

**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH  
TECHNOLOGIÍ**

**ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

**ZJEDNODUŠENÝ MODEL AXIÁLNĚ  
CHLAZENÉHO OBLOUKU**

**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

MASTER'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

**BC. ONDŘEJ KASAL**

**BRNO 2009**



VYSOKÉ UČENÍ  
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

Ústav elektroenergetiky

# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor  
**Elektroenergetika**

**Student:** Bc. Ondřej Kasal

**ID:** 83660

**Ročník:** 2

**Akademický rok:** 2008/2009

## NÁZEV TÉMATU:

**Zjednodušený model axiálně chlazeného oblouku**

## POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Cílem práce je vytvořit program pro výpočet zjednodušeného modelu axiálně chlazeného oblouku.

Osnova:

1. základní pojmy - výboje v plynech, oblouk, plazma
2. modelování oblouku
3. popis zjednodušené metody výpočtu
4. vytvoření programu a aplikace pro zadané parametry

## DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího.

**Termín zadání:** 9.2.2009

**Termín odevzdání:** 25.5.2009

**Vedoucí práce:** Ing. Ilona Lázničková, Ph.D.

**doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.**

*Předseda oborové rady*

## UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

# LICENČNÍ SMLOUVA POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

## 1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Ondřej Kasal  
Bytem: Blížkovice 333  
Narozen/a (datum a místo): 7. 12. 1984 v Třebíči

(dále jen „autor“)

a

## 2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií  
se sídlem Údolní 53, Brno, 602 00

jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:

doc. Ing. Petr Toman, CSc., předseda oborové rady Elektroenergetiky

(dále jen „nabyvatel“)

## Čl. 1

### Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- disertační práce
  - diplomová práce
  - bakalářská práce
  - jiná práce, jejíž druh je specifikován jako .....
- (dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Zjednodušený model axiálně chlazeného oblouku  
Vedoucí/ školitel VŠKP: Ing. Ilona Lázničková, Ph. D.  
Ústav: Elektroenergetiky  
Datum obhajoby VŠKP: 15.06.2009

VŠKP odevzdal autor nabyvateli v\*:

- tištěné formě – počet exemplářů 1
- elektronické formě – počet exemplářů 1

---

\* hodící se zaškrtněte

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.
3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.
4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

## **Článek 2**

### **Udělení licenčního oprávnění**

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
  - ihned po uzavření této smlouvy
  - 1 rok po uzavření této smlouvy
  - 3 roky po uzavření této smlouvy
  - 5 let po uzavření této smlouvy
  - 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

## **Článek 3**

### **Závěrečná ustanovení**

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne: .....

.....  
Nabyvatel

.....  
Autor

Bibliografická citace práce:

KASAL, O. *Zjednodušený model axiálně chlazeného oblouku*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009. 72 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Ilona Lázničková, Ph.D.

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

.....

## **PODĚKOVÁNÍ**

Děkuji vedoucí této diplomové práce Ing. Iloň Lázničkové, Ph. D. za všechn její čas, odbornou pomoc, poskytnuté rady a skvělé vedení, které mi pomohlo k vypracování a zakončení práce do její konečné podoby.

V Brně, dne 25.5. 2009.

Ondřej Kasal



**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**

**Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií  
Ústav elektroenergetiky**

**Diplomová práce**

# **Zjednodušený model axiálně chlazeného oblouku**

**Bc. Ondřej Kasal**

**vedoucí: Ing. Ilona Lázníčková, Ph. D.**

**Ústav elektroenergetiky, FEKT VUT v Brně, 2009**

**Brno**



**BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY**

**Faculty of Electrical Engineering and Communication  
Department of Electrical Power Engineering**

**Master's Thesis**

# **Simplified model of axial cooled arc**

**by**

**Bc. Ondřej Kasal**

**Supervisor: Ing. Ilona Lázníčková, Ph. D.**

**Brno University of Technology, 2009**

**Brno**

## **ABSTRAKT**

Výhodami využití výpočetní techniky je rychlé a přehledné zpracování dat. Nabízí se i velká variabilita a okamžitá možnost změny přenášené informace, stejně jako jejich časté nebo opakované používání. Od různorodosti a velikosti přenášených informací se odvíjí použité technologie a kapacita výpočetních prostředků. Velmi výhodné použití výpočetních prostředků je pak tam, kde se zpracováním souboru dat a použitím konkrétní metody přibližujeme ke konečným hodnotám v mnoha krocích, tedy při využívání iteračních metod. Výpočetní technika je klíčovým prvkem simulačních, výpočetních a vizualizačních metod uplatňujících se v technických aplikacích.

Plazmat nachází své uplatnění v různých odvětvích průmyslu, od technického zpracování materiálů až po aplikace výkonové elektrotechniky. Je mu tedy věnována zvýšená pozornost. Pro popis čtvrtého skupenství hmoty a k popisu dějů probíhajících vně oblouku se využívá matematicko fyzikálních rovnic. Řešení rovnic je složité a k završení výpočtu vede mnoho kroků. Nabízí se tedy užití výpočetní techniky pro zpracování různých metod popisů dějů v elektrickém oblouku.

### **KLÍČOVÁ SLOVA:**

Plazmat, modelování oblouku, výboje v plynech, elektrický oblouk, jiskra, C++ Builder, aplikace.

**ABSTRACT**

Using of computer technology brings advantages of quick and well-arrange data. Computer technology offers change of transferring information the same way as that often using. Capacity and execution of computer technology is depending on kind and size of elaborated information. It is necessary to use to computer technology in application working with big data range and in application which needs many steps to finish calculation it means when we are using iterative methods. It is computer technology which creates main part of simulation, computation and visualization methods which are using in technical application.

Plasma is using in many way of industry from technical manufacturing of materials to application in power electronics. Attention is paid to plasma. To description to fourth state of substance and for description to processes in plasma are used mathematic and physic equations. To solve to equations is hard and we need many steps to cover it. It is necessary to use computer technology to work up different method performs to describe electric arc.

**KEY WORDS:**

Plasma, simulation of arc, gas discharge, electric arc, flash, C++ Builder, application.

## OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	13
SEZNAM TABULEK .....	14
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	15
1 ÚVOD.....	17
2 ZÁKLADY FYZIKY PLAZMATU.....	18
2.1 ELEMENTÁRNÍ PROCESY .....	19
2.1.1 PRUŽNÉ SRÁŽKY .....	20
2.1.2 NEPRUŽNÉ SRÁŽKY .....	20
3 PLAZMA.....	23
3.1 VZNIK A VLASTNOSTI PLAZMATU .....	23
3.2 DEFINICE PLAZMATU .....	24
3.3 IZOTERMICKÉ A NEIZOTERMICKÉ PLAZMA .....	25
3.4 DIFUZNÍ PROCESY V PLAZMATU .....	26
3.5 VNITŘNÍ ENERGIE PLYNU .....	26
3.6 TEPELNÁ VODIVOST.....	27
3.7 ENERGETICKÁ BILANCE PLAZMATU.....	27
4 SYSTEMATIKA VÝBOJŮ .....	27
4.1 ROZDĚLENÍ VÝBOJŮ.....	28
4.1.1 NESAMOSTATNÉ VÝBOJE .....	29
4.1.2 SAMOSTATNÉ VÝBOJE.....	29
5 MODELOVÁNÍ ELEKTRICKÉHO OBLOUKU .....	33
5.1 ZJEDNODUŠENÝ MODEL AXIÁLNĚ CHLAZENÉHO OBLOUKU .....	33
5.1.1 ZJEDNODUŠUJÍCÍ PŘEDPOKLADY .....	34
5.2 ROVNICE ZACHOVÁNÍ.....	36
5.2.1 OHMŮV ZÁKON .....	38
5.2.2 ROVNICE KONTINUITY .....	38
5.2.3 ROVNICE ENERGIE .....	39
5.3 ZJEDNODUŠENÁ METODA NA VÝSTUPU ANODOVÉHO KANÁLU .....	41
5.3.1 ZJEDNODUŠENÁ METODA ZAHRNÚJÍCÍ OSOVÉ ROZLOŽENÍ VELIČIN.....	42
5.3.2 POSTUP VÝPOČTU .....	43
6 VYTVOŘENÍ POČÍTAČOVÉ APLIKACE .....	45
6.1 NAČÍTÁNÍ VSTUPNÍCH DAT A VOLBA KOMPONENT PRO JEJICH ZPRACOVÁNÍ.....	46
6.2 VÝPOČET .....	49
6.3 VYPOČÍTANÉ HODNOTY.....	55
6.4 GRAFY.....	59
6.4.1 ROZLOŽENÍ TEPLoty PODĚL KANÁLU PLAZMATRONU.....	61
6.4.2 ROZLOŽENÍ INTENZITY ELEKTRICKÉHO POLE PODĚL KANÁLU PLAZMATRONU .....	64

---

6.4.3 ROZLOŽENÍ NAPĚTÍ PODÉL KANÁLU PLAZMATRONU .....	65
6.4.4 ZMĚNA PRŮMĚRU OBLOKU PODÉL KANÁLU PLAZMATRONU .....	65
6.4.5 NASTAVENÍ GRAFŮ .....	66
<b>6.5 SHRNUÍ POSTUPU PRÁCE S PROGRAMEM .....</b>	<b>67</b>
<b>6.6 NĚKTERÉ ZAJÍMAVOSTI O VYTVOŘENÉ APLIKACI .....</b>	<b>68</b>
<b>7 ZÁVĚR.....</b>	<b>69</b>
<b>7.1 VYTVOŘENÝ PROGRAM .....</b>	<b>69</b>
<b>7.2 ZJEDNODUŠENÁ METODA VÝPOČTU .....</b>	<b>70</b>
<b>POUŽITÁ LITERATURA .....</b>	<b>71</b>
<b>PŘÍLOHA A MATERIÁLOVÉ VLASTNOSTI PLAZMATU AR PRO <math>P = 1\text{ATM}</math>.....</b>	<b>72</b>

## SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2-1 Závislost skupenství látky na její energii.....</i>	<i>18</i>
<i>Obr. 2-2 Drift elektronu .....</i>	<i>19</i>
<i>Obr. 3-1 Dráhy částic ve zředěném plazmatu a v plazmatu s vyšším tlakem.....</i>	<i>24</i>
<i>Obr. 3-2 Tepelná vodivost plazmatu volně hořícího oblouku .....</i>	<i>27</i>
<i>Obr. 4-1 Charakteristika výbojů .....</i>	<i>28</i>
<i>Obr. 4-2 Unipolární koróna .....</i>	<i>30</i>
<i>Obr. 4-3 Potenciál a intenzita el. pole ve výbojové dráze doutnavého výboje.....</i>	<i>31</i>
<i>Obr. 5-1 Sledovaná část plazmatronu.....</i>	<i>34</i>
<i>Obr. 5-2 Dvouzónový příčný teplotní profil .....</i>	<i>35</i>
<i>Obr. 6-1 Okno vstupních dat .....</i>	<i>47</i>
<i>Obr. 6-2 Ošetření formátu vstupních dat .....</i>	<i>48</i>
<i>Obr. 6-3 Okno pro kontrolu výpočtu .....</i>	<i>49</i>
<i>Obr. 6-4 Chyba vstupu dat v kontrole výpočtu.....</i>	<i>50</i>
<i>Obr. 6-5 Ukončení výpočtu na maximální teplotě.....</i>	<i>53</i>
<i>Obr. 6-6 Okno s vypočítanými hodnotami.....</i>	<i>55</i>
<i>Obr. 6-7 Zobrazení historie výpočtu .....</i>	<i>56</i>
<i>Obr. 6-8 Zobrazení tisku vypočítaných hodnot .....</i>	<i>58</i>
<i>Obr. 6-9 Rozložení teploty podél kanálu .....</i>	<i>61</i>
<i>Obr. 6-10 Kurzory v grafech .....</i>	<i>62</i>
<i>Obr. 6-11 Rozložení intenzity el. pole podél kanálu.....</i>	<i>64</i>
<i>Obr. 6-12 Rozložení napětí podél kanálu plazmatronu.....</i>	<i>65</i>
<i>Obr. 6-13 Změna průměru elektrického oblouku podél kanálu plazmatronu .....</i>	<i>65</i>
<i>Obr. 6-14 Nastavení grafů.....</i>	<i>66</i>
<i>Obr. 6-15 Logo aplikace .....</i>	<i>68</i>

**SEZNAM TABULEK**

<i>Tab. 5-1</i> Rozměry kanálu.....	34
<i>Tab. 5-2</i> Naměřené hodnoty na plazmatronu.....	35
<i>Tab. 5-3</i> Vstupní data pro výpočet .....	45

**SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK**

A	práce	J
B	magnetická indukce	T
$\vec{B}$	vektor magnetická indukce	T
E	intenzita elektrického pole	$V \cdot m^{-1}$
$\vec{E}$	vektor intenzity elektrického pole	$V \cdot m^{-1}$
I	elektrický proud	A
$\vec{J}$	vektor toku energie	W
$\vec{J}_q$	ztráty vedením tepla	W
$\vec{J}_r$	ztráty zářením	W
Ma	Machovo číslo	-
N	koncentrace částic	-
$P_z$	ztráty na oblouku	W
Q	elektrický náboj	C
$Q_m$	hmotnostní průtok	$kg \cdot s^{-1}$
T	teplota	K
$T_0$	teplota studené zóny	K
$T_A$	teplota v ose oblouku	K
U	elektrické napětí	V
$U_R$	napětí na rezistoru	V
$U_V$	napětí výboje	V
$U_Z$	napětí zdroje	V
W	energie	J
$W_1$	výchozí energie částice	J
$W_n$	konečná energie částice	J
Z	nábojové číslo	-
c	rychlost	$m \cdot s^{-1}$
$c_r$	radiální složka rychlosti	$m \cdot s^{-1}$
$c_s$	rychlost zvuku	$m \cdot s^{-1}$
$c_z$	z-ová složka rychlosti	$m \cdot s^{-1}$
e	náboj elektronu	eV

h	Planckova konstanta	$J \cdot s$
h	entalpie	$J \cdot kg^{-1}$
j	proudová hustota	$A \cdot m^{-2}$
$j_s$	proudová hustota v katodové skvrně	$A \cdot m^{-2}$
k	Boltzmanova konstanta	$J \cdot K^{-1}$
$n_0$	střední počet částic	-
p	tlak	Pa
$p_o$	tlak plynu	Pa
$p_i$	tlak iontů	Pa
$p_e$	tlak elektronů	Pa
$p_z$	měrné ztráty	-
r	střední vzdálenost, poloměr	m
$r_o$	poloměr katodové skvrny	m
$r_A$	poloměr oblouku	m
$r_C$	poloměr kanálu plazmatronu	m
$r_D$	Debyeův poloměr	m
t	čas	s
$z_L$	délka kanálu	m
$z_k$	délka pro k-tý krok	m
$z_{k-1}$	délka pro k-1 krok	m
$\Delta z$	rozdíl délek	m
$\beta_H$	Hallův koeficient	$m^3 \cdot C^{-1}$
$\varepsilon_E$	vyzářená energie	W
$\eta$	tlak	Pa
$\lambda$	tepelná vodivost	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$\mu_z$	objemové ztráty	$W \cdot m^{-3}$
$\nu$	kmitočet záření	Hz
$\pi$	Eulerovo číslo	-
$\rho$	hustota látky	$kg \cdot m^{-3}$
$\sigma$	konduktivita	$S \cdot m^{-1}$
$\Rightarrow$ $\tau$	tenzor vazkých napětí	Pa

# 1 ÚVOD

Úkolem této diplomové práce Zjednodušený model axiálně chlazeného oblouku je popis a metodika výpočtu parametrů veličin axiálně chlazeného elektrického oblouku a vytvoření počítačové aplikace pro výpočet těchto veličin.

Z těchto důvodů je práce rozdělena prakticky do třech částí. Protože látka, ve které hoří elektrický oblouk, se nachází ve čtvrtém skupenství látky, je první část práce věnována plazmatu. V prvních kapitolách je diskutován vznik a vlastnosti plazmatu a jaké elementární procesy probíhají v plazmatu, jedná se o popis srážek v plazmatickém výboji. Následně je plazma blíže definováno a je zde zpracována jeho definice. Závěr kapitoly je věnován problematice elektrických výbojů. Je zde uvedeno rozdělení výbojů a následně jsou jednotlivé výboje blíže popsány. Jedná se o korónu, doutnavý výboj a elektrický oblouk.

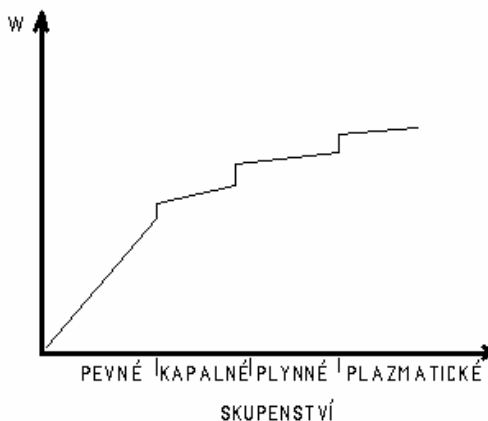
V druhé části jsou popsány základy modelování elektrického oblouku. Jsou zde uvedeny rovnice mechaniky kontinua, které popisují modely proudění termického plazmatu. Jedná se o rovnici kontinua, rovnici energie, rovnici momentovou a zobecněný Ohmův zákon. Následně je popsán model axiálně chlazeného elektrického oblouku s uvedením zjednodušujících předpokladů, které se projeví ve snadnějším řešení rovnic. Konečný tvar těchto rovnic je popisem metody výpočtu zjednodušeného modelu axiálně chlazeného oblouku. Aplikace rovnic kontinua na jednotlivé elementy kanálu dává vzniku iterační metodě pro stanovení osových parametrů elektrického oblouku, kterými jsou rozložení teploty, elektrické intenzity a napětí v ose oblouku. Podkladem k výpočtu jsou experimentálně naměřené hodnoty na plazmatronu a vlastnosti pracovního plynu, které slouží jako vstupní hodnoty pro poslední část diplomové práce.

Třetí část diplomové práce je částí praktickou. Jedná se o vytvoření počítačového programu, který bude sloužit pro výpočty osových závislostí veličin axiálně chlazeného elektrického oblouku. Program bude zahrnovat zjednodušenou metodu výpočtu axiálně chlazeného oblouku. Podklady pro výpočet budou experimentálně naměřené hodnoty na plazmatronu, materiálové vlastnosti pracovního plynu a metoda výpočtu. Výstupem z programu bude osově rozložení hodnot teploty, elektrické intenzity a napětí. Výsledky by měly být zpracovány numericky a graficky. Požadavek bude také kladen na variabilitu a zpracování vstupních a výstupních dat a také jejich archivaci. Vytvoření počítačového programu vyžaduje zapsání zdrojového kódu ve vývojovém prostředí, vytvoření aplikace a odladění pro funkční využití.

