

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Ladislav Krlín

Výzkum vysokoteplotního plazmatu a řízené termonukleární reakce

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 21 (1976), No. 1, 22--38

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139071>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1976

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>

1. D se více blíží metodě sestupu, která je úhelným kamenem všech forem indukce, zatímco A a B vedou studenty k tomu, aby nahlíželi na indukci jako na nějakou nejasnou iteraci.

2. Jak je vyloženo v příkladech 1 a 2, důraz na „postup vzhůru“ v A a B , zvláště důraz v A na dokazování, že $P_n \Rightarrow P_{n+1}$, může vážně zavést na scesti všechny studenty kromě těch nejschopnějších, zatímco v D se klade důraz spíše na sestup než na postup, což je velmi často při používání indukce vhodnější.

3. A a B vzbuzují zcela klamný dojem o úloze „základu“ neboli „počáteční podmínky“, která, jak je uvedeno v příkladech 3 a 4, se nemusí skládat pouze z tvrzení P_{n_0} .

4. Je mnoho použití indukce, jako v příkladech 3 a 4, v nichž A ani B prostě nelze použít (nebo jich lze použít jen s velkými komplikacemi), zatímco D zahrnuje téměř všechny formy induktivních úvah používané v praxi.

Literatura

[1] G. A. DIRAC: *Some theorems on abstract graphs*, Proc. London Math. Soc. (3), 2 (1952), 69—81.

[2] D. J. NEWMAN. *A problem in graph theory*, Amer. Math. Monthly 65 (1958), 611.

[3] J. S. PYM: *A proof of Menger's theorem*, Monatshefte für Mathematik 73 (1969), 81—83.

[4] J. S. PYM: *A proof of the linkage theorem*, J. Math. Anal. Appl. 27 (1969), 636—638.

Výzkum vysokoteplotního plazmatu a řízené termionukleární reakce

Ladislav Krlín, Praha

1. Úvod

Již řadu let vědci z mnoha zemí upozorňují na možné negativní důsledky bouřlivého civilizačního rozvoje. V předcházejících epochách se zdálo, že zdroje surovin a energie jsou nevyčerpatelné. Několik historických populačních skoků svědčí o tom, že lidstvo si vytvářelo vždy jistou rovnováhu s možnostmi, které příroda dávala; limitujícím faktorem však byl spíše charakter výroby. Rozvojem techniky člověk neustále získával více potravin i energie a současně se zdálo, že hranice možností jsou v nedohlednu. Nelze nyní pochybovat o tom, že se objevily varovné příznaky upozorňující, že lidstvo musí plánovat svou budoucnost. Současná světová populační exploze vyžaduje nutnost produkovat stále více potravin. V poslední době však vyvstal další příznak — energetická krize. Civilizační trend ve vyspělých státech klade obrovské nároky na energetické

zdroje. Spotřeba energie roste exponenciálně a poptávka mnohdy překračuje nabídku. V současné době jsou zdroje energie problémem číslo jedna – se všemi ekonomickými i politickými důsledky. Rozbory řady vládních institucí se shodují v tom, že rychle narůstající spotřeba energie vyčerpá dosavadní zdánlivě obrovské klasické zdroje energie v poměrně krátké době. Podívejme se nejdříve na některé výsledky těchto rozborů.

Za klasické zdroje energie je možno v současné době považovat uhlí, naftu, zemní plyn, hořlavé břidlice, energii z přirozené cirkulace vody (hydroelektrárny), energii slunečního záření, geotermální energii a energii přílivu a odlivu; nicméně pouze uhlí, nafta a zemní plyn mají rozhodující vliv na světovou energetickou bilanci.

Stav světových zásob přibližně vypadá takto. Předpokládá se, že původní zásoby uhlí na zemské kouli byly cca $8 \cdot 10^{12}$ tun; uhlí jako zdroj energie se začalo užívat v Evropě ve 12. století, ovšem až od minulého století se intenzivně doluje. Koncem roku 1969 bylo spotřebováno přibližně 2%. Nafta se těží teprve od poloviny minulého století (pro zajímavost: nejdříve v Rumunsku). Z původní celkové zásoby – opět odhad – $3 \cdot 10^{12}$ tun bylo koncem roku 1969 spotřebováno už 14%. Zásoby zemního plynu jsou energeticky ekvivalentní zásobě nafty.

Využití energie slunečního záření, které je na první pohled lákavé, však není tak perspektivní. Odhaduje se, že při 10% energetickém výtěžku by bylo třeba pro výkon 10^3 megawattu instalovat recepční plochu 42 km^2 . Realizaci nebrání problémy fyzikální nebo technologické. Problém je v ekonomické stránce – sluneční elektrárny ve srovnání s hydroelektrárnami stejné kapacity jsou dosud enormně drahé.

Úhrnná světová potenciální kapacita zdrojů s přirozenou cirkulací vody je $3 \cdot 10^{12}$ wattu; to by řádově odpovídalo současné energetické potřebě. Pouze 8,5% je využito, a to v průmyslově nejvyvinutějších částech světa – USA, Japonsku a Evropě. Zbytek připadá na jižní Afriku a Jižní Ameriku. Komplikace spočívá v tom, že využití je spojeno s industrializací uvedených oblastí, a tím vzniká začarovaný kruh. Většina projektů vyžaduje dále stavbu velkých rezervoárů. Čas, který je potřeba na zanesení těchto rezervoárů, se odhaduje na několik málo století. I když patrně tento problém může být řešen, větší část kapacity je zřejmě krátkodobá.

Pro úplnost se ještě zmíníme o energii přílivu a odlivu a energii geotermické. Předpokládá se, že potenciální kapacita přílivu a odlivu představuje 2% z celkové možné disipace energie přílivu a odlivu $3 \cdot 10^{12}$ wattu. Energie vulkanického tepla podle odhadů odpovídá asi 2% původních zásob energie pevných paliv.

Podívejme se na rychlost čerpání klasických zdrojů energie, a to jejich nejdůležitějších složek – uhlí a nafty. Odhad se provádí z extrapolace současného trendu spotřeby energie a z odhadovaných zásob. Jako nejdůležitější formy spotřeby energie se obvykle uvažuje spotřeba elektřiny a spotřeba energie pro různé formy transportu (automobily, železnice, letadla atd.). Z rozboru statistických údajů z poslední doby vyplývá, že celková spotřeba energie roste exponenciálně, přičemž se zdvojnásobí vždy přibližně za deset let. Z předpokládané zásoby uhlí a s uvažováním současné intenzity jeho těžby se odhaduje, že podstatná část zásob (celosvětových) bude spotřebována asi do roku 2300 s maximem těžby okolo roku 2150. S celkovou těžbou nafty to vypadá podstatně hůře; hlavní zásoby nafty budou spotřebovány v příštích šedesáti letech s maximem těžby okolo roku 2000.

Zásoby klasických paliv tedy naprosto nedávají důvod k optimistickému pohledu do budoucnosti. Ostatní klasické zdroje energie by zřejmě nemohly hradit vzrůstající spotřebu; spíše lze předpokládat, že by se úhrnná spotřeba energie musela drasticky omezit.

