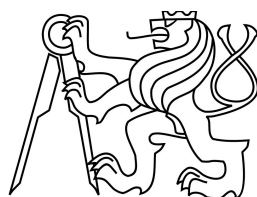


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA FYZIKY

Obor: Fyzikální inženýrství
Zaměření: Fyzikální technika



Generace vakua pro potřeby termojaderné fúze

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Autor práce: Ondřej Bartoněk
Vedoucí práce: Mgr. Jozef Varju, Ph.D.
Rok odevzdání: Červenec 2014

Před svázáním místo téhle stránky

vložíte zadání práce

 s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci) !!!!

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....

Ondřej Bartoněk

Poděkování

Velmi rád bych tímto poděkoval všem, kteří mne podpořili a pomohli mi k napsání této práce. Především bych chtěl poděkovat svému vedoucímu, panu Jozefovi Varju, který mi byl více než nápomocen, kdykoliv jsem potřeboval. Bez jeho rad, poznámek a věcných připomínek, by tato práce určitě světlo světa nespátřila.

Dále bych chtěl poděkovat své přítelkyni Nikole Hoškové, že měla se mnou po celou dobu trpělivost a hlavně mi pomohla s interpunkcí, za což jsem jí neskonale vděčný.

A poslední díky patří i mé rodině a nejbližším, kteří mne nikdy nepřestali podporovat.

Název práce:

Generace vakua pro potřeby termojaderné fúze

Autor: Ondřej Bartoněk

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Mgr. Jozef Varju, Ph.D.

Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Pro zkoumání termojaderné fúze v tokamacích je nezbytné udržovat vakuovou komoru tokamaku na dostatečně nízkém tlaku. Komora proto nesmí obsahovat jakékoli netěsnosti, a proto je kladen důraz i na údržbu tohoto objemu.

V této bakalářské práci je shrnut vliv netěsností na kvalitu vakua v tokamacích a zpracováno měření, které proběhlo na tokamaku COMPASS v Praze. Data z tohoto měření ukázala zdánlivou netěsnost, kterou nebylo možné nalézt heliovým hledačem netěsností. Bylo navrženo vysvětlení v podobě malého objemu uvnitř samotné nádoby, který netěsnil pouze směrem dovnitř do komory, a proto se chová jako virtuální netěsnost.

Hlavním úkolem této práce bylo namodelovat průběh tlaku v čase v hlavní komoře tokamaku v oblastech, kde tok molekul z malé komory zabraňuje dalšímu poklesu tlaku. Z tohoto modelu lze vyvodit některé parametry neznámého objemu, jako je jeho povrch či objem, což by výrazně pomohlo jeho lokalizaci.

Klíčová slova: vakuum, netěsnost, model, tokamak, fúze

Title:

Vacuum generation for thermonuclear fusion

Author: Ondřej Bartoněk

Abstract: In case of thermonuclear fusion research is necessary to maintain the pressure in the vacuum vessel of tokamak on a sufficiently low value. The chamber must not contain any leaks, therefore one lays stress on the conditioning of tokamak vessel as well.

This bachelor thesis summarizes influence of leaks on quality of vacuum in tokamaks. A measurement was worked out which was performed on tokamak COMPASS, Prague. The data of this measurement had showed a virtual leak, that could not have been able to find with helium based leak detector. A theory was suggested, that a small unbaked volume was within the vessel, with a fissure only inwards, and thus had been behaving like a virtual leak.

The main task of this thesis was to simulate a progress of the pressure in time in the main tokamak chamber in regions, in which the molecule flux from the small unknown volume had been preventing additional pressure decrease. From this simulation it is possible to deduce some important parameters of the unknown chamber like its area or volume. That could be of help in further localizing the small chamber.

Key words: vacuum, leak, model, tokamak, fusion

Obsah

Úvod	1
1 Nejdůležitější pojmy týkající se vakua	3
1.1 Definice pojmu vakuum	3
1.2 Typy vakua	4
1.3 Stavová rovnice ideálního plynu	4
1.4 Základní veličiny charakterizující proudění plynu	5
1.4.1 Objemový průtok	5
1.4.2 Množství plynu	6
1.4.3 Proud plynu	6
1.5 Rychlost molekul plynu	7
1.6 Střední volná dráha molekuly	9
1.7 Počet srážek se stěnou	10
1.8 Parciální tlak	11
2 Generace vakua a pojmy spjaté s čerpáním	12
2.1 Vývěva	12
2.2 Charakteristické veličiny vývěv	13
2.2.1 Čerpací rychlost	13
2.2.2 Kompresní poměr	14
2.2.3 Mezní tlak	14
2.3 Nejběžněji používané vývěvy	14
2.3.1 Rotační olejová vývěva	14
2.3.2 Turbomolekulární vývěva	15
2.4 Čerpací rovnice	16

2.5	Typy proudění plynu v uzavřeném objemu	17
2.6	Vakuová vodivost	18
2.7	Sorpce	20
2.7.1	Monovrstva a stupeň pokrytí	21
2.7.2	Koeficient ulpění	22
2.7.3	Doba pobytu částice na povrchu	23
2.7.4	Hustota adsorpčního a desorpčního toku	23
2.7.5	Povrch vakuově čistý	23
2.8	Netěsnost	24
3	Úvod do termojaderné fúze	25
3.1	Termojaderná fúze	25
3.1.1	Princip termojaderné fúze	25
3.1.2	Cíle do budoucna	26
3.2	Fúzní přístroje a zařízení	26
3.2.1	Tokamak	26
3.3	Tokamak COMPASS	28
3.3.1	Popis a charakteristika tokamaku COMPASS	28
3.3.2	Parametry tokamaku COMPASS	28
4	Vakuum v tokamacích	30
4.1	Požadavky na vakuové aparatury	30
4.1.1	Stěny	30
4.1.2	Pumpy	31
4.2	Základní principy metod udržování kvality vakua v tokamaku	31
4.2.1	Vypékání	31
4.2.2	Čištění výbojem	32
4.2.3	Napařování	32
4.3	Analýza RGA zbytkové atmosféry	33
5	Vlastní měření na tokamaku COMPASS	35
5.1	Vývoj tlaku v čase při vypékání a mezní tlak	35
5.2	Objevení a zkoumání netěsnosti, analýza zbytkových plynů	36
5.3	Modelování průběhu tlaku při čerpání	39

5.4	Výsledky modelování pro konstantní teplotu	42
5.5	Výsledky modelování pro klesající teplotu	44
5.6	Výsledky parametrů neznámé komory	46
Diskuse a závěr		49
Literatura		52
Příloha A		55
	Matematický model závislosti tlaku vodních par na čase v tokamaku	55

Úvod

Energie. Ať už je v jakékoliv formě, člověk jí chtěl být vždy pánem. Bez rozdílu doby. Když si homo erectus poprvé před zhruba 790 tisíci lety [1] zvládl rozdělat oheň, je možné, že tak zasel do mysli lidí prvotní myšlenku na „ochočování“ přírodních sil, která přetrvala a nekontrolovatelně se vyvíjela až dodnes.

Nyní je to termojaderná fúze, kterou chce člověk zkrotit. Síla, která pohání hvězdy ve Vesmíru, se zdá být obrovským krokem ve vývoji lidstva - vždyť podle nejnovějších teorií by fúze měla být v budoucnu téměř nevyčerpatelným zdrojem energie, který by mohl zvládnout uživit miliardy.

S výzkumem termojaderné fúze se však pojí mnoho technických náročností, a tak se dá říci, že je její vývoj zatím na prahu své cesty. Tato cesta pomalu ale jistě začíná u tokamaků - přístrojů, ve kterých termojadernou fúzi můžeme zkoumat, provádět nejrůznější experimenty a získávat tolik cenné poznatky. Tokamak je však velmi komplexní zařízení, a proto je zapotřebí mnoho a mnoho specialistů z různých oborů.

Jedním z těchto oborů je i problematika vakua, neboť fúzi musíme řídit při nízkých tlacích. Vakuové komory tokamaku se tak příkládá nejméně stejná důležitost jako ostatním částem tohoto přístroje. Je třeba udržovat její povrch velmi čistý, a samotná vakuová aparatura musí být dostatečně těsná. Bez těchto předpokladů bychom jen těžko dosáhli ve fúzní problematice uspokojivých výsledků, natož získali z fúzní reakce nějakou energii.

Jedním z hlavních témat této práce je tedy charakteristika vakua v tokamacích a principy udržování jeho čistoty. S tím se pojí i údržba a fyzická kontrola stěn recipientu kvůli netěsnostem. Proto jsem jako další z hlavních témat zvolil zkoumání vlivu netěsnosti na vakuum v tokamaku, neboť v má konečném důsledku obrovský dopad na výkon plazmatu, a tím pádem na celý výzkum termojaderné fúze.

Při vypékání na tokamaku COMPASS jsem narazil na takovou netěsnost, která zvnějšku tokamaku nebyla k nalezení. Vysvětlením se zdála být teorie o uzavřeném a nevypečeném objemu uvnitř tokamaku s netěsností směrem do hlavní komory. Proto jsem se rozhodl prozkoumat průběh tlaku v čase v oblasti projevu této netěsnosti, analyzovat pomocí hmotnostní spektrometrie, o jaké plyny se jedná, a matematicky tento průběh tlaku namodelovat, pokud to lze. Zjistím tak (alespoň odhadem) o neznámém objemu více, což může pomoci s lokalizací a následným odstraněním této netěsnosti.

V kapitolách 1 a 2 se nejprve věnuji základním pojmům souvisejícím s vakuovou techni-

kou. V kapitole 3 stručně popíšu, co je to termojaderná fúze a jak je s vakuem spojená. Kapitola 4 poté nastíní, co od vakua žádají tokamaky a jakým způsobem zde vakuum udržovat čisté. Pátá kapitola je kapitolou, ve které je osvětlen postup mého výzkumu. Popisuje a demonstruje rozdíly mezi těsnou a netěsnou aparaturou, abych následně na-modeloval zkoumaný průběh tlaku, kdy se projevuje netěsnost. Z dat, která vyplynou z modelování, se pokusím neznámý objem popsat podrobněji. Všechny výsledky, ke kterým dospěji, shrnu v sekci s názvem Diskuse a závěr.

Kapitola 1

Nejdůležitější pojmy týkající se vakua

Vakuum lze studovat z mnoha úhlů. V této úvodní kapitole definujeme samotný pojem vakuum, probereme základní pojmy pojící se s tímto termínem, jako je například stavová rovnice, rychlost molekul, střední volná dráha, či počet srážek se stěnou.

1.1 Definice pojmu vakuum

Vakuum je v souladu s definicí (dle norem ISO 3529/1, DIN 28400/1) [8] jakýkoliv tlak¹, který je nižší, než je normální atmosférický tlak p_{atm} u hladiny moře při teplotě 0 °C:

$$p_{atm} = 1 \text{ atm} = 1 \text{ bar.} \quad (1.1)$$

Jednotkou tlaku v metrických jednotkách je Pascal ($[p] = \text{Pa} = \text{N} \cdot \text{m}^{-2} = \text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$). Podle norem ISO 554, ISO 3529/1, DIN 1343 byl posléze zaveden standardní tlak p_n , definovaný v Pascalech jako [8]:

$$p_n := 101325 \text{ Pa.} \quad (1.2)$$

Převody mezi těmito jednotkami a dalšími, odvozenými, lze shlédnout v tabulce 1.1.

¹Poměr síly F , kterou vyvíjejí molekuly daného plynu v uzavřeném objemu kolmo na element plochy stěny A .

	1 Pa	1 bar	1 mbar	1 atm	1 Torr
1 Pa	1	10^{-5}	10^{-2}	$9,8692 \cdot 10^{-6}$	$7,5006 \cdot 10^{-3}$
1 bar	10^5	1	1000	0,98692	750,06
1 mbar	100	10^{-3}	1	$0,98692 \cdot 10^{-3}$	0,75006
1 atm	101325	1,013	1013,25	1	760
1 Torr	133,322	0,00133	1,33322	$1,3158 \cdot 10^{-3}$	1

Tabulka 1.1: Přehled nejčastěji používaných jednotek tlaku a převody mezi nimi [8].

	Hrubé vakuum	Střední vakuum	Vysoké vakuum	Velmi vysoké vakuum
p [mbar]	1013 – 1	$1 - 10^{-3}$	$10^{-3} - 10^{-7}$	$< 10^{-7}$
n [cm $^{-3}$]	$10^{19} - 10^{16}$	$10^{16} - 10^{13}$	$10^{13} - 10^9$	$< 10^9$
λ [cm]	$< 10^{-2}$	$10^{-2} - 10$	$10 - 10^5$	$> 10^5$
j_N [cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	$10^{23} - 10^{20}$	$10^{20} - 10^{17}$	$10^{17} - 10^{13}$	$< 10^{13}$
Typ proudění	Viskózní	Knudsenovo	Molekulární	Molekulární

Tabulka 1.2: Rozdělení základních typů vakua podle hloubky odplynění a jejich charakteristika pomocí několika veličin: tlaku p , typu proudění, objemové hustoty částic n , střední volné dráhy λ , a četnosti srážek molekul plynu se stěnou nádoby j_N [16].

1.2 Typy vakua

Podle hodnoty dosaženého vakua při čerpání uzavřeného objemu (např. vývěvou) jej lze rozdělit na několik základních druhů. Přehled dělení vakua nalezneme v tabulce 1.2. Tyto typy se vyznačují svými charakteristickými vlastnostmi, z nichž nejdůležitější popisují veličiny: objemová hustota částic n (poměr počtu molekul a objemu, ve kterém se nacházejí), střední volná dráha λ (dráha, kterou částice urazí od srážky ke srážce s jinými molekulami), resp. četnost srážek molekul plynu se stěnou nádoby j_N (počet srážek se stěnou nádoby za čas). Tyto veličiny budou vysvětleny podrobněji v kapitolách 1.3, 1.6, resp. 1.7. V důsledku spádu tlaku se mění také charakter proudění plynu. Různé typy proudění se liší především interakcí molekul mezi sebou a interakcí molekul se stěnami nádoby (vizte kapitolu 2.5).

Dokonalého vakua, tedy uzavřeného objemu bez jediné molekuly plynu, prakticky nelze dosáhnout z důvodů časové náročnosti samotného odplynování a neměřitelnosti.

1.3 Stavová rovnice ideálního plynu

Budeme-li hovořit o ideálním plynu, bude to plyn dokonale stlačitelný a bez vnitřního tření.

Tzv. Clapeyronova rovnice [6] říká, že poměr množství pV ideálního plynu a jeho teploty T je konstantní:

$$\frac{pV}{T} = \text{konst.} \quad (1.3)$$

Hodnota této konstanty je navíc závislá na množství plynu. Tuto konstantu lze vyjádřit pomocí hmotnosti plynu m , počtu částic N , resp. pomocí počtu molů plynu μ (vztah (1.4), (1.5), resp. (1.6)) [8]:

$$pV = mR_sT, \quad R_s = \frac{k}{m_p} = \frac{R}{N_A m_p} = \frac{R}{M}, \quad (1.4)$$

$$pV = NkT \text{ a} \quad (1.5)$$

$$pV = \mu RT, \quad (1.6)$$

$$k = \frac{R}{N_A}, \quad (1.7)$$

kde R_s značí specifickou plynovou konstantu, která závisí na plynu samotném, M je molární hmotnost plynu, k pak značí Boltzmannovu konstantu², m_p hmotnost jedné částice plynu, R je molární plynová konstanta³ a N_A je Avogadrova konstanta⁴. Vztah (1.5) můžeme ještě dále upravit na:

$$p = \frac{N}{V}kT, \quad (1.8)$$

kde člen $\frac{N}{V}$ označíme n a nazveme jej objemovou hustotou částic plynu. Celkem tedy:

$$p = nkT. \quad (1.9)$$

1.4 Základní veličiny charakterizující proudění plynu

1.4.1 Objemový průtok

Objemový průtok S je veličina popisující tok objemu plynu v určitém místě v trubici za určitý čas, při určité převládající teplotě a tlaku [8]:

² $k = 1,380650 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

³ $R = 8,314472 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

⁴ $N_A = 6,022142 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

	1 l · s ⁻¹	1 m ³ · h ⁻¹	1 cm ³ · s ⁻¹	1 cuft · min ⁻¹
1 ls ⁻¹	1	3,6	1000	2,12
1 m ³ · h ⁻¹	0,2778	1	277,8	0,589
1 cm ³ · s ⁻¹	10 ⁻³	3,6 · 10 ⁻³	1	2,1 · 10 ⁻³
1 cuft · min ⁻¹	0,4719	1,699	471,95	1

Tabulka 1.3: Přehled nejčastěji používaných jednotek objemového průtoku a převody mezi nimi [16].

$$S = \frac{dV}{dt}. \quad (1.10)$$

Měli bychom si uvědomit, že pokud měříme objemový průtok na vstupním portu do vývěvy, mluvíme o její čerpací rychlosti S_p [8]. V tabulce 1.3 lze shlédnout nejpoužívanější jednotky objemového průtoku. V této práci používáme převážně m³s⁻¹ a ls⁻¹.

1.4.2 Množství plynu

Množství plynu Q je ve vakuové technologii mnohem zajímavější popis kvantity plynu. Popisujeme jej dle úmluvy jako součin jeho tlaku p a objemu V takto [6]:

$$Q = pV. \quad (1.11)$$

V této práci bude nejpoužívanější jednotkou množství plynu Pa · m³.

1.4.3 Proud plynu

Proud plynu q_{pV} (také pV tok) je množství plynu, které projde částí vakuového systému za čas [6]:

$$q_{pV} = \frac{d(pV)}{dt} = p \left(\frac{dV}{dt} \right)_p = V \left(\frac{dp}{dt} \right)_V, \quad (1.12)$$

kde výrazy v pravé části rovnice značí proud plynu za konstantního tlaku, resp. objemu. Tato veličina má v praxi mnoho jednotek, některé převody uvádíme v tabulce 1.4. Nejběžněji používanou jednotkou v této práci bude mbar · ls⁻¹.

V případě, kdy bychom mluvili o čerpaném množství plynu vývěvou, můžeme psát:

$$q = \frac{pV}{t}, \quad (1.13)$$

	1 mbar · ls ⁻¹	1 kg · h ⁻¹ (20 °C)	1 cm ³ · h ⁻¹ (NTP)	1 sccm
1 mbar · ls ⁻¹	1	4,28 · 10 ⁻⁵	3554	59,2
1 kg · h ⁻¹ (20 °C)	234	1	8,31 · 10 ⁵	13,86 · 10 ³
1 cm ³ · h ⁻¹ (NTP)	2,81 · 10 ⁻⁴	1,2 · 10 ⁻⁶	1	1,66 · 10 ⁻²
1 sccm	16,88 · 10 ⁻³	72,15 · 10 ⁻⁶	60,8	1

Tabulka 1.4: Přehled nejčastěji používaných jednotek proudů plynu a převody mezi nimi [16].

když budou na jejím vstupním portu p i V konstantní. Další úvahou (vztahy (1.10) a (1.12)) vyjádříme vztah mezi q_{pV} , p a S takto:

$$q_{pV} = pS. \quad (1.14)$$

Za předpokladu, že je ve vakuovém systému rovnováha, zůstává čerpané množství plynu konstantní ve všech místech pracovního objemu [8].