V třetí části práce je uveden popis a obsluha práce s programem. Je zde uveden detailní popis aplikace s příklady kódu vývojového prostředí C++ Builderu.

## 2 ZÁKLADY FYZIKY PLAZMATU

Jakákoliv látka se může nacházet ve čtyřech skupenstvích. Je to skupenství pevné, kapalné, plynné a plazmatické. O tom, v jakém skupenství se daná látka právě nachází, rozhoduje její tepelná energie. Na Obr. 2-1 [1] je závislost skupenství látky na její tepelné energii.



Obr. 2-1 Závislost skupenství látky na její energii

Nachází-li se látka ve skupenství pevném, jsou molekuly látky uspořádány do pravidelné mřížky. Tyto molekuly na sebe vzájemně intenzivně působí. Působení se však omezuje pouze na sousední molekuly a každá molekula má přesně vymezené místo a velmi malou možnost pohybu, může tedy kmitat kolem svojí rovnovážné polohy. Vzdálenost sousedních molekul je řádově  $10^{-8}$  cm. Tepelná energie v látce je rovna kinetické energii kmitajících molekul, tím je určena teplota látky. Dalším přivedením energie látce, jejím zahřátím, se zvýší kinetická energie molekul, zvýší se jejich vzdálenost. To se navenek projeví zvýšením objemu látky. Látka začne přecházet do kapalného skupenství v okamžiku, kdy se poruší struktura molekulové mřížky.

Při přechodu látky ze skupenství pevného do skupenství kapalného se změní její objem. Změna objemu není velká. Kapalná látka má s pevným skupenstvím látky společných mnoho vlastností, např. vzdálenost molekul v mřížce, tak i vzájemné působení sousedních molekul. Z těchto důvodů nazýváme obě skupenství látky kondenzátem. Podstatný rozdíl v kapalné látce je v uspořádání molekul, které je vlivem porušení mřížky bezvýznamné.

Podstatných změn nabývá přechod látky ze skupenství kapalného do skupenství plynného. Vzdálenost molekul v plynu je o dva řády vyšší než u skupenství kapalného. Molekuly se pohybují chaoticky a působí na sebe pouze při vzájemných srážkách, které trvají velmi krátkou dobu, asi  $10^{-13}$  s. Při srážce dojde ke změně směru pohybu částice a k výměně energie mezi částicemi. Molekuly mají v plynném skupenství energii větší než v kondenzátu, avšak tato energie, která se vymění při vzájemných srážkách, nestačí na vyvolání změn struktury v molekule.

Dodáváním energie do látky v plynném skupenství má za následek zvyšování kinetické energie molekul a při určité teplotě je kinetická energie molekul tak velká, že při vzájemných srážkách molekul se rozdělí na jednodušší částice, případně atomy. Tento pochod nazýváme disociací molekul. Vzniklé atomy mají kinetickou energii dostačující k vyvolání změn ve struktuře atomového obalu při vzájemných srážkách. Při menší energii může atom přejít do

nabuzeného stavu a při větší energii může být z atomového obalu vytržen některý z valenčních elektronů, což nazýváme ionizací atomu.

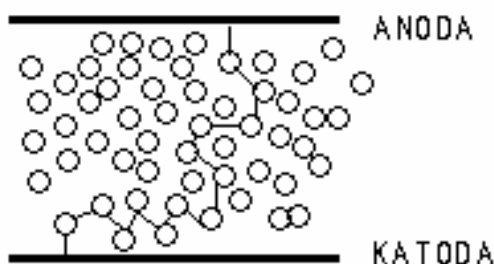
Ionizací vznikají v plynu elektricky nabitě částice. Jedná se o elektrony se záporným nábojem a kladné ionty. Plyn, ve kterém probíhají ionizační procesy, je látkou v plazmatickém skupenství. S látkou v plynném skupenství má společný chaotický pohyb částic. Protože částice přenáší elektrický náboj, je vzájemné působení částic ovlivněno i na větší vzdálenosti. V malém objemu plazmatu vznikají fluktuace elektrického pole, plazma se navenek jeví jako elektricky neutrální. Plazma v tomto stavu nazýváme elektricky neutrální.

Plazma se podobá pevnému skupenství stálostí, tedy má snahu se po každé poruše vrátit do původního stavu. Tato stálost je zapříčiněna kvazineutralitou plazmatu a také tím, že částice v plazmatu jsou elektricky nabitě a působí na sebe na větší vzdálenosti [1].

## 2.1 Elementární procesy

Elementárními procesy nazýváme změny energie jednotlivých částic nebo vznik nových srážejících se částic, případně jejich zánik.

Vlivem pohybu částic v plynu dochází k jejich vzájemnému působení. Jednotlivé částice na sebe narážejí a vzájemně si vyměňují energii. Dochází k výměně energie nebo vzniku částice s energií jiného druhu druhé částice. Vznik nových částic, dále jejich změny energie, jsou podmínkou vzniku, udržení a zániku plazmatu elektrických výbojů [1].



Obr. 2-2 Drift elektronu

Rychlost elektronů a iontů mezi jednotlivými srážkami je mnohem větší než rychlost driftového pohybu, můžeme tedy předpokládat, že oba druhy částic se v plazmatu pohybují všemi směry stejnými rychlostmi a že jejich drift má pro tepelný pohyb částic druhořadý význam.

Srážky elektronů s neutrálními částicemi mají za následek, že se rychlosti elektronů rozdělí podle Maxwellova zákona. Teplotu příslušnou tomuto rozdělení nazýváme teplotou elektronového plynu, nebo krátce teplotou elektronů.

Analogicky se rozdělí rychlosti ostatních částic a příslušné teploty nazýváme teplotou plynu určenou rozdělením rychlostí neutrálních částic a teplotou iontového plynu, nebo krátce teplotou iontů.

Teplota jednotlivých druhů částic je určena jejich celkovou kinetickou energií, tato je rovna podle [1]

$$W = \frac{3}{2} N \cdot k \cdot T . \quad (1.1)$$

Nazýváme ji střední vnitřní energií plynu. Ve vztahu je  $N$  koncentrace částic,  $k$  je Boltzmanova konstanta,  $T$  je teplota.

Z této rovnice plyne, že střední energie v jednotkovém objemu plynu závisí na teplotě plynu a koncentraci částic, ze kterých se plyn skládá.

Částice plynu se nesrážejí pouze mezi sebou, ale narážejí i na stěny nádoby, ve které je plyn uzavřen. Ve statistickém průměru mají tyto nárazy účinek jako stálá síla působící na jednotku plochy stěny nádoby, působící na stěnu určitým tlakem. Pro velikost tlaku podle [1] platí

$$p = p_o + p_i + p_e, \quad (1.2)$$

kde  $p_o$ ,  $p_i$ ,  $p_e$  jsou tlaky plynu, iontů a elektronů.

Podle změn, které při srážkách nastanou, dělíme srážky na pružné a nepružné. Při pružných srážkách si srážející se částice zachovávají stejnou strukturu před a po srážce, při srážce se změni směr a velikost rychlostí. Zúčastní-li se pružné srážky více částic, nemění se jejich počet, při pružné srážce nevzniká nová částice.

Při nepružných srážkách se mění vnitřní struktura jedné nebo více srážejících se částic, případně po srážce vznikne částice, která před ní neexistovala, nebo byla obsažena v některé částici (např. elektron, který před srážkou byl vázán v obalu atomu) [1].

### 2.1.1 Pružné srážky

Nejčastějším druhem pružných srážek je srážka iontu s neutrálním atomem. Je však třeba odlišit srážku elektronu s atomem a srážku kladného iontu s atomem. K pružné srážce může dojít pouze pokud na sebe částice nepůsobí přitažlivou silou, tedy nesmí se jednat o částice s opačnými znaménky náboje. Jedna z částic může být elektricky neutrální.

Velikost elektronu je v porovnání s velikostí atomu mnohonásobně menší. Rovněž hmotnost elektronu je zanedbatelná v porovnání s hmotností atomu. Proto je kinetická energie, kterou předá elektron atomu, velmi malá.

Přibližná dráha elektronu mezi anodou a katodou je na Obr. 2-2 [1]. Vlivem srážek s atomy opisuje elektron nepravidelnou dráhu. Při srážce s atomem se změni směr jeho rychlosti a v době mezi dvěma po sobě následujícími srážkami je elektron urychlován elektrickým polem směrem k anodě. Při přenášení elektronu od katody k anodě je dle [1] vykonána práce

$$A = eU, \quad (1.3)$$

kde  $U$  je rozdíl potenciálů mezi anodou a katodou,  $e$  je náboj elektronu. Protože elektron při srážkách s atomy ztrácí nepatrnou část svojí kinetické energie, je tato práce stejná s prací, kterou bychom museli vykonat při přenesení elektronu od katody k anodě ve vakuu [1].

### 2.1.2 Nepružné srážky

Při vzájemném ovlivňování částic dochází vedle pružných srážek, ve kterých napadané částice nemění svůj kvantový stav, také k většímu či menšímu počtu nepružných srážek, při kterých dochází k ionizaci, disociaci a excitaci. Při nabuzení částice nevznikají iontové páry, pouze vyzářený foton, který ochuzuje energetický obsah plazmatu.

Nejdůležitější nepružnou srážkou je nepružná srážka ionizační. Tedy částice jednoho druhu narazí do částice druhého druhu a částice prvního druhu je ionizována. Obě tyto částice mají po

srážce náboje  $+Q$  a  $-Q$ . Ionizace však nemusí proběhnout při první srážce. Při první srážce se může první částice nejprve nabudit a až při následující srážce dojde k ionizaci.

Nejčastější srážkou je srážka elektronu s neutrální částicí, jejich následkem je dvojice elektron a kladný iont. Jedná se o vícestupňový děj. Dojde nejprve k nabuzení a teprve pak k ionizaci [5].

Obecně se při nepružných srážkách mění kinetická energie srážejících se částic v energii jiného druhu, nejčastěji v potenciální energii vazebních elektronů atomového obalu. Změna potenciální energie těchto elektronů se projeví nabuzením nebo ionizací atomu.

Elektron obíhající po určité dráze charakterizované velikostí energie má konstantní potenciální energii vzhledem k jádru a nemůže jí předávat okolí. Při přechodu z nižší kvantové dráhy do vyšší spotřebuje elektron práci rovnu rozdílu obou energií a o tuto energii je energie atomu větší. Tento stav nazýváme nabuzeným stavem.

Elektron ve vyšší dráze setrvá velmi krátkou dobu, řádově  $10^{-8}$  s, protože tento stav není stabilním stavem atomu. Při návratu atomu z nabuzeného stavu do stabilního stavu je rozdíl potenciálních energií elektronu předán do okolí ve formě elektromagnetického záření. Kvantum vyzářené energie je podle [1] dáno

$$W_n - W_1 = h\nu, \quad (1.4)$$

kde  $W_1$  je počáteční energie,  $W_n$  je konečná energie částice,  $\nu$  je kmitočet vzniklého záření,  $h$  je Planckova konstanta.

Částice nabudí atom v případě, kdy částice bude mít kinetickou energii větší, než je energie základního stavu atomu. Po srážce dojde k vytržení elektronu a vznikne kladný iont. Tento proces je nazýván ionizací.

Srážky tohoto typu nazýváme nepružnými srážkami prvního řádu a mění se při nich kinetická energie částic před srážkou v potenciální energii elektronů po srážce. Schematicky můžeme tento druh srážek charakterizovat takto: rychlá částice s velkou kinetickou energií odevzdává při srážce s atomem převážnou část svojí energie, atom je nabuzen nebo ionizován.

Jak je uvedeno v [1]: Do srážek prvního řádu zahrnujeme též nabuzení a ionizaci zářením. V tomto případě se sráží atom s fotonem.

Srážky prvního druhu tedy jsou:

- nabuzení a ionizace atomu srážkou s elektronem s velkou kinetickou energií. Vznikne nabuzený nebo ionizovaný atom, kinetická energie elektronu je po srážce značně menší než před srážkou.
- tepelná ionizace, atom s velkou kinetickou energií „vyrazí“ při srážce s jiným atomem obalový elektron, po srážce vznikne ionizovaný atom a elektron, původní atom má po srážce malou kinetickou energii.
- nabuzení a ionizace zářením, foton při srážce s atomem jej buď nabudí, nebo ionizuje podle velikosti svojí energie.

Srážky částic vzniklých při srážkách prvního řádu nazýváme srážkami druhého řádu. Jsou charakterizovány změnou potenciální energie částic před srážkou v převážně kinetickou energii částic po srážce. Tyto srážky jsou charakterizovány schématem: Při srážce částice s malou

kinetickou energií s nabuzeným atomem se potenciální energie atomu změní v kinetickou energii částice.

Mezi srážky druhého druhu řadíme:

- srážka nabuzeného atomu s normálním atomem. Potenciální energie nabuzeného atomu se změní v kinetickou energii obou atomů po srážce. Srážky tohoto druhu přispívají ke zvýšení teploty plazmatu.
- předání potenciální energie atomu elektronu, který má po srážce velkou kinetickou energii.
- nabuzení a ionizace předáním potenciální energie atomu jednoho druhu atomu druhého druhu.
- kumulativní nabuzení, kde v prvním případě elektron s velkou kinetickou energií při srážce s nabuzeným atomem jej nabudí do vyššího stavu na úkor svojí kinetické energie. Ve druhém případě se jedná o absorpci fotonu, který předá svoji energii nabuzenému atomu a nabudí jej do vyššího stavu.
- kumulativní ionizace, kde elektron předá svoji energii nabuzenému atomu a dochází k ionizaci. Stejným způsobem může být nabuzený atom ionizován absorpcí fotonu.
- změna náboje, kdy iont druhu A při srážce s atomem druhu B převezme z atomu jeden z obalových elektronů. Výsledkem změny náboje je neutrální atom druhu A a iont druhu B.

V plazmatu existuje ještě další druh srážek nazývaných rekombinace. Při rekombinaci částic se spojují dvě elektricky nabitě částice v částici neutrální, přičemž se uvolní rekombinační energie. Navenek se projeví zvýšením kinetické energie vzniklé částice nebo jako rekombinační světlo. Rekombinační energie je rovna energii ionizační.

Jedná se o opačný pochod ionizace. Kladný iont a elektron se spojí v neutrální atom a při spojení se uvolní energie spotřebovaná k ionizaci. V jaký druh energie se uvolněná energie změní závisí na místě, kde k rekombinaci dojde. Tato může nastat na stěně ohraničující plazma výboje, na elektrodě nebo v prostoru vyplněném plazmatem.

Při rekombinaci na stěně nebo elektrodě se uvolněná energie změní v teplo a ohřeje stěnu nebo elektrodu.

V plazmatu se na spojování iontu s elektronem při rekombinaci může zúčastnit třetí částice. Tento druh rekombinace se nazývá potrojná srážka. Je charakterizována převzetím energie uvolněné při rekombinaci třetí částicí. Tak např. při setkání kladného iontu se dvěma elektrony vznikne neutrální atom a uvolněnou energii získá zbývající elektron jako kinetickou. Při setkání kladného iontu s elektronem a neutrálním atomem se spojí iont s elektronem v neutrální atom a uvolněná energie je předána původnímu neutrálnímu atomu jako potenciální, atom je nabuzen.

Není-li v bezprostředním okolí spojujícího se iontu a elektronu žádná třetí částice ani stěna, která by převzala uvolněnou energii, přemění se uvolněná energie v elektromagnetické záření. Je-li při rekombinaci elektron zachycen v základní energetické hladině atomu, vyzáří se hraniční kontinuum. Protože rekombinace nastává pouze při srážkách iontů s pomalými elektrony, je vyzářování hraničního kontinua ve vysokotlakových výbojích velmi intenzivní. Tlak a velká proudová hustota snižují rychlost elektronů a zvyšují možnost rekombinace. Je-li elektron zachycen na některé z vyšších hladin, je emitováno záření s menším kmitočtem než hraničním a příslušná čára je rozšířena směrem k fialovému konci spektra [1].

## 3 PLAZMA

### 3.1 Vznik a vlastnosti plazmatu

Plazma je kapalina nebo plyn, ve kterém se vyskytují volné nabitě částice v takovém množství, že znatelně ovlivňují fyzikální vlastnosti celého souboru.

Jak velké je však množství částic, abychom mohli hovořit o plazmatu? Koncentrace částic v plynu v normálních podmínkách dosahuje  $10^{19}$  částic v jednom  $\text{cm}^3$ . Koncentrace částic v prostoru, který je označen za ideální vakuum, je 1-10 částic na jeden  $\text{cm}^3$  (např. mezihvězdný plyn). Plazmatem však mohou být obě látky s uvedenou koncentrací částic.

O plazmatickém skupenství rozhodne chování částic. Elektromagnetické pole působí jak na neutrální částice, tak na částice s kladným nebo záporným nábojem. Rozdíl v chování nabitých částic je ten, že nabitě částice generují elektrické pole na větší vzdálenosti. Částice tak na sebe působí na velkou vzdálenost. To nazýváme kolektivním chováním.

Abychom mohli mluvit o plazmatu, musí látka vykazovat následující vlastnosti:

1. musí vzniknout vzájemné elektromagnetické působení mezi nabitými částicemi.
2. počty kladných a záporných nabitých částic mohou být libovolné, ale musí být stejné. Počet neutrálních částic (atomů a molekul) je pro existence plazmatu nevýznamný.
3. vykazovat kolektivní chování

Plazma obsahuje volné nabitě částice, je tedy vodičem elektřiny. Protože elektrické proudy budí magnetické pole a protože nabitě částice jsou ovlivňovány elektrickým a magnetickým polem, je plazma ovlivňováno elektrickými a magnetickými poli, je schopno je samo budit, může působit samo na sebe.

Protože mezihvězdný plyn je tvořen ionizovaným plynem, je více jak 99% veškeré látky ve vesmíru v plazmatickém stavu. Ve stejném stavu je i ionosféra země a jádro zeměkoule. Společně s těmito přirozenými plazmaty existují plazmata vytvořená uměle hlavně v elektrických výbojích, kterými se budeme zabývat.

Plazma elektrického výboje je plyn, kde jedna nebo více jeho složek jsou zahřáty na vysokou teplotu, ve kterém elementární procesy vytvářejí nabuzené a ionizované atomy. Nabuzení atomů v plazmatu má za následek poměrně intenzivní vyzařování světla z plazmatu. Ionizací se v plynu vytvářejí elektricky nabitě částice – kladné ionty a elektrony. Jejich přítomnost v plynu je jednou ze základních podmínek existence plazmatu.

Počet kladných a záporných iontů vzniklých při ionizaci je stejný, je tedy plazma kvazineutrální. Kvazineutralita plazmatu způsobuje, že plazma je netečné k menším poruchám, po každé poruše má snahu vrátit se do původního stavu. Touto stálostí se plazma podobá pevnému skupenství, ve kterém je stálost způsobována velkými silami působícími na malé vzdálenosti, zatímco v plazmatu je stabilita způsobována silami působícími na poměrně velké vzdálenosti [1], [2].