Snad jedinou cestu z této komplikované situace může ukázat využití energie získané z jaderných reakcí, a to buď z jaderného štěpení nebo syntézy. Štěpné jaderné reaktory a atomové elektrárny na jejich bázi již vstoupily do obecného povědomí. Ukazuje se však, že z několika důležitých důvodů je vhodné se intenzivně zabývat využitím jaderné syntézy (např. při návštěvě L. I. BREŽNĚVA v USA byl výzkum řízeného termojaderného slučování výslovně jmenován v jedné ze smluv o spolupráci USA se SSSR).

2. Zdroje nukleární energie

Přehled naznačuje, že za jediný perspektivní zdroj je nutno považovat nukleární energii (ať energii vzniklou rozpadem či slučováním jader). Všimneme si nejdřív zásob surovin pro tento druh energie.

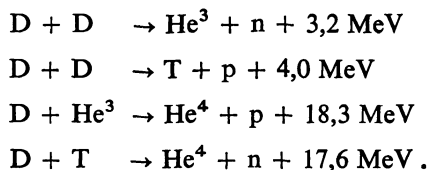
2.1 Zásoby štěpných materiálů

Využití energie štěpení, na jehož počátku byla řetězová reakce uskutečněná FERMIM 2. 12. 1942, je nyní vysoce aktuální. Předpokládá se, že USA dosáhne v roce 1980 jadernými elektrárnami $150 \cdot 10^3$ MWe (přibližně 25% spotřeby), což odpovídá zdvojení dosavadních výkonů přibližně za 1,8 roku. Rovněž v západní Evropě je doba pro zdvojnásobení kapacity krátká (cca 2 roky) a podle prognóz bude v roce 1980 celková kapacita jaderných elektráren v rozsahu $220 \cdot 10^3 - 340 \cdot 10^3$ MWe. V Japonsku budou do 10 let jaderné elektrárny hradit 20% celkové spotřeby energie. Víme, že i u nás je již zahájena velkorysá výstavba – 25. 12. 1972 byla připojena jaderná elektrárna v Jaslovských Bohunicích na energetickou síť. Předpokládá se, že do roku 1990 budou jaderné elektrárny u nás vyrábět 8–12 tisíc MWe.

Jak to vypadá se zásobami jaderného paliva? Pokud se týká klasických štěpných reaktorů, zdá se, že zásoba přírodního uranu (nacházeného v U_3O_8) bude krýt spotřebu přibližně na příštích sto let za předpokladu, že jaderné elektrárny skutečně převezmou převážnou část výroby energie. Tento typ reaktoru by tak byl opět jen přechodným mezistupněm. Řešení se však nabízí v rychlých reaktorech. Zde je jednak výtěžek energie 50–100násobně vyšší než u běžných reaktorů, jednak zásoba uranu 238 a thoria 233 je podstatně vyšší než zásoby U 235; podle odhadů je 10–100krát vyšší než zásoby klasických pevných paliv. Éra tohoto typu elektrárny by mohla trvat tisíce let.

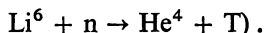
2.2 Suroviny pro jaderné slučování

Na rozdíl od jaderného štěpení, kde je energie získávána štěpením těžkých prvků konce Mendělejevovy tabulky, dochází k uvolňování energie při jaderné syntéze lehkých prvků – vodíku, deuteria, tritia, lithia. Obvykle jsou uvažovány tyto reakce



Aby k reakcím mohlo dojít, musí jednotlivé částice na sebe narážet dostatečně velkou rychlostí – jen tak lze překonat odpudivou sílu souhlasných jaderných nábojů. Principiálně toho lze dosáhnout při ostřelování terčíku v urychlovačích nebo (a k tomu směřují plazmatické experimenty) zahřátím reagujícího plynu na tak vysokou teplotu, že střední kinetická energie částic odpovídá požadované hodnotě. Teploty odpovídající těmto energiím jsou extrémně vysoké ($10^7 - 10^8$ stupňů Kelvina).

Perspektivnost volby reakce je dána momentální technologickou dosažitelností, energetickým ziskem a potenciálními zásobami jaderného paliva. Jednotlivé reakce se ovšem od sebe liší efektivním průřezem a i tím, jsou-li nositeli energie nabitě či nenabitě částice. Kromě toho pro proběhnutí reakce je nutno částice dané hustoty n (počet částic v cm^3) udržet v režimu optimální teploty (dané srážkovým průřezem) po určitý minimální čas τ podle vztahu $n\tau \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ sec cm}^{-3}$. Z perspektivního hlediska je nejlákavější reakce $D - D$. Zde je velká část získané energie rozdělena mezi nabitě částice (67%, u reakce $D - He^3$ dokonce 100%) – to umožňuje přímou, a tedy nejméně ztrátovou transformaci energie na energii elektrickou. Kromě toho nevznikají komplikace při výrobě paliva (tritium se musí vyrábět z lithia podle reakce



Protože doba udržení plazmatu je v současné době limitujícím faktorem, prozatím nejspokladnější je reakce $D - T$. Ta vyžaduje pouze 1/5 minimální teploty $D - D$ cyklu a o řád nižší hodnotu součinu $n\tau$ oproti $D - D$ cyklu. Zdá se však téměř jisté, že i po úspěšném zvládnutí reakce $D - T$ bude zkoumání přesunuto na reakci $D - D$.

Zásoby paliva jsou prakticky nevyčerpatelné. Podle odhadu postačí zásoby deuteria na miliardu let a zásoby lithia na milión let. Z tohoto hlediska je tedy zcela přirozené, že je velký zájem – již nejen vědců – na uskutečnění řízeného termonukleárního slučování.

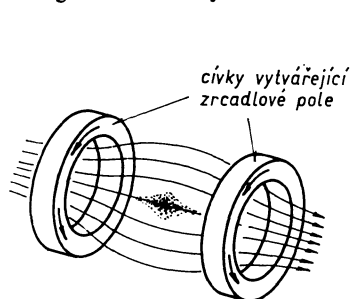
S výzkumem řízené termonukleární reakce se počalo v USA, Anglii i v Sovětském svazu na počátku padesátých let, tehdy ještě v naprosté vzájemné izolaci. Z počátku se předpokládalo, že řízená jaderná syntéza bude velmi rychle zvládnuta. Vždyť nejdůležitější problémy štěpných reakcí byly vyřešeny v poměrně krátké době (v rozmezí let 1939–1945 byla objevena štěpná reakce, řetězová štěpná reakce ve Fermiho reaktoru a neřízené reakce v atomové bombě). Paralelně s vývojem vodíkových bomb, pracujících na jaderné syntéze, se počalo pracovat na řízené termonukleární reakci. Ukázalo se však, že výzkum řízeného slučování bude podstatně komplikovanější než dosavadní práce na štěpných reaktorech. Výzkum přestal být v letech 1956–1958 utajován. Bylo překvapující, že sovětská, americká i angličtí vědci narazili na přibližně stejných zařízeních na stejné vážné problémy. V dalších kapitolách si problematiku, současný stav i perspektivu popíšeme podrobněji.

