

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Jaromír Tobiáš

Některé nové poznatky z oboru využití silných impulsních výbojů k termonukleární reakci

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 3 (1958), No. 5, 560--575

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139960>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1958

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>

NĚKTERÉ NOVÉ POZNATKY Z OBORU VYUŽITÍ SILNÝCH IMPULSNÍCH VÝBOJŮ K TERMONUKLEÁRNÍ REAKCI

Ing. JAROMÍR TOBIÁŠ
katedra fyziky fakulty elektrotechnické ČVUT v Praze

I. Úvod

Velký rozvoj techniky v našem století vyžaduje nové zdroje energie. Především v socialistických státech vyžaduje rychlý růst průmyslové výroby a životní úroveň velkorysě řešení problému výroby energie.

Dnes získáváme většinu energie z uhlí, zemního oleje a využitím vodní energie, tj. využíváme energii dodávané nebo dodané zemi Sluncem. Při dnešním stupni spotřeby energie mohou zdroje uhlí a nafty krýt potřebu řádově sto let.

Objevením možnosti získat energii štěpnými procesy zajistili jsme si zásobu topiva na desetitisíce let. Topivem pro naše reaktory prozatím zdá se nejvhodnější uran a v budoucnosti i thorium. Naše starost o zdroje energie není tedy časově mimořádně aktuální. Nepříjemné však je, že dnešní reaktory zanechávají radioaktivní odpad s dlouhým poločasem rozpadu.

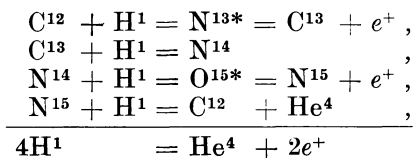
Uspěšně řízené termonukleární reakce by otázkou energie v případě deuteria jako topiva odsunulo na miliardy let i v případě tisícnásobného zvětšení roční spotřeby energie proti dnešnímu stavu.

Řízená termonukleární reakce stala se předmětem studia vědeckých kolektivů všech průmyslově vyspělých velmocí. V SSSR [1], USA [2] a ve Velké Británii [3] byly vytvořeny pracovní kolektivy. Po prvních zprávách o úspěchu sovětského kolektivu v roce 1956 byly uveřejněny v letošním roce zprávy o serii úspěšných pokusů ve Velké Británii a v USA. Výzkum je prováděn v Japonsku, Francii a NSR [4], [5]. S obzvláštním zájmem je očekávána zpráva sovětského výzkumného kolektivu, která bude podána na letní konferenci v Ženevě.

II. Princip termonukleární reakce

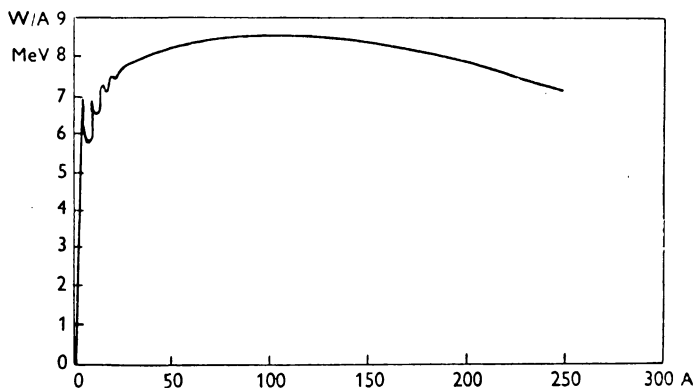
Stabilita jádra prvku je funkcí jeho hmotového čísla. Nejstabilnější jsou jádra s hmotovým číslem 50—60. Principiálně získáme energii tím, že velmi těžké jádro rozštěpíme; uvolněná energie je rozdílem vazebných energií před a po reakci. Těžkými jádry jsou v tomto případě jádra uranu (U). Energii však můžeme získat i právě opačným pochodem. Spojením dvou lehkých jader získáme těžší jádro, jehož vazebná energie bude větší než součet vazebných energií jader do reakce vstupujících, a tím získáme energii (viz obr. 1).

Reakce tohoto typu jsou známy poměrně dlouho, a byly používány pro vysvětlení procesů vedoucích k uvolňování energie ve stálících. H. A. Bethe [6] vypracoval teorii vedoucí k uvolňování energie v cyklu:



Tento cykl, kde N, O a C vystupují jako jakési katalysátory, umožňuje nepřetržitý průběh, protože vede k zachování potřebného množství uhlíku. Později byly zdůvodněny ještě další typy možných cyklů.

Podmínkou průběhu reakce je dostatečná energie protonů, které musí proniknout potenciálním valem jádra. Tuto energii nabyvá proton jako tepelnou energii. Při vzniku stálice vzniká koncentrací hmoty v nitru stálice dostatečná teplota pro vznik termonukleární reakce. Zbývající hmota tvoří tepelnou izolaci, pohlcuje část záření a vrací jeho energii do reakce, a v případě fluktuací teploty obnovuje potřebnou teplotu v nitru stálice. Stálice tedy představuje určitý typ termonukleárního reaktoru.



Obr. 1. Závislost vazebné energie nukleonu na hmotovém čísle jádra.

Reakce tohoto typu je pro pozemní účely nevhodná, protože účinné průřezy reakcí jsou poměrně malé a výkon na jednotku hmoty nepatrný ($2 \cdot 10^{-4}$ W/kg), i když při hmotách stálic je tento výkon dostatečný (na 1 m² slunečního povrchu připadá $3,3 \cdot 10^6$ kg). Reakce, které přicházejí v úvahu pro zařízení pozemských rozměrů jsou:

- a) $D + D = He^3 + n + 3,25 \text{ MeV}$,
- b) $D + D = T + p + 4 \text{ MeV}$,
- c) $T + D = He^4 + n + 17,6 \text{ MeV}$,
- d) $He^3 + D = He^4 + p + 18,3 \text{ MeV}$,
- e) $Li^6 + D = 2 He^3 + 22,4 \text{ MeV}$,
- f) $Li^7 + p = 2 He^3 + 17,3 \text{ MeV}$.

Při tom reakce a) a b) jsou výhodné, protože dodávají materiál pro reakce c) a d).

Aby uvedené reakce proběhly, je nutno dodat deuteriu, tritium, heliu a případně lithiu dostatečnou tepelnou energii. V případě vodíkové bomby získáme tuto energii štěpením uranu. Pro říditelnou reakci byl k potřebnému ohřátí volen silný impulsní výboj.