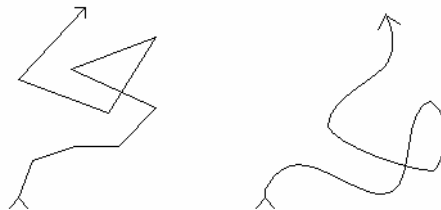
### 3.2 Definice plazmatu

Podle [4] je možné tvrdit, že plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování.

Význam kolektivního chování je tento: Uvažujme sílu působící na molekulu např. obyčejného vzduchu. Protože je molekula elektricky neutrální, nepůsobí na ni žádná elektromagnetická síla a gravitační síla je zanedbatelná. Tato molekula se pohybuje nerušeně do okamžiku, než se srazí s jinou molekulou. Vystavíme-li neutrální plyn působení makroskopické síly (např. zvuková vlna), je toto působení jednotlivým molekulám předáno pomocí srážek. V plazmatu, který obsahuje nabitě částice, je však situace jiná. Při svém pohybu mohou tyto nabitě částice vytvářet lokální koncentrace kladného nebo záporného náboje, které následně vytvoří elektrické pole. Toto elektrické pole ovlivňuje pohyb částic ve vzdáleném místě [4].

Je-li tento plyn zředěný, tj. v nádobě s nízkým tlakem, neliší se pohyb jeho částic od pohybu částic v neutrálním plynu. Částice na sebe působí pouze při vzájemné srážce a mezi jednotlivými srážkami se pohybují po přímce.

V dostatečně hustém plazmatu ovlivňuje pohyb nabitých částic přítomnost ostatních nabitých částic působením sil elektrické povahy s poměrně velkým dosahem. Částice plynu se mezi jednotlivými srážkami pohybují v silovém poli ostatních částic a jejich dráhy jsou křivočaré. Malé změny pohybu částic mezi jednotlivými srážkami jsou překryty ostrými změnami směru pohybu v okamžiku srážky. Schematicky jsou dráhy částic ve zředěném plazmatu a plazmatu s vyšším tlakem znázorněny na Obr. 3-1 [1].



Obr. 3-1 Dráhy částic ve zředěném plazmatu a v plazmatu s vyšším tlakem

Plazma je ve většině případů kvazineutrální, v libovolném místě plazmatu je přibližně stejný počet kladných a záporných nábojů. Podmínka kvazineutrality plazmatu je jednou ze základních podmínek existence plazmatu [1].

Dalším kritériem plazmatického stavu je tzv. Debyeova délka, nebo Debyeův poloměr. Význam Debyeova poloměru je následující:

Pokud máme plyn, který obsahuje částice se stejně velkým nábojem (např. kladným), je třeba kompenzovat kladně nabitě částice stejným počtem částic záporně nabitých. Pak nedojde k rozptýlení plynu. Nyní přidáme do plynu testovací náboj  $Q$ . Tento náboj vyvolá nábojovou nerovnováhu v plynu. Kolem náboje  $Q$  se shromáždí náboje opačného znaménka. Tyto shromážděné náboje však vlivem svého kmitavého pohybu setrvají v určité vzdálenosti od  $Q$ . Náboje s opačným znaménkem budou odpuzovány. To, že se náboje opačného znaménka, jako je  $Q$ , nepřiblíží k náboji  $Q$  na minimální vzdálenost způsobí, že nebude v oblasti okolo  $Q$  úplná neutralizace náboje. Takže s rostoucí vzdáleností od  $Q$  se bude měnit elektrické pole vlivem neúplné neutralizace a kmitavého pohybu částic. Debyeův poloměr tedy rozhoduje o tom, v jaké vzdálenosti bude potenciál daný elektrickým polem ovlivněn částicemi plazmatu [2].

Pokud máme plazma, ve kterém jsou všechny částice ionizovány, a plyn tvořící plazma se řídí zákony pro ideální plyn, tj. že plazma je ideální, lze podmínku ideálnosti plazmatu zapsat ve tvaru [1]

$$\frac{Ze^2}{r} \ll kT, \quad (1.5)$$

kde  $r$  je střední vzdálenost mezi částicemi,  $Z$  je nábojové číslo atomu,  $e$  je náboj elektronu,  $k$  Boltzmanova konstanta a  $T$  teplota plazmatu.

V ideálním plazmatu se v okolí kladného iontu shromáždí elektrony. Elektrické pole této konfigurace bude dáno potenciálem buzeným tímto shlukem nábojů, jak je uvedeno výše. Rozdělení elektronů v tomto poli je dáno Boltzmanovým zákonem. Dále s využitím Poissonovy rovnice a za uvažování podmínky kvazineutrality plazmatu dostáváme po úpravách rovnici pro Debyeův poloměr, dle [2] je definován

$$r_D = \sqrt{\frac{T}{4 \cdot \pi \cdot n_0 \cdot q^2}}, \quad (1.6)$$

kde  $n_0$  je počet částic a  $q$  je náboj dané částice.

Debyeova délka je poloměr koule, vně které se neprojevuje vliv nábojů, kde jsou odstíněny, proto se používá i název Debyeův poloměr stínění.

Po zavedení Debyeovy délky můžeme plazma definovat jako soubor nabitých částic a neutrálních částic v objemu s délkovým rozměrem 1 značně větším než Debyeova délka  $r_D$  [1], [2].

### 3.3 Izotermické a neizotermické plazma

Elementární procesy probíhající v plazmatu umožní rozhodnout, do jaké míry je plazma elektrického výboje v termické rovnováze, protože v podstatě jsou přeměnami různých druhů energie.

Elektrony získávají kinetickou energii urychlováním v elektrickém poli. Přes jejich neuspořádaný termický pohyb je přeložen uspořádaný pohyb proti směru elektrického pole. Pohyb způsobený elektrickým polem nazýváme driftem, jeho rychlost je malá vzhledem k termické rychlosti. Příčinou je ztráta rychlostí elektronů ve směru pole při srážkách s neutrálními atomy. V prvním přiblížení můžeme tvrdit, že elektrony se v plazmatu pohybují všemi směry stejnými rychlostmi.

Pohyb elektronů všemi směry a jejich srážky s ostatními částicemi mají za následek, že rychlosti elektronů se ve velmi krátkých časech rozdělí podle Maxwellova zákona. Teplotu příslušnou tomuto rozdělení nazýváme teplotou elektronu, nebo teplotou elektronového plynu.

O teplotě elektronů mluvíme i při pojednávání vlastností neizotermického plazmatu, přestože v něm má podmíněnou hodnotu.

Ztráty energie výbojového plazmatu nastávají několika způsoby. Elektrony ztrácejí svoji energii elementárními procesy a předávají ji plazmatu, z něho se energie ztrácí vyzařováním, vedením tepla a difúzí nosičů náboje z plazmatu a jejich rekombinací v okrajových vrstvách plazmatu.

Protože se částice plazmatu neustále srážejí, odpovídá energie translačního pohybu elektronů téměř úplně termické rovnováze, která je charakterizována elektronovou teplotou. Jedním z vnitřních parametrů plazmatu je počet ionizačních srážek způsobených elektronem za jednu sekundu. Stupeň ionizace, tj. koncentrace elektronů, je tedy určen elektronovou teplotou. Protože téměř všechny nosiče nábojů vznikají srážkami s elektrony, vymizí opačným procesem trojitě srážky dvou elektronů a jednoho iontu a pouze jejich nepatrná část opustí plazmat difúzí, je rovnováha ionizací a rekombinací udržována elektronovou teplotou.

Rychlost neutrálních částic se rozdělí stejně jako rychlosti elektronů vlivem vzájemných srážek podle Maxwellova rozdělení rychlostí. Teplotu příslušnou tomuto rozdělení nazýváme teplotou plynu.

Teplota elektronů a teplota neutrálního plynu nemusí být vždy stejná. V nízkotlakovém plazmatu přechází energie z elektronového plynu na neutrální, případně iontový plyn a teplota elektronů je značně vyšší než teplota neutrálního a iontového plynu. Příčinou rozdílu teplot je velká rozdílnost hmotností částic tvořících oba plyny. S rostoucím tlakem roste teplota plynu a klesá teplota elektronů. Při atmosférickém tlaku a tlacích vyšších jsou obě teploty stejné. Vyrovnání teplot při rostoucím tlaku je způsobeno rostoucím počtem srážek mezi elektrony a částicemi plynu.

Úvahy o teplotě elektronů a neutrálního plynu v neizotermickém plazmatu můžeme rozšířit i na ostatní složky plazmatu a přidat každému druhu částic určitou teplotu.

Jsou-li teploty plynů tvořených jednotlivými částicemi stejné, nazýváme plazma izotermickým, v opačném případě neizotermickým [1].

### 3.4 Difúzní procesy v plazmatu

Elektrony mají pro svojí malou hmotnost větší koeficient difúze než těžké ionty. Vznikne-li v plazmatu spád elektronové a iontové koncentrace, difundují elektrony mnohem rychleji než kladné ionty do oblastí s menší koncentrací. Tím se poruší kvazineutralita plazmatu a vznikne elektrické pole brzdící difundující elektrony a urychlující pomalé ionty (v mnohem menší míře než elektrony brzdí). Po určité době se nastaví rovnováha, kdy nabitě částice obou znamének difundují stejnou rychlostí – vznikne ambipolární difúze. Elektrony přitom předbíhají ionty, ale kvazineutralita je porušována pouze lokálně [1].

### 3.5 Vnitřní energie plynu

Vnitřní energie plynu je součtem translační, rotační a kmitavé energie částic. Jakmile vznikne termická ionizace a disociace, musí být jednotlivým částicím přivedena disociační, případně ionizační energie původních molekul, případně neutrálních atomů. Tato energie musí být částicím přivedena během disociačních procesů a je uvolňována jako teplo při rekombinaci. V kritických oblastech tyto procesy znatelně zvyšují vnitřní energii a projeví se to při sledování závislosti měrného tepla na teplotě.

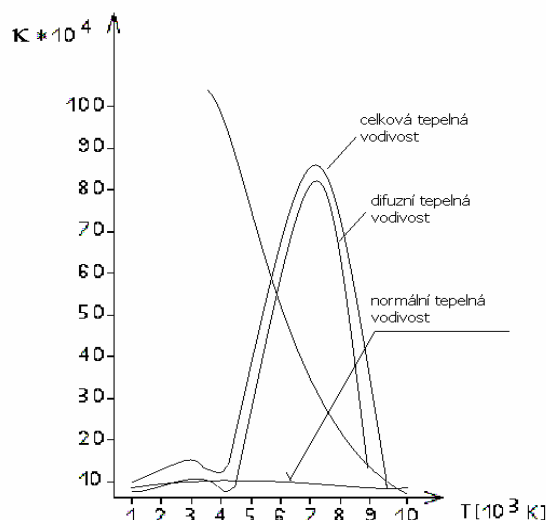
Analogicky se skupenským teplem tání a skupenským teplem varu způsobují disociační a ionizační energie značně zvýšené vnitřní energie o hodnotu součinu hustoty, stupně disociace a disociační energie [1].

### 3.6 Tepelná vodivost

Při velkých teplotách plazmatu probíhají disociační, ionizační a rekombinační procesy. Tepelná vodivost je složena ze dvou částí:

1. Z normální tepelné vodivosti způsobené kontaktním vedením tepla.
2. Z tepelné vodivosti způsobené difúzí.

Tepelná vodivost plazmatu oblouku volně hořícího ve vzduchu získaná výpočtem při respektování obou složek je znázorněna na Obr. 3-2 [1].



Obr. 3-2 Tepelná vodivost plazmatu volně hořícího oblouku

### 3.7 Energetická bilance plazmatu

Tepelná energie vznikající Jouleovým ohřevem ve vodivém jádru oblouku je radiálně přenášena do okolních, chladnějších oblastí a to konvekcí a radiací. Takto se přenese teplo z jádra oblouku do chladnějšího plynu, který proudí do jádra oblouku. Důležitou roli hraje záření plazmatu vodivého jádra, které je absorbováno chladnějšími oblastmi sloupce. Pouze malá část energie je vyzářena mimo oblast sloupce oblouku. Přenos tepla ze sloupce a okolních oblastí horkého plynu je zajišťován převážně axiální konvekcí. Proudění plynu a plazmatu je vyvoláno tlakovým spádem vznikajícím buď účinkem magnetického pole proudu, vynuceným prouděním okolního chladného plynu, nebo vypařováním stěn kanálu, ve kterém oblouk hoří [2].

## 4 SYSTEMATIKA VÝBOJŮ

Elektrickým výbojem v plynu nazýváme všechny jevy, při kterých se plyn nebo pára stávají elektricky vodivými. To znamená, že se v daném plynu nachází elektricky nabitě částice nebo je vytvoření elektricky nabitých částic podpořeno ionizací. Vznik nabitých částic závisí na tvaru, vzdálenosti, umístění elektrod a zdroje magnetického nebo elektrického pole, tvaru a velikosti výbojového prostoru, tlaku a druhu plynu [2].

V minulosti byly především zkoumány slabě ionizované doutnavé výboje a jejich kladné sloupce. Zde byl objeven jev stínění, stěnová vrstva obklopující elektrodu je přímo vidět jako tmavá vrstvička. S výboji v plynech se dnes setkáváme ve rtuťových usměrňovačích, vodíkových tyatronech, jiskřístích, svařovacích obloucích, neonových trubcích, zářivkách a u blesku [4].

## 4.1 Rozdělení výbojů

Podle parametrů elektrod, plynu, zdrojů elektrického a magnetického pole rozeznáváme výboje: při stejnosměrném proudu, při střídavém proudu, nízkofrekvenční, vysokofrekvenční, nízkotlakové, vysokotlakové, pulzní, atd. [2].

Podle doby trvání výbojů je rozdělujeme na výboje přechodné a výboje ustálené.

Ustálené výboje dále rozdělujeme na samostatné a nesamostatné. Hlediskem pro toto rozdělení jsou podmínky vedoucí ke vzniku a udržení výbojové dráhy a plazmatu výboje. Samostatné výboje nepotřebují žádný zdroj nosičů výboje, jsou schopny existovat samostatně. Patří do nich: temný výboj, doutnavý výboj a oblouk. Nesamostatné výboje potřebují buď zdroj nosičů náboje, nebo zdroj energie schopný ionizovat atomy a disociovat molekuly ve výbojové dráze.

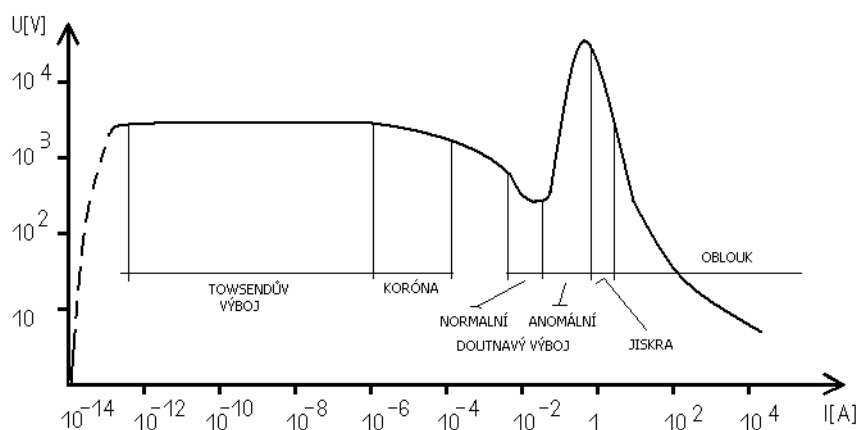
Formálně se každý výboj skládá z elektrod a prostoru mezi elektrodami vyplněného plynem, ve kterém se odehrávají výbojové procesy. Tento prostor je nazýván plazmatem elektrického výboje.

Parametry určující vlastnosti elektrických výbojů jsou: napětí na elektrodách, proud tekoucí výbojovou dráhou, chemické složení plazmatu výboje, tlak ve výbojové dráze, tvar a materiál elektrod, způsob chlazení plazmatu a elementární procesy probíhající v plazmatu výboje. Některé z těchto parametrů jsou vzájemně závislé, změna jednoho parametru má za následek změnu jiných. Například napětí na elektrodách závisí na proudu tekoucím výbojovou dráhou, velikost proudu závisí na chemickém složení plazmatu a tlaku prostředí.

Další vlastnosti, které určují předchozí parametry jsou: průměr výbojové dráhy, vlastnosti anodového a katodového prostoru, průběh napětí podél osy plazmatu s teplotou elektronů, iontů neutrálních atomů a případně molekul tvořících plazma [1].

### Charakteristika výboje:

Závislost napětí na elektrodách na proudu protékajícím výbojem nazýváme charakteristikou výboje. Charakteristika stacionárních výbojů je na Obr. 4-1 [1].



Obr. 4-1 Charakteristika výbojů

Podle velikosti proudu tekoucího plazmatem rozdělujeme stacionární výboje na tři druhy: temný výboj, doutnavý výboj a oblouk.

Protože náhodná změna proudu má za následek změnu napětí na elektrodách výboje, opakované změny by vedly k nestacionárnosti výboje, je třeba vhodným způsobem tyto změny udržovat na vhodné velikosti nebo je zcela vyloučit. Dosáhneme toho zařazením odporu s vhodnou velikostí do výbojového okruhu. Tento odpor nazýváme stabilizační. Součet napětí na výboji  $U_V$  a na odporu  $U_R$  musí být ve stabilních stavech roven napětí zdroje  $U_Z$ ,

$$U_Z = U_V + U_R. \quad (1.7)$$

### 4.1.1 Nesamostatné výboje

Pro existenci nesamostatných výbojů je nutné vnějším zásahem vytvořit v prostředí mezi elektrodami nebo na elektrodách samotných elektricky nabitě částice. Dosáhneme toho například vyhříváním elektrod cizím zdrojem nebo přivedením fotonů s dostatečně velkou energií z vnějšího zdroje, případně jinými částicemi s dostatečně velkou kinetickou energií.

Proudy protékající výbojovou dráhou nesamostatných výbojů jsou v porovnání s proudy protékajícími výbojovou dráhou samostatných výbojů velmi malé. Zvýšení proudu výbojovou dráhou nesamostatného výboje by totiž znamenalo přechod v samostatný výboj.

#### Oblouk s nízkým napětím hoření

Tento výboj hoří ve výbojce se žhavenou katodou. Při jeho existenci vzniká typické plazma, aby byl zachován nesamostatný výboj, musí být na elektrodách velmi malé napětí. Přesto, že se tento výboj nazývá obloukem s nízkým napětím, jedná se o doutnavý výboj s katodou vyhřívanou cizím zdrojem a velmi malým potenciálem mezi elektrodami.