3. Metody udržení a ohřevu plazmatu

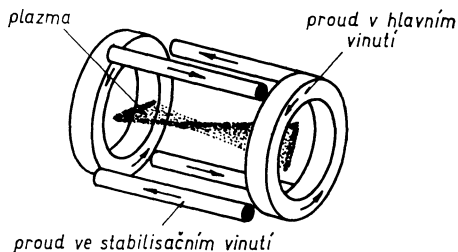
Podstata obtíží v termonukleárním výzkumu spočívá v tom, že plazma je nutno zahřát na dosud technologicky nepředstavitelně vysoké teploty a udržet v daném objemu a při dosažené teplotě aspoň minimální čas. Reakce D – T vyžaduje např. teploty 100–200 miliónů stupňů a $n\tau \sim 10^{14} \text{ sec cm}^{-3}$; pro $n \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ tedy potřebujeme dobu udržení řádově sekundy (doposud v nejperspektivnějším zařízení tokamak je $n \sim 10^{13}$ a $\tau \sim 10^{-2} \text{ sec}$). Oba požadavky společně dosud nebyly splněny. Hmota při tak vysokých teplotách je dokonale ionizována – tvoří plazma; možnost uskutečnění řízené termonukleární reakce tedy závisí na chování plazmatu, dostatečně hustého a dostatečně teplého.

Věnujme se nejdříve problému udržení plazmatu. Je pochopitelné, že ohraničení plynu s teplotou stovek miliónů stupňů nelze provést klasickým způsobem. Je proto využito toho, že hmota při těchto teplotách je plně ionizována; dráha nabitých částic je pak

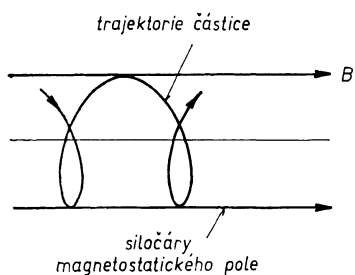
Obr. 1. Magnetické nádoby zrcadlového typu.



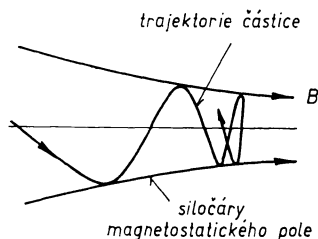
Obr. 1a. Nestabilizovaný zrcadlový systém.



Obr. 1b. Stabilizovaný zrcadlový systém (přídavné podélné vinutí stabilizuje nejzohoubnější žlábkovou nestabilitu).



Obr. 2a.

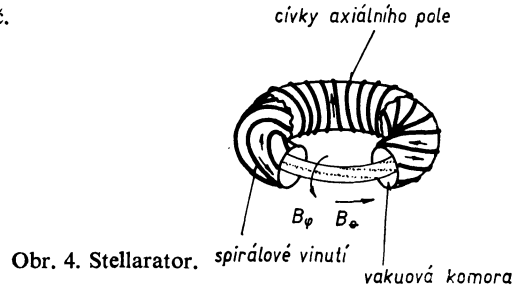
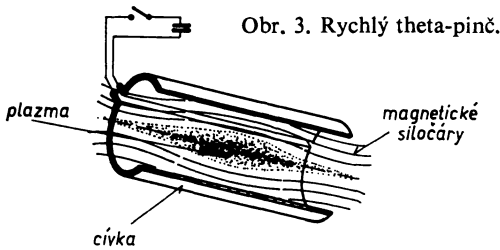


Obr. 2b.

Obr. 2 Pohyb nabitých částic v homogenním magnetostatickém poli (obr. 2a) a nehomogenním poli magnetických zrcadel (obr. 2b).

ovlivnitelná magnetickými, resp. elektrickými poli. Principiálně se teoreticky i experimentálně studují dvě velké skupiny tzv. magnetických nádob – otevřené systémy a systémy uzavřené. Klasickým případem otevřeného systému je tzv. zrcadlová magnetická nádoba na obr. 1. Dvě cívky vytvářejí silné magnetické pole s naznačenými siločarami. Aktivní prostor uvnitř obvykle skleněného válce je vyčerpán na tlak cca 10^{-7}

toru a vyplněn plazmatem. Předpokládejme pro jednoduchost, že hustota plazmatu je natolik nízká, že lze zanedbat vzájemnou interakci jednotlivých částic; dráha částice je pak dána integrálem pohybové energie, poměrem složky kolmé a podélné rychlosti v_{\perp}/v_{\parallel} a tvarem magnetických siločar. Kdyby místo uvedeného pole bylo aplikováno pole homogenní, částice by se pohybovaly tak, že by jednak cyklotronně rotovaly kolem



jednotlivých siločar s poloměrem rotace $r = cmv_{\perp}/eB$ a se středem rotace na siločáře, jednak rovnoměrně postupovaly s rychlostí v_{\parallel} ve směru siločáry. V poli magnetických zrcadel (uvažujme pro jednoduchost osovou siločáru), je cyklotronová rotace doprovázena nerovnoměrným pohybem ve směru siločáry. Ve směru stoupajícího magnetického pole podélná složka rychlosti částice klesá. Při dostatečně velikém poměru B_{\max}/B_{\min} a dostatečně velké kolmé rychlosti částice ve středu nádoby pak může dojít až k úplnému odrazu částice v prostoru cívek (odtud název „zrcadla“); částice pak mezi cívkami osciluje, je zachycena (viz obr. 2). To je ovšem přiblížení tzv. jednočásticové; jakmile započítáme srážky a hlavně vlastní pole plazmatu, je situace komplikovanější. Srážky např. způsobují difúzi částic, původně zachycených; pole v plazmatu pak často vedou k narušení rovnovážných plazmatických konfigurací a k rozpadu plazmatu. Vzhledem k ohraničení se plazma často vytváří uvnitř nádoby. (Částice, která by např. byla vstřelena do nádoby z vnějšku a prošla jedním zrcadlem, by unikla zrcadlem druhým, pokud by uvnitř nádoby nedošlo ke vhodné změně energie částice.) Další možnost vybudování plazmatu záleží ve vstřiku neutrálních atomů, které jsou ionizovány až uvnitř aktivního prostoru.

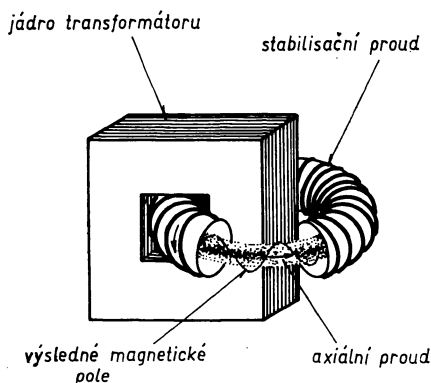
Uvedený jednoduchý systém se vyznačuje nestabilitami, které vyvolávají rychlý únik plazmatu. Některé z nich se již podařilo odstranit. Kromě toho otevřenými konci (zrcadly) difundují částice vlivem srážek; ty jsou pro reakci ztraceny. Navrhují se však systémy, které tyto obtíže obcházejí.