III. Základy teorie termonukleární reakce

1. Závislost deuteriové a tritiové reakce na teplotě

Aby mohlo dojít k reakci mezi dvěma deuterony nebo jedním deuteronem a ionisovaným atomem tritia podle předchozích vztahů, je nutno, aby mezi oběma částicemi došlo ke srážce. Obě jádra se odpuzují elektrostatickými silami, a aby ke srážce mohlo dojít, musí kinetická energie částic býti dostatečně velká k překonání potenciálního valu mezi částicemi. Kinetickou energii můžeme částicím dodat různým způsobem, např. v urychlovačích. Velikost získaného výkonu je však úměrná počtu srážek za jednotku času. Koncentrace částic v proudu částic vystupujících z dnešních urychlovačů je k tomu účelu malá. Aby získaný výkon měl praktický význam, musíme zajistit mnohem větší počet srážek za jednotku času. Byly proto hledány jiné způsoby, jak dostatečnému počtu částic dodat potřebnou kinetickou energii.

Dosud nejschůdnější cestou se ukazuje dodat částicím kinetickou energii jako tepelnou energii. Podle kinetické teorie plynů je možno vyjádřit pro jednoatomový plyn velikost střední kinetické energie molekuly W_k pomocí absolutní teploty plynu T výrazem:

$$W_k = \frac{3}{2}kT, \quad (1)$$

kde k jest Boltzmannova konstanta. Je tedy možno ohřátím plynu dodat jeho molekulám energii. Vzhledem k tomu, že kinetická energie částic musí být velká, plyne z rovnice (1) nutnost ohřát plyn velmi značně. Protože v oblučkovém a jiskrovém výboji byly dosahovány vysoké teploty plynu, bylo využito silného impulsního výboje k pokusům o dostatečné ohřátí deuteria nebo směsi deuteria i tritia. Impulsního výboje bylo užito především vzhledem k omezeným proudovým zdrojům. Mimo dodání dostatečné kinetické energie ohřátím, má tento způsob ještě další význam, Během výboje dojde i k úplné ionisaci plynu a kinetická energie deuteronů je potom plně využita pro překonání vzájemného elektrostatického pole. Pokud totiž část deuteria není ionisována, rozptyluje se energie deuteronu na ionisaci zbylého deuteria. Pokusy s impulsními výboji se setkaly s úspěchem. Výraz pro střední kinetickou energii částic dle rovnice (1) platí pro případ, kdy v plynu existuje Maxwelllovo rozdělení energie. V podmínkách impulsních výbojů užívaných pro termonukleární reakci lze očekávat odchylky od Maxwelllova rozdělení vzhledem k značně uspořádané složce rychlosti deuteronů. Proto teorie, která předpokládá toto rozdělení, podává jen přibližné výsledky. Ukažme nyní jen stručně, jak bude záviset průběh reakce na teplotě deuteronů.

Abychom mohli snadno vyjadřovat kinetickou energii částic pomocí absolutní teploty, je výhodné vyjádřit teplotu T nikoli ve stupních, nýbrž ve veličině úměrné kinetické energii částice. Za tuto veličinu volíme výraz kT . Potom teplotě $T = 1,16 \cdot 10^7$ °K odpovídá $kT = 1$ keV. Energie částice je $\frac{3}{2}$ keV. V dalším tedy budeme užívat k označení teploty veličiny kT a budeme ji nazývat kinetická teplota.

Pro Maxwelllovo rozdělení platí pro pravděpodobnost výskytu deuteronu s kinetickou energií W_k

$$w_1 \sim \exp(-W_k/kT), \quad (2)$$

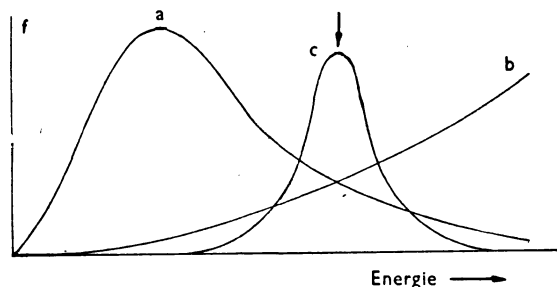
kde w_1 je rozdělovací Maxwelllova funkce.

Pravděpodobnost, že deuteron o kinetické energii W_k pronikne potenciálním valem druhého deuteronu, je dána velikostí tzv. koeficientu průzračnosti; pro něj platí výraz [7]

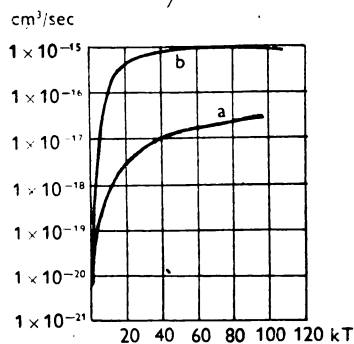
$$w_2 \sim \exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v), \quad (3)$$

kde Z_1 a Z_2 jsou atomová čísla reagujících částic, v našem případě jsou to jedničky, v je relativní rychlost, e náboj elektronu, $\hbar = h/2\pi$, h je Planckova konstanta.

Pravděpodobnost, že při srážce dvou částic dojde k proniknutí potenciálního valu, bude tedy úměrná součinu $w_1 \cdot w_2$. V obraze 2 je znázorněn průběh rozdělovacích funkcí. Pro rostoucí teplotu posunuje se maximum Maxwellovy rozdělovací funkce ve směru rostoucí energie částic. Z obrázku je zřejmé, že i při nízké teplotě plynného deuteria existuje malý počet dostatečně energetických deuteronů. To umožňuje průběh reakcí ve stálících s teplotami asi 10^7 °K vzhledem k velké koncentraci hmoty. V pozemním zařízení je použitelná koncentrace hmoty omezena, a proto musíme použít vyšších teplot, pro které je uskutečnění reakce pravděpodobnější.



Obr. 2. Závislost rozdělovací funkce Maxwellova rozdělení (křivka a) na koeficientu průzračnosti (křivka b) a rozdělovací funkce pravděpodobnosti reakce (křivka c) na energii deuteronu.



Obr. 3. Závislost (Qv) pro reakci $D(d, p)T$ a $D(d, n)He^3$ (křivka a) a $T(d, n)He^4$ (křivka b) na kinetické teplotě.

Počet uskutečněných reakcí v objemové jednotce za jednotku času nazýváme intenzita reakce. Intenzita reakce je závislá na teplotě, protože při stálé koncentraci deuteronů roste podle obrázku 2 počet částic schopných vzájemné srážky. Na obr. 3., který byl převzat z práce [2], je vynesena závislost intenzity reakce na teplotě deuteronů pro reakce typu DD a typu DT. Obě křivky nejprve strmě stoupají a pro reakci DD se velikost intenzity od 30 keV, pro DT od 15 keV mění málo se stoupající teplotou. Z toho můžeme usuzovat, že teprve od těchto kinetických teplot může reakce úspěšně probíhat.

Intenzita reakce je dále funkcí koncentrace deuteronů. Počet vzájemných srážek deuteronů roste s druhou mocninou koncentrace (výsledný počet srážek je úměrný koncentraci deuteronů, které narážejí a současně koncentraci těchže deuteronů, které jsou z druhé strany objekty srážek).

Intenzita reakce je úměrná počtu srážek a tedy i druhé mocnině koncentrace deuteronů.