### 4.1.2 Samostatné výboje

U samostatného výboje vytváří každá nabitá částice při svém pohybu ve výbojové dráze přímo či nepřímo další nabitě částice ionizačními procesy. Vytvoří-li každá nabitá částice před rekombinací na elektrodě nebo v prostoru výboje jednu nabitou částici, je výboj stacionární, v opačném případě nestacionární.

Podle velikosti proudu protékajícího výbojem můžeme rozlišit samostatné výboje na:

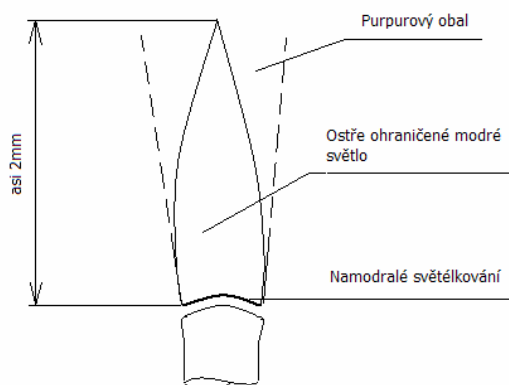
- temný výboj
- korónu
- doutnavý výboj
- oblouk

#### Samostatný temný výboj

Samostatný temný výboj vznikne, když elektron uvolněný z katody vyvolá lavinu iontů, která při přiblížení ke katodě z ní vytrhne další elektron. Podmínkou existence je tedy vznik nabitých částic srážkami elektronů v plynu a dopady iontů na katodu. Vznik samostatného temného výboje nazýváme průrazem.

### Koróna

Koróna vzniká při dostatečně velkém napětí na hrotech a tenkých drátech, tj. v silně nehomogenních polích s dostatečně velkou intenzitou pro vytržení iontu z elektrody. Koróna se ve většině případů vyskytuje pouze na jedné elektrodě, v jejím vnějším oboru jsou pouze ionty s polaritou odpovídající polaritě elektrody, na které se koróna vyskytuje. Korónu tohoto typu nazýváme unipolární, je znázorněna na Obr. 4-2 [1].



Obr. 4-2 Unipolární koróna

Koróna vzniká při napětí, které nazýváme počáteční napětí. Je-li napětí na elektrodách nižší než počáteční napětí koróny, vznikne tichý výboj, který je nesamostatný a je udržován ionizací atomů ve výbojové dráze jiným zdrojem energie. Po zvýšení napětí na elektrodách na velikost odpovídající počátečnímu napětí vznikne koróna. Při dalším zvyšování napětí roste proud korónovým výbojem, zvyšuje se tloušťka svítící vrstvy. Roste-li dále napětí, rozšíří se plazma až ke druhé elektrodě a korónový výboj přejde v jiskru nebo oblouk.

K přechodu koróny v oblouk dochází, pokud je elektrická pevnost plynu stejná jako intenzita elektrického pole v koróně. Vznik vodivého spojení mezi elektrodami je důsledkem vzniku elektronové laviny. Elektronová lavina vznikne urychlením elektronu elektrostatickým polem výboje a mechanismus jejího vzniku je následující: Elektron uvolněný z katody nebo vzniklý ionizací neutrálního atomu ve výbojové dráze je urychlován elektrickým polem, při svém pohybu se sráží s neutrálními atomy, výsledkem srážky je ionizace a vznikne při ní kladný iont a elektron.

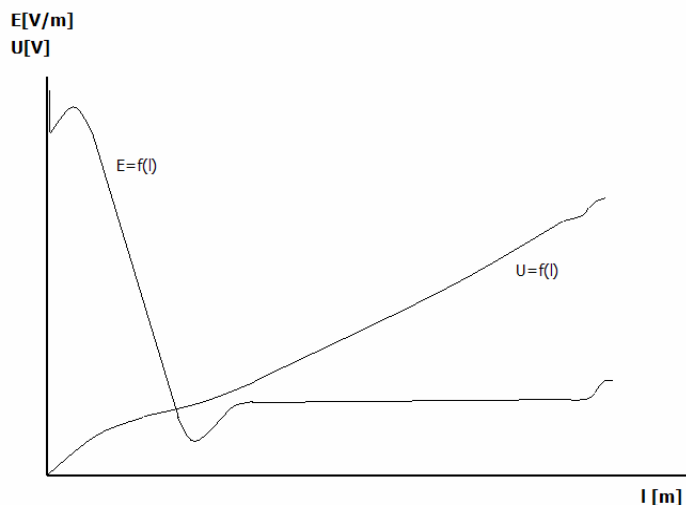
Každý elektron uvolněný ionizační srážkou je urychlován elektrickým polem výboje a po získání dostatečné kinetické energie je schopen ionizovat další neutrální atomy. Při každé ionizaci vznikne kladný iont a uvolní se elektron.

### Doutnavý výboj

Je samostatný výboj se studenou katodou, ve kterém mají velký význam prostorové náboje. Vzniká ve výbojové trubici. Tlak plynu v této trubici je menší než atmosférický tlak a je nutné velké napětí na elektrodách. Toto napětí je nazýváno zápalné a při jeho překročení protéká výbojovou dráhou proud řádově jednotek až desítek mA.

Větší proudová hodnota než v temném výboji má za následek, že vzniknou prostorové náboje způsobující nehomogenitu elektrického pole ve výbojovém plazmatu. Prostorové náboje

mají za následek, že rozdělení potenciálu po výbojové dráze je charakteristické pro doutnavý výboj. Průběh potenciálu a intenzity elektrického pole je na Obr. 4-3 [1].



Obr. 4-3 Potenciál a intenzita el. pole ve výbojové dráze doutnavého výboje

Aby mohl doutnavý výboj existovat, musí být napětí na elektrodách rovné zápalnému napětí nebo napětí vyššímu. Po zapálení výboje klesne napětí na elektrodách a ustálí se na hořícím napětí a při snižování napětí zdroje zanikne. Napětí, při kterém oblouk zanikne, je nazýváno zhášecí.

Zápalné, hořící a zhášecí napětí jsou charakteristickými veličinami doutnavého výboje, jejich závislost závisí na: materiálu elektrod, vzdálenosti elektrod, tvaru výbojové dráhy, hustotě a chemickém složení výbojového plazmatu.

Mezi další charakteristický znak doutnavého výboje patří elektrodový úbytek napětí.

Intenzita pole v bezprostředním okolí katody roste a po projití maximální hodnoty rychle klesá s rostoucí vzdáleností od katody. Změna velikosti intenzity se v průběhu potenciálu projevuje jeho nelineárním vzrůstem. Oblast klesání intenzity je totožná s oblastí katodového úbytku. Na katodový úbytek připadá hlavní část potenciálního rozdílu mezi elektrodami. Při malých proudech protékajících výbojem je část katody pokryta svítící katodovou vrstvou, její velikost je úměrná velikosti proudu. Při zvětšení proudu proto zůstává hustota katodového proudu konstantní a následkem toho je i katodový úbytek konstantní. Při nízkých tlacích nezávisí velikost katodového úbytku na tlaku a je určena materiálem katody a chemickým složením výbojového plynu.

Rozlišujeme doutnavý výboj normální a anomální. Normální doutnavý výboj má klesající charakteristiku a anomální doutnavý výboj má charakteristiku stoupající.

Anodový úbytek je charakterizován průběhem potenciálu mezi záporným prostorovým nábojem před anodou a kladným nábojem na anodě. Na tvar anodového úbytku mají vliv i kladné ionty vznikající ionizačními srážkami elektronů s neutrálními atomy v okolí anody. Podle množství vzniklých kladných iontů může být anodový úbytek kladný nebo záporný.

### Oblouk

Elektrickým obloukem nazýváme rozsáhlý soubor elektrických výbojů, které mohou mít různý tvar, podmínky existence nebo výkony. Existuje však několik společných, velmi výrazných vlastností, které všechny členy souboru zařazují do skupiny elektrického oblouku.

Stejně jako se doutnavý výboj liší od temného výboje větší proudovou hustotou a nižším napětím na elektrodách. Na katodě nejsou nosiče náboje vytvářeny srážkami s individuálními ionty, ale vysokou teplotou katody a velkou intenzitou elektrického pole v oblasti katody jsou z ní uvolňovány. Plyne z toho, že určitá částice není příčinou uvolnění určitého elektronu z katody, ale že zde hrají hlavní roli kolektivní procesy velmi mnoha částic, které vyhřívají katodu, případně kolem ní tvoří prostorový náboj.

Ionizační procesy nejsou způsobovány srážkami s elektrony urychlenými na jedné volné dráze jak je tomu v doutnavém výboji, ale jsou výsledkem termické rovnováhy v plazmatu s dostatečně velkou teplotou, kdy elektron na jedné volné dráze získává poměrně malou energii a navíc ji při další srážce předá do plazmatu jako teplo. Vysoká teplota plazmatu oblouku umožňuje potřebnou ionizaci a vyvolává budící procesy, které mají za následek intenzivní vyzařování světla z oblouku.

Obecně mají oblouky různých typů společnou vlastnost, že nabitě částice nevznikají jednotlivými a individuálními srážkami částic urychlovaných ve směru pole, ale vznikají společným působením souboru částic projevujícím se vysokou teplotou a prostorovými náboji. Toto společné působení je vázáno na určité minimální počty nabitých částic. Znamená to, že oblouky mohou existovat až při určité katodové hustotě proudu, která je řádově  $10^7 \text{ Am}^{-2}$  až  $10^{11} \text{ Am}^{-2}$  a při minimálním proudu závislém na prostředí, ve kterém oblouk hoří a materiálu elektrod.

Důsledkem těchto kolektivních procesů je vznik gradientu potenciálu v plazmatu oblouku hořícího ve vzduchu při rostoucím proudu. Katodový úbytek má přesto, že existují různé katodové mechanismy, přesnou hodnotu, o řád menší než je velikost potenciálu v plazmatu.

Z hlediska technických aplikací je oblouk nejrozšířenějším typem výboje v plynech. Po vnější stránce se od ostatních výbojů liší hlavně velkými hustotami proudu, které jsou nutné pro jeho existenci a malými elektrodovými úbytky napětí. Mezi hlavní znaky oblouku patří intenzivní vyzařování světla, vysoká teplota výbojové dráhy tvořená plazmatem s vysokým stupněm ionizace.

Plazma oblouku spolu s elektrodovou oblastí představuje velké množství elementárních procesů různé povahy, které závisí na konkrétních podmínkách existence oblouku [1].

Plazmat a elektrický oblouk se vyskytuje v řadě technických aplikací. Zde však zaujímáme dvě stanoviska pohledu nad vzniklými elektrickými výboji. Buď vznikl elektrický výboj jako důsledek poruchového stavu (např. zkrat) nebo byl vytvořen v důsledku poruchového stavu (např. elektrický oblouk ve vypínači). V těchto případech je vznik a udržení výboje nežádoucí.

Opačným a druhým stanoviskem pohledu jsou aplikace, kde je žádoucí vznik a udržení elektrického výboje nebo tam, kde je využíváno vlastností plazmatu. Avšak zde je zavedena naprostá kontrola nad vlastnostmi elektrického výboje.

V obou případech je nutná znalost vlastností elektrického výboje a dějů probíhajících uvnitř i vně oblouku. K popisu vlastností byly vyvinuty matematicko – fyzikální modely elektrického oblouku. O tom, který model bude použit, rozhodne aplikace (např. jedná-li se o plazmatron, zářecí komoru vypínače) a také velikosti proudů, napětí a vlastností použitých látek.

Druhá část této diplomové práce se zabývá modelováním elektrického oblouku.

## 5 MODELOVÁNÍ ELEKTRICKÉHO OBLOUKU

Modelováním elektrického oblouku rozumíme popis a řešení fyzikálních dějů uvnitř elektrického výboje s řešením otázek, které vstupují do rovnic v souvislosti s modelováním. Mezi tyto otázky patří definování materiálových vlastností. Především se jedná o materiálové vlastnosti pracovního plynu v širokém rozsahu teplot.

Mezi některé metody modelování patří metoda založená na stavové rovnici ideálního plynu, která není použitelná pro vysoké teploty plynu. Alternativou k této metodě je definování reálných nebo modifikovaných chemických reakcí disociace plynu, což je přesnější metoda, ale není realizovatelná pro všechny druhy plynu. Dalšími metodami jsou jednoduché difúzní modely až po pokročilé diskrétní [8].

V našem modelu axiálně chlazeného oblouku se snažíme o nalezení rozložení teploty, elektrické intenzity a napětí podél kanálu plazmatronu. Dále řešíme proudění plynu v kanále plazmatronu, konkrétně rozložení hmotnostního a entalpického toku.

Proudění uvnitř modelu je popsáno systémem hlavních parciálních diferenciálních rovnic. Jedná se o rovnice:

- zákona zachování hmotnosti (rovnice kontinua)
- zákona zachování hybnosti (rovnice momentová)
- zákona zachování energie (rovnice energie)

Následující kapitola se zabývá řešením rovnic zachování, v jejichž řešení se projeví zjednodušující předpoklady modelu. Výsledné řešení rovnic aplikované na jednotlivé elementy elektrického oblouku dává vzniku iterační metodě zjednodušeného modelu potřebné pro nalezení hledaných veličin teploty, elektrické intenzity, napětí a rozložení hmotnostního a entalpického toku.

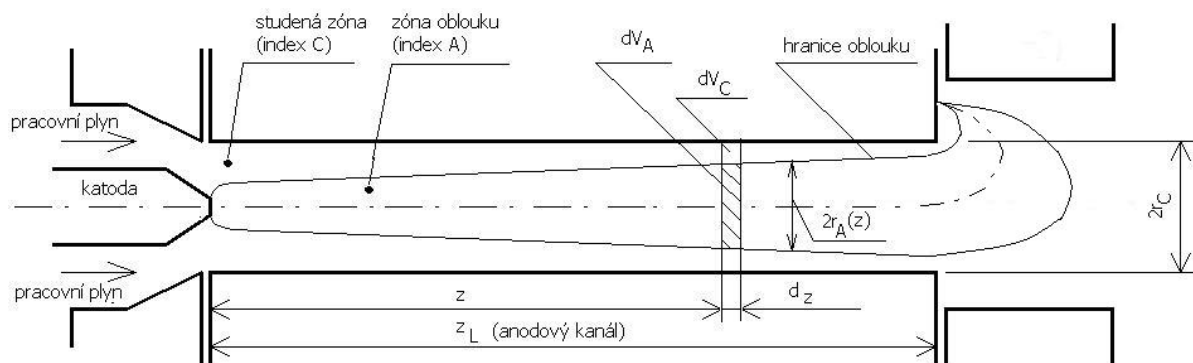
Následující kapitoly 5.1 až 5.3.2 jsou zpracovány dle [9].

### 5.1 Zjednodušený model axiálně chlazeného oblouku

Pro potřeby modelu je celý objem anodového kanálu rozdělen na dvě hlavní oblasti:

- zóna oblouku
- zóna studeného plynu

Rozdělení vyplývá z odlišnosti výpočtů uvnitř oblouku a mimo něj. Procesy probíhající uvnitř oblouku jsou komplexnější než v zóně studeného plynu, zóna elektrického oblouku je elektricky vodivá, zatímco studenou zónu tvoří neutrální plyn. Dělicí hranice mezi těmito oblastmi je povrch elektrického oblouku a je určena teplotou, při které pracovní plyn začíná být elektricky vodivý. Uspořádání plazmatronu na Obr. 5-1 je se stupňovitě rozšířenou anodou, tzn. s anodou o větším vnitřním průměru než anodový kanál.



Obr. 5-1 Sledovaná část plazmatronu

### 5.1.1 Zjednodušující předpoklady

Zjednodušená metoda pro popis jevů v proudícím plazmatu zahrnuje řadu zjednodušujících předpokladů:

- předpokládá se válcová symetrie
- neuvažuje se momentová rovnice (vzhledem k tomu, že gradient tlaku v kanále je zanedbatelný a proudění je generováno tlakem mimo kanál)
- zanedbávají se třecí síly a kinetická energie plazmatu v rovnici energie
- pro viskózní napětí i vedení tepla jsou určující radiální složky gradientů (osové rychlosti a teploty)
- zanedbává se intenzita od indukovaného napětí vlivem pohybu v magnetickém poli a intenzita elektrického pole od Hallova napětí v Ohmově zákoně (vzhledem k velké intenzitě elektrického pole vlivem přiloženého napětí na oblouku)
- jedná se o stacionární stav, tj. členy s časovou derivací jsou nulové
- konstantní teplota v radiálním směru pro dané  $z$  (platí pro studenou zónu i zónu oblouku)
- v rovnici kontinuity se zanedbává radiální rychlost (tato složka je nepřímo zahrnuta ve zvětšujícím se průřezu oblouku s osovou souřadnicí)
- složky radiální konvekce, kondukce a radiace v rovnici energie představují radiální ztráty a ve výpočtu se neuvažují, jsou zahrnuty nepřímo v poměrných ztrátách  $p_z$ .

Integrace přes celou délku kanálu je zahrnuta integrací přes jednotlivé elementy.

Hlavní geometrické rozměry anodového kanálu jsou: poloměr kanálu  $r_c$ , poloměr oblouku  $r_A$ , délka kanálu  $z_L$  a poloměr katodové skvrny  $r_o$ . Dle [6] jsou tyto hodnoty dány a jsou vypsány do Tab. 5-1.

Tab. 5-1 Rozměry kanálu

poloměr kanálu $r_c[m]$	délka kanálu $z_L[m]$
$8 \cdot 10^{-3}$	$10,7 \cdot 10^{-2}$

Poloměr katodové skvrny je část oblouku, kde elektrický proud přechází z katody do plazmatu. Určí se ze vztahu

$$r_o = \sqrt{\frac{I}{\pi \cdot j_s}}, \quad (1.8)$$

kde  $I$  je proud plazmatronu a  $j_s$  je proudová hustota v katodové skvrně. Poloměr oblouku  $r_A$  není po celé anodového kanálu konstantní a jeho závislost lze aproximovat vztahem pro volný paprsek

$$r_A(z) = r_o \cdot \left[ 1 + \left( \frac{z}{r_o} \right)^{1/n_r} \right], \quad (1.9)$$

kde  $n_r$  je právě hledanou veličinou.