Další konfigurací, příbuznou s předchozí (opět otevřený systém), jsou tzv. theta-pinče (název zdůrazňuje zúžení plazmatického útvaru). Plazma se zde vytváří (obr. 3) ve výbojové trubici pomocí indukovaných polí, vyvolaných jednozávitovou cívkou (kovovým pláštěm obalujícím trubici), do které se vybíjí náboj kondenzátoru. Charakteristický čas udržení plazmatu přibližně odpovídá trvání výboje; plazma uniká otevřenými konci nádoby. Jsou navrženy jisté hybridy, kde na koncích nádoby jsou umístěna magnetická zrcadla omezující únik částic. V theta-pinčích je tak vytvořeno velmi husté plazma s dostatečnou teplotou a už s pozorovanými neutrony termionukleárního

původu. Oproti zrcadlovým systémům i následujícím toroidálním zařízením se vyznačují theta-pinče vysokou hustotou (až 10^{17} částic/cm³) a srovnatelným kinetickým tlakem nkT a tlakem magnetostatického pole $(1/8\pi) B^2$ ($\beta = nkT/(1/8\pi) B^2 \sim 0,8$). Protože je vytvoření intenzivních magnetických polí ve velkých objemech velmi nákladné, láká tento typ i z hlediska dostatečného využití magnetického pole (u zrcadlových i toroidálních systémů je $\beta \ll 1$). Doba udržení plazmatu je řádově 10^{-6} sec. Během této doby se plazma rozpadá pouze difúzí a nikoliv v důsledku nestabilit (jak se o nich ještě podrobněji zmíníme).

Z toroidálních zařízení si všimneme dvou zástupců – stellaratoru a tokamaku.

Na obr. 4 je zhruba naznačen stellarator (označení typu připomíná, že k termojaderné reakci dochází ve vnitru hvězdy). Toroidální komora je ovinuta dvěma druhy vinutí. Cívky axiálního pole vytvářejí pole B_θ , zatímco spirálové vinutí přispívá dodatečným polem B_ϕ ; výsledné pole má pak siločáry přibližně ve tvaru šroubovic, ovíjejících příslušné toroidy. V podstatě lze říci, že dráhy jednotlivých částic sledují svými středy cyklotronových rotací siločáry. Šroubovicový charakter siločar byl zvolen proto, aby částice neunikaly vlivem radiálních driftů (zmíníme se o tom ještě v následující kapitole). Odhlédneme-li od radiální difúze, principiálně existující i v otevřených nádobách, axiální změna rychlosti – např. vlivem srážek – nevede v těchto systémech ke ztrátě částic. Toroidální konfigurace ještě musí zajistit stabilitu plazmatu. Tomu především slouží speciální struktura siločar – tzv. shear – při kterém je zkroucení siločar závislé na radiální vzdálenosti od osové siločáry. (Znázorníme-li siločáry rastrem rovnoběžek na jednotlivých listech, pak shear zhruba odpovídá tomu, že listy budeme nad sebou („radiálně“) řadit tak, aby rovnoběžky – list od listu – byly vždy pootočený o určitý úhel.) Dále pak stabilita vyžaduje existenci tzv. minima B (nebo přibližně středního



Obr. 5. Toroidální zařízení tokamak.

minima B) podél osové siločáry. Při minimu B magnetické pole v nejbližším okolí osové siločáry roste s poloměrem; střední minimum vyžaduje pouze, aby na osové siločáře se střídaly úseky se zápornou derivací $\partial B/\partial r < 0$ a kladnou $\partial B/\partial r > 0$ (aspoň v některém směru).

Toroidální systém tokamak – v současné době patrně nejperspektivnější – je schematicky naznačen na obr. 5. Plazma v toroidu tvoří sekundární závit transformátoru.

Vybuzený intenzivní proud vytváří pole B_ϕ (které u stellaratoru bylo vyvoláno vnějším vinutím). V intenzivním vývoji uvnitř tokamaku dochází současně k ohřevu plazmatu – i když prozatím ne dostatečnému – vlivem klasických srážek i turbulence plazmatu. Únik částic vlivem driftu i stabilita plazmatu má principiálně stejnou zákonitost jako u stellaratoru. I když jsou si oba systémy příbuzné, ukázalo se, že tokamak prozatím poskytuje největší naději na úspěch.

Vedle systémů, ve kterých je nutno plazma nějakým způsobem ohraničit (aby vůbec mohlo dojít podle požadované velikosti součinu $n\tau$ k reakci), existuje principiálně možnost dosažení reakce v čase kratším, než je přirozený rozpad plazmatu; v tomto případě není pochopitelně nutno se o ohraničení starat. Protože však musí být zachována požadovaná velikost součinu $n\tau$, je zapotřebí při předpokladu, že reakce proběhne za $10^{-10} - 10^{-12}$ sec hustot $n \sim 10^{24} - 10^{26} \text{ cm}^{-3}$. Kromě toho musí existovat možnost, aby v tak krátkém čase byly absorbovány značné hustoty energie. Experimenty se provádějí ostřelováním terčíku, který je vytvořen kapkou směsi deuteria a tritia, hustými relativistickými elektronovými svazky s obrovskou hustotou energie nebo ozářením terčíku gigantickými lasery s dostatečnou energií v pulsu. Energie musí být v obou případech absorbována podstatně dříve, než se terčík stačí vypařit. Relativistické svazky i laserové plazma se v současné době studují v mnoha předních laboratořích. U relativistických svazků se podařilo pokročilou technologií získat proudové pulsy již v oblasti 10^6 A, s energií 10^6 eV a délkou pulsu 10^2 nsec. Z hlediska energetického jsou parametry v oblasti odpovídající potřebám řízeného slučování. Studují se otázky fokusace svazku, metody ozáření terčíku a absorpce energie relativistického svazku v terčíku. Laserové termonukleární plazma vyžaduje vývoj nových gigantických laserů. V současné době jsou vyvíjena zařízení s celkovou energií 10 kJ a délkou pulsu 10^{-9} sec. Pro ekonomicky rentabilní laserový reaktor je však zapotřebí dodat v pulsu energii 10^5 J za 10^2 psec s 20% účinností. Řada experimentů s lasery je modelována na počítačích, zvláště proces ozáření terčíku a jeho stlačení. Ukázalo se totiž, že je nutno předejít rozpadu terčíku komprimací speciálním tvarováním náběhové hrany laserového pulsu. Na laserových zařízeních byly detekovány neutrony; prozatím se však zdá, že není bezpečně rozhodnuto, zdali to jsou termonukleární neutrony nebo neutrony, které vznikly v důsledku plazmatických nestabilit.

Mimo udržení – či ohraničení – plazmatu je druhým klíčovým problémem ohřev plazmatu. V průběhu doby byla navržena nebo i použita řada metod; zhruba je lze rozdělit do několika skupin.

První metoda – nejbližší klasické termodynamice – spočívá v adiabatické kompresi plazmatu. Jak se ještě zmíníme, působí magnetické pole B na plazma tlakem p

$$p = \frac{1}{8\pi} B^2 .$$

Jestliže budeme předpokládat pomalou časovou změnu $B(t)$ (a tedy pomalou změnu p), bude se plazma adiabaticky komprimovat; současně bude teplota plazmatu stoupat přibližně podle vztahu $(B(t)/B_0)^{4/5}$, kde B_0 a $B(t)$ je počáteční a okamžitá hodnota

magnetického pole. Protože reálně lze dosáhnout během procesu pouze několikanásobnou změnu (již na počátku ohřevu je voleno B_0 pro potřeby co možno nejvyšší), je tato metoda předurčena spíše jako doplněk dalších způsobů ohřevu.