2. Velikost získané energie

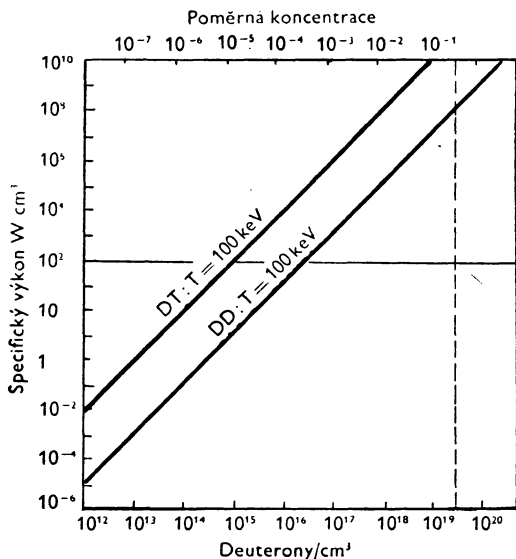
Energii uvolněnou v jednotce objemu za jednotku času nazveme specifický výkon. Označíme-li intenzitu reakce I , specifický výkon N a energii uvolněnou při jedné reakci W , dostaneme pro specifický výkon výraz

$$N = IW. \quad (4)$$

Pro případ reakce DD to znamená vzhledem k stejné pravděpodobnosti obou možných případů $D(d, n) \text{He}^3$ i $D(d, p) \text{T}$, že bude uvolněna průměrná energie z obou reakcí, tj. přibližně $\frac{1}{2}(3,25 + 4) \text{ MeV}$. Pro reakci $\text{T}(d, n) \text{He}^4$

uvolněná energie je i při menším zahrnutí plynu mnohem větší a zdálo by se tedy, že reakce DT je mnohem výhodnější než reakce DD.

Energie uvolněná při reakci projevuje se jako kinetická energie vzniklých částic. Tato energie se rozdělí v důsledku zákonů rázu tak, že větší část energie bude předána částici o menší hmotě. Tři hlavní typy reakcí bychom tedy měli psát takto:



Obr. 4. Závislost hustoty energie získané za jednotku času v jednotkovém objemu plynu na koncentraci plynu.

- a) $D + D = (\text{T} + 1 \text{ MeV}) + (p + 3 \text{ MeV})$,
- b) $D + D = (\text{He}^3 + 0,8 \text{ MeV}) + (n + 2,45 \text{ MeV})$,
- c) $D + \text{T} = (\text{He}^4 + 3,6 \text{ MeV}) + (n + 14,1 \text{ MeV})$.

Kinetickou energii nabitých částic můžeme buď zachovat v objemu, anebo ji případně využít k přímé přeměně v energii elektrickou, protože na tyto částice můžeme působit elektrickým nebo magnetickým polem. Rychlé neutrony však s velkou pravděpodobností opustí výbojový prostor. Tato část energie je pro nás ztracena. Z uvedeného vyplývá, že reakce DD předává nabitým částicím asi 60% energie, zatím co reakce DT pouze 20%.

Velikost specifického výkonu je vynesena na obr. 4., kde vodorovná přímka znázorňuje celkový specifický výkon v reaktorech pracujících na štěpném procesu a svislá svým průsečíkem s příslušnou přímkou pro jednotlivé typy reakcí energii, která by byla uvolněna při koncentraci odpovídající atmosférickému tlaku při normální teplotě. Specifický výkon je vynesena pro kinetickou teplotu 100 keV a vzhledem k plochému průběhu křivek na obraze 3 platí přibližně v rozmezí 30 až 100 keV pro DD reakci a 15 až 100 keV pro DT reakci.

3. Ztráty energie

K ohřevu deuteria slouží impulsní výboj o velkém proudu. Ve výbojovém prostoru nabudou deuterony dostatečné energie k vyvolání termonukleární reakce. Úkolem výboje tedy je zahájit reakci. Aby proces pokračoval, musí být uvolněný výkon nejméně rovný ztrátám. Ukazuje se, že ztráty jsou způsobeny především vyzařováním brzděných elektronů, měnících pohyb v poli deuteronů.

Pro energii vyzářenou tímto způsobem z jednotkového objemu za jednotku času lze odvodit výraz [7]

$$N_1 \sim \frac{n^2 e^6 Z^2 (kT_e)^{1/2}}{c^3 \cdot m^3/2}, \quad (5)$$

kde N_1 je vyzářený výkon, n koncentrace elektronů, která pro deuterium a tritium je stejná jako koncentrace iontů, Z je atomové číslo (pro D a T Z je 1), m hmota elektronů, c rychlost světla, T_e teplota elektronového plynu.

Vyzářený specifický výkon, představující ztráty, musí být hrazen uvolněnou energií během reakce. Je závislý na druhé mocnině atomového čísla. Tím je možno vysvětlit mimořádnou citlivost práce experimentálního zařízení na jakékoli znečištění deuteriové nebo tritiové náplně.

V ustáleném stavu musí být energie vyzářená elektrony rovna energii, kterou elektronům předají deuterony. Z této rovnosti je možno učinit velmi důležitý závěr pro teplotu elektronového a deuteronového plynu:

$$T_d - T_e = 4,4 \cdot 10^{-3} T_e^2. \quad (6)$$

Z rovnice plyne, že např. pro $T_d = 100$ keV, $T_e = 75$ keV a pro některé případy můžeme plasma ve výboji pokládat za isotermické, tj. plasma se stejnou teplotou elektronů, iontů i molekul.

Z požadavku, aby specifický výkon reakce byl nejméně roven ztrátám, plyne, že reakce DD i DT mohou probíhat pouze při určité minimální teplotě, která je 35 keV, případně 4 keV.

Závěry v tomto odstavci vyjádřené rovnicemi (4), (5), (6) a stanovení minimální teploty jsou vodítkem při konstrukci pokusných zařízení. (Literatura [8] až [12]). Závěr plynoucí z rovnice (6) a minimální teplota, při níž může reakce probíhat, předpokládá dosažení stavu, ve kterém teploty částic jsou konstantní.

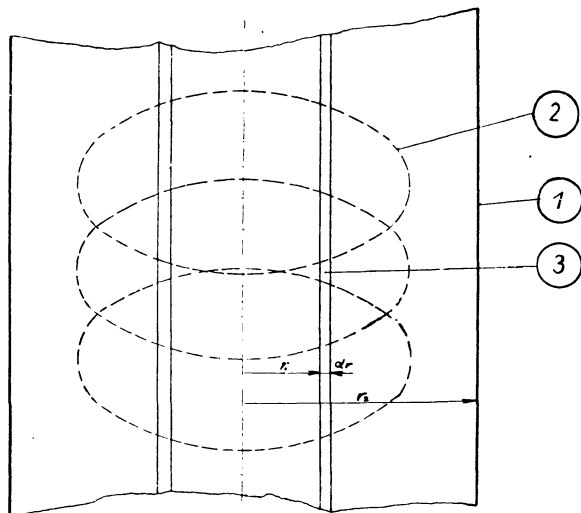
IV. Využití silného impulsního výboje pro uskutečnění řízené termonukleární reakce

1. Pinch efekt:

V odstavci III/1 jsme uvedli, že silným výbojem lze ohřát plyn na vysokou teplotu a tím dodat molekulám značnou kinetickou energii. Ve zvlášť uspořádaném obloukovém výboji bylo již dříve dosahováno teplot řádově 10^4 °K. Pro vyvolání termonukleární reakce je potřebná teplota vyšší než 10^6 °K. Dosažení tak vysokých teplot vyžaduje zvláštních opatření. Je nutno zajistit zdroj potřebných velmi vysokých proudů a nalézt způsob izolace takto ohřátého plynu od stěn výbojové nádoby. Izolace od stěn nádoby je mimořádně významná, protože jsme již uvedli, že průběh reakce je velmi závislý na znečištění deuteriové náplně a to i případnými odparky ze stěn výbojové trubice.

První požadavek je možno vyřešit tak, že výboj bude impulsový a za zdroj potom užijeme kondensátorovou baterii. Druhý požadavek je řešen především vlastností samého intensivního výboje, která je zahrnuta do pojmu *pinch efekt*.

Bylo známo již dříve z pozorování v indukčních pecích, že silné elektrické proudy, protékající tekutinami, mají snahu zúžit průřez kapalného nebo i plynného vodiče. Tento zjev byl nazván *pinch efekt*. Při elektrickém výboji v plynech se to projeví zúžením sloupce plynu, který se odtrhne od stěn trubice a při splnění některých podmínek, o nichž bude hovořeno dále, může zúžení pokračovat až do vytvoření zcela tenkého vlákna. Stejným způsobem je možno vysvětlit zúžení výbojového kanálu blesku.



Na plyn ve výbojové trubici působí síly, které přemáhají tlak plynu, a které jsou výsledkem vlastního magnetického pole výbojového proudu. Použijeme-li tedy dostatečně silného proudu ve výboji, ohřejeme jednak plyn a jednak způsobíme i jeho odtržení od stěny, tedy zabezpečíme izolaci stěn.

Během výboje dojde k úplné ionisaci deuteria a výbojová trubice obsahuje směs

Obr. 5. Poměry ve výbojovém prostoru při tvoření *pinch efektu*.

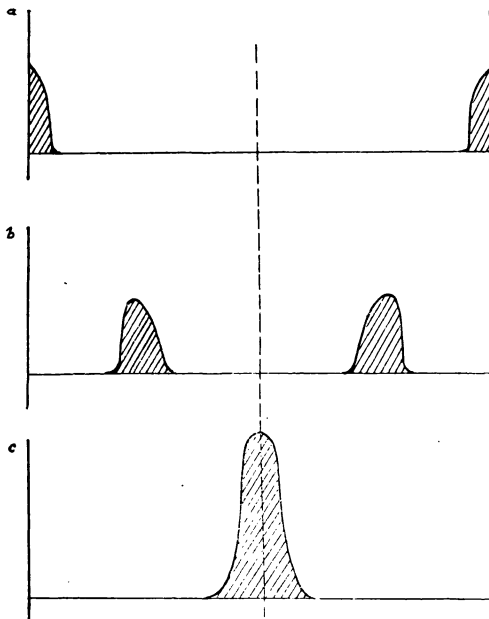
deuteronového a elektronového plynu. Tento plyn se nachází v silném magnetickém poli. Popisem chování ionisovaného (v našem případě plně ionisovaného) plynu v magnetickém poli se zabývá magnetická hydrodynamika, která vychází z analogií mezi polem rychlosti v tekutinách a magnetickým polem. Jednou z analogií je také zavedení pojmu magnetického tlaku, který je příčinou kontrakce výbojového sloupce plynu a tedy vysvětluje vznik *pinch efektu*. Vzhledem k významu tohoto efektu pro termonukleární reakci odvodíme výraz pro magnetický tlak (teorie samého *pinch efektu* je např. obsažena v práci [13]). K odvození poznamenejme, že impulsní výbojový proud je časově proměnný a strmost náběhové hrany impulsu je tím větší, čím menší je indukčnost vnějšího obvodu.

Předpokládejme nejprve, že výbojový prostor je cylindrická trubice (obr. 5). V obrázku znamená 1 stěnu výbojového prostoru, 2 silokřivky magnetického pole, 3 část výboje vedoucí výbojový proud, r_1 poloměr této části, r_2 je poloměr trubice.

Prochází-li časově proměnný proud plynovou náplní trubice, bude proud veden vždy jen po povrchu vytvořivšího se sloupce plasmatu a současně se bude poloměr tohoto sloupce zmenšovat. Vedení proudu po povrchu vodiče

je způsobeno *skin efektem*. Proudové rozdělení v různých časových fázích je patrné z obrázu 6.

Proud protékající vrstvou o šířce Δr tvoří magnetické pole, pro jehož velikost platí $H = 2I/r$, kde H je intenzita magnetického pole, I je ta část proudu, která protéká do poloměru r . Předpokládejme nejprve pouze proud elektronů o koncentraci n . Síla působící na jeden elektron je dána výrazem $F_1 = e\mathbf{v} \times \mathbf{H}$, kde \mathbf{v} je postupná rychlost elektronu. V objemu $dV = 2\pi r dr$ (výška je rovna jednotce délkové) působí tato síla na $n dV$ elektronů a je ji možno psát jako $dF = 2\pi n e v \times H r dr$. Síla má směr k ose trubice. Předpokládejme že hustota proudu je konstantní a že pro ni platí $\mathbf{j} = nev$, $j = I_0(2\pi r_1 \Delta r)^{-1}$, kde I_0 jest celkový výbojový proud. Vzhledem k velmi malé šířce vrstvy můžeme pro proud I psát $I = j 2\pi r_1 (r - r_1) = I_0 \frac{r - r_1}{\Delta r}$. Potom pro celkovou sílu, působící na všechny elektrony v objemu vrstvy, jejíž vnitřní poloměr je r_1



Obr. 6. Rozdělení hustoty proudu po průřezu výbojové trubice v různých fázích výboje.

a jež je omezena na tomto poloměru částí cylindrické plochy o jednotkovém obsahu, dostaneme výraz

$$p_{\text{mg}} = \frac{1}{2\pi r_1} \int_0^F dF = \frac{1}{2\pi r_1} \int_{r_1}^{r_1 + \Delta r} 2\pi e n v H r dr.$$

Síla má směr k ose výbojové trubice. Protože tato síla je výsledkem působení magnetického pole a je to síla působící na jednotku plochy, nazýváme ji magnetický tlak.

Před integrací uvážíme, že $\mathbf{v} \perp \mathbf{H}$ a dosadíme $j = nev$, $H = \frac{2I}{r} = \frac{2I_0(r - r_1)}{r \Delta r}$.

Po integraci dostaneme

$$p_{\text{mg}} = \frac{I_0^2}{2\pi r_1^2}. \quad (7)$$

Dosadíme-li do výrazu za I_0 celkový elektronový i iontový proud, udává odvozený výraz celkový magnetický tlak.

Pro tlak plynu platí $p = k(n_a T_a + n_e T_e)$. Protože jsme ukázali, že $T_a =$

$= T_e = T$, a protože v plně ionisovaném deuteriu $n_d = n_e = n$, můžeme psát pro tlak plynu

$$p = 2knT . \quad (8)$$

Kontrakce sloupce bude postupovat tak dlouho, pokud bude $p_{mg} > p$. Můžeme přibližně předpokládat, že kontrakce přestane pro okamžik, kdy $p_{mg} = p$, a pro tento případ potom po dosažení dostaneme velmi důležitou rovnici

$$I_0^2 = 2NkT , \quad (9)$$

kde N je počet částic připadající na objem trubice o jednotkové délce. Tato rovnice udává směrnici pro konstrukci výbojové trubice. Čím více chceme plyn ohřát, čím větší průměr trubice při téže koncentraci deuteria, nebo čím větší koncentrace deuteria volíme, tím musí být výbojový proud větší.

Rovnici (7) přepisujeme někdy, protože $H_0 = 2I_0/r$, do tvaru

$$p_{mg} = \frac{H_0^2}{8\pi} , \quad (10)$$

který je výhodný proto, poněvadž je platný i pro trubici jiného tvaru než cylindrického.

2. Experimentální zařízení

První pokusy se silnými impulsními výboji, které vedly přímo k informacím o možnosti uskutečnit touto cestou termonukleární reakci, byly provedeny v Sovětském svazu. Bylo o nich referováno akademikem Kurčatovem v roce 1956 v Harwellu. Referát vyvolal mimořádnou pozornost a byl v překladu uveřejněn i v tomto časopise.*)

Výbojové trubice užívané v SSSR měly průměry od 5 do 60 cm, délku do 200 cm. Užívané proudy byly v rozmezí 100 kA až $2 \cdot 10^6$ A. Trubice byly vyplněny deuteriem o tlaku od 0,005 mm Hg až do 760 mm Hg při normální teplotě. Různé rozměry trubice a koncentrace deuteria byly voleny proto, aby bylo docíleno optimálních poměrů pro vznik reakce. Trubice byly zhotoveny z porcelánu, protože porcelán dobře propouští neutrony.

Jako proudový zdroj bylo užito kondensátorové baterie o napětí až 50 kV a kapacitě 400 μ F. Velmi důležitým problémem je zaručit malou samoindukci vnějšího obvodu. Proudový impuls musí být velmi strmý (až 10^{11} A/sek). Při malé strmosti impulsu by dosažení nutného proudu, daného rovnicí (9), trvalo příliš dlouho a kontrakce plasmatu by probíhala pomalu. Důsledkem by bylo příliš velké ochlazování plynu. Podrobnější teorie [13] mimo to ukazuje, že konečná velikost proudu dosaženého při maximální kontrakci plasmatu je úměrná strmosti impulsu a tedy i teplota podle rovnice (9) je závislá na strmosti impulsu. Velmi pečlivým souměrným provedením přívodů a použití koaxiálních vedení je možno snížit samoindukci na velmi malé hodnoty (0,02 μ H).

Jestliže nyní vybijeme kondensátory výbojovou trubicí, dojde ke kontrakci sloupce plasmatu. Tvoření *pinch efektu* je možno zachytit speciální fotografic-

*) И. В. Курчатов, О возможности vytvořit термонуклеарни реакци в пlyném výboji, в tomto časopise, II (1957), č. 5

kou kamerou, která umožňuje provést $2 \cdot 10^6$ snímků za vteřinu. Doba kontrakce je totiž velmi krátká, řádově jsou to mikrosekundy. Současně je možno zaznamenávat výskyt neutronového a rentgenového záření. Výskyt neutronového záření může být kriteriem, zda nastala nukleární reakce. Při jednom typu reakce DD a při reakci DT se totiž uvolňují neutrony. V sovětských experimentech objevovaly se neutrony i v případech, kdy bylo velmi nepravděpodobné, že teplota plynu dostatočovala k termonukleární reakci. Proto objevení neutronů nemusí vždy být důkazem o probíhání takové reakce v důsledku dostatečného ohřátí plynu. Uvedené reakce mohou proběhnout, nabudou-li deuterony kinetickou energii i jiným způsobem.

Během pokusů bylo stanoveno, že *pinch efekt* je velmi nestabilní. Sloupec plasmatu se nejprve zúží, potom opět rozšíří a znova zúží. Nastanou tak jakési oscilace, které nakonec vedou k rozpadu sloupce. V okamžiku rozpadu sloupce dojde ke styku sloupce se stěnou trubice a vzhledem k znečištění výbojového prostoru odpařením materiálu stěn trubice a elektrod je nutno pokus přerušit.

K odstranění tohoto nepříznivého jevu užívá se dvojího řešení. Aby se odstranil vliv elektrod, používá se místo přímé válcové trubice toroid. Aby se kontrahovaný sloupec stabilisoval, vkládá se celá výbojová trubice do podélného magnetického pole. Podélné pole je vytvořeno tím, že na výbojovou trubici nasuneme cívku. Intensitu magnetického pole je nutno volit tak, aby sice došlo ke stabilisaci výboje, aby však nedošlo k přílišnému zpomalení kontrakce [14]. Přes vinutí cívků vybíjíme druhou kondensátorovou baterii.

Stabilisační účinek je možno vysvětlit takto: Magnetické siločáry jsou jakoby zamrzlé v plasmatu. To se projevuje tím, že změna tvaru magnetického pole mění i tvar výbojového sloupce a naopak pohybuje-li se výbojový sloupec, unáší s sebou i magnetické siločáry. Tento zjev vysvětluje poměrně nově vyvinutá magnetická hydrodynamika. Jestliže tedy chceme udržet výbojový sloupec v požadovaném tvaru, můžeme to do určité míry zajistit vytvořením příslušného magnetického pole.

Aby bylo docíleno velmi strmého proudového impulsu, je výhodné plyn ve výbojovém prostoru předem ionisovat a učinit tak sloupec vodivý. Velmi výhodné se ukazuje provést ionisaci vysokofrekvenčním výbojem. Především pro toroidální výbojovou trubici je tento způsob výhodný, protože nevyžaduje elektrod umístěných do výbojového prostoru a je velmi účinný. K tomu účelu se většinou používalo kmitočtů asi 30 Mc/s.

Dalším důsledkem získaných zkušeností bylo zavedení kovových výbojových trubíc z nemagnetických slitin. Tyto trubice jsou složeny, jde-li o toroidální trubice, ze segmentů vzájemně izolovaných, aby kovová trubice nepředstavovala uzavřený závit. Jestliže stažený vodivý sloupec plasmatu by měl tendenci vysunout se z osy výbojové trubice, vzniknou ve vodivých stěnách vířivé proudy, které tomu zamezí a posun zpomalí.

Smysl těchto opatření je vytvořit předpoklady pro dlouhotrvající impulsní výboj, případně pro výboj stacionární.

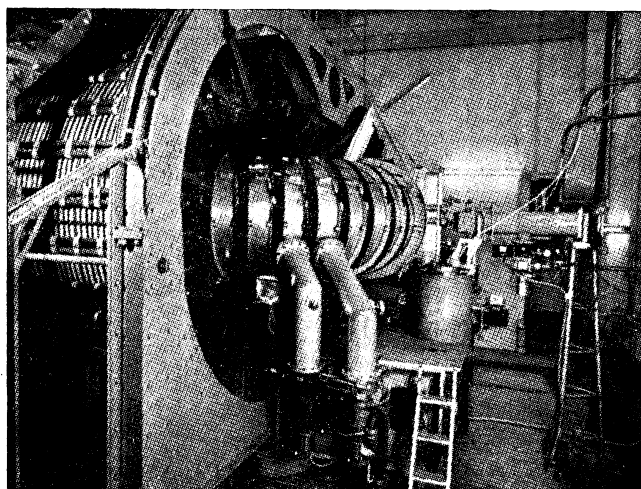
Jak bylo uvedeno již v úvodu, zabývají se řešením problému termonukleární reakce dnes všechny velmoce. V poslední době proběhly zprávy o úspěšných pokusech anglického zařízení ZETA. Mimo tento přístroj pracuje i řada dalších zařízení. Výsledky nejsou však ještě bezpečně ověřeny.

	Zeta Harwell	Sceptre III Aldermaston	Perhapson Los Alamos	Stellator Princeton	Columbus S4 Los Alamos	Columbus II Los Alamos	Electricité de France	Electricité de France
Typ trubice	Toroid	Toroid	Toroid	Přímá	Přímá	Přímá	Toroid	Toroid
Materiál	Hliník	Hliník	Sklo	Sklo	Porcelán	Sklo	Pyrex	Pyrex
Průměr trubice toroidu v cm	99,06	30,48	2,54	10,08	13,62	10,08	30,00	8,00
Průměr (délka) trubice v cm	297,18	103,30	16,16	?	60,96	30,48	900,00	78,00
Přivedená energie v joulech	5×10^5	4×10^5	$4,45 \times 10^5$?	?	?	$3,5 \times 10^4$	$3,5 \times 10^4$
Proud v ampérech	2×10^5	2×10^5	2×10^5	?	$2,5 \times 10^5$	asi 10^6	4×10^5	?
Teplota ve stupních $\times 10^{-6}$	4,65	asi 4	6	1,2	4,5	?	1	asi 1
Doba objevu neutronu v μs	asi 1	několik set	do 2	?	2	0,1—1,5	?	?
Počet neutronů během impulsu $\times 10^{-6}$	1,3	0,1	do 1,0	?	pod 0,1 přes 0,001	do 100	10	?

Tab. 1. Experimentální výsledky prací v USA, Velké Británii a Francii.

Technická data některých užitých trubic jsou uvedena v tabulce 1, pro sovětské pokusy byla data uvedena již dříve. Je zřejmé, že vývoj těchto zařízení se nezastavil. V pramenu [15] je uvedeno, že v USA připravují zařízení, jehož průměr bude 30 m a světlost toroidu 3 m. Pohled na zařízení ZETA je na obraze 7.

Princip podobných konstrukcí je patrný z obrazu 8. V obraze 8a uzavírá se magnetický tok transformátorovým jádrem 3. Transformátorové jádro je složeno z plechů, aby bylo zamezeno vzniku vířivých proudů. Impulsní proud vybíjí se závitů 4. Plynová náplň toroidu představuje sekundární vinutí.



Obr. 7. Fotografie stroje ZETA, převzato z [4].

Transformační poměr se volí 1 : 4. Kondensátorová baterie je označena 5. 1 jsou sekce, z nichž je toroid sestaven, sekce jsou vzájemně izolovány a tím je zamezeno, aby se proud uzavíral pláštěm toroidu. 2 jsou cívky, jimiž budíme podélné magnetické pole v toroidu. Protože váha železa je značná, volíme někdy zapojení dle obr. 8b, kde 1 a 2 mají též význam jako v předešlém, 3 je kondensátor, 4 jsou budičí vedení, kterými je vybíjen proud. Zařízení tedy představuje vzduchový transformátor. Vhodným rozložením budičích vodičů můžeme vytvořit příznivé rozložení magnetického pole v toroidu. Při všech konstrukcích je velmi bedlivě sledován požadavek minimální samoindukce přívodů.

3. Výsledky dosavadních experimentů

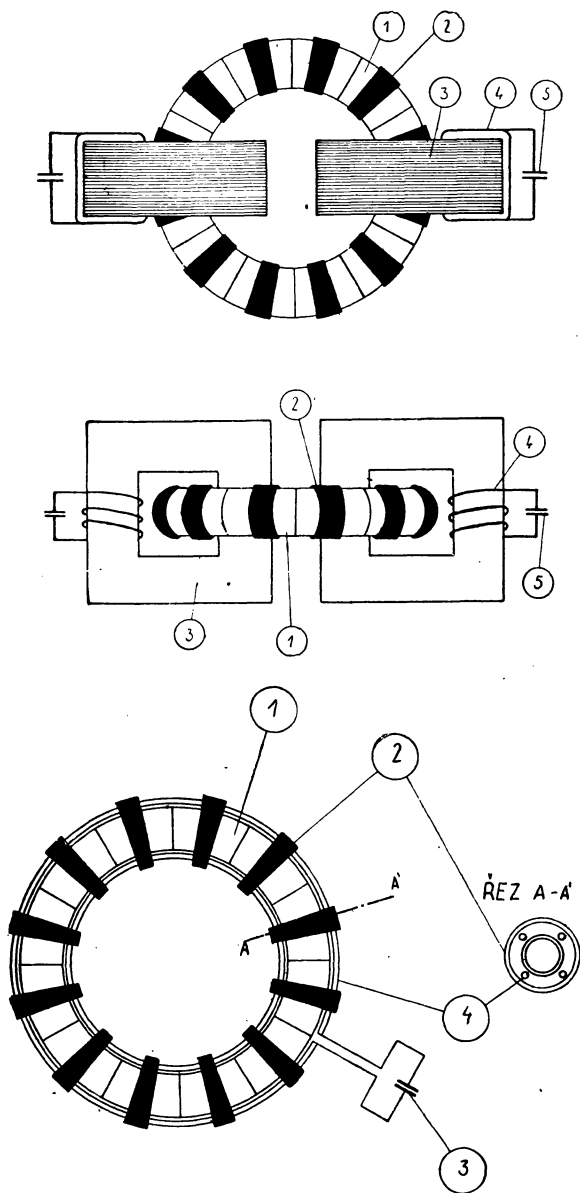
Při dosud vyvinutých výbojových zařízeních vzniká vážný problém jak bezpečně stanovit, zda během výboje došlo k termonukleární reakci v důsledku dostatečného ohřátí plynu nebo zda došlo k reakcím, které byly způsobeny srážkou částic, urychlených dosud ne úplně známým urychlovacím mechanismem ve výbojovém prostoru. Otázka je důležitá ze dvou důvodů. Kdybychom poznali mechanismus urychlování částic, měli bychom možnost vhodným uspořádáním zařízení získat velmi výkonné urychlovače. Na druhé straně