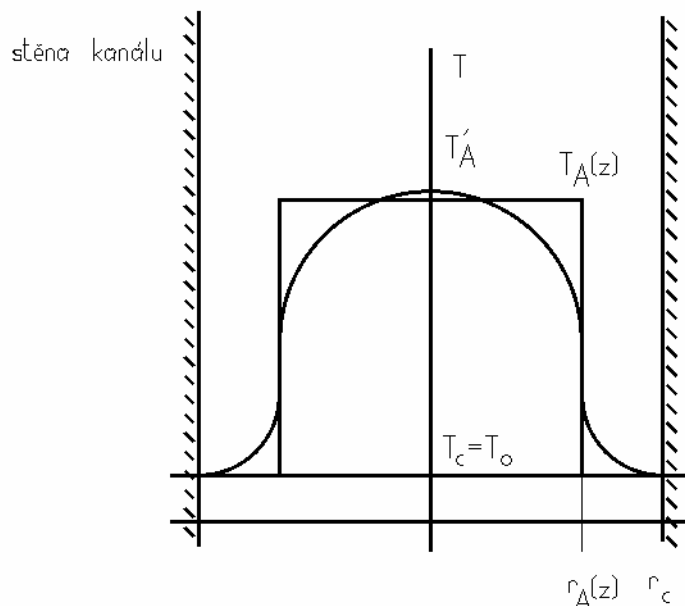
Vstupními veličinami výpočetního procesu jsou napětí na oblouku v anodovém kanále  $U$ , proud procházející plazmatronem  $I$ , celkový hmotnostní průtok plynu plazmatronem  $Q_m$  a ztráty na anodovém kanále  $P_z$ .

Konkrétní hodnoty těchto veličin jsou vypsány v tabulce Tab. 5-2. Hodnoty byly získány měřením na experimentálním plazmatronu a jsou uvedeny v [6].

Tab. 5-2 Naměřené hodnoty na plazmatronu

$I[A]$	$U[V]$	$P_z[W]$	$p_z[-]$	$Q_m[kgs^{-1}]$	$j_s[Am^{-2}]$
102	90,1	1335	0,145	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^8$

Pro zjednodušení lze předpokládat dvouzónový model příčného teplotního profilu, jak je znázorněno na Obr. 5-2. Z obrázku je vidět, že se předpokládá konstantní teplota pro dané  $z$  podél příčného průřezu kanálem oblouku, tj. v zóně oblouku a ve studené zóně. Ve výpočtech se uvažuje v zóně oblouku ustředěná teplota  $T_A(z)$ , tj. konstantní teplota v radiálním směru pro dané  $z$ , která je menší než skutečná teplota v ose oblouku  $T_A'$ . Ve studené zóně se předpokládá teplota  $T_o$ , která odpovídá teplotě studeného pracovního plynu.



Obr. 5-2 Dvouzónový příčný teplotní profil

Pro matematicko fyzikální popis procesů v kanále plazmatronu vycházíme z rovnic zachování kontinuity, energie a Ohmova zákona. Vzhledem k tomu, že gradient tlaku v kanále je zanedbatelný a proudění je generováno tlakem mimo kanál, není zapotřebí rovnice zachování hybnosti. Protože se jedná o stacionární stav ( $I = \text{konst.}$ ,  $Q_m = \text{konst.}$ ), členy s časovou derivací v rovnici kontinuity a energie jsou nulové.

## 5.2 Rovnice zachování

Modely proudění termického plazmatu jsou založeny na řešení rovnic mechaniky kontinua, tj. rovnice kontinua

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{c}) = 0, \quad (1.10)$$

kde  $\rho$  je hustota pracovního plynu,  $c$  je rychlost pracovního plynu. První složka na levé straně rovnice vyjadřuje časovou změnu hmotnosti v jednotce objemu a druhá složka je divergence hmotnostního toku. Z rovnice vyplývá, že časová změna hmotnosti v jednotce objemu je rovna divergenci hmotnostního toku, tedy součtu všech hmotnostních toků dovnitř i ven z jednotkového objemu.

Dále na řešení rovnice momentové

$$\rho \cdot \frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \rho \cdot (\vec{c} \cdot \nabla) \cdot \vec{c} = -\nabla p + \nabla \cdot \vec{\tau} + \vec{j} \times \vec{B}, \quad (1.11)$$

kde první složkou na levé straně rovnice je setrvačná síla, druhá složka je konvekční síla, první složka na pravé straně rovnice je tlaková (kompresní) síla (gradient tlaku), druhá složka je třecí (viskózní) síla ( $\vec{\tau}$  je tenzor vazkových napětí) a třetí složka je elektrodynamická síla (vektorový součin proudové hustoty  $\vec{j}$  a magnetické indukce  $\vec{B}$ ). V rovnici zachování hybnosti představují gradient tlaku a elektrodynamická síla hnací síly a proti působí setrvačná síla a třecí síla. Momentová rovnice je vektorová rovnice, která se rozepisuje do tří skalárních rovnic pro každou složku zvlášť – v kartézských (ortogonálních) souřadnicích x-ová, y-ová a z-ová nebo v cylindrických souřadnicích radiální, azimutální a zetová.

Rovnice energie, která je poslední rovnicí mechaniky kontinua. Rovnice zachování energie vychází z 1. zákona termodynamiky a vyjadřuje skutečnost, že vzrůst vnitřní energie jde na vrub přívodu tepla z okolí, přírůstkem tepla vlivem komprese a vnitřního tření a energie dodané působením vnějších sil. Rovnicí energie je následující vztah

$$\rho \cdot \frac{\partial \left( h + \frac{c^2}{2} \right)}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho \cdot \vec{c} \cdot \left( h + \frac{c^2}{2} \right) - \nabla \cdot \vec{J} + \nabla \cdot \left( \vec{\tau} \cdot \vec{c} \right) + \vec{j} \cdot \vec{E}, \quad (1.12)$$

kde na levé straně je časová změna entalpie a na pravé straně rovnice jsou jednotlivé položky. Konvekční člen – tok entalpie, ztráty vedením tepla, ztráty třením a Jouleovy ztráty ( $\vec{E}$  je vektor intenzity elektrického pole). Jouleovy ztráty představují elektrický výkon dodávaný do plazmatu oblouku vlivem ohmických ztrát průchodem elektrického proudu. Ostatní členy představují odvod energie z oblouku, respektive ztráty. Vektor toku energie  $\vec{J}$  zahrnuje ztráty vlivem vedení tepla  $\vec{J}_q$  a vlivem záření  $\vec{J}_r$ , tedy  $\vec{J} = \vec{J}_q + \vec{J}_r$ . Konvekční člen zahrnuje energii unášenou

proděním plazmatu (tok entalpie). Ve členech s entalpií je zahrnuta i kinetická energie proudícího plazmatu na jednotku hmotnosti ( $c^2/2$ ), která při běžných rychlostech proudění tvoří zanedbatelnou část toku energie.

K těmto rovnicím se připojují základní vztahy termodynamiky a zobecněný Ohmův zákon,

$$\vec{j} = \sigma \cdot \left[ \vec{E} + (\vec{c} \times \vec{B}) - \beta_H \cdot (\vec{j} \times \vec{B}) \right], \quad (1.13)$$

kde  $\vec{j}$  je proudová hustota,  $\sigma$  je konduktivita a  $\beta_H$  je Hallův koeficient. Dalšími členy rovnice jsou intenzita elektrického pole od přiloženého napětí, od indukovaného napětí vlivem pohybu v magnetickém poli a intenzita elektrického pole od Hallova napětí.

Při využití uvedeného systému vztahů pro popis jevů v proudícím plazmatu se provádí zjednodušení. Zanedbává se elektrodynamických sil v rovnici energie (1.12) a vzhledem k velké intenzitě elektrického pole vlivem přiloženého napětí na oblouku i zbylých dvou členů na pravé straně Ohmova zákona (1.13). Předpokládá se obvykle válcová symetrie. Pro viskózní napětí i vedení tepla jsou určující radiální složky gradientů (osové rychlosti a teploty)

$$\tau = \eta \cdot \frac{\partial c_z}{\partial r}, \quad J_q = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (1.14)$$

Radiační člen rovnice energie se rovná vyzářené energii z jednotky objemu (součinitel radiace)

$$\nabla \cdot \vec{J}_r = \varepsilon_E. \quad (1.15)$$

Pokud se  $\varepsilon_E$  uvádí ve steradiánech, násobí se pravá strana rovnice  $4\pi$ .

Pak můžeme tedy rovnici zachování hmotnosti ve válcových souřadných přepsat do tvaru

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot c_z) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(r \cdot \rho \cdot c_r) = 0 \quad (1.16)$$

a rovnici zachování hybnosti pro  $z$ -ovou složku

$$\rho \frac{\partial c_z}{\partial t} + \rho \cdot c_z \frac{\partial c_z}{\partial z} + \rho \cdot c_r \frac{\partial c_z}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( \eta \cdot r \cdot \frac{\partial c_z}{\partial r} \right). \quad (1.17)$$

Ve většině úloh se jedná o rotačně symetrické případy, kdy azimutální složka momentové rychlosti je nulová a radiální složka nehraje podstatnou roli. Rovnici zachování energie lze vyjádřit

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \cdot c_z \frac{\partial h}{\partial z} + \rho \cdot c_r \frac{\partial h}{\partial r} = \sigma \cdot E^2 - 4\pi \cdot \varepsilon_E + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (1.18)$$

Ohmův zákon s uvážením výše uvedených zanedbání lze vyjádřit vztahem

$$i = E \cdot \int_0^r \sigma \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr, \quad (1.19)$$

kde  $i$  je proud procházející obloukem a  $E$  je intenzita elektrického pole v oblouku.

Z uvedeného systému rovnic plyne, že k jeho řešení je nutné znát u analyzovaných plyných soustav látkové vlastnosti.

### 5.2.1 Ohmův zákon

Protože vstupními (hraničními) podmínkami jsou integrální veličiny  $I$ ,  $U$ ,  $Q_m$ ,  $P_z$ , provádí se při úpravě výchozích rovnic zachování jejich integrace přes objem analyzované části (anodový kanál) plazmatronu. Ohmův zákon v diferenciálním tvaru

$$j(z) = \sigma[T_A(z)] \cdot E(z), \quad (1.20)$$

budeme integrovat v průřezu oblouku (mimo oblouk je proudová hodnota rovna 0)

$$\int_0^{r_A(z)} j(z) \cdot 2\pi \cdot r dr = \int_0^{r_A(z)} \sigma[T_A(z)] \cdot E(z) \cdot 2\pi \cdot r dr, \quad (1.21)$$

kde levá strana rovnice představuje proud  $I$ , a jelikož všechny veličiny v průřezu oblouku pro dané  $z$  jsou konstantní, po integraci dostáváme

$$I = \sigma[T_A(z)] \cdot E(z) \cdot \pi \cdot r_A^2(z) \quad (1.22)$$

a z tohoto výrazu vyjádříme intenzitu elektrického pole v průřezu oblouku  $E(z)$

$$E(z) = \frac{I}{\sigma[T_A(z)] \cdot \pi \cdot r_A^2(z)}. \quad (1.23)$$

Přírůstek napětí na oblouku je  $\Delta U = E(z)\Delta z$ . Celkové napětí na oblouku  $U(z_L)$  v anodovém kanále je jednou z hraničních podmínek a platí

$$U(z_L) = \int_{z=0}^{z=z_L} E(z) dz = \frac{I}{\pi} \cdot \int_0^{z_L} \frac{dz}{r_A^2(z) \cdot \sigma[T_A(z)]} \quad (1.24)$$

a pro přibližný výpočet lze rovnici přepsat do diferenciálního tvaru

$$U(z_L) = \frac{I}{\pi} \cdot \sum_{k=1}^n \frac{\Delta z_k}{r_A^2(z_k) \cdot \sigma[T_A(z_k)]}, \Delta z_k = z_k - z_{k-1}. \quad (1.25)$$

### 5.2.2 Rovnice kontinuity

V rovnici kontinuity se zanedbává radiální rychlost  $c_r = 0$ . Tento fakt je respektován rozšířením průřezu oblouku s osovou souřadnicí dle vztahu (1.9). S použitím uvedeného zjednodušení se získá diferenciální rovnice kontinuity (1.16) ve zjednodušeném tvaru

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot c_z) = 0. \quad (1.26)$$

Tuto rovnici kontinuity integrujeme v objemu kanálu, tedy v mezích  $r \in \langle 0, r_c \rangle, z \in \langle 0, z \rangle$

$$\begin{aligned} \int_0^z \left\{ \int_0^{r_c} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot c_z) \cdot 2\pi \cdot r dr \right\} dz &= \int_0^{r_c} \left\{ \int_0^z \frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot c_z) dz \right\} \cdot 2\pi \cdot r dr = \int_0^{r_c} \left\{ \int_0^z d(\rho \cdot c_z) \right\} \cdot 2\pi \cdot r dr = \\ &= \int_0^{r_c} \{ \rho[T(z)] \cdot c_z(z) - \rho(T_0) \cdot c_z(T_0) \} \cdot 2\pi \cdot r dr = \\ &= \int_0^{r_c} \rho[T(z)] \cdot c_z(z) \cdot 2\pi \cdot r dr - \rho(T_0) \cdot c_z(T_0) \cdot \pi \cdot r_c^2 = 0. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Druhý výraz ve výsledném vztahu je roven průtoku chladného plynu  $Q_m$  na začátku plazmatronu

$$\rho(T_0) \cdot c_z(T_0) \cdot \pi \cdot r_c^2 = Q_m, \quad (1.28)$$

takže platí

$$\int_0^{r_c} \rho[T(z)] \cdot c_z(z) \cdot 2\pi \cdot r dr = Q_m. \quad (1.29)$$

S použitím předpokladu konstantnosti teplot  $T_A(z)$  a  $T_0$  v příčných řetězech plazmatu Obr.5-2 a znalosti vztahu  $c_z(z) = Ma(z) \cdot c_s[T(z)]$  upravíme levou stranu rovnice (1.29) tak, že integraci rozdělíme na dva intervaly, tj. na zónu oblouku a studenou zónu

$$\begin{aligned} \int_0^{r_c} \rho[T(z)] \cdot Ma(z) \cdot c_s[T(z)] \cdot 2\pi \cdot r dr = \\ = \rho[T(z)] \cdot Ma(z) \cdot c_s[T(z)] \cdot \int_0^{r_A(z)} 2\pi \cdot r dr + \rho(T_0) \cdot Ma(z) \cdot c_s(T_0) \cdot \int_{r_A(z)}^{r_c} 2\pi \cdot r dr, \end{aligned} \quad (1.30)$$

kde  $Ma(z)$  je Machovo číslo a  $c_s[T(z)]$  rychlost zvuku při teplotě  $T(z)$ . Po provedení integrace lze rovnici kontinuity v integrálním tvaru (1.29) vyjádřit vztahem

$$\rho[T_A(z)] \cdot Ma(z) \cdot c_s[T_A(z)] \cdot \pi \cdot r_A^2(z) + \rho(T_0) \cdot Ma(z) \cdot c_s(T_0) \cdot \pi [r_c^2 - r_A^2(z)] = Q_m, \quad (1.31)$$

kde první výraz na levé straně představuje tok hmotnosti přenášený obloukem a druhý výraz tok hmotnosti přenášený studenou zónou. Z uvedeného vztahu můžeme vyjádřit Machovo číslo v průřezu  $z$

$$Ma(z) = \frac{Q_m}{\pi \cdot \left\{ \rho[T_A(z)] \cdot c_s[T_A(z)] \cdot r_A^2(z) + \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot [r_c^2 - r_A^2(z)] \right\}}. \quad (1.32)$$

### 5.2.3 Rovnice energie

V rovnici energie (1.18) složky radiální konvekce  $\rho \cdot c_r \cdot \frac{\partial h}{\partial r}$ , kondukce  $\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left( \lambda \cdot r \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right)$  a radiace  $4\pi\epsilon_E$  představují radiální ztráty  $P_z$ , které jsou odváděny do stěny kanálu a lze je měřit kilometricky z průtoku chladící vody a jejího oteplení. Tyto ztráty jsou produkovány především radiací oblouku. Proto se v rovnici energie tyto složky neuvažují a jsou zahrnuty v koeficientu  $p_z$  jako část příkonu oblouku

$$p_z = \frac{P_z}{UI} = \frac{\mu_z(z)}{j(z)E(z)}, \quad (1.33)$$

kde  $\mu_z$  jsou objemové ztráty a s použitím vztahu (1.20) platí

$$\mu_z = p_z jE = p_z \cdot \sigma \cdot E^2. \quad (1.34)$$

Na základě uvedených zjednodušení můžeme napsat rovnici energie (1.18) ve tvaru

$$(1 - p_z) \cdot \sigma \cdot E^2 = \frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot c_z \cdot h). \quad (1.35)$$

Levá strana rovnice představuje elektrický příkon připadající na anodový kanál zmenšený o ztráty v anodovém kanále  $(1 - p_z)$ , pravá strana rovnice představuje přírůstek entalpického toku (výkonu) ve směru osy  $z$ . S využitím vztahu pro intenzitu elektrického pole (1.23) a vztahu (1.32) pro vyjádření rychlosti  $c_z$  pomocí Machova čísla obdržíme

$$\frac{(1 - p_z) \cdot I^2}{\pi^2 \cdot r_A^4(z) \cdot \sigma[T_A(z)]} = \frac{\partial}{\partial z} \{ \rho[T(z)] \cdot \text{Ma}(z) \cdot c_s[T(z)] \cdot h[T(z)] \}. \quad (1.36)$$

V souladu s předchozími úpravami a s podmínkou  $T_A(z) = \text{konst}(z)$ , Obr.5-2, integrujeme rovnici (1.36) přes objem kanálu, tj. v mezích  $r \in \langle 0, r_c \rangle$ ,  $z \in \langle 0, z_L \rangle$ . Nejprve upravíme levou stranu rovnice (1.36),

$$\int_0^{z_L} \left\{ \frac{(1 - p_z) \cdot I^2}{\pi^2 r_A^4(z) \cdot \sigma[T_A(z)]} \cdot \int_0^{r_A(z)} 2\pi \cdot r dr \right\} dz = \frac{(1 - p_z) \cdot I^2}{\pi} \int_0^{z_L} \frac{dz}{r_A^2(z) \cdot \sigma[T_A(z)]} = (1 - p_z) \cdot I \cdot U. \quad (1.37)$$

Úprava pravé strany rovnice (1.36) s využitím podmínky konstantnosti teplot  $T_A(z)$  a  $T_0$  v průřezu kanálu představuje integraci podél anodového kanálu,  $z \in \langle 0, z_L \rangle$  a v radiálním směru se integrace rozdělí na integraci pro zónu oblouku,  $r \in \langle 0, r_A \rangle$  a studenou zónu,  $r \in \langle r_A, r_c \rangle$

$$\begin{aligned} & \int_0^{z_L} \left[ \int_0^{r_c} \frac{\partial}{\partial z} \cdot \{ \rho[T(z)] \cdot \text{Ma}(z) \cdot c_s[T(z)] \cdot h[T(z)] \} \cdot 2\pi \cdot r dr \right] \cdot dz = \\ & = \int_0^{z_L} d \left\{ \rho[T_A(z)] \cdot \text{Ma}(z) \cdot c_s[T_A(z)] \cdot h[T_A(z)] \cdot \pi \cdot r_A^2(z) + \rho(T_0) \cdot \text{Ma}(z) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \pi [r_c^2 - r_A^2(z)] \right\} = \\ & = \rho[T_A(z_L)] \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot c_s[T_A(z_L)] \cdot h[T_A(z_L)] \cdot \pi \cdot r_A^2(z_L) - \\ & - \rho[T_A(0)] \cdot \text{Ma}(T_0) \cdot c_s[T_A(0)] \cdot h[T_A(0)] \cdot \pi \cdot r_0^2 + \\ & + \rho(T_0) \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \pi \cdot [r_c^2 - r_A^2(z_L)] - \rho(T_0) \cdot \text{Ma}(0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \pi \cdot r_0^2. \end{aligned} \quad (1.38)$$

Výsledkem úpravy pravé strany rovnice (1.36) jsou dva členy (1.38), z nichž první je entalpický tok (výkon) přenášený zónou oblouku a druhý člen představuje entalpický tok studenou zónou.