Poněkud příbuzná je metoda ohřevu rázovou vlnou (generované rychlou změnou parametrů). Změna energie ΔQ , způsobená rychlou změnou magnetického pole v rychlých Θ -pinčích, je dána vztahem

$$\Delta Q = \frac{1}{2} \left\{ (p_1 + p_2) \left(\frac{1}{\varrho_2} - \frac{1}{\varrho_1} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{B_1^2}{\varrho_2} - \frac{B_2^2}{\varrho_1} \right) + \left(\frac{B_1^2}{\varrho_1} - \frac{B_2^2}{\varrho_2} \right) \right] \right\},$$

kde p_1, B_1, ϱ_1 , resp. p_2, B_2, ϱ_2 jsou tlaky, magnetické pole a hustoty za rázovou vlnou, resp. před ní.

I u ohřevu kapky deuteria a tritia intenzivním laserovým pulsem je rázová vlna důležitá. Mechanismus ohřevu je však neobyčejně komplikovaný, neboť laserový puls musí nejdříve terčik přeměnit na plazma. Následující absorpce pulsu v plazmatu je složitý proces, ve kterém se zúčastní jak srážkové procesy, tak nelineární efekty. U laserového plazmatu bylo dosaženo teploty ~ 1 keV (1 eV odpovídá 11600° K; ve fyzice plazmatu je obvyklý údaj teploty v elektronvoltech).

Další metoda využívá Jouleovo teplo, vznikající průchodem proudu plazmatem a zprostředkované klasickými coulombovskými srážkami elektron-iont. Přírůstek hustoty energie je dán

$$(1) \quad \frac{dQ}{dt} = v j^2,$$

kde v je specifický odpor vyjádřený v závislosti na elektronové teplotě

$$(2) \quad v = 2 \cdot 10^{-5} \frac{m_e}{e^2} \frac{1}{T_e^{3/2}} \quad [\text{cgse, T(eV), ionty se } Z = 1]$$

a j je hustota proudu. Typickým představitelem tohoto druhu ohřevu je dosavadní ohřev v tokamaku; proud je vyvolán výbojem vzniklým indukovaným napětím ve výbojové trubici při vybití kondenzátoru v primárním okruhu. Potíž podle vztahu (2) spočívá v tom, že specifický odpor klesá s teplotou plazmatu; ohřev je tedy při vyšších teplotách málo efektivní a je nutno hledat další metody ohřevu. (Jak bylo zjištěno právě na tokamaku, zvýšení teploty je asi 2–3krát vyšší, než by odpovídalo vztahům (1) a (2) a parametrům experimentu. Příčinu – anomálně zvýšený odpor – je nutno hledat v turbulenci, doprovázející experiment; ta umožní rychlejší termalizaci dodávaného příkonu.)

K této skupině lze přiřadit i ohřev hustého plazmatu průchodem relativistického svazku, způsobený klasickými srážkami elektronů svazku s plazmatem, a ohřev terčiku při dopadu relativistického svazku. Interakce relativistického svazku s plazmatem je ovšem provázena ještě dalšími složitými mechanismy absorpce.

Důležitou metodou ohřevu je absorpce energie vysokofrekvenčního pole, působícího na plazma nebo sekundárně v plazmatu generovaného. Plazmatem se mohou šířit různé typy vln s různými frekvencemi, vlnovými čísly i polarizací. Za určitých okolností vyso-

kofrekvenční pole může být plazmatem intenzivně absorbováno. Klasickým případem je absorpce vF pole v případě, kdy jeho frekvence ω je blízko cyklotronové frekvenci iontů či elektronů. Další druh rezonanční interakce nastává v případě, kdy fázová rychlost vlny je blízká tepelné rychlosti plazmatu. Ohřev vysokofrekvenčním polem se intenzivně studuje a např. u tokamaku, kde je Jouleův ohřev při vyšších energiích neperspektivní, je vF ohřev nadějným přechodem k vyšším parametrům.

Zajímavý je ohřev pomocí vstřiku energetických neutrálních částic. Idea je velmi jednoduchá – neutrální částice s vysokou energií je možno velmi snadno vstřelovat do plazmatických konfigurací (nabitě částice by byly okamžitě ovlivněny magnetickým polem konfigurace). Uvnitř plazmatu jsou neutrály srážkami ionizovány a mohou svou energii opět srážkami plazmatu předávat. Injekce neutrální se spolu s vF ohřevem považují za nadějně metody konečného ohřevu tokamaku.

4. Základní teoretické úvahy o chování plazmatu

Přesto, že začátky výzkumu ohraničení plazmatu a řízené termionukleární reakce sahají do počátku let padesátých, intenzivní vzrůst zájmu i počtu prací teoretických i experimentálních se datuje až od Ženevské konference o mírovém využití atomové energie v roce 1958. Při nedostatku komunikace mezi jednotlivými pracovišti nebylo možno vyřešit tak složitý komplex otázek, jakým ve skutečnosti je fyzika vysokoteplotního plazmatu.

Na počátku cesty (odhlédneme-li od ojedinělých prací předválečných) stojí dva nositelé Nobelovy ceny – H. ALFVEN a L. D. LANDAU a významný další sovětský fyzik I. E. TAMM. Byly zjištěny základní vlastnosti chování plazmatu jak v magnetohydrodynamickém, tak kinetickém popisu a vznikla idea izolace horkého plazmatu pomocí magnetostatického pole.

Magnetohydrodynamický popis vychází z analogie klasické hydrodynamiky; plazma je modelováno vodivou kapalinou. Situace v plazmatu je ovšem poněkud složitější, protože na rozdíl od obvykle uvažovaného gravitačního pole v hydrodynamice je nutno při vyšetřování plazmatu zahrnout působení komplikovaných polí elektromagnetických. Tato pole, charakterizovaná širokým spektrem frekvencí i vlnových délek, jsou úzce svázána s chováním plazmatu; popis současného působení pole a plazmatu vyžaduje znalost řešení soustavy rovnic, systém plazmatu a pole určující.

Základní rovnice magnetohydrodynamiky (MHD) má tvar

$$(3) \quad \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \text{grad } p. \quad [\text{cgse}]$$

Zde objemový element plazmatu je určen hustotou ρ a rychlostí \mathbf{v} , související s hustotami a rychlostmi elektronové a iontové složky

$$\rho = n(m_e + m_i) \doteq n \cdot m_i$$

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\rho} (\rho_e \mathbf{v}_e + \rho_i \mathbf{v}_i) \doteq \mathbf{v}_i.$$

p je celkový tlak plazmatu, opět určený součtem elektronové a iontové komponenty (k je Boltzmanova konstanta)

$$p = p_e + p_i, \quad p_e = m_e k T_e; \quad p_i = n_i k T_i.$$

Rovnici (3) je ještě nutno doplnit rovnicemi Maxwellovými a rovnicí kontinuity (σ je vodivost)

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \\ \text{div } \mathbf{H} &= 0 \\ (4) \quad \text{rot } \mathbf{E} &= - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \text{div } \mathbf{E} &= 4\pi e(n_i - n_e) \\ \frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} + \text{div}(n_{e,i} \mathbf{v}_{e,i}) &= 0 \end{aligned}$$

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} - \frac{1}{ne} \text{grad } p_i \right). \quad [\text{cgse}]$$

Rovnice (3) a rovnice Maxwellovy (4) již tvoří uzavřený systém. Rovnice (3) je pohybovou rovnicí plazmatického elementu pod vlivem síly $(1/c) \mathbf{j} \times \mathbf{H}$, kterou působí pole \mathbf{H} na proudový element s proudovou hustotou \mathbf{j} ; grad p je gradient tlaku plazmatu.