pro potvrzení správnosti teoretických předpokladů o vzniku termonukleární reakce a chování plazmatu silného impulsního výboje potřebujeme bezpečně

rozeznat oba možné případy. Je velmi pravděpodobné, že pro získání energie dostatečně velké pro praktické užití, budeme musít jít cestou ohřevu plynu. Dostatečným ohřátím nabudou totiž všechny částice plynu při svém neuspořádaném pohybu dostatečnou kinetickou energii, a tím zaručí dostatečnou intenzitu reakce.

Při dosavadních zařízeních dosahujeme kinetických teplot ohřátého plynu řádově desítky keV. Vzhledem k uvedeným teoretickým závěrům je za takových okolností intenzita reakce na základě ohřevu malá. Pouze malá část deuterionů má podle Maxwellova rozdělení dostatečnou kinetickou energii. Některé sovětské pokusy ukazují, že intenzita reakce je větší než by bylo možno očekávat na základě nízkých teplot plynu. Proto musíme předpokládat, že skutečně existuje i jiný mechanismus urychlování.

Během experimentů vyzařuje výbojový prostor velmi tvrdé rentgenové záření (300 až 400 keV). Vznik tohoto záření je nutno hledat v brzdění velmi urychlených elektronů, jejichž kinetická ener-



Obr. 8. Principiální schéma termonukleárního reaktoru s toroidální trubicí.

gie je mnohem větší, než by odpovídalo jejich tepelné energii. Elektronový plyn se ohřívá na teplotu, která nepřevyšuje teplotu deuterionů, jak uvidíme později. To znamená, že i z toho hlediska je nutno předpokládat jakýsi urychlovací mechanismus jiný než prostý ohřev.

Potíž při posuzování výsledků experimentu je v tomto: Energie přiváděná z kondensátorů do výbojové trubice, je poměrně velká, řádově 10^5 J. Energie získaná z reakce je tak nepatrná, že ji přímo nemůžeme měřit. Proto posuzujeme, zda k reakci došlo nebo ne z objevení se neutronového záření, které vzhledem k průběhu reakce $D/d. n/He^3$ se musí objevit. Intenzita tohoto záření je měřítkem intenzity reakce. My však nemůžeme dosud přesně rozhodnout, zda objevené neutrony jsou důsledkem reakce probíhající na základě ohřevu nebo jiného urychlovacího procesu. Pouze poslední pokusy provedené s přístrojem ZETA ukazují shodu mezi růstem intenzity proudu neutronů a růstem teploty plynu, případně výbojového proudu podle teoretických předpokladů. Přesto byla pravděpodobnost původu neutronů z reakcí, způsobených tepelným pohybem částic, prozatím oceněna na 80%.

Proces, který probíhá ve výboji, je možno popsat takto: Jak již bylo popsáno, nastane při průchodu proudu nejprve kontrakce výbojového sloupce. Částice jsou hnány k ose trubice a nabývají kinetickou energii. Po dosažení maximální kontrakce se částice vlivem setrvačnosti opět rozbíhají a sloupec se rozšiřuje ve směru proti působení magnetického tlaku. Po krátké době převáží magnetický tlak účinky setrvačnosti a nastane další kontrakce sloupce. Tyto proměny výbojového sloupce jsou doprovázeny významnými změnami stavu plazmatu ve sloupci.

Během první kontrakce urychlují se elektrony a ionty ve směru k ose výboje. Existuje velká pravděpodobnost, že iont vymění si elektron s neutrálním atomem. Vzhledem k tomuto procesu a vzhledem k vzájemným srážkám žene proud nabitých částic k ose výbojového prostoru i neutrální atomy, kde se velmi zvyšuje koncentrace. V blízkosti osy dojde v důsledku zvětšení koncentrace k silné ionisaci a k přeměně uspořádaného pohybu deuterionů a elektronů v termický pohyb, doprovázený vzrůstem teploty. Při dalším rozpínání zůstává v okolí osy plně ionisovaný plyn, který při další kontrakci vytváří mimořádně příznivé podmínky pro uskutečnění reakce.

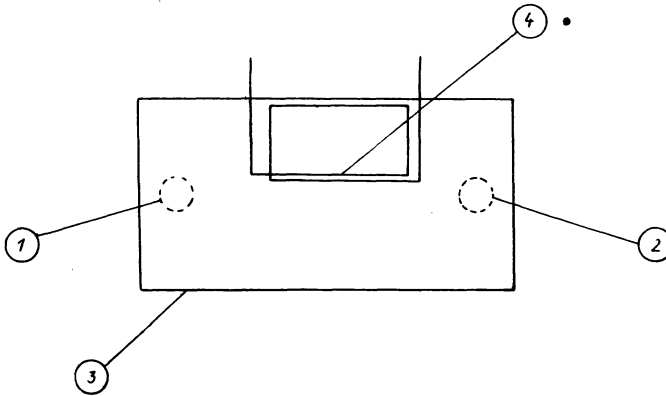
Sloupec plynu se tedy ohřívá tím, že částice nabudou během kontrakce kinetickou energii urychlením ve směru k ose. Je možno odvodit že rychlost, kterou částice takto nabudou, je nezávislá na hmotě částic. To znamená, že deuterony, které mají mnohem větší hmotu (4000 kráte), získají mnohem větší kinetickou energii než elektrony. Z toho lze soudit, že po přeměně uspořádaného pohybu částic v termický nepřevyší teplota elektronů teplotu deuterionů. Není tedy možno, jak bylo již dříve uvedeno, vyložit vznik velmi tvrdého Roentgenova záření mimořádně vysokými teplotami elektronů.

O mechanismu urychlení částic, kterým částice nabývají mnohem vyšší energie, než odpovídá tepelné energii při daném výbojovém proudu, není dosud jasno. Existují různé možnosti. Intenzivní magnetické pole ve výbojovém prostoru vede k rozdělení nábojů různých znamének a vytvořené prostorové náboje mohou vyvolat mimořádně silná elektrická mikropole, která mohou urychlit nabitě částice. Jinými možnými procesy jsou procesy popsané v [16]. Jestliže skupina částic o úhrnné hmotě M_1 se pohybuje relativistickou rychlostí a narazí na skupinu částic o hmotě M_2 , kde $M_1 \gg M_2$ může dojít k rázu, kterým se předá mimořádně velká energie částicím celku 2, větší než měly jednotlivé částice celku 1. Dále je znám proces, který spočívá v tom, že intenzivní proud rychlých částic může urychlit částice pomalé, a to v případech velkých koncentrací velmi vydatně. V tomto bodě však chybí dosud dostatečný experimentální materiál k posouzení, jaký pochod se ve výboji uplatňuje.

V. Závěr

Z dosud uvedeného je zřejmé, že výzkum řízených termonukleárních reakcí je prozatím v počátcích. Naše reaktory jsou schopny pouze pulsního provozu a získaná energie ve srovnání s energií vloženou je nepatrná. Nelze očekávat, že plasmareaktory by mohly v blízké budoucnosti konkurovat při technickém využití reaktorům štěpným. Přesto však pro výzkum v tomto směru jsou velmi závažné důvody. Provedeme srovnání obou typu reakcí.

1. Štěpné palivo je k dispozici omezenému počtu států a v omezeném množství. Během doby bude jeho cena stoupat. Deuterium je obsaženo ve vodě a je k dispozici pro všechny zájemce v nevyčerpatelném množství a se zdokonalující se technikou jeho získávání z vody je možno očekávat klesání jeho ceny. Mimo to je toto topivo velice hodnotné, protože energie, kterou by bylo možno získat z jednoho litru vody, je ekvivalentní, kterou bychom získali spálením 10^9 litrů zemního oleje.



Obr. 9. Schematický náčrt reaktoru na přímou přeměnu uvolněné energie termonukleární reakce v energii elektrickou.

2. Při termonukleárních reakcích nevzniká radioaktivní odpad s dlouhým poločasem. Při masovém použití štěpných reaktorů by odstraňování vzniklých radioaktivních prvků s dlouhým poločasem bylo vážným problémem.

3. Je velmi pravděpodobné, že plasmareaktory bude možno konstruovat tak, aby energie uvolněná při reakci se přímo změnila v energii elektrickou bez drahých a konstrukčně nákladných mezistupňů. Podobné zařízení by mohlo na příklad pracovat na principu navrženém v práci [17] (viz obr. 9). Toto zařízení je navrženo pro štěpný materiál. Tím spíše je možno očekávat, že i pro termonukleární reakci by mohlo být navrženo podobné zařízení, které by principiálně mohlo pracovat takto: V nádobě 3 naplněné deuteriem by bylo deuterium v místě 1 prudkým místním nahřátím přivedeno k reakci. Proud nabitých částic by postupoval do místa 2. Vzniklé magnetické pole by indukovalo v závitech 4 elektrické napětí. Totéž by se potom opakovalo v místě 2.

4. Je nepravděpodobné, že reaktory pracující na principu termonukleární reakce budou konstrukčně jednodušší. Alespoň v nynějším stadiu zdá se být pravděpodobné, že výbojová aparatura, sloužící k zahájení a případně udržování reakce, nebude jednoduchá. Pokud se rozměrů týče, bude nutno stínit

i termonukleární reaktory betonovými bloky vzhledem k výskytu neutronového záření. Ovšem nebudou zde obtíže s radioaktivními odpady, které při termonukleární reakci nevznikají.

5. Prozatím je možno usuzovat, že provoz plasmareaktorů bude naprosto bezpečný, protože reakce může být velmi rychle přerušena buď snížením koncentrace deuteria, anebo přimísením látky o vysokém atomovém čísle.

6. Funkce plasmareaktorů má význam i přímo pro výzkum procesů, probíhajících ve velmi teplém plasmatu, tak jak se s ním setkáváme v astrofysice.

7. Nejbližší úkoly při konstrukci plasmareaktorů spočívají v nalezení účinné stabilisace plasmatu a izolace velmi teplého plasmatu od stěn, aby bylo možno od pulsního provozu přejít k provozu trvalému. Trvalý provoz vyžaduje dokonalou izolaci plasmatu od stěn a proto můžeme očekávat, že vývoj půjde ke konstrukci velkých zařízení. Stažený sloupec bude totiž potom v dostatečné vzdálenosti od stěn a při případných deformacích nebude ihned rozžhavený plyn atakovat stěny nádoby.

Dnešní výsledky experimentů ukazují, že silným impulsním výbojem je možno vyvolat termonukleární reakci. Na cestě od dnešních laboratorních zařízení k reaktorům pro technickou potřebu je nutno překonat ještě velmi mnohé těžkosti. Technické využití termonukleární reakce není proto možno očekávat v příliš blízké době. Vzhledem k mimořádnému významu podobného zdroje energie je však možno očekávat, že problém bude usilovně řešen.

Literatura

- [1] N. V. Kurčatov, *Atom. en. č.* 3, 65, 1956.
- [2] R. Post, *Rev. Mod. Phys.* 28, 338, 1956.
- [3] *Atomics*, No 2, 58, 1958.
- [4] P. Hubert, *Atomics*, No 3, 86, 1958.
- [5] L. Biermann, *Atomics*, No 3, 89, 1958.
- [6] H. A. Bethe, *Phys. rev.* 55, 434, 1939.
- [7] E. Teller, *Nuclear Science and Engineering*, 1, 313, 1956.
- [8] E. W. Titterton, *Atomics*, No 3, 81, 1958.
- [9] A. Sommerfeld, *Elektrodynamik*, Leipzig 1954.
- [10] S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 383, 1949.
- [11] L. Spitzer, *The Physics of Fully Ionized Gases*, New York 1956.
- [12] W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, Oxford 1954.
- [13] M. A. Leontovič, S. M. Osovec, *Atom. en.*, č. 3, 81, 1956.
- [14] A. L. Bezbatčenko a další, *Atom. en.*, č. 5, 26, 1956.
- [15] *Fusion Power*, *Nucleonics*, 5, 108, 1957.
- [16] V. N. Veksler, *Atom. en. II.* 427, 1957.
- [17] S. A. Colgate, R. L. Aamodt, *Atomkernenergie*, 2, 490, 1957.

FYSIKA NÍZKÝCH TEPLOT I. ZÍSKÁNÍ A MĚŘENÍ NÍZKÝCH TEPLOT

M. KOLÁČ, *Ústav jaderné fyziky ČSAV*

Úvod

Fyzika nízkých teplot je dnes bezesporu jednou z nejzajímavějších oblastí moderní vědy. Její metody pronikají stále více do různých jiných fyzikálních odvětví, do fyziky polovodičů, do nukleární fyziky aj. Nauku o magnetismu si dnes bez nízkých teplot ani vlastně nedovedeme představit.