Vstupní Machovo číslo lze vypočítat ze vztahu,

$$\text{Ma}(0) = \frac{Q_m}{\rho(T_0) \cdot c(T_0) \cdot \pi \cdot r_c^2}. \quad (1.39)$$

Porovnáním pravé a levé strany rovnice energie, rovnice (1.38) a (1.37), získáme vztah (1.40)

$$\begin{aligned}
& \pi \cdot r_A^2(z_L) \cdot \left\{ \rho[T_A(z_L)] \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot c_s[T_A(z_L)] \cdot h[T_A(z_L)] \right\} - \\
& - \pi \cdot r_A^2(z_L) \cdot \left\{ \rho[T_A(0)] \cdot \text{Ma}(0) \cdot c_s[T_A(0)] \cdot h[T_A(0)] \cdot \frac{r_0^2}{r_A^2(z_L)} \right\} + \\
& + \pi \cdot \left[ \pi \cdot r_c^2 - \pi \cdot r_A^2(z_L) \right] \cdot \rho(T_0) \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \left\{ 1 - \frac{\text{Ma}(0) \cdot r_0^2}{\text{Ma}(z_L) \cdot \left[ \pi \cdot r_c^2 - \pi \cdot r_A^2(z_L) \right]} \right\} = \\
& = (1 - p_z)IU,
\end{aligned} \tag{1.40}$$

ze které plyne, že celkový entalpický tok na výstupu z kanálu (oblouková a studená zóna) je roven celkovému elektrickému příkonu zmenšenému o radiální ztráty. Druhé členy ve složených závorkách rovnice (1.40) mají velmi malou hodnotu, takže je můžeme zanedbat. Pak je výsledný tvar rovnice energie:

$$\begin{aligned}
& \pi \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot \left\{ r_A^2(z_L) \cdot \rho[T_A(z_L)] \cdot c_s[T_A(z_L)] \cdot h[T_A(z_L)] \right\} + \\
& + \pi^2 \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot \left\{ \left[ r_c^2 - r_A^2(z_L) \right] \cdot \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \right\} = (1 - p_z) \cdot I \cdot U
\end{aligned} \tag{1.41}$$

### 5.3 Zjednodušená metoda na výstupu anodového kanálu

Použijeme-li pro převrácenou hodnotu exponentu ve vztahu (1.9) hodnotu  $n_r = 3 - 3,5$ , lze určit rozložení hmotnostního a entalpického toku na výstupu anodového kanálu, pro  $z = z_L$ , pomocí rovnice (1.32)

$$\text{Ma}(z_L) = \frac{Q_m}{\pi \cdot \left\{ \rho[T_A(z_L)] \cdot c_s[T_A(z_L)] \cdot r_A^2(z_L) + \rho(T_0) \cdot c(T_0) \cdot \left[ r_c^2 - r_A^2(z_L) \right] \right\}} \tag{1.42}$$

a rovnice (1.41). Řešením těchto rovnic získáme hodnoty výstupní teploty  $T_A(z_L)$  a výstupního Machova čísla  $\text{Ma}(z_L)$ .

Při řešení soustavy rovnic (1.42) a (1.41) postupujeme iterací tak, že v  $i$ -tém kroku iterace zvolíme  $[T_A(z_L)]_i$  a z rovnice (1.42) určíme Machovo číslo  $[\text{Ma}(z_L)]_i$ . Pomocí tohoto čísla vypočítáme hodnotu levé strany rovnice (1.41) a zkoumáme, zda-li platí podmínka

$$\text{levá strana (1.41)} - (1 - p_z) \cdot I \cdot U \leq \Delta, \tag{1.43}$$

kde  $\Delta$  je zvolená přípustná chyba. Pakliže podmínka neplatí, pokračuje se v iteraci s nově zvolenou teplotou  $[T_A(z_L)]_{i+1}$  dokud podmínka není splněna. Takto získáme výstupní teploty  $T_A(z_L) = [T_A(z_L)]_j$  a výstupního Machova čísla  $\text{Ma}(z_L) = [\text{Ma}(z_L)]_j$ . Pomocí těchto hodnot určíme rozložení hmotnostního a entalpického toku na výstupu anodového kanálu.

Procentuální podíl hmotnostního toku přenášeného studenou zónou ( $T = T_0$ ) s využitím vztahu (1.42) činí,

$$\frac{Q_m(T_0)}{Q_m} = \frac{\text{Ma}(z_L) \cdot \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot \pi \cdot \left[ r_c^2 - r_A^2(z_L) \right]}{Q_m} \tag{1.44}$$

a hmotnostního toku přenášeného zónou oblouku je

$$\frac{Q_m[T_A(z_L)]}{Q_m} = \frac{\text{Ma}(z_L) \cdot \rho[T_A(z_L)] \cdot c_s[T_A(z_L)] \cdot \pi \cdot r_A^2(z_L)}{Q_m} \quad (1.45)$$

Procentuální podíl entalpického toku (výkonu) přenášeného studenou zónou k výkonu přenášeného zónou oblouku je (1.46),

$$\frac{P_{\text{ent}}(T_0)}{P_{\text{ent}}[T_A(z_L)]} = \frac{\rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot r_c^2 \cdot \text{Ma}(z_L) \left\{ \left[ 1 - \frac{r_A^2(z_L)}{r_c^2} \right] - \frac{\text{Ma}(0)}{\text{Ma}(z_L)} \left[ 1 - \frac{r_0^2}{r_c^2} \right] \right\}}{\rho[T_A(z_L)] \cdot c_s[T_A(z_L)] \cdot h[T_A(z_L)] \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot r_A^2(z_L) \cdot [1 - \text{EH}_L]}$$

kde  $\text{EH}_L$  je

$$\text{EH}_L = \frac{\rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \text{Ma}(0) \cdot r_0^2}{\rho[T_A(z_L)] \cdot c_s[T_A(z_L)] \cdot h[T_A(z_L)] \cdot \text{Ma}(z_L) \cdot r_A^2(z_L)}. \quad (1.47)$$

### 5.3.1 Zjednodušená metoda zahrnující osové rozložení veličin

Pro podrobnější analýzu poměrů v anodovém kanále, kdy chceme určit osové závislosti veličin  $T_A(z)$ ,  $\text{Ma}(z)$ ,  $r_A(z)$  a  $E(z)$ , řešíme systém rovnic (1.9), (1.23), (1.25), (1.32), (1.40) diferenční metodou pro každý  $k$ -tý element, na který je rozdělena délka anodového kanálu  $z_L$ .

V úvodu výpočetního procesu pro naměřené hodnoty napětí  $U$ , proudu  $I$ , ztrát na anodovém kanále  $P_z$  určíme čisté ztráty a napětí na anodovém kanále a poměrné ztráty sloupce oblouku v anodovém kanále  $p_z$  a rozměr anodové skvrny  $r_0$ .

Systém rovnic řešíme iterační metodou a v každém  $i$ -tém iteračním kroku s hodnotou  $n_r$  provádíme výpočet jednotlivých veličin  $T_A$ ,  $E$ ,  $\text{Ma}$ , od  $k = 1$  až do  $k = n$  ( $z = z_L$ ). Pro  $i = 1$  zvolíme hodnotu koeficientu  $n_r$ . Pro tuto zvolenou hodnotu koeficientu vypočítáme poloměr oblouku

$$r_A(z_k)_i = r_o \cdot \left[ 1 + \left( \frac{z_k}{r_o} \right)^{1/n_i} \right]. \quad (1.48)$$

Zvolíme teplotu v  $k$ -tém elementu sloupce oblouku  $T_A(z_k)$  a pro tuto teplotu vypočítáme Machovo číslo.

$$\text{Ma}(z_L) = \frac{Q_m}{\pi \cdot \left\{ \rho[T_A(z_k)_i] \cdot c_s[T_A(z_k)_i] \cdot r_A^2(z_k)_i + \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot [r_c^2 - r_A^2(z_k)_i] \right\}}. \quad (1.49)$$

Dále podle vztahu (1.23),

$$E(z_k)_i = \frac{I}{\sigma[T_A(z_k)_i] \cdot \pi \cdot r_A^2(z_k)_i}, \quad (1.50)$$

vypočítáme intenzitu elektrického pole v  $k$ -tém elementu. Po úpravě vztahu (1.25) počítáme napětí v  $k$ -tém elementu oblouku

$$U(z_L) = \sum_{j=1}^k E(z_j)_i \cdot \Delta z. \quad (1.51)$$

Takto počítáme teplotu tak dlouho, až pro určenou hodnotu teploty platí vztah z upravené strany rovnice energie (1.40),

$$\begin{aligned} & \text{Ma}(z_k)_i \cdot \pi \cdot r_A^2(z_k)_i \cdot \{ \rho[T_A(z_k)_i] \cdot c_s[T_A(z_k)_i] \cdot h[T_A(z_k)_i] - \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \} + \\ & + [\text{Ma}(z_k)_i - \text{Ma}(0)] \cdot \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \pi \cdot r_c^2 - (1 - p_z) \cdot I \cdot U(z_k)_i \leq \Delta_k, \end{aligned} \quad (1.52)$$

kde  $\Delta_k$  je zvolená hodnota rozdílu. Tím určíme hodnotu teploty  $T_A(z_k)$  v průřezu  $z_k$ . Takto postupujeme až na konec kanálu  $z = z_k = z_L$ , kde získáme hodnoty  $T_A(z_L)$  a  $U(z_k)$ . Ověříme rozdíl mezi počítaným a upraveným napětím  $U$ ,

$$|U(z_L)_i - U| \leq \Delta_i. \quad (1.53)$$

Pokud není dosaženo stanoveného rozdílu  $\Delta_i$ , opakujeme celý iterační proces. Nejprve stanovíme novou hodnotu koeficientu  $n_r$  z rovnice energie,

$$r_A^2(z_L)_i = \frac{(1 - p_z) \cdot I \cdot U(z_L)_i - [\text{Ma}(z_L)_i - \text{Ma}(0)] \cdot \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \pi \cdot r_c^2}{\pi \cdot \text{Ma}(z_L)_i \cdot \{ \rho[T_A(z_L)_i] \cdot c_s[T_A(z_L)_i] \cdot h[T_A(z_L)_i] + \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \}} \quad (1.54)$$

a stanovíme nový koeficient  $n_{ri+1}$ ,

$$n_{ri+1} = \frac{\ln \frac{z_L}{r_0}}{\ln \left[ \frac{r_A(z_L)}{r_0} - 1 \right]}. \quad (1.55)$$

Takto postupujeme do  $j$ -tého iteračního kroku, dokud není splněna podmínka (1.53) pro  $i = j$ .

Pokud je podmínka splněna, získali jsme rozložení veličin  $T_A(z)$ ,  $\text{Ma}_A(z)$ ,  $E(z)$ ,  $r_A(z)$ ,  $n_r$  podél anodového kanálu a na konci kanálu. Můžeme tak stanovit rozložení hmotnostního a entalpického toku přenášeného studenou zónou a zónou oblouku v souladu se vztahy (1.44), (1.45) a (1.46).

### 5.3.2 Postup výpočtu

K celému výpočetnímu procesu jsou známy parametry pracovního plynu. Jsou to teplota pracovního plynu a této teplotě odpovídající hodnoty konduktivity, hustoty, entalpie a rychlosti uvedené v příloze A. Dále jsou známy hodnoty napětí na kanále plazmatronu, proud protékající obloukem a ztráty v kanále, které byly naměřeny na plazmatronu. Rovněž je dána teplota studené zóny oblouku. Tyto hodnoty jsou shrnuty do tabulky Tab. 5-3 uvedené níže.

Na počátku se zvolí v prvním kroku velké iterace hodnota jmenovatele exponentu  $n_r$ . Obvykle volíme  $n_r = 3$ . Zvolíme dělení kanálu plazmatronu  $\Delta z$ ,  $\Delta z = z_L / n$ . Při iteraci se postupuje od počátku, tj.  $z = 0$ , po krocích  $\Delta z$ . Zvolíme teplotu studené zóny a teplotu u katody  $T_A(z_0)$ .

Za prvé stanovíme poloměr oblouku  $r_A(z_k)$ ,

$$r_A(z_k) = r_o \cdot \left[ 1 + \left( \frac{z_k}{r_o} \right)^{1/n_r} \right]. \quad (1.56)$$

Z daných parametrů pracovního plynu odečteme hodnoty konduktivity, hustoty, rychlosti a entalpie. Dále stanovíme Machovo číslo.

$$\text{Ma}(z_k) = \frac{Q_m}{\pi \cdot \left\{ \rho[T_A(z_k)_i] \cdot c_s[T_A(z_k)_i] \cdot r_A^2(z_k)_i + \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot [r_c^2 - r_A^2(z_k)_i] \right\}}. \quad (1.57)$$

Dosadíme do vztahu pro intenzitu elektrického pole

$$E(z_k)_i = \frac{I}{\sigma[T_A(z_k)_i] \cdot \pi \cdot r_A^2(z_k)_i} \quad (1.58)$$

a následně vypočítáme velikost napětí na daném elementu oblouku jako

$$U(z_k) = \sum_{j=1}^k E(z_k)_i \cdot \Delta z. \quad (1.59)$$

Tyto vypočítané hodnoty dosadíme do rovnice (1.60),

$$\begin{aligned} & \text{Ma}(z_k)_i \cdot \pi \cdot r_A^2(z_k)_i \cdot \left\{ \rho[T_A(z_k)_i] \cdot c_s[T_A(z_k)_i] \cdot h[T_A(z_k)_i] - \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \right\} + \\ & + [\text{Ma}(z_k)_i - \text{Ma}(0)] \cdot \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \pi \cdot r_c^2 - (1 - p_z) \cdot I \cdot U(z_k)_i \leq \Delta_k. \end{aligned} \quad (1.60)$$

Pokud se zvolená odchylka nerovná námi zvolené odchylce, zvolíme jinou teplotu  $T_A(z_k)$  a tento postup opakujeme. Po nalezení teploty postup opakujeme s tím, že  $z_{k+1} = z_k + \Delta z$ , tedy postupujeme dále po kanálu plazmatronu. Na konci kanálu, kdy  $z_k = z_l$ , pro  $k = n$  (počtu iterací), dostáváme velikost napětí na oblouku  $U(z_k)$ ,  $U(z_k)$  pro  $k = n$  je rovno  $U(z_l)$ . Tím jsme završili iteraci vnitřní, pro zvolenou hodnotu parametru  $n_r$ .

Nyní porovnáme tuto vypočítanou hodnotu napětí  $U(z_l)$  s naměřenou hodnotou napětí  $U$ . Rozdíl těchto hodnot opět porovnáme se zvolenou odchylkou

$$|U(z_L)_i - U| \leq \Delta_i. \quad (1.61)$$

Pokud není podmínka splněna, počítáme novou hodnotu parametru  $n_r$  podle rovnic (1.62) a (1.63),

$$r_A^{\tilde{e}}(z_L)_i = \frac{(1 - p_z) \cdot I \cdot U(z_L)_i - [\text{Ma}(z_L)_i - \text{Ma}(0)] \cdot \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \cdot \pi \cdot r_c^2}{\pi \cdot \text{Ma}(z_L)_i \cdot \left\{ \rho[T_A(z_L)_i] \cdot c_s[T_A(z_L)_i] \cdot h[T_A(z_L)_i] + \rho(T_0) \cdot c_s(T_0) \cdot h(T_0) \right\}}, \quad (1.62)$$

$$n_{ri+1} = \frac{\ln \frac{z_l}{r_0}}{\ln \left[ \frac{r_A(z_L)}{r_0} - 1 \right]}. \quad (1.63)$$

Provádíme opět vnitřní iteraci, dopočítáme napětí na oblouku a zjistíme přípustnou odchylku napětí.

Tab. 5-3 uvádí souhrn vstupních hodnot pro výpočetní proces na kterém bude v následující 6. kapitole demonstrována funkce programu a hodnoceny výsledky výpočtu.

Tab. 5-3 Vstupní data pro výpočet

$I[A]$	$U[V]$	$P_z[W]$	$Q_m[kgs^{-1}]$	$j_s[Am^{-2}]$	$T_0[K]$	$z_L[m]$	$r_c[m]$	$\Delta z[m]$
102	90,1	1335	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^8$	300	$10,7 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$

Materiálové vlastnosti pracovního plynu argonu jsou uvedeny v příloze A, kde je vypsána tabulka vlastností plynu v rozsahu teplot 300K – 30000K. Hodnoty z tabulky jsou použity pro iterační proces.

## 6 VYTVOŘENÍ POČÍTAČOVÉ APLIKACE

Vytvořený program má sloužit jako aplikace, která v sobě zahrnuje výpočetní proces zjednodušené metody výpočtu axiálně chlazeného oblouku. Tato metoda je dána, její postup se nebude měnit a je popsán ve výše uvedených kapitolách. Jako podklad pro samotný výpočetní proces pak především slouží kapitola 5.3.2, kde jsou shrnuty rovnice pro výpočetní metodu. Pro zjištění rozložení hmotnostního a entalpického toku přenášeného studenou zónou a zónou oblouku jsou dále použity rovnice ze závěru kapitoly 5.3 a to rovnice (1.44) až (1.47).

Dalšími parametry výpočetního procesu jsou materiálové vlastnosti pracovního plynu. Jak je patrné z výše uvedených kapitol, jedná se o teplotní závislosti hustoty, konduktivity, rychlosti a entalpie pracovního plynu, které jsou uvedeny v příloze A.

Dalšími vstupními parametry výpočetního procesu jsou velikost napětí na kanále plazmatronu, proud protékající plazmatronem a ztráty, popřípadě měrné ztráty, naměřené na kanále plazmatronu.

Dále známe rozměry plazmatronu. Hmotnostní průtok pracovního plynu, hustotu proudu ve výbojové dráze a teplotu pracovního plynu ve studené zóně. Tyto hodnoty jsou uvedeny v tab. 5-3.