Nejvýraznějším důsledkem předchozích rovnic je rovnice pro tlak magnetického pole. Předpokládáme-li stacionární stav ($\partial X/\partial t = 0$, $X = n, p, \mathbf{H}$, atd.) a homogenní magneto-statické pole, plyne z předchozích rovnic jednoduchý integrální vztah

$$(5) \quad p + \frac{1}{8\pi} H^2 = \text{konst.}$$

Z rovnice (5) vyplývá, že magnetické pole vykonává na plazma tlak. Magnetický tlak je větší mimo oblast plazmatu než v plazmatu samotném. Maximální tlak plazmatu, který je možno udržet magnetickým polem, je dán prostým výrazem

$$p_{\max} = \frac{1}{8\pi} H_0^2,$$

kde H_0 je intenzita pole na hranici plazmatu ve vakuu.

Z řešení soustavy rovnic (3) a (4) vyplývá charakter šíření vln v plazmatu. Malé perturbace v plazmatu (např. perturbace hustoty) se šíří ve tvaru vln s doprovodným polem ve tvaru vln. Charakter vln závisí na tom, je-li plazma bez vnějšího magnetostatického pole nebo šíří-li se vlny v plazmatu s magnetostatickým polem v tzv. magnetoaktivním plazmatu. Obecně jsou vlny v plazmatu vlnami disperzními (tedy s frekvencí závislou

na vlnové délce); polarizace vln je často podstatně odlišná od elektromagnetických vln šířících se ve vakuu. Je to způsobeno tím, že porucha šířící se plazmatem jako vodivým prostředím vyvolává místní toky, a tedy elektrická a magnetická pole.

Ukážeme nejjednodušší případ vln v plazmatu bez magnetostatického pole a při zanedbání srážek. Nechť frekvence vlny je dostatečně vysoká, takže ionty, podstatně těžší než elektrony, jsou prakticky nepohyblivé. Potom je vzruch přenášen pohybem elektronů. Uvažujme prostorovou i časovou závislost vlny (např. potencionálu) ve tvaru

$$(6) \quad \varphi = \varphi_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)},$$

kde \mathbf{k} je vlnový vektor, \mathbf{r} polohový vektor a ω frekvence. Předpokládejme dále, že porucha je velmi malá (tj., vlna sama o sobě nemění makroskopické parametry plazmatu). V tomto, tzv. lineárním přiblížení je pak možno ze systému (3), (4) určit tzv. disperzní relaci, udávající vztah mezi frekvencí ω a vlnovým číslem \mathbf{k} . Soustava (3), (4) a předpoklad (6) vede ke vztahu ($\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$)

$$k^2 \mathbf{E} - \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = -\frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \mathbf{E}.$$

Podmínka pro netriviální řešení pro složky \mathbf{E} je pak disperzní relací.

Pokud např. elektrické pole má pouze složku ve směru šíření, degeneruje disperze na jednoduchou rovnost

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2, \quad \omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m_e}.$$

Pokud zvolíme druhý extrémní případ, kdy elektrické pole má pouze složky kolmo na směr šíření, má disperzní rovnice tvar

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right).$$

Je tedy patrné, že zatímco v prvním případě jsou vlny bez disperze, v druhém případě mají vlny disperzi a šíří se pouze při $(\omega_{pe}^2/\omega^2) < 1$.

V magnetostatickém poli jsou disperzní relace podstatně komplikovanější. Zde totiž je ještě nutno uvažovat pohyb plazmatu v magnetostatickém poli. Zvláště důležité jsou oblasti frekvencí blízko cyklotronových frekvencí (ať elektronů nebo iontů) $\omega_{ce,i} = (eB/m_{e,i}c)$. Při frekvencích podstatně nižších než cyklotronové frekvence je nutno respektovat v pohybových rovnicích tzv. drift, tj. ustředněný pohyb částic v poli vlny i magnetostatickém poli. K driftu dochází v silovém poli, ve zkříženém elektrickém a magnetickém poli, v gravitačním poli nebo v nehomogenním magnetostatickém poli.

Ukazuje se např., že u velmi nebezpečné žlábkové nestability hraje drift částic v nehomogenním magnetostatickém poli důležitou roli. Oblast stability či nestability je dána disperzní rovnicí. Jestliže např. gradient magnetického pole nahradíme efektivním gravitačním polem s gravitací g (jak silové pole, tak nehomogenita magne-

tického pole se projevují obdobně) lze v nejjednodušším případě získat disperzní rovnici ve tvaru

$$\omega^2 + g\kappa = 0,$$

kde $\kappa = -1/n \cdot \partial n / \partial x$, $g = -1/2H \cdot v_{\perp}^2 \cdot \partial H / \partial x$, jestliže předpokládáme nehomogenitu pouze ve směru x . Odtud plyne, že pro $g > 0$, $\kappa > 0$ je ω ryze imaginární a vzhledem k našemu předpokládanému tvaru vlny $\sim e^{-i\omega t}$ musí být jedno z řešení rostoucí s časem, tedy nestabilní. To je velmi častý případ, kdy hustota plazmatu n a pole H klesá směrem k hranici plazma-vakuum; potom $\partial n / \partial x < 0$, $\partial H / \partial x < 0$ při x rostoucím směrem k hranici. (Nestabilita se nazývá žlábkovou podle charakteru studované perturbace. Předpokládejme, že na rozhraní plazma-vakuum se vytvoří žlábek podél siločar. Pokud je splněna podmínka nestability, bude se tento žlábek s časem zvětšovat a povede k rozrušení konfigurace.) Žlábková nestabilita je dosti analogická nestabilitě systému, vytvořeného ze dvou kapalin různé hustoty (např. olej a voda) tak, že kapalina s větší hustotou je v nádobě umístěna nad kapalinou s menší hustotou. Předpokládejme, že se na původním rovinném rozhraní, kolmém na gravitační pole, vytvoří žlábek. Deformace rychle poroste a důsledkem nestability bude přeměna pořadí kapalin.

Doposud jsme uvažovali řešení magnetohydrodynamické. Toto řešení je vlastně speciálním případem tzv. popisu kinetického. Zde, na rozdíl od popisu MHD, se uvažuje časový vývoj rozdělovacích funkcí elektronů či iontů plazmatu

$$f_{e,i}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t).$$

Rozdělovací funkce je svázána prvními momenty s hustotou a rychlostí plazmatu

$$n_{e,i} = \int f_{e,i}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}$$

$$\mathbf{v}_{e,i} = \int \mathbf{v} f_{e,i}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}.$$

Nejčastěji pro popis vývoje rozdělovací funkce se používá tzv. bezsrážkové Vlasovovy rovnice

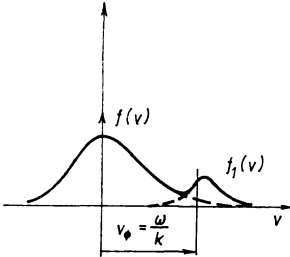
$$(7) \quad \frac{\partial f_{e,i}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_{e,i} + \mathbf{F}_{e,i} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_{e,i} = 0,$$

která předpokládá zanedbatelné srážky mezi částicemi a kde je síla, kterou na částici působí elektrické a magnetické pole

$$\mathbf{F}_{e,i} = \frac{e_{e,i}}{m_{e,i}} \left[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{H}}{c} \right]. \quad [\text{cgse}]$$

Abychom získali uzavřený systém, je nutno vztah (7) ještě doplnit rovnicemi Maxwellovými, ve kterých jsou proudy a hustoty vyjádřeny pomocí rozdělovacích funkcí.

Šíření vln v plazmatu v kinetickém přiblížení se vyšetřuje obdobně jako v přiblížení MHD. V nejjednodušším lineárním přiblížení se opět předpokládá existence malé perturbace a studuje její časový vývoj. Řešení jsou ovšem podstatně komplikovanější. Kromě toho v kinetickém přiblížení přistupují efekty přímo plynoucí z částicového přiblížení. Jde o tzv. rezonanční interakci částic s vlnami. Uvažujeme např. potenciální vlny,



Obr. 6. Příklad nestabilní rozdělovací funkce.

tj. vlny, jejichž magnetická složka je zanedbatelná a jejichž elektrická složka má pouze složku ve směru vlnového vektoru; nechť dále $B_{stat} \equiv 0$. Rezananční interakce této vlny s částicemi vyplývá z toho, že vlna šířící se plazmatem s fázovou rychlostí $v_\phi = \omega/k$ bude intenzívně interagovat s částicemi, jejichž rychlost v přibližně splňuje vztah $v \sim \omega/k$; v souřadném systému vlny tedy na částici působí statické pole. Charakter interakce závisí na tvaru rozdělovací funkce. Nechť je např. rozdělovací funkce elektronů maxwellovská s teplotou T_e (ionty opět považujeme za nehybné); potom, jak LANDAU v roce 1946 ukázal, se plazmatem šíří vlny s disperzí. Jestliže budeme považovat vlnové číslo k za reálné, pak reálná složka $R_e\omega$ splňuje disperzi

$$Re\omega \doteq \left(\omega_{pe}^2 + k^2 \cdot \frac{3kT_e}{m_e} \right)^{1/2} \doteq \omega_{pe}$$

a imaginární část

$$Im\omega \doteq \frac{\pi}{2} \frac{\omega_{pe}^3}{k^2} \frac{\partial f_e}{\partial v} \bigg|_v = \frac{\omega}{k}.$$

Protože jsme opět předpokládali vlnu tvaru $\sim e^{-i(kx - \omega t)}$, je zřejmé, že vlna se v maxwellovském plazmatu tlumí (neboť u maxwellovského plazmatu je $\partial f_e / \partial v < 0$). Jestliže však budeme uvažovat totéž maxwellovské rozdělení, ale s malou perturbací, vytvářející druhé maximum (viz obr. 6), lze ukázat, že v tomto plazmatu se naopak vlny generují, neboť vlna je nestabilní s inkrementem

$$Im\omega \doteq \frac{\pi}{2} \frac{\omega_{pe}^3}{k^2} \frac{\partial f_1}{\partial v} \bigg|_v \doteq \frac{\omega}{k}.$$

To je příklad tzv. svazkové instability (malá perturbace reprezentuje tok elektronů s jistou střední rychlostí, který může svou energii předávat vlně). Svazky jsou často používány ke generaci vln v plazmatu. V plazmatu tak dochází ke transformaci kinetické energie svazku do energie pole. Za určitých okolností je toto pole plazmatem absorbováno.

Žlábková i svazková nestabilita jsou uvedeny jako dva příklady z celého systému plazmatických nestabilit. Zatímco magnetohydrodynamické nestability mají za důsledek rychlý rozpad plazmatu (rychlost růstu deformací je řádově shodná s tepelnou rychlostí iontů), kinetické nestability často vedou k zvýšené difúzi částic z plazmatických konfigurací. Nestability — zvláště MHD typu — se zdály zpočátku téměř nepřekonatelnými překážkami na cestě k řízenému slučování. Studium mechanismu nestabilit se však otevřela cesta k jejich ovládnutí nebo omezení jejich důsledků na přijatelné minimum.

5. Současný stav teorie i experimentu a perspektivy dalšího vývoje

V předchozích kapitolách jsme se stručně zmínili o jednotlivých plazmatických zařízeních i o teorii, která v jistých aproximacích popisuje děje v plazmatu. Experiment i teorie jsou spolu úzce svázány. Nové experimentální výsledky dávají nové podněty teorii a usměrňují ji do realizovatelných oblastí, teoretické úvahy pak umožňují výklad pozorovaných jevů a často ukazují nové směry bádání. Protože jak experimenty, tak teorie jsou neobyčejně komplikované, vznikly během doby ve všech plazmatických centrech oddělené skupiny teoretiků i experimentátorů (jak je tomu i v dalších fyzikálních oborech). Obě skupiny často mají snahu se vyvíjet izolovaně. Úspěch velkých světových laboratoří však spočívá právě ve vzájemném ovlivňování teorie i experimentu. Bez této tendence se stává výzkum neplodným.

V teorii jsou už dostatečně objasněny principiální problémy ohraničení, stability i ohřevu plazmatu. Většina teoretických popisů je však vypracována pouze v lineárních aproximacích. Jak vyplývá z dosavadního trendu, uskutečnění řízeného slučování vyžaduje podstatné zvýšení všech parametrů (magnetických polí, vysokofrekvenčních výkonů atd.). Protože dosavadní většinou linearizovaný popis necharakterizuje dostatečně vývoj plazmatu, je nutno přejít k nelineárním úvahám. Analytické řešení nelineárních problémů má však pouze určitý dosah — vzhledem k perturbačním metodám, často používaným, nelze analyticky studovat silné nelinearity. Zde přicházejí na pomoc počítače. Jsou na nich simulovány jednotlivé plazmatické úlohy a již nyní lze říci, že získané výsledky daly teorii zcela nové podněty; zdá se, že bez tohoto přístupu by se teorie ocitla ve slepé uličce.

V experimentech — hlavně díky sovětskému tokamaku — nastal značný krok kupředu. Předpokládá se, že koncem osmdesátých let budou v plazmatických zařízeních uskutečněny reakce s kladným energetickým ziskem a kolem roku 2000 již budou reaktory schopny komerční výroby i použití. Prozatím se největší naděje skládají do tokamaku. V Sovětském svazu se za nejdůležitější experiment považuje tokamak T4 s parametry: velký poloměr toroidu 0,9 m, malý poloměr toroidu 0,23 m, magnetické pole 50 kG, hustota $\sim 2 \cdot 10^{13}$, teplota elektronů 2 keV, teplota iontů 0,7 keV, doba udržení $\sim 10^{-2}$ sec. Plánuje se celá řada tokamaků s postupně vyššími parametry (protože nákladnost experimentů neobyčejně vzrůstá se vzrůstem geometrických rozměrů i pole, je nutno postupovat obezřetně). Klíčovým experimentem termonukleárního plazmatu bude patrně tokamak T 10 s parametry: velký poloměr 1,5 m, malý poloměr 0,4 m,

magnetické pole 50 kG a proud 10^6 A. Experiment je v SSSR v současné době již ve stavbě. I v dalších zemích je již – pod vlivem úspěchu v experimentálním provozu řada tokamaků a předpokládá se podobný postup jako v SSSR. Rovněž i na ostatních plazmatických zařízeních je znatelný pokrok. Zájem je rozdělen mezi tokamaky, zrcadlové nádoby, theta-pinče, laserové plazma a relativistické svazky. (V roce 1974 bylo ve světě v experimentálním provozu nebo ve stavbě mimo experimenty s laserovým plazmatem a relativistické svazky 24 tokamaků, 20 theta-pinčů a 27 zrcadlových nádob.) V tab. 1 jsou uvedeny některé hlavní experimenty s dosaženými hustotami, teplotami a dobou udržení. I z tabulky je zřejmá vedoucí pozice tokamaků; nicméně ostatní experimenty nejsou příliš pozadu. Velmi nadějně je laserové plazma.

Tab. 1

Název	Systém	Stát	Hustota cm^{-3}	Teplota T_e keV	Teplota T_i keV	Doba udržení sec
2 X II	zrcadla	USA	$6 \cdot 10^{13}$	0,008 – 0,2	1 – 10	10^{-4}
OGRA-2T	zrcadla	SSSR	10^{13}		2 – 6	$2,5 \cdot 10^{-4}$
500 kV theta pinch	theta-pinč	NSR	10^{14}	$T_e \ll T_i$	2	
Scyllac IV	theta-pinč	USA	$3 \cdot 10^{16}$		1	10^{-5}
T-4	tokamak	SSSR	$2 - 5 \cdot 10^{13}$	2	0,7	10^{-2}
ATC	tokamak	USA	10^{14}	2	0,6	

Poměr mezi jednotlivými experimenty přibližně ukazují finanční dotace. Např. Kongres USA schválil pro rok 1974 na plazmatický výzkum (bez relativistických svazků a laserového plazmatu) cca 40 mil. dolarů, přičemž tokamaky dostávají 60% a theta-pinče a zrcadlové nádoby po 20%. Obdobné rozvrstvení lze očekávat i v dalších světových laboratořích.

6. Závěr

Článek jistě nemohl podat ucelený obraz o fyzice vysokoteplotního plazmatu. Chtěli jsme ukázat, že otázka možnosti uskutečnění řízené termonukleární reakce je problém vysoce aktuální a může vyřešit jednu z největších obtíží našeho století. Důležitou roli zde hrají nejen obrovské surovinové zásoby, ale i značné výhody z hlediska ochrany životního prostředí. Na výzkumu řízeného slučování pracují přední světové laboratoře a velké skupiny fyziků z mnoha univerzit a ústavů; experimenty jsou dotovány obrovskými částkami. Intenzivní celosvětová spolupráce fyziků téměř nemá obdoby. Problém sám

je neobyčejně komplikovaný; někteří z významných fyziků považují řízenou termojadernou reakci za nejobtížnější disciplínu, před kterou kdy fyzika stála. Nelze ovšem hovořit o naprosté jistotě, že toto obrovské úsilí bude zakončeno úspěchem; mnohá dosavadní zklamání spíše radí k opatrnosti. V posledních letech se však objevila řada optimistických symptomů, které již mají charakter soustavného pokroku a které podstatně zvýšily pravděpodobnost úspěšného vyřešení tohoto tak důležitého projektu.

Poznámka při korektuře 29. 12. 1975

Během tisku článku se objevily další informace, které poněkud upřesňují předcházející údaje.

Na III. konferenci Evropské fyzikální společnosti v Bukurešti v roce 1975 „Energy and Physics“ byly uvedeny světové energetické zásoby takto: úhrnné zásoby uhlí v energetickém ekvivalentu $2 \cdot 10^{23}$ J (Joule), zásoby surovin pro jadernou energii $5 \cdot 10^{27}$ J (za předpokladu užití v rychlých reaktorech), suroviny pro termojadernou reakci $D - T$ 10^{28} J a geotermální zásoby $5 \cdot 10^{24}$ J (zde se zdá, že zásoby geotermální energie byly v námi použité literatuře podhodnoceny). Ročně se v současné době spotřebovává $2,5 \cdot 10^{20}$ J. I na konferenci se za prakticky jediné nadějně východisko z energetické krize považovala jaderná energie.

Ve fyzice vysokoteplotního plazmatu bylo dosaženo některých pozoruhodných výsledků. Především již byl spuštěn tokamak T 10 (prozatím však pracuje v režimu slabých proudů). Vynikajících parametrů dosáhl francouzský tokamak TRF ve Fontenay-aux-Roses (magnetické pole 20–50 kG, $n \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim 2 \text{ keV}$, $T_i \sim 0,7 \text{ keV}$, doba udržení 20 msec). Neobyčejně nadějná je stabilizovaná zrcadlová nádoba 2 X II B (Lawrence Livermore Laboratory) – magnetické pole $B \sim 6,7 \text{ kG}$, zrcadlový poměr $R = 2,1$, $n \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_i \sim 2 - 5 \text{ keV}$, $T_e \sim 80 - 150 \text{ eV}$, doba udržení 0,4 msec, ohřev vstříkem neutrálních částic. V laboratořích Physics International (USA) byl zkonstruován špičkový zdroj relativistických elektronů s parametry – proud 1 MA, energie 10 MeV, doba trvání pulsu 100 nsec. Délka pulsu je však u relativistických svazků stále ještě příliš velká.

Literatura

Rozbor současných zásob energetických zdrojů, ať klasických či jaderných, je uveřejněn v řadě publikací i samostatných studií. I když lze mezi nimi najít difference, celkový trend je většinou společný. V práci bylo použito publikací

IV. th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research, U. S. Naval Research Laboratory, Washington 1971,

Nuclear Fusion Reactor Conference UKAEA, Culham, Proceedings 1969.

IEE Trans. Nucl. Sci. 18 (1971), 18.

Fyzice plazmatu je věnováno neobyčejně široké spektrum monografií. Pro základní seznámení lze např. doporučit dvě publikace (z nichž první je již téměř klasickou učebnicí, druhá kompendiem z letní školy):

ARCIMOVICH L. A.: *Upravljajemyje termojaděrnyje reakcii GIMFL*, Moskva 1961 (SNTL vydalo český překlad)

Plasma Physics — Lectures presented at a Seminar, Trieste, 1964, IAEA, Vienna, 1965.

Kromě toho speciálním problémům fyziky vysokoteplotního plazmatu jsou určeny monografické řady *Voprosy teorij plazmy*, Atomizdat a *Advances in Plasma Physics*, Interscience Publisher.

Současný stav fyziky plazmatu je zachycen v konferenčních sbornících z posledních konferencí (např. VI. Evropská konference o fyzice plazmatu, Moskva 1973 nebo XI. Mezinárodní konference o jevech v ionizovaných plynech, Praha 1973).