1.5 Rychlost molekul plynu

Protože molekuly plynu mezi sebou interagují jednak srážkami, jednak srážkami se stěnami nádoby, ve které je plyn uzavřen, různí se tak jejich rychlosti. Různé rychlosti těchto molekul, kterých dosahují vlivem náhodných srážek mezi sebou, jsou popsány tzv. Maxwell - Boltzmannovým rozdělením [6]:

$$dN = N \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_p} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_p}\right)^2} d\left(\frac{v}{v_p} \right), \quad (1.15)$$

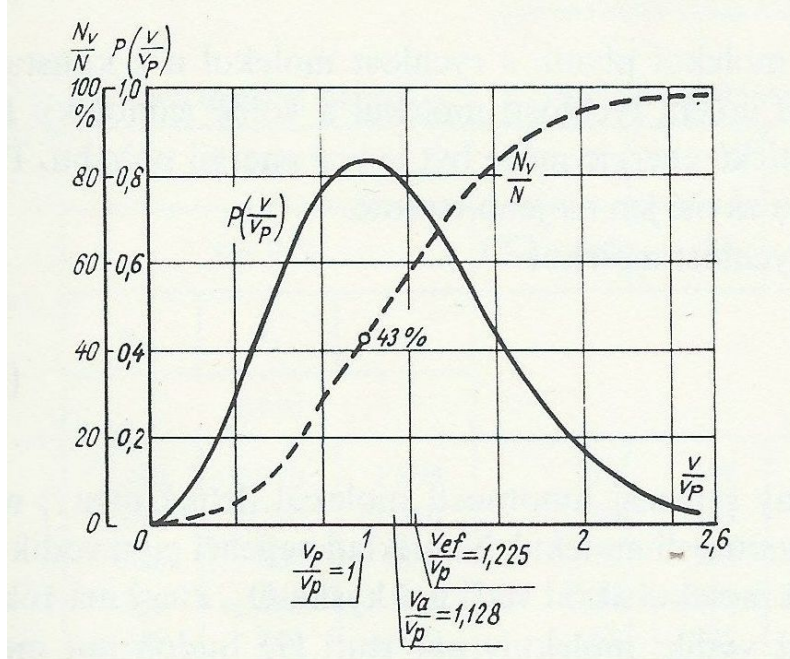
kde dN je počet molekul, z celkového množství N , s rychlostí z intervalu dv , a v_p je rychlost pravděpodobná:

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m_p}}. \quad (1.16)$$

Pravděpodobnostní rozdělení P získáme, vydělíme-li rovnici (1.15) členem $N \left(\frac{dv}{v_p} \right)$:

$$P = \frac{dN/N}{dv/v_p} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_p} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_p}\right)^2}, \quad (1.17)$$

které lze znázornit křivkou na obrázku (1.1). Dále zde také vidíme křivku $\left(\frac{N_v}{N} \right)$, kde N je celkový počet sledovaných částic a N_v je počet částic, které letí rychlostí v nebo menší (např. rychlostí v_p a menší letí asi 43 %).



Obrázek 1.1: Průběh pravděpodobnostní funkce $P\left(\frac{v}{v_p}\right)$ a funkce $\left(\frac{N_v}{N}\right)$, která vyjadřuje zastoupení částic v procentech, které nemají větší rychlost, než je rychlost v [6].

Maximum má pravděpodobnostní funkce P právě pro $v = v_p$:

$$P_{max}\left(\frac{v}{v_p}\right)_{v=v_p} = \frac{4}{e\sqrt{\pi}} = 0,8302. \quad (1.18)$$

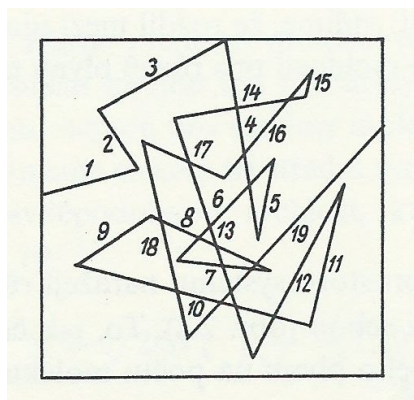
Na vodorovné ose pak můžeme vidět vyznačené rychlosti v_{ef} a v_a , jejichž velikosti si odvodíme následovně. Pro náš výzkum si střední aritmetickou rychlost molekuly v_a potřebujeme odvodit. Tuto rychlost v_a vyjádříme jako podíl integrálního součtu všech rychlostí částic a jejich celkového počtu N [6]:

$$v_a = \frac{1}{N} \int_0^\infty v \, dN = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v_p \int_0^\infty \frac{v}{v_p} \cdot \left(\frac{v}{v_p}\right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_p}\right)^2} d\left(\frac{v}{v_p}\right), \quad (1.19)$$

kde jsme za dN dosadili rovnici (1.15). Označme podíl $\left(\frac{v}{v_p}\right)$ jako a a substitucí $t = a^2$ integrál upravme na:

$$v_a = v_p \cdot \underbrace{\frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty a^3 \cdot e^{-a^2} da}_{S: a^2 = t, dt = 2a da} = v_p \cdot \underbrace{\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty t \cdot \exp(-t) dt}_{=1}. \quad (1.20)$$

Snadno se přesvědčíme, že integrál vpravo je roven jedné, celkem tedy máme:



Obrázek 1.2: Příklad chaotického pohybu částice v uzavřeném objemu. Její střední volnou dráhu bychom zde vypočítali součtem libovolného počtu jednotlivých tras mezi srážkami děleného počtem těchto tras. 1, 2... 19 - dráhy molekuly mezi srážkami [6].

$$v_a = v_p \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} = 1,128v_p. \quad (1.21)$$

Pro výpočet konkrétních hodnot této rychlosti pro vzduch (molární hmotnost $M = 0,028964 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ [6]) při 20°C použijeme vztahy (1.4), (1.16) a nyní námi odvozený vztah (1.21):

$$v_p = 410 \text{ ms}^{-1} \text{ a} \quad (1.22)$$

$$v_a = 463 \text{ ms}^{-1}. \quad (1.23)$$

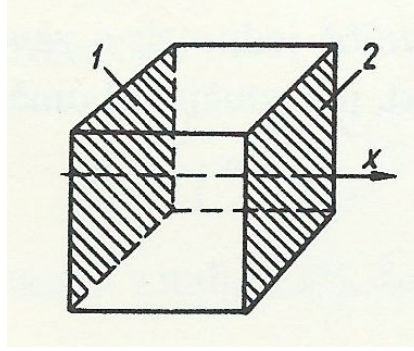
Pro střední kvadratickou rychlost v_{ef} podle [6] platí:

$$v_{ef} = 502 \text{ ms}^{-1}. \quad (1.24)$$

1.6 Střední volná dráha molekuly

Předpokládejme nyní, že se molekuly plynu srážejí dokonale pružně, tj. nepředávají si žádnou jinou formu energie, kromě energie kinetické. Střední volnou dráhou λ poté nazveme střední hodnotu mnoha drah, které molekula uletěla mezi jednotlivými srážkami (vizte obrázek 1.2) [6].

Uvažujme molekulu plynu s průměrem d_0 , pohybující se rychlostí v . Plyn má objemovou hustotu částic n . Molekula urazí za element času dt dráhu právě $v \cdot dt$. Částice se navíc srazí s druhou (o stejném poloměru) pouze za předpokladu, že druhá částice bude té



Obrázek 1.3: Zobrazení jednotkové krychle se stěnami 1 a 2, ve které jsou uzavřeny molekuly plynu [6].

první alespoň malou částí v cestě, čili v objemu dV , který první částice ohraničuje plochou svého průřezu (navíc předpokládáme, že efektivní průřez molekuly je díky působení odpuzivých sil jednotlivých částic mezi sebou dvojnásobný) a dráhou $v \cdot dt$ [6]:

$$dV = \frac{1}{4}\pi(2d_0)^2 \cdot v dt. \quad (1.25)$$

Pokud má tedy plyn objemovou hustotu n , objem vtažený k jedné molekule bude přesně $\frac{1}{n}$ a kolize nastává právě tehdy, když $dV = \frac{1}{n}$. Píšeme:

$$\frac{1}{n} = \pi d_0^2 v \tau_C = \pi d_0^2 \lambda, \quad (1.26)$$

kde τ_C je čas, který uletěla molekula plynu mezi jednotlivými kolizemi, a tudíž $\lambda = v \tau_C$. Výsledný vztah pro střední volnou dráhu molekuly dostaneme, započítáme-li navíc i Maxwellův koeficient úměrnosti (zde $\frac{1}{\sqrt{2}}$) vyjadřující pravděpodobnost srážky [6]:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d_0^2 n}. \quad (1.27)$$

1.7 Počet srážek se stěnou

Víme-li o objemové koncentraci molekul n a o jejich rychlosti (uvažujme nyní střední aritmetickou rychlost v_a), lze si udělat představu o počtu nárazů molekul v uzavřené nádobě na stěnu této nádoby. Úvahou lze přijít jednoduše na to, že čím větší objemová hustota n , tím víc srážek se stěnou. Nejinak je tomu i s rychlostí v_a . Počet srážek se stěnou je tedy oběma těmito veličinám úměrný [8]:

$$j_N = \frac{N}{At} \propto n \cdot v_a, \quad (1.28)$$

kde N je počet částic, které narazily na stěnu o ploše A za čas t .

Další (i když poněkud zjednodušenou) úvahou lze přijít i na konstantu úměrnosti této rovnice. Rozmyslíme-li si, že máme krychlovou nádobu o objemu např. 1 cm^3 (obrázek 1.3), a v ní molekuly plynu o objemové koncentraci $n [\text{cm}^{-3}]$, je celkem v nádobě n molekul. Neuspořádaný pohyb molekul v krychlové nádobě znamená, že nemá žádný převládající směr; za daný časový úsek dopadne na všechny stěny krychle stejný počet molekul. Předpokládejme jejich rovnoměrné rozmístění a pohyb rychlostí $v_a [\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}]$ po nádobě – polovina z nich putuje ve směru osy x od stěny 1 ke stěně 2 a polovina naopak, nezávisle na hodnotách rychlosti ve směrech osy y a z . Střední doba τ_d , potřebná k překonání vzdálenosti 2 cm (čili od stěny 1 ke stěně 2 a zpět) bude [8]:

$$\tau_d = \frac{2}{v_a} [s]. \quad (1.29)$$

Četnost nárazů na stěnu 2 (nebo 1) bude tedy:

$$\frac{1}{\tau_d} = \frac{v_a}{2} [s^{-1}]. \quad (1.30)$$

Výslednou četnost všech nárazů na stěnu dostaneme, vynásobíme-li faktor z předchozí rovnice faktorem $\frac{n}{2}$, čili vezmeme v úvahu, na kterou stranu molekuly naráží. Konstanta úměrnosti rovnice (1.28) je tedy $\frac{1}{4}$, a můžeme psát [8]:

$$j_N = \frac{N}{At} = \frac{1}{4} n \cdot v_a. \quad (1.31)$$

1.8 Parciální tlak

Parciální tlak určitého plynu v nádobě je takový tlak, který by tento plyn vyvíjel na stěny nádoby, kdyby byl v tomto objemu jediným plynem. Platí také rovnost, která říká, že součet všech parciálních tlaků p_i všech i typů plynu v nádobě je roven tlaku celkovému [6]:

$$p = \sum_i p_i. \quad (1.32)$$

Kapitola 2

Generace vakua a pojmy spjaté s čerpáním

Generací vakua ve vakuovém systému rozumíme pomalé, postupné a účelné odplynování uzavřeného pracovního objemu vývěvou [7], přičemž naším cílem bývá dosažení a udržení pracovního vakua po určitou dobu. V této kapitole si vysvětlíme právě pojem vývěva, vysvětlíme některé důležité veličiny charakterizující vývěvy, rozdělíme je do základních skupin a vysvětlíme základní principy chodu a stavby některých těchto mechanismů. Na konci této kapitoly také rozebereme pojmy jako je čerpací rovnice, vodivost, sorpce, či netěsnost.

2.1 Vývěva

Vývěva je mechanismus, který různými principy (mechanickým transportem nebo např. chemickými reakcemi) v pracovním objemu snižuje objemovou koncentraci molekul [16], a tím tak vytváří podtlak. Protože uzavřený objem může obsahovat mnoho netěsností a jeho stěny mohou obsahovat adsorbované molekuly plynu, není možné při nižších tlacích přerušit čerpací proces, aniž by se poté v komoře nezvýšil tlak. Naši snahou je tyto faktory minimalizovat.

Hodnota tlaku, kterého můžeme dosáhnout, je závislá na typu vývěvy a typu aparatury. Nejnižší tlak, kterého bylo kdy v laboratorních podmínkách dosaženo, byla hodnota 10^{-12} Pa [2].

Vakuové vývěvy můžeme rozdělit do dvou základních kategorií: mechanických a sorpčních [6].

1. MECHANICKÉ VÝVĚVY charakterizuje přenos čerpaných molekul do atmosféry. Přes jeden nebo více vakuových systémů se molekuly plynu přesunují kompresí anebo udělením impulsu ven z čerpaného objemu.

2. SORPČNÍ VÝVĚVY pracují na principu dočasného nebo trvalého zachycení, což fakticky znamená vázání či „pohlcení“ molekul plynu v pevné, porézní látce, která často bývá součástí stěn recipientu.

Podrobněji si vývěvy můžeme rozdělit do pěti kategorií [16]:

1. Vývěvy operující na principu periodického zvětšování a zmenšování aktivního objemu (rotační vývěvy, membránové vývěvy).
2. Vývěvy, které udělují molekulám plynu impuls a pracují tak beze změny aktivního objemu vývěvy (turbomolekulární vývěvy, Rootsova vývěva) a které pracují s vysokorychlostním proudem páry, do které molekuly čerpaného plynu difundují (parní vývěvy, difuzní vývěvy).
3. Vývěvy, které využívají chemické reakce - čerpaný plyn reaguje s dalším reaktantem a vzniká pevnolátkový zbytek (titanová sublimační vývěva).
4. Vývěvy, jejichž činnost je založena na přechodu plynu do pevného skupenství, nebo je plyn adsorbován vhodným porézním materiálem za nízkých teplot (kryosorpční vývěvy).
5. Vývěvy, v nichž se čerpaný plyn ionizuje a za pomoci elektromagnetického pole je vyhnán ven z recipientu.

2.2 Charakteristické veličiny vývěv

2.2.1 Čerpací rychlost

Základní veličinou, která charakterizuje vývěvy, je tzv. čerpací rychlost S_p (vizte vztah (1.10)). Je to objem plynu V , který proteče vstupem vývěvy za čas t :

$$S_p = \frac{V}{t} \cdot [\text{ls}^{-1}, \text{m}^3\text{h}^{-1}, \text{cm}^3\text{s}^{-1}] \quad (2.1)$$

Podle [6] je také:

$$S_p = 3,64 \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} A, \quad (2.2)$$

kde T je teplota čerpaného plynu M jeho molární hmotnost a A aktivní plocha (otvor) do vývěvy.

2.2.2 Kompresní poměr

Kompresním poměrem k rozumíme bezrozměrný poměr tlaků na výstupu p_{out} z vývěvy a vstupu p_{in} do vývěvy. Tento poměr se může lišit i pro různé molekuly, čerpáme-li pořád stejnou vývěvou. Obecně platí, že čím větší kompresní poměr, tím lepší vývěva. Tedy:

$$k = \frac{p_{out}}{p_{in}}. \quad (2.3)$$

2.2.3 Mezní tlak

Mezní tlak p_{∞} je nejnižší možný tlak, kterého lze dosáhnout, pokud bude vývěva čerpat sebe samu. V praxi však o mezním tlaku mluvíme jako o tlaku, který se po delší době čerpání recipientu ustálí na určité hodnotě a další pokles tlaku je zanedbatelný [7]. Závisí na čerpací rychlosti vývěvy, na těsnosti aparatury a také na čistotě stěn recipientu.

2.3 Nejběžněji používané vývěvy

2.3.1 Rotační olejová vývěva

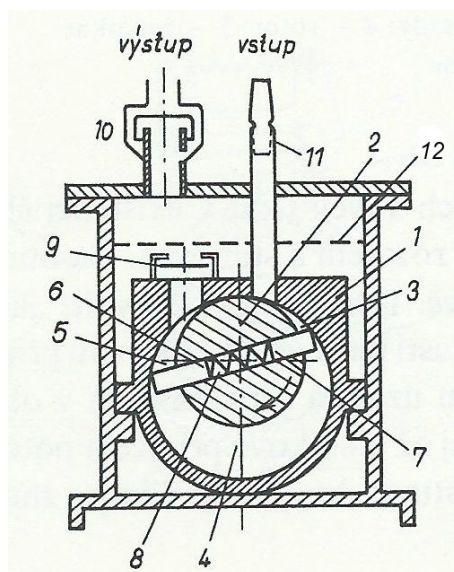
Tato vývěva (ROV) je typickým představitelem pumpy, která čerpá na principu přemísťování (transportu) objemu čerpaného plynu.

Její cyklus spočívá v otáčení excentricky umístěného válcového rotoru, který je umístěn taktéž ve válcové, ale poněkud větší komoře. Do komory obecně vedou vstup a výstup pro čerpaný plyn a samotné čerpání je realizováno lopatkami v rotoru (obrázek 2.1).

Co se čerpání s lopatkami v rotoru týče, díky otáčení rotoru jsou lopatky tlačeny ke stěnám statoru jak odstředivou silou, tak i pružinami, které jsou spojeny s rotorem. Čerpaný plyn je tak hnán celou komorou od vstupu až k výstupu s olejovým těsněním, kde je nakonec vyhnán ven. Na výstupu bývá výstupní ventil, který chrání čerpací komoru před vnikem atmosférického tlaku a také před přílišným znečištěním těsnícím olejem. Olej zde má chladicí, těsnicí i promazávací funkci, je zde však důležitý přiměřený vnik oleje do komory, neboť při velkém vniku se snižuje efektivita čerpání v důsledku zmenšení objemu v komoře pro čerpaný plyn – odplyňování se zpomaluje [6].

Hlavními výhodami ROV jsou poměrně jednoduchá konstrukce a čerpání do atmosféry. Nevýhodami jsou naopak problémy s těsněním a i některé konstrukční vady – například nežádoucí prostor v lopatkové vývěvě mezi rotorem, státorem a lopatkou, která je na okraji výstupního otvoru. Zde se může shromažďovat olej, který je poté unášen ke vstupu do komory, čímž se zhoršuje (kontaminuje) vakuum v čerpaném prostoru. To se však dá různými technickými úpravami odstranit.

Mezní tlak u těchto vývěv je řádově v jednotkách Pa [6].



Obrázek 2.1: Řez rotační olejovou vývěvou s lopatkami. 1 - stator; 2 - rotor; 3, 4, 5 - čerpací komora; 6, 7 - lopatky; 8 - pružina; 9 - ventil; 10 - lapač olejových par; 11 - filtr; 12 - hladina oleje [6].