Výstupem z výpočetního procesu je rozložení teploty podél kanálu plazmatronu – dle zjednodušené metody výpočtu. Dále bude známé rozložení elektrické intenzity podél kanálu a rozložení napětí. Dále je možné zjišťovat jak se mění průměr elektrického oblouku podél osy plazmatronu. Výsledkem z výpočetního procesu je završení vnější iterace splněním podmínky (1.61), tedy stanovení parametru  $n_r$ . Po stanovení tohoto parametru již známe průměry oblouku v každé části kanálu a známe rozložení jednotlivých veličin podél kanálu plazmatronu.

Je zřejmé, z výše uvedených odstavců, že program bude pracovat s velkým množstvím vstupních dat. Rovněž iterační metoda je náročná pro výpočet. Obsahuje vnitřní a vnější iteraci. Stanovení exponentu  $n_r$  je náročné pro výpočet a může v sobě zahrnovat desítky i více vnitřních iterací. Počet kroků, vedoucích k nalezení teplot vnitřní iterace není také zanedbatelný, odvíjí se od požadavku na přesnost hodnoty počítané teploty a můžeme se tak dostat až k řádu tisíců iterací.

Vytvořená aplikace tedy musí splňovat tyto požadavky:

- variabilita vstupních dat
- snadná kontrola a přehlednost vstupních dat
- příjemné uživatelské rozhraní

- přehled programátora nad napsaným kódem – inteligentní programovací jazyk
- grafické zobrazení výstupních veličin
- archivování výstupních veličin
- běh aplikace na nejvíce používaných počítačích (IBM)
- dostupnost vývojového prostředí

Z těchto důvodů přichází v úvahu použití operačního systému Windows.

Jako vývojové prostředí byl zvolen programovací jazyk C++ Builder 6.0. Autorem programu je firma Borland. Program vytváří aplikace běžící pod operačním systémem Windows. Nabízí komponenty tohoto operačního systému – edity, okna, formuláře a dialogy, varovná hlášení a obsluhu periférií (tiskáren). Jedná se rovněž o vyšší programovací jazyk C++.

Požítím C++ Builderu 6.0 jsou tak splněny všechny důležité požadavky pro vytvoření komfortní aplikace jak pro uživatele, tak i pro programátora.

## 6.1 Načítání vstupních dat a volba komponent pro jejich zpracování

Abychom se v těchto kapitolách neodkazovali stále na vytvořený program jako na aplikaci nebo program, budeme již vytvořenou aplikaci nazývat jejím jménem IterArc.

Parametry pracovního plynu jsou přehledně shrnuty do tabulky. Pro iterační proces přichází v úvahu nejvíce počítačové zpracování vstupních dat. Z toho důvodu bylo zvoleno, že program bude načítat vstupní data z tabulkového procesoru MS Excel. Rovněž data budou ukládána do souborů vytvořených pomocí MS Excel. Vstup / výstupním rozhraním je tedy MS Excel.

Operační systémy MS Windows mají již v sobě nachystány podprogramy (knihovny) pro výměnu dat mezi aplikacemi. Běžně známým takto pracujícím podprogramem je např. schránka (CTRL + C, CTRL + V). Dalšími prvky jsou např. DDE (dynamic data exchange) poskytující stálé spojení toku dat mezi aplikacemi. V současné době je DDE zastíněno používáním OLE komponent. DDE je však v menší míře v operačních systémech využito. Největším důvodem využití OLE je zobrazení a vizualizace dat z jiných programů, které hostitelský program není sám schopen zpracovat.

C++ Builder je vybaven komponentami, ale také samostatnými příkazy pro jakoukoliv obsluhu OLE. Postup vedoucí k otevření a načtení dat z MS Excel je pouze obsluhou OLE objektu. V C++ Builderu byly zavedeny speciální datové typy, do kterých je možno zapsat jakýkoliv typ (integer, string...), ale slouží také jako abstraktní proměnné pro zpracování větších celků dat. Jedná se o typ Variant.

Prostředí Builderu nabízí standardní komponenty Windows jako jsou tlačítka, varovná hlášení a dialogy. Pro pohodlnou obsluhu programu, stejně jako pro jeho funkci je nutné použití těchto prvků. Pokyn k obsluze nějaké události – načtení dat, výpočet, uložení se děje prostřednictvím použití těchto komponent (tlačítka, formuláře...).

Ve zdrojovém kódu, v obsluze zvolené komponenty, se tedy vytvoří proměnná typu Variant a pomocí této proměnné budeme přistupovat k MS Excel. Příklad zdrojového kódu zajišťujícího otevření MS Excel jako programu, otevření vybraného souboru na Listu1, zjištění rozsahu zapsaných dat a nastavení proměnné typu variant na práci s jednotlivými buňkami je zde

```
V = Variant::CreateObject("Excel.Application");
```

```

V.OlePropertySet("Visible", false);
V.OlePropertyGet("Workbooks").OleFunction("Open", fileName);
v0 = V.OlePropertyGet("Sheets", "List1");
pocet_radku=
v0.OlePropertyGet("UsedRange").OlePropertyGet("Rows").OlePropertyGet("Count");
pocet_sloupcu=
v0.OlePropertyGet("UsedRange").OlePropertyGet("Columns").OlePropertyGet("Count");
v1 = v0.OlePropertyGet("Cells"); .

```

V překladu by zněl tento kód takto: Otevřeme MS Excel (řádek 1), uživateli jej nezobrazíme (řádek 2), otevřeme soubor, jehož cesta a název je v proměnné *fileName* na *List1* (řádek 3 a 4), zjistíme si rozsah vstupních dat (řádek 5 až 8), připravíme proměnné na práci C++ Buildru s danou buňkou MS Excel (řádek 9).

K datům pak přistupujeme pomocí této direktivy

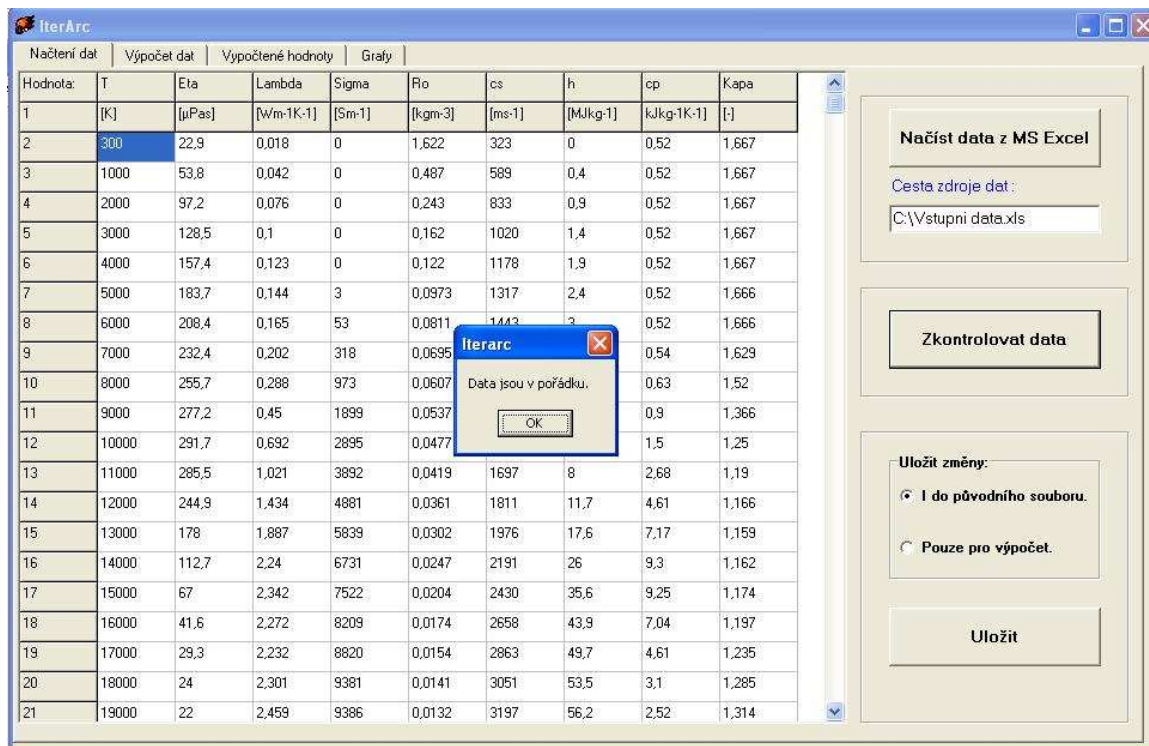
```

vcell = v1.OlePropertyGet("Item", poc1, poc2);
tmp = vcell.OlePropertyGet("Value");

```

V proměnné *tmp* pak máme konkrétní hodnotu buňky, tedy text nebo číslo zapsané v MS Excel. Souřadnice buňky jsou celočíselné proměnné *poc1* a *poc2*.

Komponenty pro obsluhu dat jsou *StringGrid*, tedy tabulka se vzhledem tabulkového procesoru a tlačítka pro vyvolání příslušných událostí. Vytvořené okno pro práci se vstupními daty je na Obr. 6-1.



Obr. 6-1 Okno vstupních dat

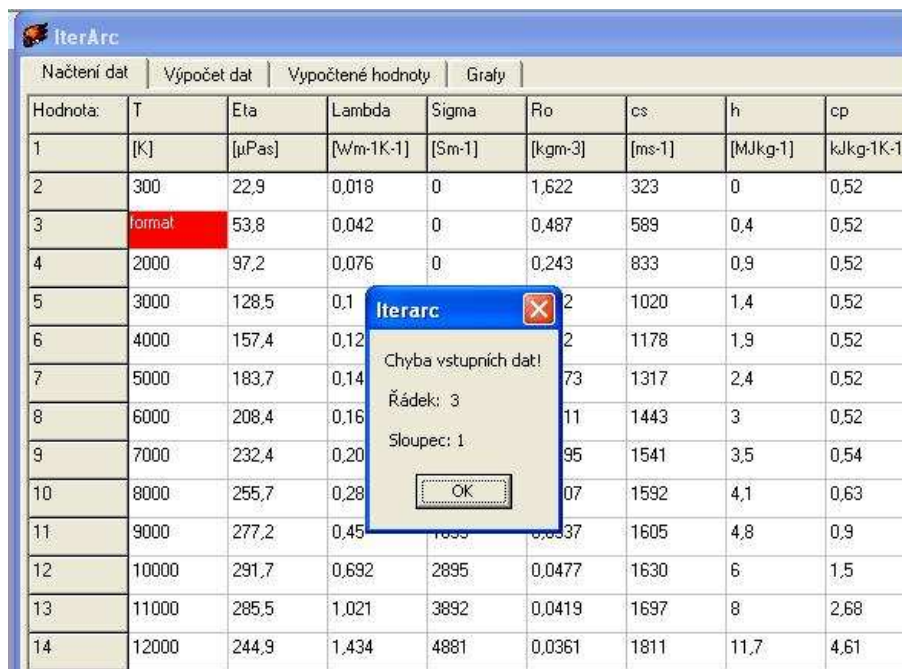
Po spuštění programu se otevře okno dle Obr. 6-1. Uživatel nyní stiskem tlačítka *Načíst data* z MS Excel otevře dialogové okno, kde si vybere excelovský soubor s parametry pracovního plynu. Je nezbytné, aby byl dodržen formát vstupních dat. Tento soubor musí mít přesně devět sloupců dat s pořadím parametrů: Teplota  $T$  v [K], tlak  $\eta$  v [ $\mu$ Pas], tepelná vodivost  $\lambda$  v [Wm<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>]

<sup>1</sup>], vodivost  $\sigma$  v [ $\text{Sm}^{-1}$ ], hustota  $\rho$  [ $\text{kgm}^{-3}$ ], entalpie  $h$  v [ $\text{MJkg}^{-1}$ ], měrná tepelná kapacita  $c_p$  v [ $\text{kJkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ], rychlost  $c_s$  v [ $\text{ms}^{-1}$ ] polytropický exponent  $\chi$  v [-].

Pokud nebude vstupní soubor obsahovat devět sloupců s daty, bude uživatel upozorněn hlášením o špatném formátu dat a k načtení souboru nedojde. Tímto postupem je zamezeno načtení špatného souboru s daty, např. naprosto jiného souboru s velkým množstvím dat, které by komponenta *StringGrid* pro svoji velikost nezpracovala ve stanovené velikosti okna programu IterArc a došlo by tak ke graficky neefektivnímu zobrazení v programu.

Další nezbytností je, aby data byla v MS Excel ukládána odleva, od pozice 1 a dále na prvním řádku bylo pojmenování sloupců (teplota, tlak...) a na druhém řádku byla jednotka veličiny.

Pokud má soubor devět sloupců, jsou data přepsána do programu IterArc. Následně proběhne kontrola dat. Kontroluje se, zda jsou data v číselném formátu. Pokud data nejsou v číselném formátu, je vypsáno hlášení s informací o chybě a pozici (řádek, sloupec), kde se chyba nachází. Na Obr. 6-2 je zvýrazněna buňka s chybou.



Hodnota:	T	Eta	Lambda	Sigma	Po	cs	h	cp
	[K]	[ $\mu\text{Pas}$ ]	[ $\text{W/m}\cdot\text{K}\cdot\text{1}$ ]	[ $\text{Sm}\cdot\text{1}$ ]	[ $\text{kgm}\cdot\text{3}$ ]	[ $\text{ms}\cdot\text{1}$ ]	[ $\text{MJkg}\cdot\text{1}$ ]	[ $\text{kJkg}\cdot\text{1K}\cdot\text{1}$ ]
1								
2	300	22,9	0,018	0	1,622	323	0	0,52
3	format	53,8	0,042	0	0,487	589	0,4	0,52
4	2000	97,2	0,076	0	0,243	833	0,9	0,52
5	3000	128,5	0,1	2	1020	1,4	0,52	
6	4000	157,4	0,12	2	1178	1,9	0,52	
7	5000	183,7	0,14	73	1317	2,4	0,52	
8	6000	208,4	0,16	11	1443	3	0,52	
9	7000	232,4	0,20	95	1541	3,5	0,54	
10	8000	255,7	0,28	07	1592	4,1	0,63	
11	9000	277,2	0,45	1033	1605	4,8	0,9	
12	10000	291,7	0,692	2895	0,0477	1630	6	1,5
13	11000	285,5	1,021	3892	0,0419	1697	8	2,68
14	12000	244,9	1,434	4881	0,0361	1811	11,7	4,61

Obr. 6-2 Ošetření formátu vstupních dat

Kontrolují se všechny buňky. Pokud jsou v souboru více jak tři chyby, je vypsána varovná hláška s informací o větším počtu chyb a kontrola dat je ukončena. Je to proto, aby uživatel, který zvolí špatný soubor, se nemusel probírat množstvím hlášení o chybách.

Nejsou-li data v pořádku, je možná další manipulace s programem, ale uživateli je zakázán výpočet hodnot deaktivován tlačítka pro výpočet.

Pokud nemáme soubor se vstupními daty, je možné data vpsat ručně. Rozsah řádků je však omezen na 10.

Poté musí uživatel zapsaná data zkontrolovat – tlačítka *Kontrola dat*. Dále je třeba nastavit volbu *Uložit změny* – nastavit *pouze pro výpočet* a stisknout tlačítka *Uložit*.

Pokud se v souboru vyskytují chyby (data jsme přepsali ze souboru) a program vypsál hlášku o chybách, je nutné data opravit. Poté je možné provedené změny uložit i do původního souboru,

nastavíme volbu *I do původního souboru*. Stiskneme *Uložit*, data jsou zapsána do zdrojového souboru a jsou připravena i pro výpočet. O uložení jsme informováni hlášením.

Je možné experimentálně měnit vstupní data pouze pro výpočet – volba *Uložit – pouze pro výpočet*, neproběhne přepsání zdrojového souboru. Po každé změně je však třeba data zkontrolovat, tlačítko *Kontrola dat*, poté data přepsat. Chybu v tomto postupu poznáme tak, že nebude aktivní tlačítko *Výpočet*.

Zdrojový kód, který nám ukládá data do původního souboru je stejný jako výše uvedený kód pro načtení dat, pouze se mění jeden příkaz a pořadí přiřazení hodnoty proměnné buňky (nečteme, ale zapisujeme),

```
vcell = v1.OlePropertyGet("Item", poc1, poc2);
```

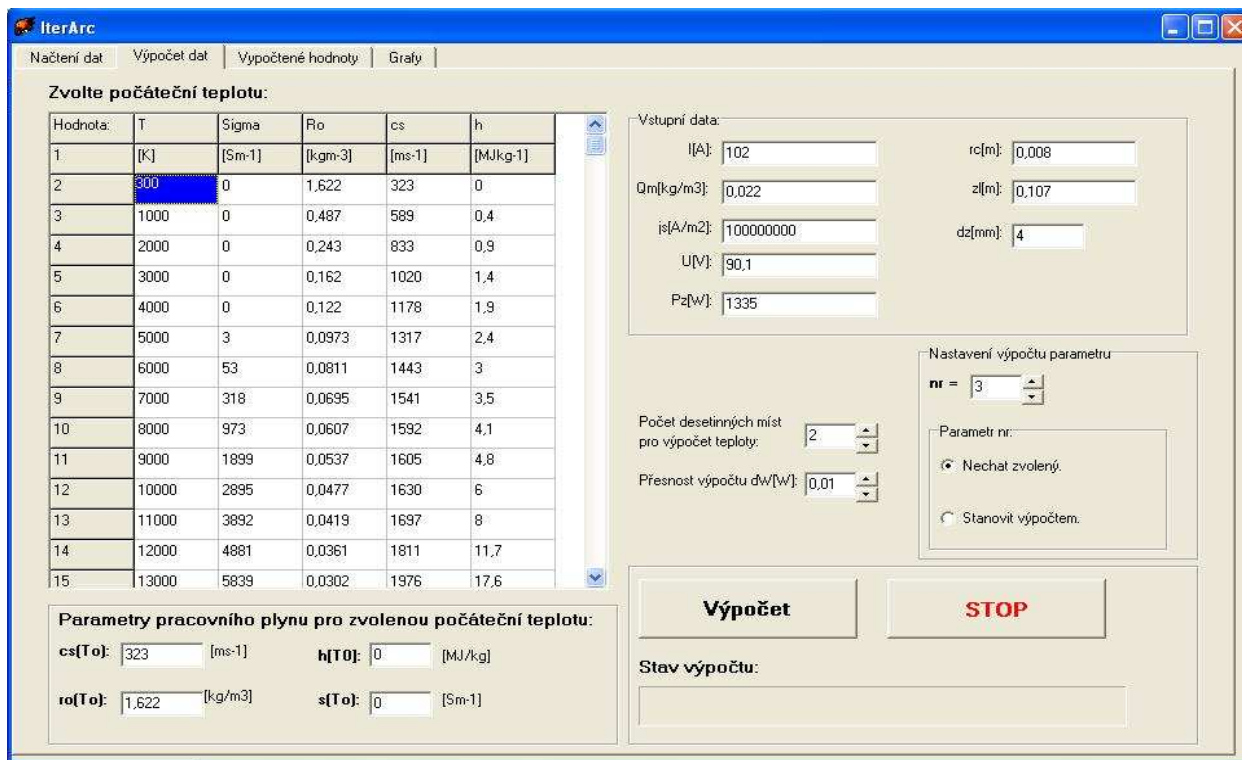
```
vcell.OlePropertySet("Value", tmp.c_str()); .
```

Místo *OlePropertyGet* je požito *OlePropertySet* a do proměnné *tmp* jsou přepsána data, která se mají uložit. Kód *tmp.c\_str()* mění původní typ proměnné *tmp* na proměnou typu *String* pouze pro tento řádek, ne však globálně.

Výměna dat mezi komponentou *StringGrid* pro načtení a úpravu dat a dalšími komponentami v programu již probíhá na úrovni C++ Builderu.

## 6.2 Výpočet

Pro obsluhu výpočtu slouží druhá záložka v programu – *Výpočet*. Okno programu je znázorněno na Obr. 6-3.



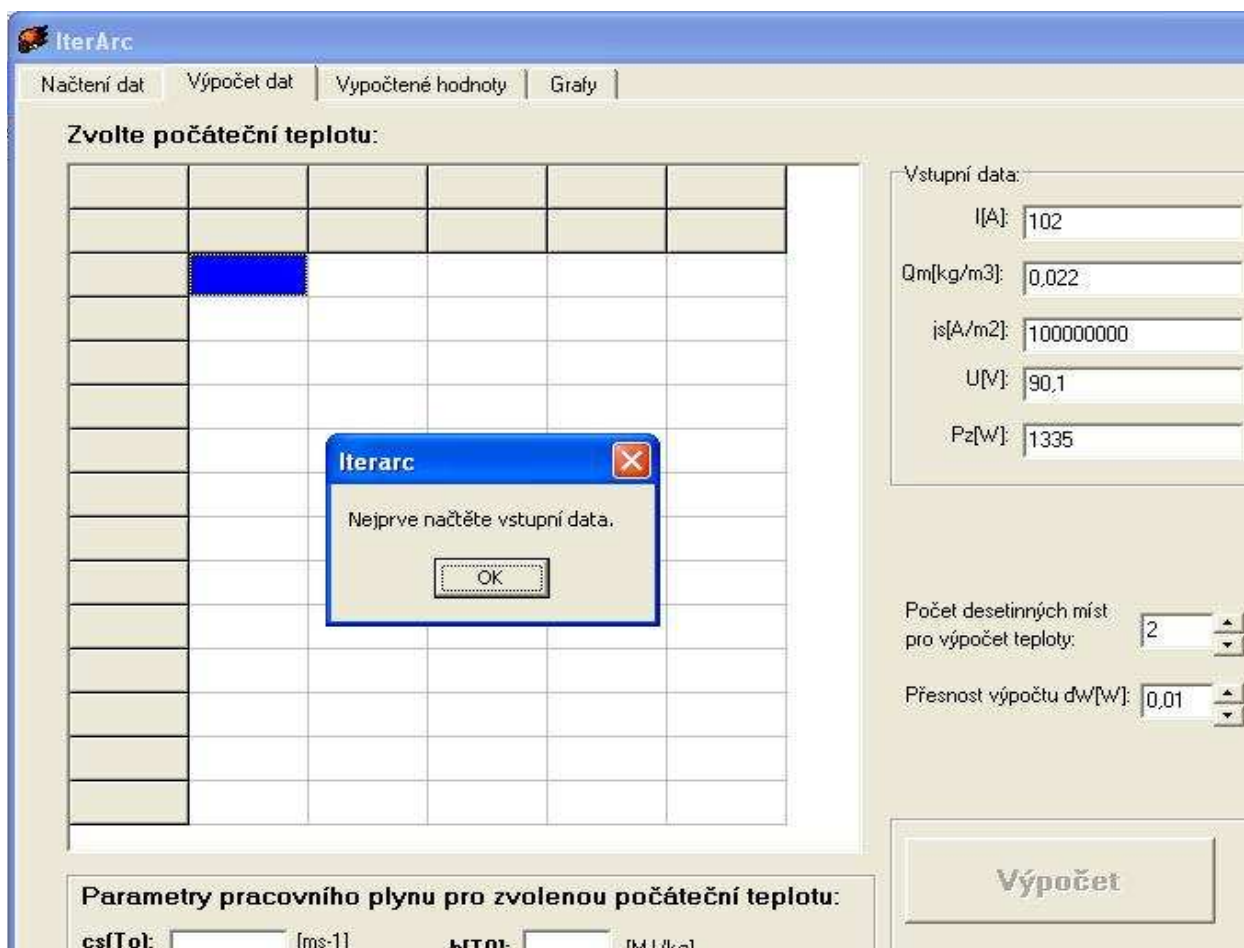
Obr. 6-3 Okno pro kontrolu výpočtu

Pro výpočet dat, tedy rozložení teploty, intenzity elektrického pole, napětí, změny průměru oblouku podél kanálu plazmatronu, nejsou potřebné všechny sloupce ze vstupního souboru. Potřebujeme znát teplotu  $T$ , vodivost  $\sigma$ , hustotu  $\rho$ , entalpii  $h$ , rychlost plynu  $c_s$ .

V tabulce jsou vypsány potřebné sloupce s parametry pracovního plynu pro výpočet. Pro iterační proces se volí teplota pracovního plynu ve studené zóně oblouku. K tomu slouží právě tato tabulka, druhá komponenta *StringGrid*. Uživatel je vyzván textem nad tabulkou, aby tuto teplotu zvolil. Výběr se provádí myší – levým tlačítkem. Najedeme na řádek s příslušnou teplotou a kliknutím potvrdíme výběr. Potvrzení výběru je provedeno modrým zvýrazněním buňky s danou teplotou. Pod tabulkou jsou umístěny čtyři komponenty *Edit*, do kterých jsou vypsány zbývající parametry plynu (vše kromě teploty). Máme tak kontrolu nad parametry studené zóny. V tabulce je možné se pohybovat také kolečkem myši – plynule se provádí výběr řádek po řádku.

Z *Editů*, se zbývajícími parametry plynu, je možné kopírovat, není umožněn zápis. Rovněž do tabulky nelze zapisovat, lze pouze volit teplotu studené zóny. Pro změnu dat slouží záložka *Načtení dat*, viz předchozí kapitola.

Pokud jsme po spuštění programu nenačetli vstupní data a chceme provádět výběr, jsme upozorněni hláškou k načtení vstupních dat, Obr. 6-4.



Obr. 6-4 Chyba vstupu dat v kontrole výpočtu

Tlačítko pro *Výpočet* je nyní blokováno.

Zdrojový kód, který nám provede vybarvení vybrané buňky a selekci parametrů, je následující. Jsou k tomu zapotřebí dvě události komponenty *StringGrid*. Pro vybarvení buňky slouží událost *OnDrawCell*, do které zapíšeme tento kód,

```
if ( ARow == x && ACol == 1 )
{
```

```
StringGrid2->Canvas->Brush->Color = clBlue;
StringGrid2->Canvas->Font->Color = clWhite;
StringGrid2->Canvas->FillRect(Rect);
StringGrid2->Canvas->TextOut(Rect.Left, Rect.Top, StringGrid2->Cells[ACol][ARow]);
}
```

který říká, že buňka komponenty o souřadnicích  $ARow$  a  $ACol$  (řádek, sloupec jen první) bude vybarvena modře (clBlue), text v této buňce bude bílý. Třetím řádkem je programu řečeno, že má těmito barvami vyplnit celou buňku a poslední řádek nám vypíše do buňky původní text, který se přebarvením buňky stal také modrým. Není již třeba ostatní buňky vybarvovat bíle s černým fontem písma, C++ Builder to zajistí za nás.

Výběr teploty probíhá v události *OnSelectCell* (na výběr buňky). Zdrojovým kódem, se znalostí pořadí sloupců, se převedou hodnoty ze *StringGrid* do proměnných potřebných pro výpočet.

Ošetření, zda-li jsou v tabulce data, se provede direktivou **try**{ } – **catch**(...) {}. V bloku **try** je zapsán kód, který se má provést. Pokud se vyskytne situace, kdy nelze provést tento kód, program vykoná kód zapsaný do bloku **catch**. Takto lze ošetřit, zda je v buňce zapsáno číslo. Do bloku **try** se zapíše kód, který bude převádět text (pro nás číslo) buňky *StringGrid* (data ve *StringGrid* jsou vždy text, nezávisle na obsahu), na číslo pomocí funkce *StrToFloat*. Pokud není v buňce nic zapsáno, nelze provést převod, program vykoná blok obsluhy výjimky **catch**. Pak je možné vypsát hlášení o chybě například pomocí *ShowMessage*. **Catch**(...) má v závorce parametr, na jaký typ výjimky se má kód vykonat. Pokud dáme do závorky tři tečky, je kód vykonán na všechny typy výjimek. V tomto okně by již po správném provedení načtení vstupních dat neměla být jiná chyba.

Nyní zadáváme v části *Vstupní data* proud tekoucí plazmatronem  $I[A]$ , hmotnostní průtok pracovního plynu  $Q_m[\text{kgm}^{-3}]$ , proudovou hustou v kanále plazmatronu  $j_s[\text{Am}^{-2}]$ , napětí na kanále  $U[V]$  a ztráty na kanále  $P_z[W]$ . Dalšími parametry jsou rozměry samotného plazmatronu, tedy délka kanálu plazmatronu  $z_l[m]$ , průměr kanálu  $r_c[m]$ . Posledním zadávaným parametrem v této skupině je dělení oblouku  $\Delta z[\text{mm}]$ . Od dělení kanálu se odvíjí počet vnitřních iterací.

Je nutné zadávat pouze číselný formát dat oddělených desetinou čárkou. Zadávání číselných hodnot je průběžně kontrolováno při zadávání čísel. Děje se tak v události *OnKeyUp* každého *Editu*, kam se v *IterArc* zadávají čísla. Ke kontrole dat slouží postup uvedený výše, tedy blok obsluhy výjimek **try** a **catch** s použitím funkce *StrToFloat*.

Pokud se dopustíme chyby při zadávání, je vypsáno varovné hlášení s vypsáním informace o správném formátu dat. Po odkliknutí hlášení je chyba smazána.

Může však nastat problém při mazání celého čísla pomocí klávesy *Backspace*. Varovné hlášení se vypisuje při držení klávesy a smazání celého obsahu *Editu*. Doporučení pro správnou funkci je, aby uživatel, pokud chce změnit celé číslo v *Editu*, tento *Edit* označil – tažením myši se stisknutým levým tlačítkem a poté zadával nové číslo. Pokud se dostane uživatel do situace, kdy je neustále vypisováno hlášení o chybě v *Editu*, je potřeba hlášení potvrdit levým tlačítkem myši a poté bude možno pokračovat v práci. Tento postup je nevýhodou použití události *Editu OnKeyUp*, protože v každém okamžiku kontroluje obsah *Editu*, a to i pokud tam není zadáno číslo.

Dále v tomto okně zadáváme přesnost výpočtu teploty, tedy počet desetinných míst na kterou je počítána teplota. Od toho se odvíjí počet kroků v programu potřebných pro nalezení teploty. Pro vyšší počet desetinných míst se znatelně prodlužuje výpočet. S každým desetinným místem se počet kroků zvýší 10krát.

Dále je možné v programu nastavit přesnost výpočtu odchylky rovnice energie dle vztahu (1.60). V programu se však počítá tato odchylka v cyklu a pokud dojde k překročení odchylky, výpočet se zastaví. Tato nastavená odchylka se tak překročí o jeden krok. Velikost rozdílu od nastavené odchylky je závislá také na nastaveném počtu desetinných míst se kterými je počítána teplota.

Jako poslední volbu zadáváme, zda chceme počítat parametr  $n_r$ . Pokud máme zadánu volbu *nechat zvolený*, je výpočet prováděn podle vztahů (1.56) až (1.60). Probíhá tedy pouze vnitřní iterace, hledá se teplota pro nejmenší odchylku rovnice (1.60), až na konec kanálu, kde  $z_k = z_l$ . Při zatržení volby u parametru  $n_r$  *stanovit výpočtem*, probíhá iterace dle vztahů (1.56) až (1.63).

V programu je výpočet dle rovnic (1.56) až (1.60) řešen takto:

1. Po načtení všech dat a zvolení teploty studené zóny je umožněno uživateli provést výpočet.
2. Po stisku tlačítka *Výpočet* jsou do proměnných uloženy parametry pracovního plynu pro zvolenou teplotu studené zóny, stejně jako rozměry plazmatronu a zadané hodnoty napětí, proudu, ztrát a hmotnostní průtok plynu.
3. Ze zadané délky  $\Delta z$  dělení kanálu plazmatronu je stanoven počet cyklů  $k$  – odpovídá počtu vypočítaných hodnot.
4. Dynamicky se alokuje paměť pro všechny vypočítané hodnoty – velikost polí odpovídá vždy počtu cyklů  $k$ .
5. Zjistí se, u kterých vlastností jsou pro zvolenou teplotu studené zóny nulové hodnoty veličin. Např. argon má do 5000K nulovou vodivost. Ve výše uvedených vztazích by tak vznikaly problémy s dělením nulou a výpočet pro tyto hodnoty nemá smysl. Určí se tedy teplota od které je možné provést výpočet. Tato teplota je vstupní pro hledání teploty v daném elementu kanálu.
6. Proveďte se hrubý odhad teploty. Nejprve se v programu postupuje po jednotlivých řádcích tabulky. Kontroluje se odchylka rovnice energie (1.60). Je – li překročena, vezme se teplota z předchozího kroku. Dále se postup opakuje s tím, že se teplota mění po 100K. Až je odchylka překročena, postupuje se dále s teplotou o 100K nižší. Tento samý postup se provede ještě s krokem 10K. Tímto postupem je dosaženo rychlejšího stanovení teploty na konci elementu.
7. Teprve potom nastává iterační určování teploty tak, jak uživatel v programu nastavil, tedy v závislosti na zvoleném počtu desetinných míst se teplota přičítá o 1K, 0.1K, 0.001K až o 0.0001K. Zdrojový kód zajišťující nejjemnější hledání teploty má tento tvar:

**do**

```
{
    akt_teplota = akt_teplota + teplota_presnost;
    AproxHodnoty();
    dW = VnitriIterace();
}
```

**while** ( dW < 0 && akt\_teplota <= max\_teplota && stop == false );

kde v proměnné *akt\_teplota* je teplota, která se stanovuje a v proměnné *teplota\_přesnost* je uživatelem zvolený počet desetinných míst pro výpočet teploty.

Funkce *AproxHodnoty()* je funkcí, která zjistí materiálové vlastnosti plynu pro aktuální teplotu. Jak je patrné z cyklu, aproximace hodnot probíhá pro všechny hodnoty teploty, tedy i pro

to nejjemnější dělení. Aproximace hodnot je lineární. V této funkci se prochází jednotlivé řádky s teplotou tabulky – *StringGrid* na záložce *Výpočet*. Tyto teploty jsou porovnávány s aktuálně hledanou teplotou uloženou v proměnné *akt\_teplota*. Pokud je teplota v řádku tabulky větší, tedy hledaná teplota je menší než teplota v tabulce, uloží se dvě hodnoty teploty, se kterými bude prováděna aproximace – teplota vyšší, následující řádek tabulky a teplota nižší než je aktuální teplota, předcházející řádek tabulky. Zároveň je uložena tato pozice teploty v tabulce, při následujícím kroku se nepostupuje od začátku tabulky, ale začíná se od místa o jedno nižší než současně nalezené teploty v tabulce. Sníží se tak opět výsledný počet cyklů. Následně se provedou aproximace pro ostatní parametry plynu. Funkce nevrací parametr. Tyto parametry jsou deklarovány globálně.

Dalším krokem iterace je výpočet dle rovnic (1.56) až (1.60). Jedná se o funkci nazvanou *VnitriIterace()*. V této funkci jsou zapsány vztahy tak, jak je uvedeno v kapitole 5.3.2. Funkce vrací hodnotu rozdílu rovnice (1.60).

Takto probíhá iterace dokud není splněna podmínka, že odchylka pravé a levé strany rovnice je větší než nula. Další podmínkou ukončení iterace je dosažení maximální teploty v tabulce – odpovídá poslednímu řádku tabulky. Pokud je výpočet ukončen touto podmínkou, je uživateli vypsána hláška o dosažení maximální teploty. Výpočet tak nebyl dokončen.

```
if ( akt_teplota >= max_teplota )
{
    ShowMessage("Dosažena maximální možná teplota.\n\nVýpočet bude ukončen.");
    poc_iterace = pocet_iteraci;
}
```

řádek	T	sigma	rho	cs	h
	[K]	[Sm-1]	[kgm-3]	[ms-1]	[MJkg-1]
1					
20	18000	9381	0,0141	3051	53,5
21	19000	9386	0,0132	3197	56,2
22	20000	10337	0,0123	3266	58,8
23	21000	10645	0,0116	3303	62
24	22000	1			67
25	23000	1			8,6
26	24000	1			8,2
27	25000	1			4,8
28	26000	1			07,2
29	27000	2			18,9
30	28000	10370	0,00638	4398	129
31	29000	10571	0,00598	4572	137,2
32	30000	10809	0,00566	4724	144,2

Obr. 6-5 Ukončení výpočtu na maximální teplotě

Tato podmínka je testována v těle nadřazeného cyklu, ve kterém je volán výpočet vnitřní iterace.

Po stanovení teploty v daném elementu jsou uložena vypočítaná data do dynamicky vytvořených polí,

```
pole_teplota[poc_iterace - 1] = akt_teplota;
pole_napeti[poc_iterace - 1] = sumaEzk2 * dz;
pole_intenzita[poc_iterace - 1] = Ezk;
pole_odchylka[poc_iterace - 1] = dW;
```

protože tyto hodnoty budou dále zpracovány v grafickém zobrazení. Výraz  $\text{sumaEzk2} * dz$ , představuje levou stranu rovnice (1.59), tedy napětí na daném elementu oblouku  $U(z_k)$ .

Nyní se zvýší proměnná, která počítá hodnoty iterace o jednu, poté se posuneme v kanálu o jeden element dále  $z_{k+1} = z_k + \Delta z$  a výpočet se opakuje naprosto stejným způsobem. Až se dostaneme na konec kanálu, jsme podle volby počítání parametru  $n_r$  u konce nebo se stanoví nová hodnota parametru  $n_r$  dle rovnic (1.62) a (1.63) a opět provádíme iterace od začátku kanálu s hledáním teploty.

Na záložce se nachází tlačítko s červeným nápisem STOP. V obsluze tohoto tlačítka provádíme změnu nastavení proměnné typu *boolean* – což je pravdivostní typ, lze mu určit pouze dva stavy a to **true** nebo **false**. Po stisku tlačítka STOP dojde ke změně hodnoty proměnné. