení bude již nyní pravděpodobně možné studovat skutečné termojaderné hoření (tj. především udržení vznikajících  $\alpha$ -částic a jejich podíl na energetické bilanci plazmatu). Poznamenejme, že JET je jediné současné zařízení na takovýto provoz plně vybavené (tritiové hospodářství s úplnou biologickou ochranou, možnost dálkového řízení a provádění oprav všeho druhu atd.). Experimenty s plným použitím tritia jsou plánovány na závěrečnou fázi provozu tohoto tokamaku, tj. na léta 1995–6.

## Budoucnost termojaderné fúze a zapojení čs. fyziků do celosvětového úsilí

Je nutno si uvědomit, že experiment provedený na zařízení JET byl stále ještě jen čistě fyzikální experiment. Cesta ke stavbě průmyslové termojaderné elektrárny bude trvat zřejmě ještě několik desetiletí. Kromě některých fyzikálních otázek bude nutné vyřešit především řadu technických problémů vyplývajících jak z principiálního nedostatku tokamaků jakožto impulsního zařízení, tak i z dnes ještě ne úplně připravenosti techniky a technologie takovéto sousto zvládnout (nutnost přípravy nových materiálů se sníženou sekundární radioaktivitou, materiálů se zvýšenou odolností vůči tepelným rázům i extrémnímu přetížení, kryogenní systémy nebývalého výkonu atd.). Poněvadž je zřejmé, že vyřešit tyto problémy je nad síly i toho nejbohatšího státu, docházelo již v minulých letech mnohdy k mezinárodní koordinaci výzkumu. Nejvýznamnější je jistě poslední akce ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), probíhající od r. 1988 pod záštitou Mezinárodní agentury pro atomovou energii. V této akci spojili své síly čtyři partneři — Evropské Společenství, USA, Japonsko a bývalý SSSR a prostřednictvím nich i některé další státy jako Kanada a ČSFR. Cílem projektu ITER je v první fázi vypracování detailních podkladů, ve druhé



pak desetiletá stavba experimentálního reaktoru (1997–2007) s tepelným výkonem 1000 MW. Jeho technický náčrt je na obrázku 10. Třetí fáze, rozdělená na fyzikální a technologickou, by pak záležela ve zhruba 15 letech provozu reaktoru. Teprve potom bude snad možné přistoupit ke stavbě termojaderné elektrárny na principu tokamaku. Všeobecně se soudí, že existenci skutečných termojaderných elektráren není možné při

současné celosvětové redukci prostředků na tento výzkum zatím předpokládat dříve než za 30–50 let.

Termojaderný výzkum je pravděpodobně nejlépe celosvětově organizovaným výzkumem vůbec. Podílí se na něm dnes stovky laboratoří z mnoha zemí, včetně rozvojových. Také ČR je do něho zapojena, a to již více než 30 let prostřednictvím Ústavu fyziky plazmatu AV ČR. Některé práce teoretických fyziků tohoto ústavu se tak staly v roce 1991 součástí oficiálních materiálů zmíněného projektu ITER. V ústavu existuje rovněž malý tokamak CASTOR a experimentální fyzici ústavu se pracemi na tomto zařízení zapojili do velmi aktuálního výzkumu anomálního transportu v tokamacích. I práce na podobných malých zařízeních jsou velmi úzce celosvětově organizovány, a to tzv. Asociací uživatelů malých tokamaků, existující rovněž pod záštitou Mezinárodní atomové agentury. Závěrem je třeba dodat, že v posledním období se k projektu ITER připojil i Ústav jaderného výzkumu v Řeži, a to technologickým výzkumem možnosti užití slitiny  $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$  za účelem plození tritia v blanketu reaktoru [11].

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

- [1] D. BODANSKY: *Global warming and clean electricity*. Plasma Phys. and Contr. Fusion, Vol. 33 (1991), 1489.
- [2] StromTHEMEN 11/92, str. 3. IZE (Informationszentrale der Elektrizitätswirtschaft e.V.), Frankfurt am Main, November 1992.
- [3] D. J. ROSE, M. CLARK: *Plasma and controlled fusion*. Překlad do ruštiny, Gosatomizdat, Moskva 1963.
- [4] R. A. RICCI, E. SINDONI and F. DE MARCO (Eds.): Conference Proceedings Vol.24 „Understanding Cold Fusion Phenomena“. SIF, Bologna 1989.
- [5] S. JU. LUKJANOV: *Gorjačaja plasma i upravljaemij termojadernyj sintez*. Nauka, Moskva 1975.
- [6] J. D. LAWSON: Proc. Phys. Soc. B70 (1957), 6.
- [7] J. LIMPOUCH: *Inerciální termonukleární fúze a perspektivy jejího energetického využití*. Energetika 42 (1992), č. 4, 109.
- [8] P. H. REBUT: *Impact of JET Results on the Concept of a Fusion Reactor*. Rep. JET-P(91)23.
- [9] Čs. časopis pro fyziku 42 (1992), Příloha čísla 3, str. P1–P30 (materiály ze semináře „Termojaderná fúze — stav v roce 1991“).
- [10] THE JET TEAM: *Fusion Energy Production from a Deuterium-Tritium Plasma in the JET Tokamak*. Rep. JET-P(91)66.
- [11] ITER Newsletter Vol. 4 (1991), No 4, 13.