2.3.2 Turbomolekulární vývěva

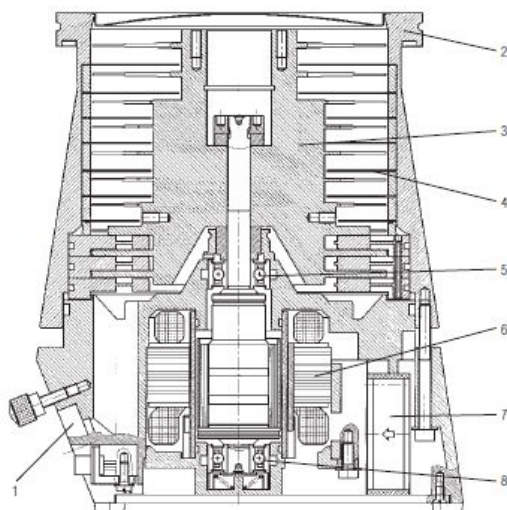
Turbomolekulární vývěvy (TMV) patří do skupiny mechanických vývěv, které udělují molekulám plynu kinetickou energii a přes aktivní objem vývěvy jsou transportovány ven z recipientu.

Její princip je založen na vysokofrekvenčním otáčení (desítky tisíc otáček za minutu) listů rotoru, díky čemuž se čerpané molekuly pohybují požadovaným směrem - od čerpaného objemu. Molekuly vrážejí do soustavy lopatek rotoru a statoru a postupně jsou vyháněny ven (obrázek 2.2) [16].

Činnost TMV musí být podpořena druhou, předčerpávací vývěvou (buď další TMV a ROV nebo ROV), neboť TMV nemůže čerpat do atmosféry v důsledku neefektivity čerpání při laminárním proudění mezi lopatkami rotoru a statoru, poněvadž poté převládají srážky mezi molekulami samotnými. Naopak při molekulárním proudění převládají srážky s lopatkami, protože střední volná dráha molekul je větší než mezery mezi rotorem a státorem, a tak je čerpání efektivní [16].

Důležitou charakteristikou TMV je její čerpací rychlost S_p . Ta zůstává v oblastech pracovního tlaku konstantní (stovky ls^{-1}) a její pokles ve vyšších tlacích pouze indikuje přechod molekulárního proudění molekul v laminární, čili snižování efektivity čerpání, jak již bylo popsáno výše [16].

Kompresní poměr TMV je velmi velký pro těžké molekuly ($k \approx 10^{17}$ pro xenon), a pro ty lehčí je kompresní poměr znatelně menší ($k \approx 750$ pro molekulu vodíku) [15]. Výhodou



Obrázek 2.2: Schéma průřezu turbomolekulární vývěvy. 1 - výstup do předvakua; 2 - příruba k ultravakuu; 3 - rotor; 4 - stator; 5 - ložisko; 6 - motor; 7 - chladičí ventilátor; 8 - ložisko [16].

tedy je, že nám TMV poskytne vakuum např. bez těžkých, organických, uhlovodíkových molekul. To se pojí i s připojením TMV k čerpanému objemu - lze ji připojit přímo, bez jakýchkoliv lapačů par či pastí [16].

2.4 Čerpací rovnice

Máme-li vakuovou aparaturu s komorou o objemu V a tlaku p a necháme-li čerpat vývěvu, můžeme z následující úvahy jednoduše odvodit tzv. čerpací rovnici. Je zapotřebí do tohoto objemu totiž přivést či odebrat množství dQ , aby se v komoře zvýšil či snížil tlak o hodnotu dp [6]. Čili:

$$Q + dQ = pV + d(pV)_V = pV + Vdp. \quad (2.4)$$

Z té plyne:

$$dQ = Vdp. \quad (2.5)$$

Tato změna probhěne za čas dt :

$$\frac{dQ}{dt} = q_{pV} = V \left(\frac{dp}{dt} \right)_V. \quad (2.6)$$

I z (1.12) a (1.14) vidíme, že:

$$V \left(\frac{dp}{dt} \right)_V = p \left(\frac{dV}{dt} \right)_p = pS, \quad (2.7)$$

což implikuje:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{S}{V}p \text{ a } \frac{dp}{p} = \frac{S}{V}dt. \quad (2.8)$$

Předchozí rovnici zintegrujeme (za předpokladu konstantního S) a konečně dostáváme:

$$\ln p = \frac{S}{V}t + C \text{ čili } p = p_0 \exp \left(\frac{S}{V}t \right). \quad (2.9)$$

Rovnice vpravo vyjadřuje změnu tlaku v čase v komoře o objemu V a s konstantním objemovým průtokem S (či vývěvou o čerpací rychlosti S_p). Konstanta p_0 je počáteční tlak v čase $t = 0$. Exponent má pak znaménko kladné, resp. záporné pro natékání plynu dovnitř komory, resp. pro čerpání.

Protože by podle této rovnice po nekonečně dlouhém čerpání dosáhl tlak v komoře nule, což je v rozporu s reálnou představou, je třeba tento vztah poněkud upravit. Máme-li totiž v aparatuře netěsnosti či jiné zdroje plynu (virtuální, zdánlivé netěsnosti), ustálí se po dlouhém čerpání tlak na hodnotě p_∞ . Korekci tedy dostáváme [6]:

$$p = p_\infty + (p_0 - p_\infty) \exp \left(-\frac{S}{V}t \right), \quad (2.10)$$

což je čerpací rovnice uzavřené vakuové aparatury.

2.5 Typy proudění plynu v uzavřeném objemu

Protože k udržení a k práci s vakuem potřebujeme pracovní plyn hnát nejrůznějšími mechanismy, je třeba brát v úvahu vliv těchto mechanismů a součástí aparatury na proudění tohoto plynu. V závislosti na interakcích molekul plynu mezi sebou, příp. se stěnou nádoby nebo trubice, rozlišujeme tři typy proudění plynu ve vakuových systémech. Tyto tři typy proudění můžeme charakterizovat Knudsenovým číslem K_n [16]:

$$K_n = \frac{\lambda}{D}, \quad (2.11)$$

kde D je průměr této trubice. Zjednodušeně toto číslo udává poměr počtu srážek částic mezi sebou a počtu srážek částic se stěnou nádoby.

1. VISKÓZNÍ (LAMINÁRNÍ NEBO TURBULENTNÍ) PROUDĚNÍ ($100\lambda < D$ a $Re < 1200$):

Toto proudění je charakterizováno zejména hrubým vakuem - převládá interakce molekula-molekula, a tak je zřejmé, že střední volná dráha molekuly je mnohem menší než průměr trubice, ve které proudění pozorujeme ($\lambda \ll D$). To také znamená, že proud plynu je omezen jeho viskozitou [16].

2. KNUDSENHOVO PROUDĚNÍ ($\lambda \approx D$):

V oblastech středního vakua, přechodný stav mezi viskózním a molekulárním prouděním (vizte dále) tvoří tzv. Knudsenovo, nebo také viskózně-molekulární proudění. Knudsenovo proudění převládá za podmínky $\lambda \in (\frac{D}{100}; \frac{D}{2})$ [16].

3. MOLEKULÁRNÍ PROUDĚNÍ ($\lambda > \frac{D}{2}$):

Pokud budeme stále snižovat tlak až do oblastí velmi vysokého vakua, budeme pozorovat stále méně časté interakce molekula-molekula a budeme svědky stále více častých interakcí molekula-stěna nádoby. Protože v nádobě (trubici) ubývá molekul, zřejmě se zvyšuje i jejich střední volná dráha λ . Z důvodů malého počtu mezi sebou interagujících molekul také zcela vymizí proudnice, a za předpokladu velmi nízkého tlaku se molekuly začnou pohybovat v náhodných směrech, a navíc nezávisle na sobě. Z makroskopického hlediska tak lze jen obtížně hovořit o „toku“, či „proudění“ [16].

2.6 Vakuová vodivost

Pokud chceme mluvit o vakuové vodivosti nebo vakuovém odporu, je nutno pozorovat nějaký rozdíl tlaků (či koncentrací) v aparatuře. Poté lze zkoumat jevy, ke kterým v důsledku čerpacího procesu v této aparatuře dochází. Uvažujme tedy tlakový spád (gradient tlaku) v aparatuře vývěva – dlouhá trubice – čerpaný objem [8].

Pokud dochází k odplyňování recipientu, zajisté nebude v celé aparatuře stejný tlak. V komoře (na začátku trubice) tak naměříme tlak p_C , kdežto na konci trubice (na vstupu do vývěvy) naměříme tlak p_{in} . Rozdíl tlaků Δp na konci a na začátku trubice je pak:

$$\Delta p = p_C - p_{in}. \quad (2.12)$$

Analogicky k Ohmovu zákonu¹ můžeme popsat proud plynu q v této trubici jako el. proud I , rozdíl tlaků Δp právě jako napětí U , a konečně vakuový odpor Z popíšeme jako el. odpor R . Vakuovou vodivost C poté definujeme jako převrácenou hodnotu vakuového odporu R :

¹ $I = \frac{U}{R}$, kde U je rozdíl potenciálů (napětí), R el. odpor, a I je el. proud.

$$q_{pV} = \frac{p_C - p_{in}}{Z} = C(p_C - p_{in}). \quad (2.13)$$

Pokud navíc promyslíme fakt, že pV tok je konstantní, dojdeme k následujícímu:

$$q_{pV} = p_C \cdot \frac{\Delta V_C}{\Delta t} = p_{in} \cdot \frac{\Delta V_{in}}{\Delta t}, \quad (2.14)$$

kde zlomky $\frac{\Delta V_C}{\Delta t}$, resp. $\frac{\Delta V_{in}}{\Delta t}$ značí objemový průtok na rozhraní komora/trubice resp. trubice/vývěva za časový interval Δt .

Další úvahou se dostáváme k tomu, že objemový průtok na konci trubice (u vstupního portu do vývěvy) $\frac{\Delta V_{in}}{\Delta t}$ není nic jiného než vlastní čerpací rychlost vývěvy S_p , a objemový průtok na začátku trubice (u komory) $\frac{\Delta V_C}{\Delta t}$ je zase čerpací rychlost potřebná k odplynění recipientu, čili efektivní čerpací rychlost S_{ef} . Upravme rovnici (2.14):

$$S_{ef} = \frac{p_{in}}{p_C} \cdot S_p < S_p. \quad (2.15)$$

Efektivní čerpací rychlost S_{ef} je menší než čerpací rychlost vývěvy S_p právě proto, že je menší tlak na vstupu do vývěvy p_{in} než tlak v komoře p_C , což je zřejmé z rovnosti (2.15). Jinými slovy, čerpací rychlost vývěvy je omezená konečnou vodivostí trubice, kterou je k vakuové komoře připojena.

Přepíšeme-li rovnici (2.13) pomocí těchto úvah [8] a vyjádříme-li z ní vodivost trubice C , dostáváme rovnosti:

$$C = \frac{q_{pV}}{p_C - p_{in}} = p_{in} \cdot \frac{S_p}{p_C - p_{in}} = p_C \cdot \frac{S_{ef}}{p_C - p_{in}}. \quad (2.16)$$

Odtud a z (2.15) jednoduše:

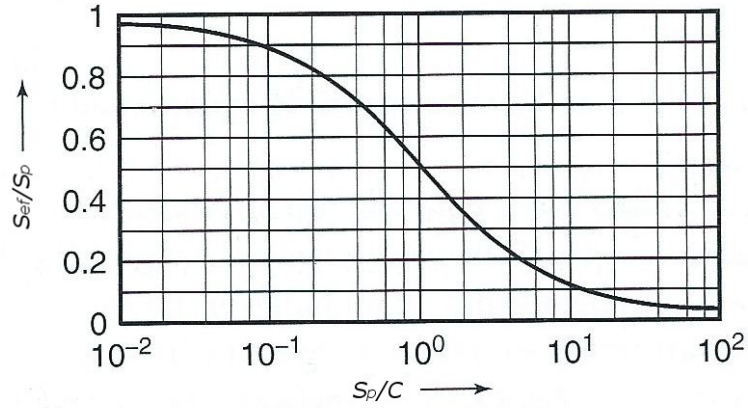
$$\frac{p_C}{p_{in}} = 1 + \frac{S_p}{C}. \quad (2.17)$$

A nakonec z (2.15) a (2.17):

$$\frac{1}{S_{ef}} = \frac{1}{S_p} + \frac{1}{C}; \quad S_{ef} = \frac{S_p}{1 + \frac{S_p}{C}}. \quad (2.18)$$

Na obrázku 2.3 vidíme grafické vyobrazení rovnice (2.18). Z ní je zřejmé, že je nutno volit komponenty s velkou vodivostí, neboť zvolíme-li špatně, nelze zvýšit efektivní čerpací rychlost tím, že pouze vyměníme vývěvu za jinou s lepší čerpací rychlostí. Jak uvidíme dále, je dobré volit krátké trubice s velkým průměrem.

Uvedme například vzorce pro výpočet vodivosti v oblastech molekulárního proudění. Pro otvor platí [8]:



Obrázek 2.3: Závislost poměru efektivní čerpací rychlosti vývěvy $\frac{S_{eff}}{S_p}$ na vodivosti trubice vyjádřené zlomkem $\frac{S_p}{C}$ [8].

$$C_A = \frac{v_a}{4} \cdot A, \quad (2.19)$$

kde A je plocha průřezu otvoru nezávisle na jeho tvaru. A pro libovolně dlouhou trubici kruhového průřezu platí [8]:

$$C_C = \frac{\pi}{16} \cdot v_a d^2 \cdot \frac{14 + 4\frac{l}{d}}{14 + 18\frac{l}{d} + 3\left(\frac{l}{d}\right)^2}, \quad (2.20)$$

kde l je její délka a d je její průměr. Odtud je již zřejmé, že je žádoucí volit trubice kratší a s větším průměrem. Některé další vodivosti jsou uvedeny v [8], kapitola 4.

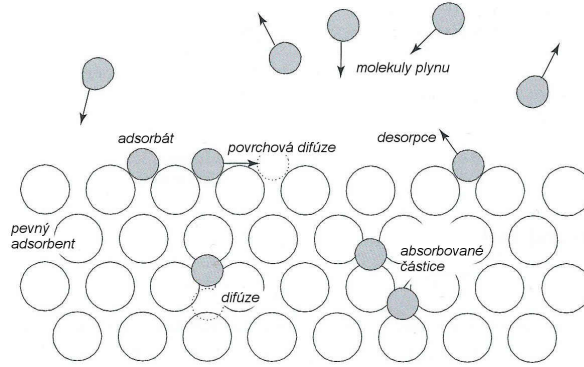
Máme-li zapojeno více vakuových komponent o různých vodivostech $C_1, C_2, \dots, C_n$ sériově, resp. paralelně, vypočítá se jejich celková vodivost jako [14]:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}, \text{ resp.} \quad (2.21)$$

$$C = C_1 + C_2 + \dots C_n. \quad (2.22)$$

2.7 Sorpce

Pojem sorpce je ve vakuové problematice velmi důležitý. Pokud totiž máme sledovat děje v uzavřené a odplyněné aparatuře, nese to s sebou důležitost poznání, jakým způsobem reagují molekuly plynu s povrchem stěn v systému.



Obrázek 2.4: Některé druhy sorpce [8].

Povrchem stěny, na kterém se budou zachycovat, či ulpívat (adsorbovat) molekuly plynu, budeme vždy ve vakuové terminologii rozumět nejsvrchnější atomovou vrstvou recipientu, trubice či jiné části aparatury a budeme jej nazývat adsorbentem. Plyn, který bude adsorbován na tento povrch, nazveme adsorbátem, adsorbovaným plynem. Silnějším projevem adsorpce je tzv. chemisorpce, která je typická větší vazebnou energií právě díky chemické vazbě mezi adsorbátem a adsorbentem. Může se ovšem stát, že adsorbovaná molekula plynu prodifunduje až do atomové stavby stěny a je tam rozpuštěna; pak mluvíme o absorbované částici. Velmi častým jevem je taktéž desorpce, totiž uvolnění adsorbované molekuly z povrchové vrstvy stěny (čili opak adsorpce). Na obrázku 2.4 jsou zjednodušeně vyobrazeny a popsány všechny důležité typy sorpce [8].

2.7.1 Monovrstva a stupeň pokrytí

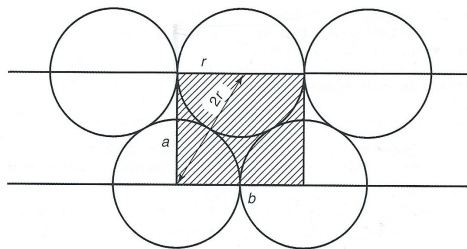
Budou-li molekuly adsorbátu postupně ulpívat na povrchu komory A , až vytvoří po celém tomto povrchu souvislou, nepřerušenu vrstvu tloušťky jedné molekuly, mluvíme o monovrstvě. Plošnou hustotou částic monovrstvy $\tilde{n}$ je pak poměr počtu přiléhajících molekul N a plochy A , do které se tyto molekuly vtěsnaly [6]:

$$\tilde{n} := \frac{N}{A}. \quad (2.23)$$

V případě, že adsorbát nepokryje celou plochu stěn recipientu a jeho plošná hustota $\tilde{n}$ je menší než plošná hustota monovrstvy, čili $\tilde{n} < \tilde{n}_{mono}$, definujeme stupeň pokrytí Θ takto [6]:

$$\Theta := \frac{\tilde{n}}{\tilde{n}_{mono}}. \quad (2.24)$$

$\Theta = 0$ značí dokonale čistý povrch, naopak $\Theta = 1$ znamená, že povrch je pokryt celou monovrstvou plynu.



Obrázek 2.5: Několik sousedících molekul plynu v monovrstvě. Šrafovaný obdélník má strany a a b , přičemž r je poloměr molekuly [8].

Spočteme nyní plošnou hustotu monovrstvy pro libovolný plyn (řádově jde o stejné číslo). Vyjdeme ze vztahu (2.23) a obrázku 2.5. Na tom je vyobrazeno pět těsně přiléhajících molekul plynu, z nichž je ve vyšrafované ploše A o stranách a a b celkově právě jedna molekula (polovina jedná a dvě čtvrtiny druhých dvou). Plochu A vypočteme velmi jednoduše jako:

$$A = ab = \sqrt{3}r \cdot 2r = 2\sqrt{3}r^2. \quad (2.25)$$

Použijeme-li vzorce (2.23) a (2.25) a víme-li, že poloměry nejběžnějších adsorbátů se pohybují kolem hodnoty $1,6 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ [8], máme:

$$\tilde{n}_{mono} = \frac{1}{2\sqrt{3}(1,6 \cdot 10^{-8} \text{ cm})^2} = 1,128 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}. \quad (2.26)$$

V každém případě vidíme, že jsou to řády 10^{15} cm^{-2} ; obvykle se ale používá pro orientaci hodnoty [6]:

$$\tilde{n}_{mono} \approx 0,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}. \quad (2.27)$$

V reálných případech se setkáváme i s vícevrstevnou adsorpcí. To znamená, že po vytvoření jedné monovrstvy se na ni může začít adsorbovat další. Vnější adsorbenty sice mají menší desorpční energii, neboť nejsou vázány tak pevně, avšak v praxi můžeme sledovat i 100 adsorbovaných monovrstev. To společně s faktem, že povrchy, na které částice adsorbují, nejsou dokonale hladké, způsobí nárůst této hodnoty i o více než tři řády.

2.7.2 Koeficient ulpění

V kapitole 1.7 jsme se zabývali molekulami narážejícími na povrch stěny. Je však důležité si uvědomit, že ne všechny molekuly se odrazí, anebo na povrchu adsorbují. To je vyjádřeno koeficientem ulpění s , který nám říká, s jakou pravděpodobností molekula ulpí na povrchu. Je vyjádřen jako poměr efektivních srážek molekuly s povrchem (čili srážek, při kterých molekula adsorbuje) a všech srážek s povrchem za stejný čas [6]:

$$s = \frac{j_{N(ef)}}{j_N}. \quad (2.28)$$

Je-li s rovno jedné, znamená to ulpívání každé molekuly, která na povrch dopadne, a naopak, bude-li s nulové, všechny molekuly se budou odrážet. Převrácená hodnota tohoto koeficientu v podstatě značí, kolikrát musí molekula dopadnout na povrch, aby byla úspěšně adsorbována. Běžné hodnoty tohoto koeficientu pro vzduch za pokojové teploty (za předpokladu čistého adsorbentu) jsou v rozmezí $0,1 \div 1,0$ [14].

2.7.3 Doba pobytu částice na povrchu

Tato doba závisí na mnoha faktorech (typ látky, stupeň pokrytí, čistota), nejvíce však na teplotě T_W povrchu. Dle Frenkela [6] lze tuto dobu vyjádřit jako:

$$\tau = \tau_0 \cdot e^{\left(\frac{E_{des}}{RT_W}\right)}, \quad (2.29)$$

kde E_{des} je energie, kterou musí molekula plynu mít, aby úspěšně desorbovala, a $\tau_0 \approx 10^{-13}$ s je pak perioda kmitů této molekuly na povrchu adsorbátu, vyjadřující nejmenší možnou dobu pobytu částice na povrchu nádoby (de facto odpovídá odrazu molekuly od stěny nádoby). Zřejmě τ klesá s rostoucí teplotou adsorbentu, čehož se využívá při urychlování zčerpávání objemů vykuových systémů při tzv. vypékání (vizte kap. 4.2.1).

2.7.4 Hustota adsorpčního a desorpčního toku

Uvážíme-li, že počet dopadnuvších částic plynu na element plochy za čas se dá vyjádřit vzorcem (1.31), pak přenásobením této veličiny koeficientem ulpění (2.28) získáme vztah vyjadřující hustotu adsorpčního toku na element plochy [8]:

$$j_{ad} = s \cdot \frac{1}{4} n v_a. \quad (2.30)$$

Hustota desorpčního toku na část plochy j_{des} lze pak vyjádřit jako poměr plošné hustoty $\tilde{n}$ (vizte vztah (2.23)) a doby pobytu τ ze vztahu (2.29) [8]:

$$j_{des} = \frac{\tilde{n}}{\tau} = \frac{\tilde{n}}{\tau_0} \cdot e^{-\left(\frac{E_{des}}{RT_W}\right)}. \quad (2.31)$$

2.7.5 Povrch vakuově čistý

V experimentech, kde je zapotřebí vysoké nebo velmi vysoké vakuum, je kladen důraz na čistotu povrchu vakuové nádoby. Víme, že adsorbované molekuly plynu na stěně mají velký vliv na čistotu vakua; je proto žádoucí co nejvíce těchto molekul odstranit.

O vakuově čistém povrchu tedy hovoříme, je-li stupeň pokrytí povrchu nádoby menší než 0,1. Toho můžeme dosáhnout několika způsoby. Buď můžeme např. povrch nahřát na vysokou teplotu (vypéct) za následné desorpce molekul ze stěn, anebo jej můžeme ve vysokém vakuu naprášit novou, čerstvou vrstvou, která efektivně uvězní nečistoty pod jejím povrchem a zabrání jejich desorpci zpět do objemu [6].

2.8 Netěsnost

Odplyníme-li vakuovou komoru, kterou následně oddělíme od vývěvy, a pozorujeme po určité době vzrůst tlaku, hovoříme o netěsném recipientu, jehož povrch vykazuje netěsnost. Netěsnosti mohou být dvojího typu [18]:

1. SKUTEČNÁ NETĚSNOST je projevem netěsné aparatury, do které proudí molekuly z atmosféry např. skrze trhliny v přírubách, spojích, svarech nebo ohybech trubíc atp.
2. ZDÁNlivÁ NETĚSNOST značí většinou desorpci nebo difúzi ze stěn komory. Je způsobena užitím nevhodného materiálu, či nedostatečného odplynění.

Kapitola 3

Úvod do termojaderné fúze

Tato část nás uvede do problematiky termojaderné fúze, abychom následně pochopili, jakým způsobem se pojí pojmy plazma a vakuum. Charakterizujeme tokamak, stručně jej popíšeme a vysvětlíme jeho činnost. Zmíníme také pražský tokamak COMPASS a uvedeme některé jeho nejdůležitější parametry.

3.1 Termojaderná fúze

Lidstvo vždy bude potřebovat energii, ať už v jakékoliv formě, aby mohlo přežít. Se zvyšujícími se nároky člověka se však zvyšuje i spotřeba. Budeme-li uvažovat omezené zásoby zdrojů energie (ropa, zemní plyn atp.), ač se v dnešní době spekuluje např. o abiogenním původu ropy, který naznačuje, že by zásob ropy na Zemi mohlo být více, může termojaderná fúze hrát velmi důležitou roli – co se týče jak emisních opatření, tak i požadavků na dlouhodobě udržitelný zdroj energie [10].

3.1.1 Princip termojaderné fúze

Na rozdíl od jaderného štěpení, kdy se těžká jádra rozdělují na více lehčích a na další produkty za vzniku energie, se u fúze uplatňuje opačný postup; více lehkých jader se slučuje do jednoho těžšího. Tento výsledný produkt je lehčí než předchozí fúzní elementy, a proto je rozdíl těchto hmotností vyloučen ve formě energie. Příkladem může být slučování těžkých jader vodíku [4]:



Uvolněnou energii poté můžeme zachytit a převést na jinou formu, např. elektrickou.

Termojaderná fúze jako taková je proces, kdy se jádra k sobě přiblíží natolik, že nad odpuzivou elektrostatickou silou převládne silná jaderná interakce (dosah řádově $10 \div 15$ m),

a jádra se sloučí do jednoho. To je možné např. za velmi vysokých teplot ($10 \div 30 \text{ keV}^1$). Tato reakce není žádná jiná než ta, která probíhá v našem Slunci, či v jiných hvězdách v celém Vesmíru. Tím spíše je lákavé a vyzývající tuto obrovskou sílu ovládnout a zkrotit, ať už pomocí magnetického pole v tokamacích či jinak.

3.1.2 Cíle do budoucna

Síla fúze spočívá hlavně v téměř nulovém vlivu na ekosystém. Porovnáme-li ji třeba s tradičními jadernými elektrárnami, zjistíme, že nebezpečí znečištění ve formě radioaktivity je u štěpných reaktorů signifikantně větší (o několik řádů), než je předpokládáno u reaktorů fúzních. Některý štěpný jaderný odpad (^{131}I , ^{90}Sr , anebo ^{137}Cs) je velmi toxický, s velmi dlouhým poločasem rozpadu. Na druhou stranu tritium, nejdůležitější fúzní palivo, je velmi slabý β zářič (18,6 keV) a lze jej snadno odstínit, postačí i několik málo milimetrů vzduchu. Další velkou výhodou je fakt, že přírodních zdrojů k výrobě tritia je hodně, prakticky nevyčerpatelně mnoho, ale hlavně jsou jednoduše dostupné [10].

Termojaderná fúze by tak v budoucnu měla být mnohem snadněji akceptovatelná lidskou společností a najít si cestu, v průběhu příštích 30 – 40 let, mezi neustále dominujícími zdroji energie jako je uhlí, či ropa. Ke konci 21. století by však už mohla být komerční.

3.2 Fúzní přístroje a zařízení

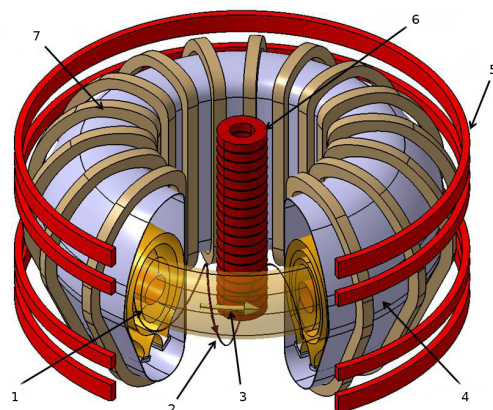
Mezi nejdůležitější fúzní systémy patří např. tokamaky, stellarátory [4]. My se však omezíme pouze na zařízení s názvem tokamak, který nás zajímá nejvíce.

3.2.1 Tokamak

Budeme-li hovořit o magnetickém uvěznění nabitého plazmatu, popisovali bychom tokamak (z ruského *toroidalnaja kamera i magnitnaja katuska* [11], čili toroidální komora s magnetickými cívkami). Tokamaky v dnešní době slouží ke zkoumání a pozorování plazmatu – vědci se snaží splnit tzv. Lawsonovo kritérium [19] - totiž situaci, při níž není potřeba externího ohřevu plazmatu. Plazma v tokamacích bývá většinou nestálé, a tak se vevnitř indukují proudy, jež mohou způsobit nežádoucí změny magnetického pole, které vedou k disrupcím v plazmatu a k poklesu výkonu. Za pomoci získaných poznatků a dat lze uhádnout, jakým způsobem by se měla dál vyvíjet výroba fúzních reaktorů [10].

Tokamaky jsou spojeny s vakuem velmi těsně. Plazma je nutno udržovat v co nejčistším prostředí. Proto se zkoumá v uzavřené vakuové nádobě, která je na nízkém tlaku. Více o tomto tématu pojednává kapitola 4.

¹1 keV $\approx 11 \cdot 10^6$ K [19].



Obrázek 3.1: Schéma tokamaku. 1 - plazma; 2 - magnetické siločáry; 3 - proud plazmatem; 4 - vakuová komora; 5 - poloidální cívky; 6 - centrální solenoid; 7 - toroidální cívky [10].

1. ZÁKLADNÍ CHARAKTERISTIKA SYSTÉMU

Tokamak je tvořen velkou vakuovou komorou, ve tvaru toroidu, kterou obepínají toroidální cívky. Po obvodu tohoto toroidu jsou cívky poloidální a ve středu je centrální solenoid. Poloidální cívky slouží k tvarování plazmatu a ke stabilizaci polohy plazmatu. Centrální solenoid pak slouží k vlečení proudu plazmatem. Magnetické pole vytvořené tímto proudem plazmatu se následně skládá s magnetickým polem toroidálních cívek. Výsledné siločáry mají tvar šroubovice kolem torusu, jak vidno z obrázku 3.1. Plazma se tak uvnitř komory nedotýká stěn. Nabité plazma uvnitř komory proudí, podle toho, jakým směrem protéká proud v centrálním solenoidu. Toto základní rozmístění cívek můžeme vidět na obrázku 3.1.

2. ZÁKLADNÍ POPIS ČINNOSTI

Po nezbytném vyčištění a odplynění vakuové komory tokamaku (více v kapitole 4.2), se komora napustí pracovními plyny. Částice plynu se prudkými srážkami ionizují v případě, srážejí-li se dostatečně velkou rychlostí - to je docíleno pomocí centrálního solenoidu. Dojde k lavinovému průrazu a tím k vytvoření plazmatu v komoře. Plazma je poté nutno dále ohřívat externími systémy (ohmickým ohřevem, ohřevem neutrálními svazky, frekvenčním ohřevem). Ideální bude stav, kdy se plazma ohřeje až na „zápalnou“ teplotu [19], kdy vzniklé α částice z fúzní reakce dokáží teplotu plazmatu udržovat samy.

3.3 Tokamak COMPASS

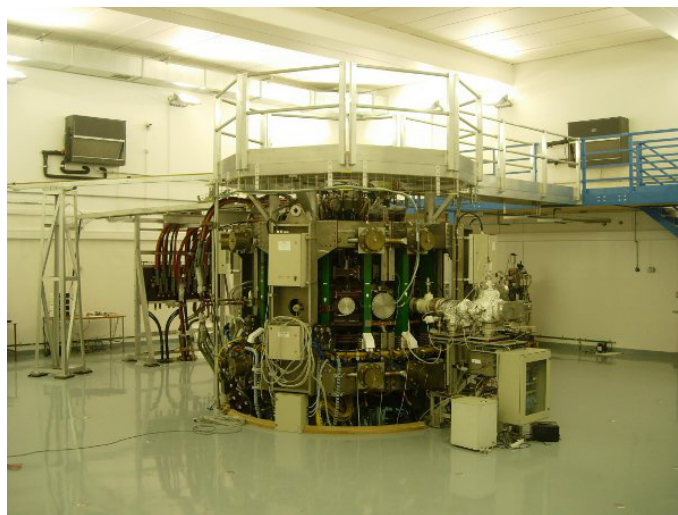
3.3.1 Popis a charakteristika tokamaku COMPASS

Tokamak COMPASS (z anglického COMPact ASSEMBly) je v této době v provozu v Ústavu fyziky plazmatu Akademie věd České republiky (ÚFP AV ČR) v Praze 8 – Ládví. COMPASS byl zkonstruován v Anglii v 80. letech 20. století, v Culhamském výzkumném středisku právě pro studium a výzkum fyziky plazmatu. Jeho tamější chod byl ukončen v roce 2002. Roku 2004 byl však nabídnut právě ÚFP AV ČR, kde je v provozu dodnes [12].

Tokamak COMPASS je svými rozměry menším tokamakem. Velikostně (jak konstrukcí, tak tvarem plazmatu) odpovídá přibližně desetíně ITERu, který se momentálně staví v Cadarache ve Francii (International Thermonuclear Experimental Reactor), což je momentálně nejdražší investicí lidstva, hned po mezinárodní vesmírné stanici ISS [13]. Má taky velmi podobnou magnetickou konfiguraci a je schopen H-módu (zlepšená schopnost udržení plazmatu). Tento jev byl poprvé pozorován na COMPASSu 29. listopadu 2012 [17].

3.3.2 Parametry tokamaku COMPASS

Nejdůležitější parametry charakterizující tokamak COMPASS nalezneme v tabulce 3.1. Vyobrazení tokamaku na fotografii je na obrázku 3.2.



Obrázek 3.2: Fotografie tokamaku COMPASS v Ládvi [17].

Parametr	Hodnota (maximální předpokládaná)
Hlavní poloměr R	0,56 m
Vedlejší poloměr r	0,23 m
Proud procházející plazmatem I_p	350 kA
Magnetické pole B_T	2,1 T
Tlak v komoře p	10^{-6} Pa
Doba udržení	$\approx 0,5$ s
Tvar plazmatu	D, eliptický, kruhový

Tabulka 3.1: Základní parametry tokamku COMPASS [12].

Kapitola 4

Vakuum v tokamacích

Jak již bylo vysvětleno, ve vakuové nádobě tokamaku je potřeba stálý a nízký tlak (řádově 10^{-6} Pa), a tak bychom měli vzít v úvahu jistá specifika, která s sebou práce v těchto hodnotách obnáší. Jsou to především požadavky na stěny vakuové komory a na vývěvy, které tento objem čerpají. Shrňme základní požadavky a dále si osvětlíme základní principy procesů, které se provádějí v tokamacích, aby bylo vakuum v recipientu co nejčistší. Posledním bodem této sekce bude pojednání o zkoumání složení dosaženého vakua analýze zbytkových plynů v komoře.

4.1 Požadavky na vakuové aparatury

4.1.1 Stěny

K tomu, abychom mohli úspěšně zkoumat termojadernou fúzi, je nutno splnit určité požadavky. Z praktického hlediska provozu fúzních zařízení je největší důraz kladen na stěny komory, v níž je plazma uvězněno v magnetickém poli. Problémem o mnoho větším, než je např. riziko poškození součástek aparatury plazmatem, je desorpce lehkých molekul ze stěn vakuové komory, které poté degradují výkon fúzního plazmatu. Je totiž zapotřebí v této komoře vytvořit vhodné prostředí, a to prostředí bez nejrůznějších nečistot. K těm mohou přispívat jak samotné vakuum, tak stěny [10].

Nečistotami bývají plyny adsorbované na povrchu komory, které mají menší vazebnou energii (molekuly vody, či oxidu uhelnatého), nebo molekuly nečistot v samotném těle stěn komory, které mohou prodífundovat až na povrch (uhlík, chlor, síra). Poté desorbují buď tepelně, nebo po nárazu např. od úplně jiných atomů, anebo fotonů či protonů. Obvykle se ale tyto nečistoty dají odstranit vypékáním vakuové komory, či výbojovým čištěním. Tyto pojmy si vysvětlíme podrobněji v kapitole 4.2 [10].

4.1.2 Pumpy

S náročností na vakuum rostou i nároky na vývěvy, které toto vakuum vytváří. Vhodnými kandidáty jsou ty pumpy, které mají vysokou čerpací rychlost, jejichž chod není ničím přerušován dokážou udržet požadované vakuum v oblastech $10^{-6} \div 10^{-8}$ Pa (UHV – Ultra High Vacuum, angl.) [15] po dlouhou dobu (řádu desítek hodin) a které jsou rozměrově relativně nenáročné.

Turbomolekulární vývěvy nám poskytnou vysoce čisté a dostatečně hluboké vakuum (řádově 10^{-8} Pa), vhodné pro fúzní potřeby. Má také výhodou čerpání bez oleje a mazadel, některé typy dokonce s magnetickými ložisky [8]. Největší nevýhodou TMV je špatný kompresní poměr pro lehké molekuly (vodík, helium) [15].

4.2 Základní principy metod udržování kvality vakua v tokamaku

Již víme (vizte kap. 2.7), že molekuly plynu uzavřené v nádobě mají tendenci adsorbovat na povrchu této komory. To je pro účely fúze naprosto nežádoucí, protože následně desorbované molekuly zhoršují celkový výkon plazmatu, již bylo zmíněno výše. Efektivní čištění stěn vakuových komor fúzních zařízení je zásadním předpokladem k dosažení vysokých výkonů.

Vezmeme-li v úvahu výpočet (2.27), zjistíme, že stěna je tedy obrovským zdrojem nečistot. Adsorbát může být vázán k povrchu slaběji (v případě obyčejné sorpce), či silněji (v případě chemisorpce), a existují různé metody, jak jej odstranit. Mezi nejdůležitější patří vypékání, čištění výbojem či ošetřování stěn napařováním vrstvou boru, resp. uhlíku, tzv. boronizace, resp. karbonizace [19].

4.2.1 Vypékání

Jak vidno z rovnice (2.31), míra desorpce výrazně stoupá se zvětšující se teplotou stěn recipientu. Vypékání může být realizováno několika způsoby: např. ohřevem horkým plynem (tokamak JET [5]), nebo elektrickým ohřevem (tokamak COMPASS).

Pokud se bude vakuová komora vypékat pomocí horkého plynu, musí být k tomu uzpůsobena. Tato komora může být vícevrstvá - ve vnitřní vrstvě bude uvězněno plazma, a v té vnější bude cirkulovat horké helium, které je hnáno ventilátory přes výměník tepla až k vakuové komoře tokamaku [5].

Elektrické vypékání, které je mnohem obvyklejší, je běžně realizováno pomocí odporových ohřevných pásek.

Vakuová komora tokamaku je vypékána na $200 \div 350$ °C [19] (tokamak COMPASS je vypékán jen na 150 °C) a velké komory některých tokamaků se vypékají i dny. Během toho se desorbované molekuly odčerpají ven a po skončení pečení je žádoucí udržovat

komoru na nízké teplotě, abychom zabránili další desorpci.

4.2.2 Čištění výbojem

Mnohem spolehlivější metodou je čištění výbojem, které předá adsorbovaným částicím větší desorpční energii, neboť pro silněji vázané molekuly k povrchu jí potřebujeme k jejich desorpci více. Nejběžnějším výbojovým čištěním je čištění doutnavým výbojem (glow discharge, GD, angl.). Budeme se zabývat tedy výhradně tím.

Kladně nabitá anoda (nebo více anod) je vsunuta do vakuové komory, která je nízkotlacená (jednotky Pa) vyplněna deuteriem, heliem nebo vzácně i vodíkem. Stěny komory jsou uzemněny a mezi nimi a anodou bývá i několik stovek voltů. Postupně je náplň ionizována a vzniká výboj. Tento doutnavý výboj může být udržován i desítky hodin (obzvláště po delších odstávkách tokamaku); kladné ionty, které narážejí na stěnu komory, předávají svou energii adsorbovaným molekulám kyslíku, vodní páry aj., případně mohou vytvořit novou molekulu (např. v případě iontů deuteria a adsorbovaného kyslíku těžkou vodu). Takto uvolněné částice jsou čerpány vývěvou a hnány z recipientu ven [5], [19].

Tato metoda je již rutinní záležitostí „conditioningu“ stěn komory tokamaku, velmi často doprovázená zároveň s vypékáním, aby se co nejvíce zabránilo zpětné adsorpci. Obvykle se také provede pár zkušebních zažehnutí plazmatu před zážehem „naostro“, protože ionizované částice plazmatu mají mnohem větší rychlosti a energie, a tak je čištění efektivnější [5].

4.2.3 Napařování

Napaření tenké vrstvy vhodného materiálu na stěny vakuové komory je žádoucí z několika důvodů. Napařená vrstva dokáže navázat a doslova „pohřbít“ molekuly aktivních plynů, jako jsou O_2 , H_2 , CO a CO_2 . To dokážou kovy jako například titan, chrom anebo beryllium. Další výhodou je, že tato vrstva dokáže ochránit vnitřek komory před nečistotami pocházejícími ze stěny samotné, a také chrání povrch před nabitými částicemi [19].

Samotný proces napařování (popíšme alespoň boronizaci, resp. karbonizaci) probíhá tak, že do komory je přivedena příslušná sloučenina obsahující vhodný prvek, většinou metan, resp. hydridy boru (komora tokamaku COMPASS je napařována o-karboranem [3] $C_2B_{10}H_{12}$) a je rozložena v doutnavém výboji, anebo tepelně při vysoké teplotě ($300 \div 400$ °C). V obou případech pak po čase na stěně vytvoří tenkou vrstvičku požadovaného materiálu. Tloušťka napařených vrstev se pohybuje v řádech jednotek či desetin μm , tlustší vrstvy mají za následek „odlupování“ svrchních částí, což posléze vede ke znečištění vakua [19].

4.3 Analýza RGA zbytkové atmosféry

Složení zbytkové atmosféry po odplynění vakuové komory na hodnoty mezního tlaku se různí. Hlavními faktory, které ovlivňují toto spektrum plynů jsou hloubka dosaženého vakua a stav stěny nádoby. Plyny, které tvoří mezní tlak v komoře tokamaků, jsou hlavně páry vody, vodíku, dusíku a oxidu uhličitého. Jelikož různé molekuly ovlivňují sledované procesy ve vakuu jiným způsobem, je žádoucí proto znát zbytkové spektrum.

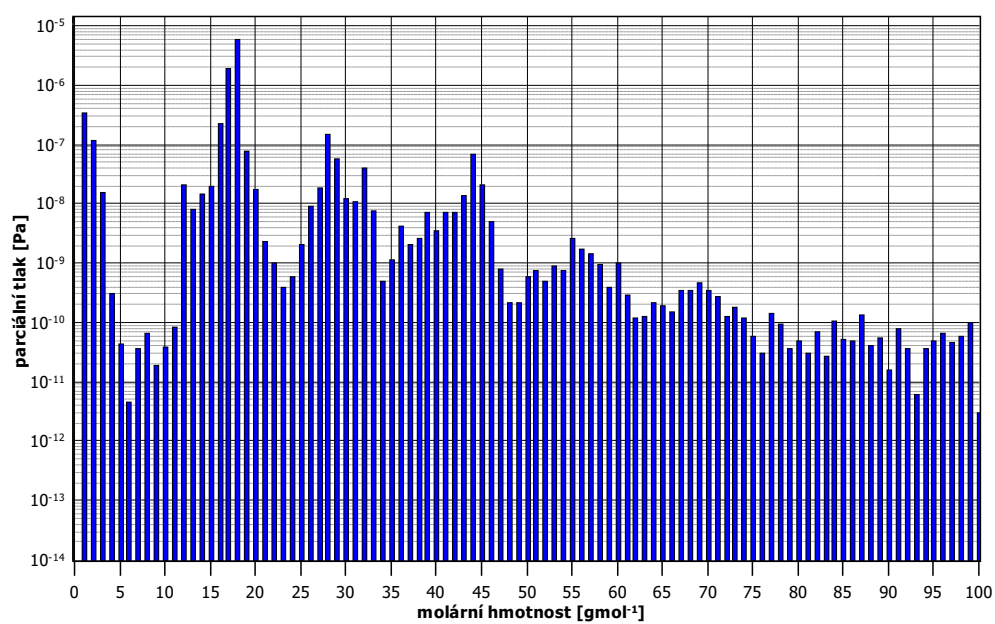
Nejpoužívanějšími spektrometry jsou spektrometry hmotnostní. Princip jeho činnosti spočívá v ionizaci molekul plynu elektrony. Nabité ionty poté putují k separátoru, kde se nabitě molekuly roztrídí podle hmotnosti. Separátory lze obvykle dělit [6] na tři základní kategorie:

1. Magnetické (poloměr kruhové dráhy v magnetickém poli je úměrný hmotnosti molekuly),
2. rezonanční (rezonanční frekvence molekuly je závislá na její hmotnosti) a
3. průletové (doba průletu měřeného úseku je závislá na hmotnosti).

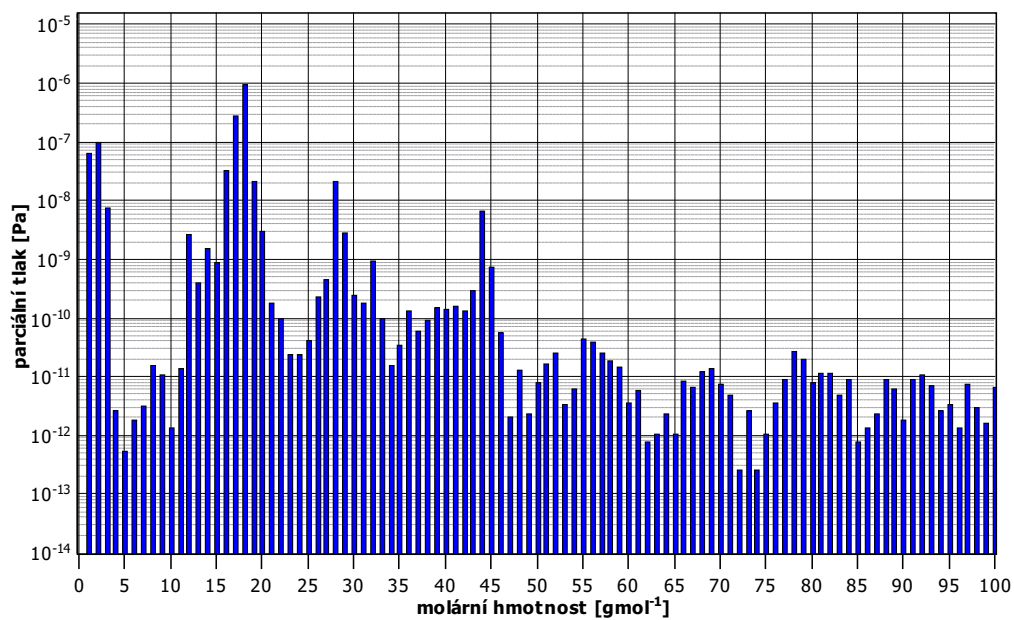
Po separaci putují ionty do kolektoru, kde jsou sebrány, a jejich iontový proud se změří. Obdržíme závislost iontového proudu na hmotnostním čísle molekuly a vhodnou kalibrací můžeme dostat např. závislost parciálního tlaku na hmotnostním čísle molekuly [6].

Podívejme se nyní na zbytkové spektrum tokamaku COMPASS před vypečením hlavní komory a po jejím vypečení. Závislost parciálních tlaků jednotlivých částic na jejich hmotnostním čísle (molární hmotnosti) vidíme na obrázcích 4.1 a 4.2.

Z těchto spekter je zřejmé, že vypékání má zásadní vliv na tlak v komoře. Pozorujeme pokles parciálních tlaků nejdominantnějších molekul zhruba o řád. Dále vidíme, že turbo-molekulární vývěva velmi snadno čerpá těžké molekuly, což jsme zmínil v kapitole 2.3.2. S lehčími molekulami si vývěva poradit mnohem hůře - ve spektru po vypečení stále převažují molekuly např. vodíku ($M = 2 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$), vody ($M = 18 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$) a dusíku ($M = 28 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$).



Obrázek 4.1: Zbytkové spektrum před vypečením tokamaku.



Obrázek 4.2: Zbytkové spektrum po vypečení tokamaku.

Kapitola 5

Vlastní měření na tokamaku COMPASS

5.1 Vývoj tlaku v čase při vypékání a mezní tlak

Ze všeho nejdříve jsem se podíval na časový vývoj odplyňování hlavní vakuové komory tokamaku. Závislost vývoje tlaku p na čase t můžeme vidět na obrázku 5.1.

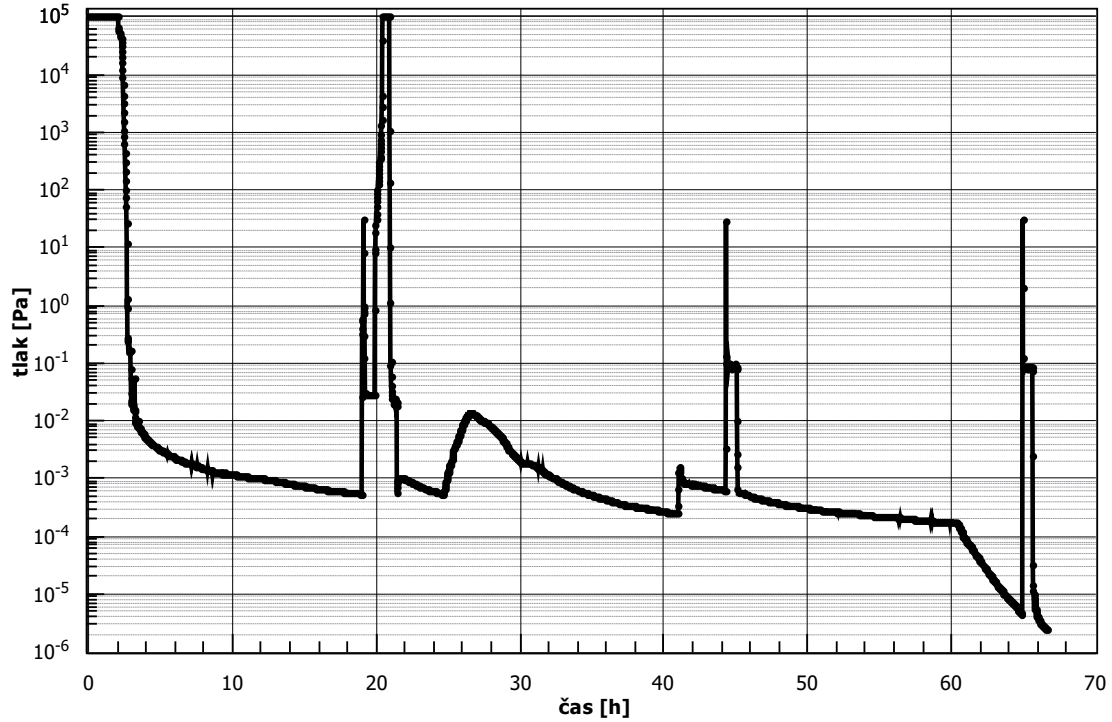
Od počátku měření do času $t_1 \approx 18$ h pozorujeme odplyňování komory z atmosférického tlaku p_{atm} ke tlaku $p_1 \approx 5 \cdot 10^{-4}$ Pa. Zde si všímáme, že tlak postupně saturuje k meznímu tlaku. Následuje napuštění komory pracovním plynem pro glow discharge (GD), tlak stoupá až k 10 Pa. Komora je poté však v čase $t_2 \approx 20$ h zavzdušněna až na atmosféru - kvůli výměně těsnění, nicméně poté nechávám opět čerpat turbomolekulární vývěvu, až vakuum v komoře dosáhne zhruba hodnoty p_1 .

V čase $t_3 \approx 24$ h lze sledovat růst a následný táhlý pokles tlaku téměř k hodnotě 10^{-4} Pa v důsledku vypékání. V čase $t_4 \approx 45$ h a $t_5 \approx 65$ h sleduji dva různé GD za postupného snížení tlaku až ke konečné hodnotě $p_2 = 2,4 \cdot 10^{-6}$ Pa.

Další naměřená data lze vidět na obrázku 5.2. Jsou zde znázorněny tři závislosti tlaku na čase - ty odpovídají třem měrkám - dvě jsou umístěny ve vakuové komoře a jedna je u vstupu do vývěvy.

Pozoruji zde krátké otevření komory zhruba v čase $t_1 \approx 12$ h. Dále následuje pomalé zčerpávání komory, až do času $t_2 \approx 60$ h, kdy nastává samotné vypékání, tlak vzroste, a poté jsou opět desorbované molekuly čerpány. Mě bude zajímat samotný konec měření, zhruba od času $t_3 \approx 70$ h, kdy se tlak blíží mezní hodnotě. Tento tlak p_∞ se pokusím určit proložením všech tří závislostí čerpací rovnicí (2.10). Detail lze shlédnout na obrázku 5.3. Mezní tlak se pohybuje v hodnotách:

$$p_\infty = (37 \pm 3) \cdot 10^{-7} \text{ Pa v komoře (měrka TG1)}, \quad (5.1)$$



Obrázek 5.1: Čerpání komory tokamaku z atmosférického tlaku až po tlak mezní.

$$p_{\infty} = (37 \pm 4) \cdot 10^{-7} \text{ Pa v komoře (měrka 1G1) a} \quad (5.2)$$

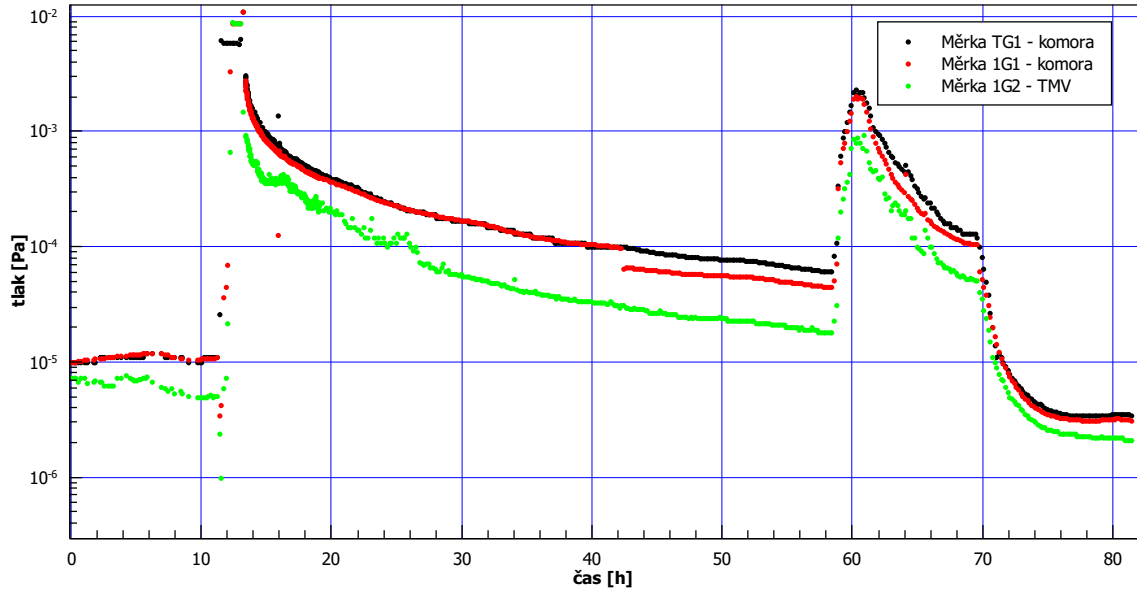
$$p_{\infty} = (250 \pm 8) \cdot 10^{-8} \text{ Pa u TMV (měrka 1G2).} \quad (5.3)$$

5.2 Objevení a zkoumání netěsnosti, analýza zbytkových plynů

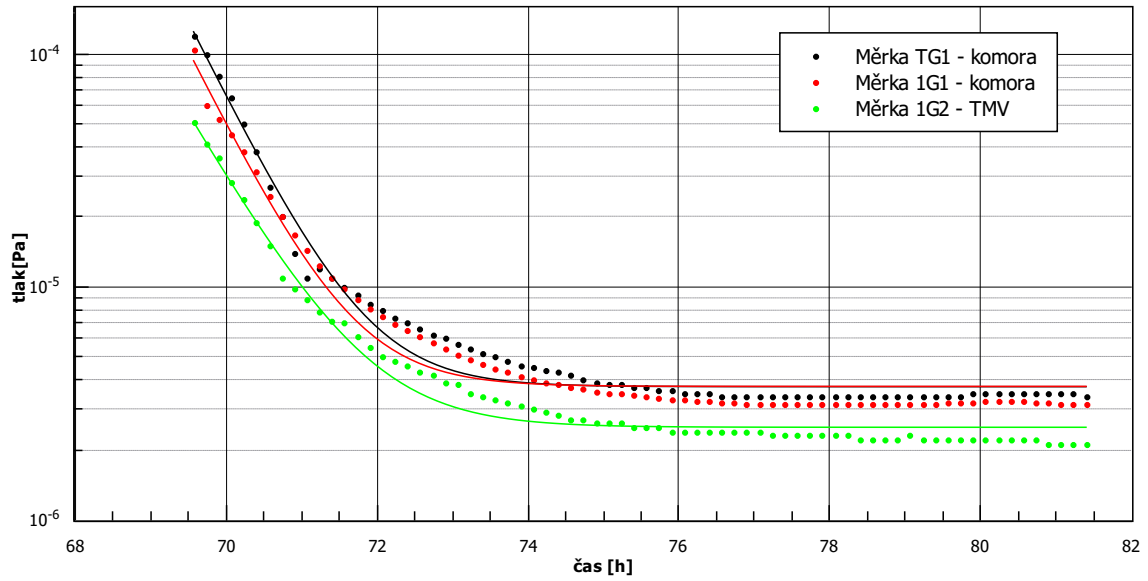
Při dalších měřeních tlaku při vypékání na tokamaku COMPASS byl pozorován zvláštní jev. Situaci můžeme popsat pomocí obrázku 5.4. Zde je k vidění závislost tlaku na čase - další vypékání hlavní komory. V čase $t_1 \approx 0,5$ dne je započato vypékání komory a v čase $t_2 \approx 3,5$ dne je vypnuto. Dále následuje strmější pokles tlaku - v ideálním případě bych sledoval pokles tlaku až k mezní hodnotě $p_{\infty} \approx 10^{-6}$ Pa. Klesající křivka však v čase $t \approx 3,8$ dne dosáhne globálního minima $p_1 \approx 4 \cdot 10^{-6}$ Pa a následně tlak opět roste, až se ustálí na rovnovážné hodnotě $p_2 \approx 10^{-5}$ Pa.

Tokamak byl proto ohledán, s podezřením na trhlinu, heliovým hledačem netěsností¹, ale žádná netěsnost se nenašla. Bylo tedy navrženo vysvětlení v podobě zdánlivé netěsnosti

¹Více v [joust], kapitola 19.

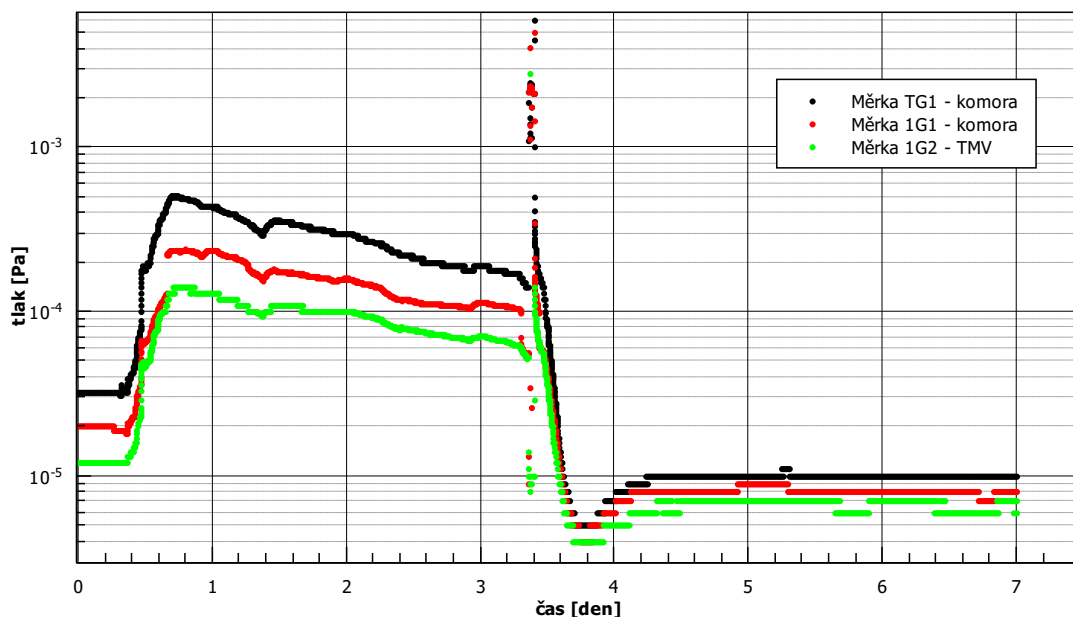


Obrázek 5.2: Čerpání komory tokamaku; zaznamenáno třemi různými měrkami.



Obrázek 5.3: Detail průběhu čerpání (obrázek 5.2) okolo hodnoty mezního tlaku včetně tří proložených křivek o předpisu $p = p_{\infty} + (p_0 - p_{\infty}) e^{(-\frac{S}{V}t)}$.

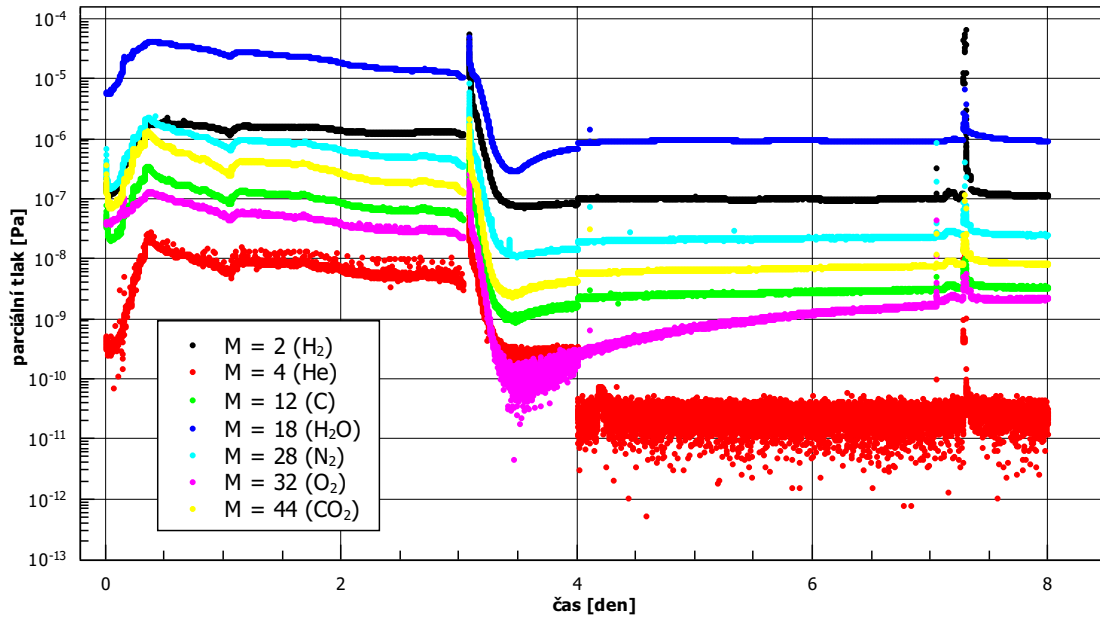
nějakého objemu V_k , který je přímo v tokamaku, netěsnost je tak „uvnitř“ a nelze ji hledačem netěsností zvnějšku najít. Na celkový průběh tlaku to ale má velký dopad.



Obrázek 5.4: Vypékání tokamaku, se zdánlivou netěsností v podobě objemu V_k na okraji komory.

Při vyšších tlacích sice stále dominuje vývěva, ale jakmile se tlak blíží k mezní hodnotě, kdy začíná převládat desorpce anebo difúze ze stěn a tím pádem další snížení tlaku není možné, je vidět velký vliv proudu plynu z tohoto objemu - tlak začne růst, zvýší se objemová hustota molekul v komoře a tyto molekuly poté adsorbují na, a desorbují z čistých, vypečených stěn. To má za následek zvýšení hodnoty desorpčního proudu, který v těchto oblastech limituje mezní tlak. Proto se následně tlak v komoře vyrovnává na hodnotu vyšší, než je mezní tlak po vypečení celé komory. Již dříve jsem zjistil mezní tlak při čerpání velké komory tokamaku bez netěsnosti v podobě tohoto objemu, tudíž zde je zřejmé, že netěsnost výrazně limituje dosažení nižších tlaků i po vypečení větší části tokamaku.

Abych se dozvěděl, které plyny proudí z tohoto objemu do tokamaku, provedl jsme RGA analýzu spektra zbytkových plynů (vizte kap. 4.3). Bude mne to samozřejmě nejvíce zajímat právě v oblasti poklesu a náhlého nárůstu tlaku z obrázku 5.4. Toto spektrum je znázorněno na obrázku 5.5. K nahlédnutí je zde několik křivek parciálních tlaků některých nejdůležitějších molekul nacházejících se ve zbytkové atmosféře tokamaku. Vliv molekul vody je značný. Jejich parciální tlak je jednoznačně nejvyšší a navíc lze z konvexní oblasti z času $t \approx 3,5$ dne usoudit, že v komůrce V_k byla přítomna právě voda a molekuly kyslíku (ty však mají oproti vodě zanedbatelný parciální tlak), které zaznamenaly největší změnu tlaku.



Obrázek 5.5: Analýza zbytkové atmosféry v oblasti netěsnosti. Jednotlivým molárním hmotnostem M [$\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$] odpovídají vlivy i jiných plynů se stejnou hmotností; vlivy těch nejdominantnějších jsou uvedeny v závorce.

5.3 Modelování průběhu tlaku při čerpání

Přesnější pochopení dopadu netěsnosti v podobě malého objemu V_k na mezní tlak, mě dovedlo k vytvoření modelu kopírující reálnou situaci v komoře tokamaku během čerpání. Budou-li mé modely v rozumné míře přesné, lze se i dozvědět něco o objemu samotném. Protože má jednoznačně nejvyšší parciální tlak voda, budu se snažit situaci namodelovat právě pro tyto molekuly.

Nejprve je nutné si uvědomit, jaké procesy v komoře probíhají. Dají se rozdělit do čtyř základních kategorií:

1. Samotné čerpání vývěvou z hlavního objemu tokamaku V ,
2. Desorpce ze stěn tokamaku,
3. Adsorpce na stěny tokamaku a
4. Proud zdánlivé netěsnosti z malého objemu V_k do hlavní komory tokamaku.

Popíši nyní matematicky, co se děje v samotném objemu tokamaku V . Změna počtu částic za čas $\frac{dN}{dt}$ v tomto objemu bude rovna kladnému příspěvku částic ze stěny tokamaku q_{des} ,

od něhož odečteme částice q_{ad} , které na tuto stěnu adsorbovaly a ty částice q_S , které byly odsáty vývěvou. Píši:

$$\frac{dN}{dt} = V \cdot \frac{dn}{dt} = q_{des} - q_{ad} - q_S. \quad (5.4)$$

Uvážím-li navíc kladný příspěvek částic malé komory q_{V_k} (o němž toho prakticky mnoho nevím) s objemem V_k , mám:

$$V \cdot \frac{dn}{dt} = q_{des} - q_{ad} - q_S + q_{V_k} + C, \quad (5.5)$$

kde C je konstanta která reprezentuje sumární tok částic do komory tokamaku od různých procesů které tady nebudu z detailněji modelovat. Má na svědomí dosáhnutí konečného mezního tlaku soustavy. Měrný desorpční proud (hustota desorpčního toku) je podle (2.31):

$$j_{des} = \frac{\tilde{n}}{\tau}, \quad (5.6)$$

kde $\tilde{n}$ je plošná hustota molekul na povrchu komory a $\tau = \frac{1}{\tau_0} \cdot e^{-\left(\frac{E_{des}}{RTW}\right)}$ (vizte (2.29)).

Desorpční proud v jednotkách $[\text{molekula} \cdot \text{s}^{-1}]$ dostanu, přenásobím-li vztah (5.6) plochou stěn vakuové nádoby tokamaku A_s :

$$q_{des} = \frac{\tilde{n}}{\tau} \cdot A_s. \quad (5.7)$$

Měrný adsorpční proud (hustota adsorpčního toku) je pak podle (2.30):

$$j_{ad} = s \cdot \frac{1}{4} n v_a, \quad (5.8)$$

kde n je objemová hustota částic v objemu tokamaku, s pravděpodobnost ulpění a v_a je střední aritmetická rychlost molekuly vody podle (1.16), (1.21) a (1.4) $v_a = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$.

Adsorpční proud v jednotkách $[\text{molekula} \cdot \text{s}^{-1}]$ dostanu analogicky, přenásobím-li vztah (5.8) opět plochou stěn vakuové nádoby tokamaku A_s :

$$q_{ad} = A_s \cdot s \cdot \frac{1}{4} n v_a. \quad (5.9)$$

Úbytek částic v čase díky čerpání vývěvou vyjádřím poté jako:

$$q_S = n \cdot S_{ef}, \quad (5.10)$$

kde S_{ef} je efektivní čerpací rychlostí vývěvy.

Úbytek částic v čase z malé komůrky q_{V_k} objemu V_k mohu vyjádřit diferenciální rovnicí jako negativní změnu částic komůrky v čase:

$$q_{V_k} = -\frac{dN_k}{dt} = q \cdot N_k, \quad (5.11)$$

kde N_k je počet molekul v čase t a q je časová konstanta.

Dosazením (5.7), (5.9), (5.10) a (5.11) do (5.5) mám celkem:

$$V \cdot \frac{dn}{dt} = \frac{\tilde{n}}{\tau} \cdot A_s - \frac{1}{4} nsv_a \cdot A_s - n \cdot S_{ef} + q \cdot N_k + C. \quad (5.12)$$

Druhou částí tohoto modelování bude popis dějů na stěně tokamaku. Změna počtu molekul v čase $\frac{dN}{dt}$ bude rovna kladnému příspěvku adsorpčního proudu q_{ad} , od něhož odečtu úbytek desorbovaných molekul vyjádřených proudem q_{des} :

$$\frac{dN}{dt} = A_s \cdot \frac{d\tilde{n}}{dt} = q_{ad} - q_{des}. \quad (5.13)$$

Využiji toho, že veličiny q_{ad} , resp. q_{des} umím popsat pomocí (5.9), resp. (5.7) a píš:

$$A_s \cdot \frac{d\tilde{n}}{dt} = \frac{1}{4} nsv_a \cdot A_s - \frac{\tilde{n}}{\tau} \cdot A_s. \quad (5.14)$$

Poslední částí, kterou budu modelovat, je teplota T . Víme, že během vypékání teplota zůstává převážně konstantní, při vypnutí ohřevu teplota klesá. Klesající teplota v tokamaku má na adsorpci a desorpci velký vliv - chladnutí stěn komory způsobí to, že adsorbované molekuly zůstávají na povrchu mnohem déle - po určité době se ustálí rovnováha mezi adsorpcí a desorpcí. Exponenciální pokles teploty T v čase t popíši Newtonovým zákonem chladnutí materiálu [9]:

$$\frac{dT}{dt} = -K \cdot (T - T_A), \quad (5.15)$$

kde T_A je teplota okolí a K je konstanta. Pokles teploty je tak úměrný okamžitému rozdílu teploty sledovaného materiálu a teploty okolí.

Celkově tedy mám čtyři diferenciální rovnice:

$$\begin{aligned}
V \cdot \frac{dn}{dt} &= \frac{\tilde{n}}{\tau} \cdot A_s - \frac{1}{4} nsv_a \cdot A_s - n \cdot S_{ef} + q \cdot N_k + C, \\
\frac{d\tilde{n}}{dt} &= \frac{1}{4} nsv_a - \frac{\tilde{n}}{\tau}, \\
\frac{dN_k}{dt} &= -q \cdot N_k, \\
\frac{dT}{dt} &= -k \cdot (T - T_A).
\end{aligned} \tag{5.16}$$

Tyto rovnice vhodně zapracuji do zdrojového kódu programového prostředí MATLAB[®]. Učiním tak dvěma způsoby:

1. Nejprve budu zjišťovat, jak se chová tlak p za konstantní teploty $T = 410$ K a
2. následně budu pozorovat tlak p a plošnou hustotu částic $\tilde{n}$ na stěně tokamaku s tím rozdílem, že teplota T bude klesat podle rovnice (5.15) až k teplotě okolí $T_A = 295$ K.

Obě tyto situace se pokusím nasimulovat na reálné hodnoty, které jsem naměřili na obrázku 5.4. Zdrojový kód s vysvětlivkami lze shlédnout v příloze A. Na tomto místě pak lze také nahlédnout na jednotlivé konstanty, které jsem v průběhu modelování našel. Budou také vypsány níže, pro přehlednost jsou však uvedeny i tam.

Tyto neznámé konstanty se snažím volit tak, aby výsledné křivky co nejvíce odpovídaly skutečnosti (vizte obrázek 5.5).

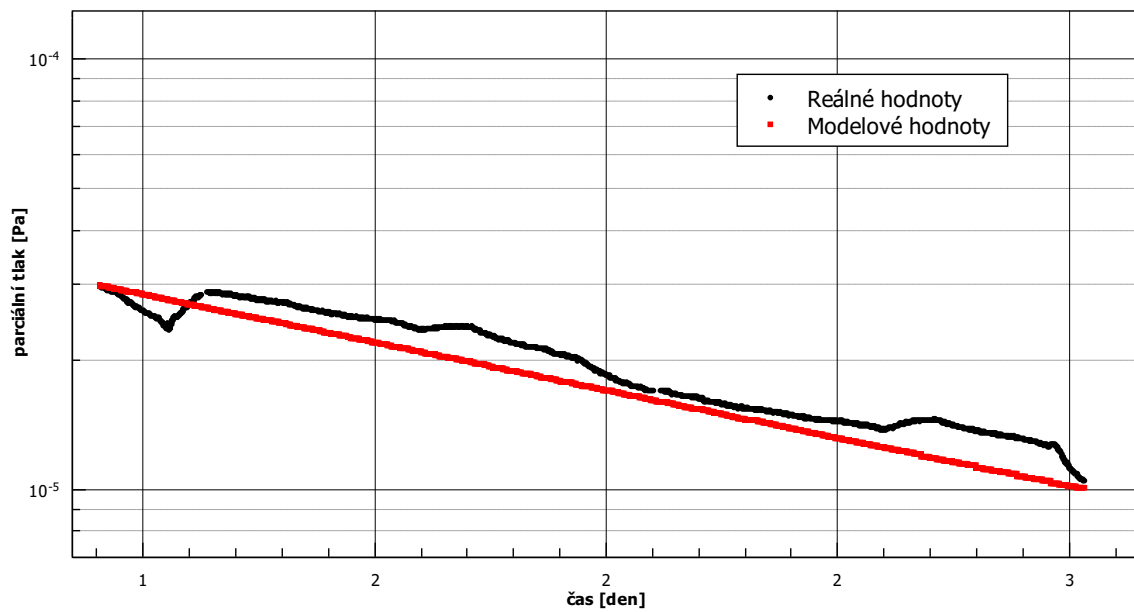
5.4 Výsledky modelování pro konstantní teplotu

Na obrázku 5.6 je namodelovaný průběh parciálního tlaku vodních par v tokamaku během vypékání ($T = 414$ K). Křivka vykresluje pomalý pokles tohoto tlaku v řádech 10^{-5} Pa. Konstanty získané z tohoto modelu jsou především čerpací rychlost S_{ef} , resp. počáteční plošná hustota molekul na stěně tokamaku $\tilde{n}_0$ (vizte také přílohu A):

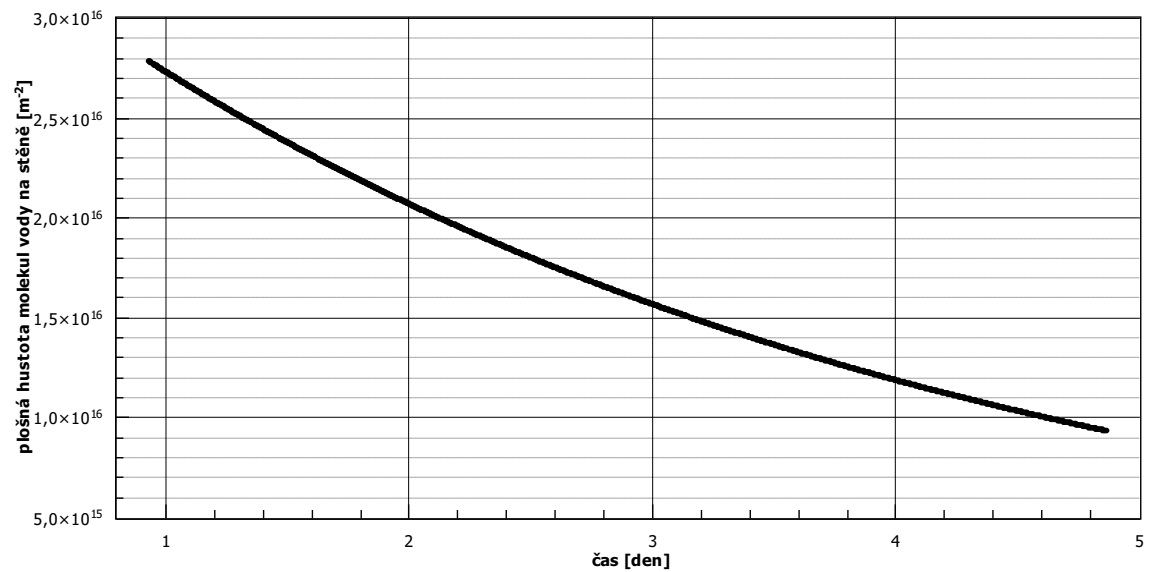
$$S_{ef} = 0,277 \text{ ls}^{-1} \text{ a} \tag{5.17}$$

$$\tilde{n}_0 = 2,79 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}.$$

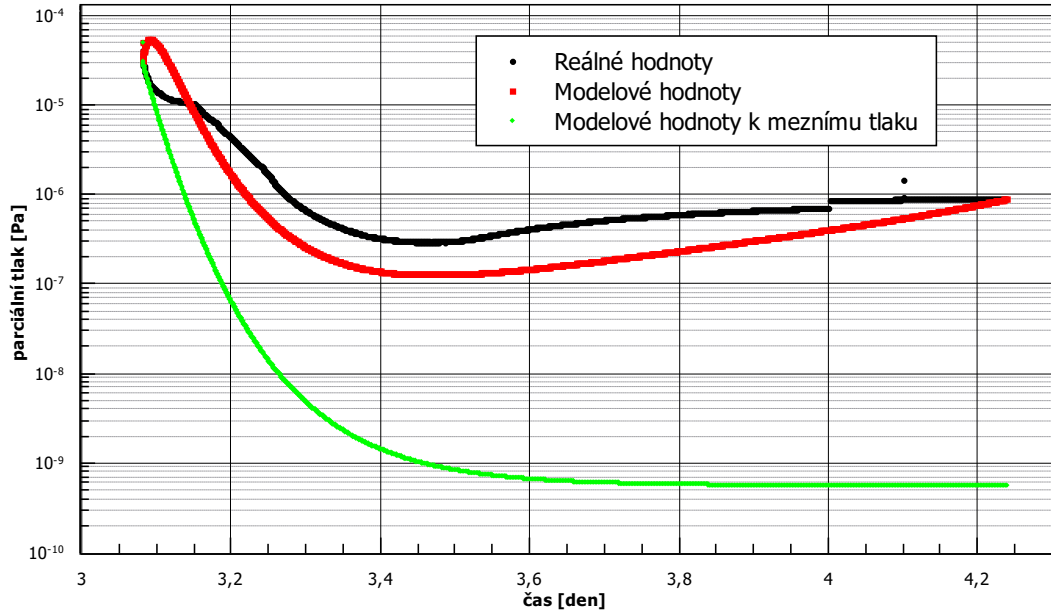
Na obrázku 5.7 pak pozoruji mírný exponenciální pokles plošné hustoty vody během vypékání na stěně tokamaku.



Obrázek 5.6: Srovnání modelových a reálných hodnot parciálního tlaku vody během pečení ($T = 414$ K). Detail obrázku 5.5.



Obrázek 5.7: Modelové hodnoty plošné hustoty molekul vody na stěně tokamaku během vypékání komory ($T = 414$ K).



Obrázek 5.8: Srovnání modelových a reálných hodnot parciálního tlaku vody po ukončení pečení s příspěvkem toku z malého objemu (červená a černá křivka) a bez příspěvku toku z malého objemu (zelená křivka). Detail obrázku 5.5.

5.5 Výsledky modelování pro klesající teplotu

V dalším kroku budu porovnávat průběh čerpání po vypnutí pečení s příspěvkem a zároveň bez příspěvku toku z objemu V_k . Toto srovnání lze vidět na obrázku 5.8 pro vývoj tlaku; zde se také vyskytuje křivka znázorňující pokles parciálního tlaku vody až k mezní hodnotě (případ nulového toku z komory V_k). A na obrázcích 5.9, resp. 5.10 se nachází vývoj plošné hustoty kondenzovaných vodních par na stěně tokamaku, se započteným tokem z malé komory V_k , resp. bez ní. A na obrázku 5.11 je namodelovaná závislost teploty na čase.

Z této fáze modelování jsem získal konstanty K , q , C a N_0 (vizte také přílohu A):

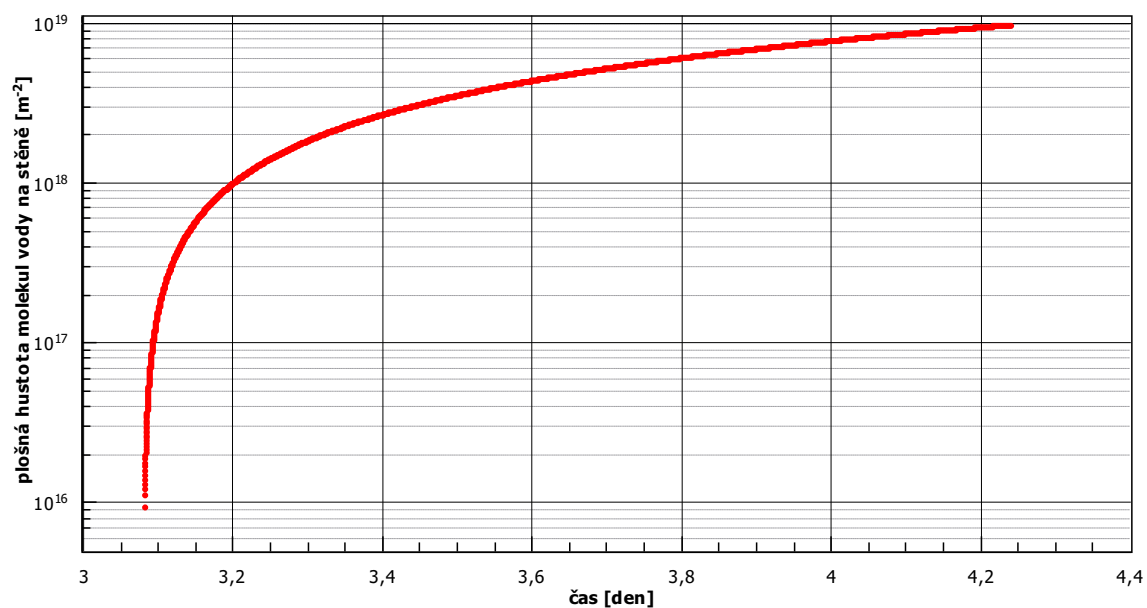
$$K = 0,11 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1},$$

$$q = (10^{-6} \div 10^{-11}) \text{ s}^{-1},$$

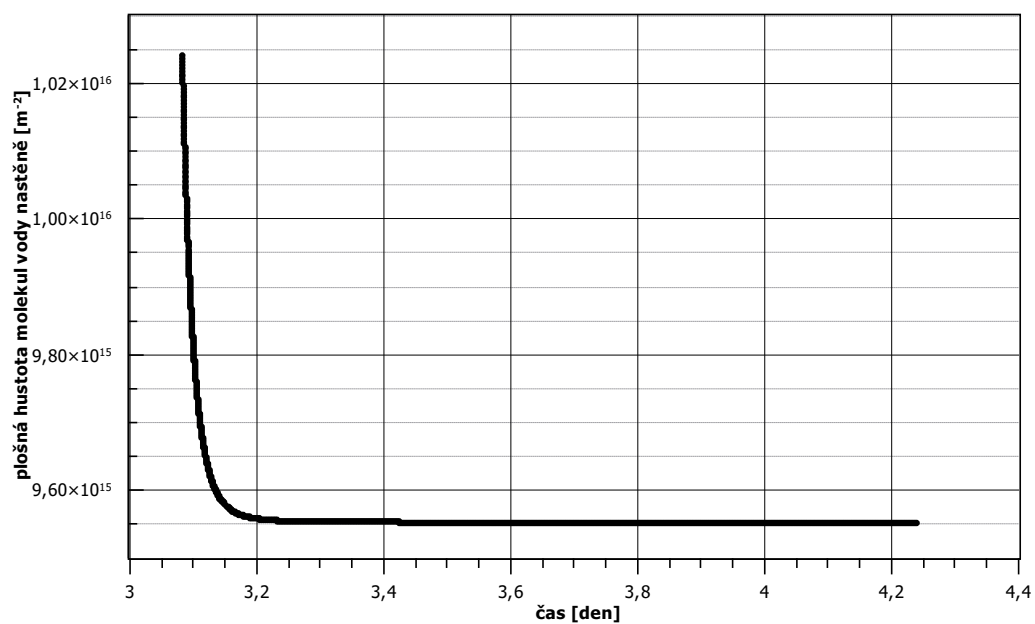
$$C = 7,1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ a}$$

$$N_0 = (2,0 \cdot 10^{19} \div 1,6 \cdot 10^{24}) \text{ molekul.}$$

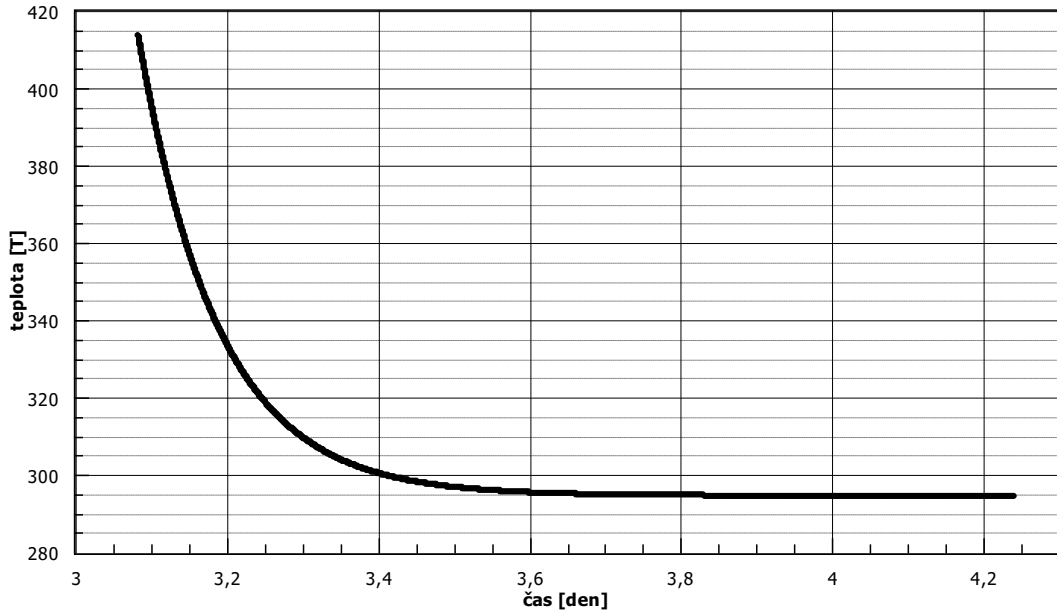
(5.18)



Obrázek 5.9: Modelové hodnoty plošné hustoty molekul vody na povrchu tokamaku po ukončení pečení s příspěvkem toku malého objemu.



Obrázek 5.10: Modelové hodnoty plošné hustoty molekul vody na povrchu tokamaku po ukončení pečení bez příspěvku toku malého objemu.



Obrázek 5.11: Model vývoje teploty v čase po skončení pečení.

Konstanty q a N_0 jsou uvedeny ve velkém rozsahu, neboť jejich určitou kombinací docházelo k vykreslení velmi podobných modelů, a tak jsem vzal určité hraniční hodnoty, za kterými už model skutečnosti neodpovídal.

5.6 Výsledky parametrů neznámé komory

Konstanta N_0 bude počáteční podmínka pro počet molekul N_k v malé komůrce V_k . To je pro mě zajímavá hodnota, neboť pomocí ní mohu odhadnout některé zajímavé údaje o tomto objemu. Ze stavové rovnice ideálního plynu (1.9) zkusím odhadnout objem této komory. Výpočet provedu pro rozsah tlaků p_k v komoře v rozmezí $(10^5 \div 10^1)$ Pa (pro tlak menší než je 10 Pa výsledky neodpovídají reálným hodnotám, proto od nich upustím) a pro horní a dolní hodnoty N_0 z (5.18). Teplotu uvažuji pokojovou. Na výsledky lze nahlédnout v tabulce 5.1.

Zajímavá zjištění bych mohl dostat i z hodnot konstanty q , neboť součin této konstanty s počáteční hodnotou N_k , nebo hodnotou jí v čase blízkou získáme tok unikajících částic q_{V_k} z objemu V_k . Vezmu-li v úvahu rovnici (1.31), čili počet dopadnuvších částic na element plochy za jednotku času, a přenásobím ji plochou A_k otvoru vedoucího do komůrky, dostanu tok částic procházejících tímto otvorem. Mám:

$$q_{V_k} = q \cdot N(t) = \frac{n_k v_a}{4} \cdot A_k \approx q \cdot N_0, \quad (5.19)$$

p_k [Pa]	V_k [cm ³]($N_0 = 1,6 \cdot 10^{24}$)	V_k [cm ³]($N_0 = 2,0 \cdot 10^{19}$)
10^5	$6,5 \cdot 10^4$	$8,1 \cdot 10^{-1}$
10^4	$6,5 \cdot 10^5$	$8,1 \cdot 10^0$
10^3	$6,5 \cdot 10^6$	$8,1 \cdot 10^1$
10^2	$6,5 \cdot 10^7$	$8,1 \cdot 10^2$
10^1	$6,5 \cdot 10^8$	$8,1 \cdot 10^3$

Tabulka 5.1: Odhad hodnot objemu neznámé komory pro různé tlaky.

q [s ⁻¹]	N_0 [molekul]	q_{V_k} [molekul · s ⁻¹]
10^{-11}	$1,6 \cdot 10^{24}$	$1,6 \cdot 10^{13}$
10^{-10}	$8,0 \cdot 10^{22}$	$8,0 \cdot 10^{12}$
10^{-9}	$1,0 \cdot 10^{21}$	$1,0 \cdot 10^{12}$
10^{-8}	$4,0 \cdot 10^{20}$	$4,0 \cdot 10^{12}$
10^{-7}	$1,5 \cdot 10^{20}$	$1,5 \cdot 10^{13}$
10^{-6}	$2,0 \cdot 10^{19}$	$2,0 \cdot 10^{13}$
Průměr		$1,1 \cdot 10^{13}$

Tabulka 5.2: Modelový odhad toku z neznámé komory.

p_k [Pa]	A_k [cm ²]
10^5	$3 \cdot 10^{-11}$
10^4	$3 \cdot 10^{-10}$
10^3	$3 \cdot 10^{-9}$
10^2	$3 \cdot 10^{-8}$
10^1	$3 \cdot 10^{-7}$

Tabulka 5.3: Odhad otvoru do neznámé komory pro různé tlaky.

kde n_k značí objemovou hustotu molekul vody v objemu V_k a

$$A_k = \frac{4q_{V_k}}{n_k v_a} = 4q_{V_k} \sqrt{\frac{\pi M}{8RT}} \cdot \frac{kT}{p_k} = 4q_{V_k} \sqrt{\frac{\pi MT}{8R}} \cdot \frac{k}{p_k}, \quad (5.20)$$

kde jsem v posledním kroku využil stavové rovnice ideálního plynu (1.9) a p_k je tlak v této malé komoře. Orientační modelové výsledky vypočteného toku q_{V_k} z několika hodnot q a N_0 podle (5.19) vidíme v tabulce 5.2. Průměrnou hodnotu poté použiji k výpočtu plochy otvoru do komory A_k podle (5.20) v závislosti na rozsahu tlaků ($10^5 \div 10^1$) Pa (vizte tabulku 5.3).

Pomocí modelu jsem tedy odhadl, že tok molekul z neznámého objemu je víceméně konstantní (vizte tabulku 5.2):

$$q_{V_k} = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ molekul} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (5.21)$$

Pro objem V_k , resp. plochu otvoru do komory A_k poté platí domněnka, že se pohybují v rozsazích

$$V_k = (6,5 \cdot 10^4 \div 6,5 \cdot 10^8) \text{ cm}^3 \quad (5.22)$$

pro horní počáteční hodnotu molekul $N_0 = 1,6 \cdot 10^{24}$ a

$$V_k = (8,1 \cdot 10^{-1} \div 8,1 \cdot 10^3) \text{ cm}^3 \quad (5.23)$$

pro dolní počáteční hodnotu molekul $N_0 = 2,0 \cdot 10^{19}$, resp.

$$A_k = (3 \cdot 10^{-11} \div 3 \cdot 10^1) \text{ cm}^2. \quad (5.24)$$

Mou namodelované průběhy tlaků tedy odpovídají reálným hodnotám a dokážou dostatečně osvětlit procesy, které se v tokamaku při a po vypékání dějí. Numerické výsledky z modelů, a z nich vyplývající odhady plochy a objemu neznámé komory, taktéž nejsou ve větším rozporu s reálnými představami.

Diskuse a závěr

Nejprve jsem zkoumal průběh tlaku v čase hlavní komory tokamaku COMPASS. Zjistil jsem, jak se vyvíjí tlak při různých procesech v komoře, ať už při vypékání, či při čištění povrchu komory výbojem.

Následně jsem určoval mezní tlak p_∞ po vypečení komory za předpokladu, že v komoře není žádný větší zdroj netěsností. Ten vyšel řádově v hodnotách 10^{-6} Pa (vizte obrázek 5.3).

Dále jsem při dalším měření zjistil zajímavý zdroj netěsnosti uvnitř komory tokamaku, který nebyl k nalezení heliovým hledačem netěsností zvnějšku. Tím jsem dospěli k tvrzení, že netěsnost je ukrytá uvnitř tokamaku, a sice v podobě malého objemu V_k , který svou vnitřní stranou netěsňuje.

Oproti předchozímu výpočtu mezní hodnoty tlaku, hodnota (vizte obrázek 5.4), na které se tlak ustálil po vypečení s tímto zdrojem netěsnosti je o zhruba řád vyšší.

Znečištění z objemu V_k jsme analyzovali pomocí hmotnostní spektrometrie. Zjistili jsme (vizte obrázek (5.5)), že největší podíl na znečištění hlavní komory mají vodní páry, které zde mají jednak nejvyšší parciální tlak a jednak přispívají ke vzrůstu celkového tlaku nejvíce, společně s parami kyslíku, ty jsem však zanedbal z důvodu malého parciálního tlaku.

V další části práce jsem se pokusil namodelovat vývoj parciálního tlaku vody v čase pomocí programového prostředí MATLAB[®]. Byly vytvořeny čtyři rovnice (vizte (5.16)), které víceméně dokáží reprezentovat děje v tokamaku během doby, která mě nejvíce zajímala.

Nejprve jsem v první fázi modelování simuloval závislost parciálního tlaku vody v čase při pečení. Tu lze shlédnout na obrázku 5.6. Za konstantní teploty $T = 410$ K jsou molekuly desorbovány z povrchu tokamaku a pomalu čerpány ven z komory. Odhadl jsem, jaká je plošná hustota vody na povrchu recipientu na začátku a na konci pečení (při vypnutí pečení), a jaká je efektivní čerpací rychlost S_{ef} turbomolekulární vývěvy. Modelově její hodnota odpovídá číslu $S_{ef} \approx 0,3 \text{ ls}^{-1}$. To je docela malá rychlost, musím však vzít v úvahu, že pumpa nemusí čerpat na plné otáčky. Dále také vím, že nám do hlavní komory tokamaku natékal proud částic z netěsnosti, a i desorpční proud zde může hrát svou roli (obecně natékání do komory). Ve výsledku pak dostanu malé hodnoty čerpací rychlosti.

Z obrázku 5.7 vyvozují, že při pečení plošná hustota molekul vody na stěně klesá, což je v souladu s reálnou představou. Molekuly na stěně dostávají energii prostřednictvím ohřevu, postupně desorbují a jsou čerpány.

V druhé fázi jsem vytvořil matematický model průběhu parciálního tlaku molekul vody v čase při čerpání vakuové komory tokamaku se simulovanou netěsností, i bez ní (obrázek 5.8). Zde je to, co jsem si potvrdil početně - a sice velký vliv netěsnosti na velikost mezního tlaku v komoře. V modelu je dokonce rozdíl mezi mezními tlaky bez zdánlivé netěsnosti a s ní dokonce tři řády.

Nasimuloval jsem taktéž závislost teploty v čase (obrázek 5.11) a závislost plošné hustoty molekul vody na stěně tokamaku, též v čase. Vývoj této plošné hustoty také odpovídá realitě, když v situaci, kdy tok z komůrky není nulový (obrázek 5.9), je zřejmý prudký nárůst molekul na stěně, která je ovšem vypěčená, a tak mají molekuly místo k adsorpci. Po určité době se tato adsorpce ustálí a graf směřuje k rovnováze. V druhém případě (obrázek 5.10) hustota molekul na stěně strmě poklesne a poté se taktéž vyrovná, a to je také v souladu s realitou, neboť jak teplota a počet molekul na stěně klesají, přestává převládat desorpce nad adsorpcí.

V poslední části této práce jsem odhadoval některé parametry neznámého objemu, který se zde chová jako nežádoucí netěsnost. Zkoušel jsem odhadnout tok molekul z tohoto objemu, tento tok je v řádech 10^{13} molekul $\cdot$ s $^{-1}$.

Dále jsem se pokusil odhadnout plochu a objem této komory. Výsledky jsou v tabulkách 5.3 a 5.1. Některé hodnoty (především hodnoty z oblasti nízkých tlaků) mne vedou ke tvrzení, že v této komoře nejspíš panoval tlak řádově vyšší než ten, který jsem měřil v hlavní komoře. Z vypočtených hodnot odhadů objemu (vizte tabulku 5.1) bych mohl vyloučit odhady s vyššími počty molekul v komůrce, neboť objem je pak i přes vysoký tlak nerealisticky velký. Spějí k závěru, že komůrka je objemná pouze v řádech cm 3 (při tlacích blízkých atmosférickému, např. pro tlak $p = 10^4$ Pa). Řádově podobná bude i plocha komory, za předpokladu kulové komory máme tedy objem $V_k = 8,1$ cm 3 a povrch bude 2 :

$$A_k = 19,5 \text{ cm}^2. \quad (5.25)$$

Porovná-li tuto hodnotu s hodnotami z tabulky 5.3 při vyšších tlacích, je jasné, že i netěsnost, která je v řádech setin μm^2 má rozhodující vliv na kvalitu vakua v komoře. Poměr odhadu plochy mezírky a plochy neznámé komory ϵ (beru-li opět hodnoty pro tlak $p = 10^4$ Pa, vizte (5.25)) je:

$$\epsilon = \frac{3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2}{19,5 \text{ cm}^2} \approx 10^{-11}. \quad (5.26)$$

Závěrem lze tedy říci, že je záhodno při „conditioningu“ tokamaku kontrolovat kvalitu a délku vypékání, neboť to má mimo jiné rozhodující vliv na kvalitu vakua. Z výsledků

2 Z rovnosti $A = \sqrt[3]{36\pi V^2}$, vyjádření povrchu koule pomocí jejího objemu.

této práce vyvozují, že i zanedbatelně malá netěsnost dokáže znatelně ovlivnit mezní tlak v komoře, kde je potřeba velmi vysokého vakua. Je proto nezbytné se při provozu tokamaků zabývat i problematikou netěsností, dbát na údržbu ohřevného mechanismu a pravidelně vyměňovat těsnící součástky.

Mnou vytvořený model celkově odpovídá reálným hodnotám a tedy splnil to, co jsem od něj čekal. Nutno však říci, že je nedokonalý a potřeboval by ještě mnohá vylepšení. Zejména po delší době se objevují větší odchylky od naměřených hodnot. To je způsobeno tím, že konstanta C po delší době nedokáže namodelovat rovnovážné procesy, které se zde dějí. Dalším důvodem může být i hodnota desorpční energie. Ta je samozřejmě spjatá s typem molekuly a s povrchem, na kterém je molekula adsorbována. Já jsem však modeloval pouze pro jeden typ molekuly a jeden typ povrchu, což ve výsledku může mít rozhodující vliv na tvar křivky. Na dokonalejší model by bylo třeba více času a podrobnější studii, což zde ale není možné vzhledem k rozsahu této práce. Při případném rozvinutí mého modelu by se však usnadnilo případné hledání takového typu netěsnosti, protože jinak je zvenčí nelokalizovatelná.

Literatura

- [1] ALPERSON-AFIL, N. Continual fire-making by Hominins at Gesher Benot Ya‘aqov, Israel. In: *Quaternary science reviews: the international multidisciplinary research and review journal*. Oxford: Pergamon, 1982-, Volume 27, Issues 17-18, s. 1733-1739. ISSN 0277-3791.
- [2] BENVENUTI, C. CHIGGIATO P. Obtention of pressures in the 10^{-14} Torr range by means of a Zr-V-Fe non evaporable getter. In: *Vacuum*. 1993, vol. 44, s. 511-513. ISSN 0042-207x.
- [3] O-Carborane | 16872-09-6. CHEMICALBOOK. *ChemicalBook—Chemical Search Engine* [online]. 2010 [cit. 2014-07-20]. Dostupné z: <http://www.chemicalbook.com/ChemicalProductProperty_EN_CB6282992.htm>
- [4] CHEN, Francis F. *Úvod do fyziky plazmatu*. 1. vyd. Praha: Academia, 1984, 328 s.
- [5] Vessel Cleaning Methods. EUROPEAN FUSION DEVELOPMENT AGREEMENT. *EFDA / European Fusion Development Agreement* [online]. 2001, 2014 [cit. 2014-07-20]. Dostupné z: <<http://www.efda.org/fusion/jet-tech/jet-vessel-baking/>>
- [6] GROSZKOWSKI, J. *Technika vysokého vakua*. Vyd. 1. Překlad Libor Pátý. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1981, 438 s.
- [7] HOFFMAN, Dorothy M. *Handbook of vacuum science and technology*. San Diego: Academic Press, 1998, 835 s. ISBN 01-235-2065-7.
- [8] JOUSTEN, K. NAKHOSTEEN Benjamin C. *Handbook of vacuum technology*. 1st English ed. Weinheim: Wiley-Blackwell, 2008. ISBN 978-352-7407-231.
- [9] Newton’s Law of Cooling. KHAMSI, Mohamed A. MATH MEDICS LLC. *S.O.S. Math* [online]. 1999 [cit. 2014-07-20]. Dostupné z: <<http://www.sosmath.com/diffeq/first/application/newton/newton.html>>
- [10] KIKUCHI, M. LACKNER K. *Fusion physics*. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2012. ISBN 978-920-1304-100.

- [11] KULHÁNEK, P. Tokamak COMPASS-D se stěhuje do Prahy. *Štefánikova hvězdárna* [online]. 2006 [cit. 2014-07-20]. Dostupné z: <<http://www.observatory.cz/news/tokamak-compass-d-se-stehuje-do-prahy.html>>
- [12] MITOŠINKOVÁ, K. *Dodatečný ohřev tokamakového plazmatu vstřikem výkonového svazku atomů vodíku/deuteria*. Brno, 2014. Diplomová práce. Masarykova univerzita.
- [13] Principy termojaderného reaktoru ITER. MLYNÁŘ, J. *Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v.v.i.* [online]. 1997 [cit. 2014-07-20]. Dostupné z: <http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/clanky/principy_ITER.pdf>
- [14] MOORE, John H. DAVIS, Christopher C. COPLAN, Michael A. *Building scientific apparatus*. 4th ed. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2009, xiii, 647 p. ISBN 978-0-521-87858-6.
- [15] REDHEAD, P. A., HOBSON, J. P., KORNELSEN, E. V. *The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum*. London: Chapman, 1968.
- [16] UMRATH, W. *Fundamentals of Vacuum Technology*. Cologne: Oerlikon Leybold Vacuum, 1998.
- [17] Oddělení Tokamak, ÚFP AV ČR. *Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.* [online]. 1997 [cit. 2014-07-20]. Dostupné z: <http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/index?m=comp&exp_menu=1>
- [18] WALKER, I. *Reliability in scientific research: improving the dependability of measurements, calculations, equipment, and software*. New York: Cambridge University Press, 2011, xxi, 58 p. ISBN 978-052-1857-703.
- [19] WESSON, J. CAMPBELL D. *Tokamaks*. 3rd ed. New York: Oxford University Press, 2004, xii, 749 p. International series of monographs on physics, v. 118. ISBN 01 – 985 – 0922 – 7.

Přílohy

Příloha A

Matematický model závislosti tlaku vodních par na čase v tokamaku

Zde jsou uvedeny tři kódy pro tři situace: modelování během pečení, po pečení bez příspěvku toku z malého objemu V_k a po pečení s příspěvkem toku z malého objemu V_k . Kompletní kód bude vysvětlen jen v prvním případě, v ostatních dvou se kódy liší pouze některými konstantami a počátečními podmínkami. Uvedu poté tedy jen ty.

Vždy se jednalo o modelování objemové hustoty n vodních par v tokamaku, který jsem poté převedl na tlak p pomocí stavové rovnice (1.9). Ten jsem pak vynášel do grafů, jež jsou uvedeny v praktické části. Počáteční hodnoty n_0 objemové hustoty jsem v obou případech odečetl z mnou naměřených dat.

Modelování průběhu objemové hustoty n částic vody v tokamaku během pečení

Zdrojový kód je uveden níže. Předpokládal jsme konstantní teplotu během pečení $T = 414$ K.

```
function SDEa
```

```
k(1)=1.38065e-23;  
k(2)=1;  
k(3)=8;  
k(4)=8.314472;  
k(5)=91000;  
k(6)=1e-13;  
k(7)=0.018;  
k(8)=295;  
k(9)=1.13e19;  
k(10)=0;  
k(11)=0;  
k(12)=0;  
k(13)=2.77e-4;
```

```

init(1)=5.3022e15;
init(2)=2.79e16;
%init(3)=1e16;
init(4)=414;

tst=0;
tfin=1.7e5;
tstep=10;

options=odeset('RelTol',1e-12,'AbsTol',1e-9,'NormControl','on','BDF','off');
sol=ode15s(@diffsys,[tst,tfin],init,options,k);
t=(tst:tstep:tfin)';
y=deval(sol,t)';

return;

function dydt=diffsys(t,y,k)

dydt=zeros(4,1);

dydt(1)=y(2)*k(1)*y(4)*k(3)/k(2)/(k(6)*exp(k(5)/k(4)/y(4)))-y(1)*k(13)/k(2)-y(1)*k(7)*(1-y(2)/k(9))*k(3)/4/k(2)+k(1)*y(4)*(k(10)*y(3)+k(11))/k(2);
dydt(2)=y(1)*k(7)*(1-y(2)/k(9))/4/k(1)/y(4)-y(2)/(k(6)*exp(k(5)/k(4)/y(4)));
dydt(3)=-k(10)*y(3);
dydt(4)=-k(12)*(y(4)-k(8));

return;

```

V tomto kódu jsem nejprve vytvořil pole diferenciálních rovnic (5.16) označené `diffsys`. V těchto rovnicích figurují konstanty, resp. proměnné, které jsou označeny $k(1)$ až $k(13)$, resp. $y(1)$ až $y(4)$. Konstanty jsou iniciovány na začátku kódu. Dále následují počáteční podmínky pro proměnné `init(1)` až `init(4)`, rozsah integrace `tst` až `tfin` a nakonec nastavení a volání solveru `ode15s`. Přehledněji jsem tyto konstanty³, proměnné, počáteční podmínky pro proměnné, resp. označení samotných diferenciálních rovnic vypsals do tabulek 5.4, 5.5, 5.6, resp. 5.7.

Model můžeme vidět na obrázku 5.6. Po vhodném namodelování jsem získal v této části hodnoty S_{ef} , $\tilde{n}_0$ a $\tilde{n}_t$, což je hodnota plošné hustoty molekul vody na stěně okolo doby, kdy se vypnulo pečení (tu jsem pak použil jako počáteční hodnotu do následujících modelů):

$$\begin{aligned}
S_{ef} &= 0,277 \text{ ls}^{-1}, \\
\tilde{n}_0 &= 2,79 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2} \text{ a} \\
\tilde{n}_t &= 9,37 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}.
\end{aligned} \tag{5.27}$$

³Konstanta E_{des} v tabulce 5.4 vhodně zvolena z Tab. 6.1 [joust], s. 223.

Konstanta	Označení	Hodnota
Boltzmannova konstanta	k (1)	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Objem komory tokamaku	k (2)	$V = 1 \text{ m}^3$
Povrch komory tokamaku	k (3)	$A = 8 \text{ m}^2$
Molární plynová konstanta	k (4)	$R = 8,31 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Desorpční energie	k (5)	$E_{des} = 91000 \text{ J mol}^{-1}$
Nejmenší možná doba pobytu částice na povrchu	k (6)	$\tau_0 = 10^{-13} \text{ s}$
Molární hmotnost vody	k (7)	$M = 0,018 \text{ kg mol}^{-1}$
Teplota okolí	k (8)	$T_A = 295 \text{ K}$
Plošná hustota monovrstvy	k (9)	$\tilde{n}_{mono} = 1,13 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$
Časová konstanta toku z malého objemu	k (10)	$q = 0 \text{ s}^{-1}$
Konstanta sumárního toku částic do komory	k (11)	$C = 0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$
Časová teplotní konstanta	k (12)	$K = 0 \text{ s}^{-1}$
Efektivní čerpací rychlost	k (13)	$S_{ef} = 2,77 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$

Tabulka 5.4: Přehled značení konstant ve zdrojovém kódu.

Proměnná	Označení
Objemová hustota molekul v tokamaku n	y (1)
Plošná hustota molekul na stěně $\tilde{n}$	y (2)
Počet molekul v objemu V_k	y (3)
Teplota T	y (4)

Tabulka 5.5: Přehled značení proměnných ve zdrojovém kódu.

Počáteční podmínka v čase $t = 0$	Označení	Hodnota
Objemová hustota molekul v tokamaku	init (1)	$n_0 = 5,0322 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$
Plošná hustota molekul na stěně	init (2)	$\tilde{n}_0 = 2,79 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$
Počet molekul v objemu V_k	init (3)	$N_0 = 0 \text{ molekul}$
Teplota	init (4)	$T_0 = 414 \text{ K}$

Tabulka 5.6: Přehled značení počátečních podmínek pro proměnné ve zdrojovém kódu.

Modelování průběhu objemové hustoty n částic vody v tokamaku po skončení pečení bez přispívání toku z neznámého objemu

Teplota T již není konstantní, ale klesá od počáteční teploty T_0 k pokojové teplotě T_A . Změny oproti minulému kódu jsou v tabulce 5.8. Rozsah integrace byl od $t_{\text{st}} = 0$ až $t_{\text{fin}} = 1e6$.

Model lze shlédnout na obrázku 5.8 (zelená křivka). Modelování závislosti poklesu teploty v čase je na obrázku 5.11. Modelování závislosti plošné hustoty molekul vody na povrchu

Rovnice	Označení
dp/dt (vizte (5.12))	$dydt$ (1)
$d\tilde{n}/dt$ (vizte (5.14))	$dydt$ (2)
dN_k/dt (vizte (5.11))	$dydt$ (3)
dT/dt (vizte (5.15))	$dydt$ (4)

Tabulka 5.7: Přehled značení diferenciálních rovnic ve zdrojovém kódu.

komory v čase bez příspěvku toku neznámého objemu je na obrázku 5.10. Časovou konstantu K jsem získal opět vhodným namodelováním:

$$K = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}. \quad (5.28)$$

Modelování průběhu objemové hustoty n částic vody v tokamaku po skončení pečení s přispíváním toku z neznámého objemu

Teplota T nyní již není konstantní, ale klesá od počáteční teploty T_0 k pokojové teplotě T_A . Změny oproti prvnímu kódu jsou v tabulce 5.9. Rozsah integrace byl od $t_{st} = 0$ až $t_{fin} = 1e6$.

Model lze shlédnout na obrázku 5.8 (červená křivka). Modelování závislosti plošné hustoty molekul vody na povrchu komory v čase s příspěvkem toku neznámého objemu je na obrázku 5.9. Vhodnou modelací jsem získal hodnotu konstanty C a řádové odhady konstant q a N_0 :

$$C = 7,1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (5.29)$$

$$q = (10^{-6} \div 10^{-11}) \text{ s}^{-1} \text{ a} \quad (5.30)$$

Upravená konstanta	Označení	Hodnota
Počáteční podmínka pro objemovou hustotu molekul v tokamaku	<code>init</code> (1)	$n_0 = 8,84 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$
Počáteční podmínka pro plošnou hustotu molekul na stěně	<code>init</code> (2)	$\tilde{n}_0 = 9,37 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
Časová teplotní konstanta	<code>k</code> (12)	$K = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

Tabulka 5.8: Druhý zdrojový kód, neznámý objem svým tokem nepřispívá. Změny oproti prvnímu zdrojovému kódu.

Upravená konstanta	Označení	Hodnota
Počáteční podmínka pro objemovou hustotu molekul v tokamaku n_0	init (1)	$8,84 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$
Počáteční podmínka pro plošnou hustotu molekul na stěně	init (2)	$\tilde{n}_0 = 9,37 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
Počáteční podmínka pro počet molekul v objemu V_k	init (3)	$(2,0 \cdot 10^{19} \div 1,6 \cdot 10^{24}) \text{ molekul}$
Časová konstanta toku z malého objemu	k (10)	$(10^{-6} \div 10^{-11}) \text{ s}^{-1}$
Konstanta sumárního toku částic do komory	k (11)	$C = 7,1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$
Časová teplotní konstanta	k (12)	$1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

Tabulka 5.9: Třetí zdrojový kód, neznámý objem svým tokem přispívá. Změny oproti prvnímu zdrojovému kódu.

$$N_0 = (2,0 \cdot 10^{19} \div 1,6 \cdot 10^{24}) \text{ molekul.} \quad (5.31)$$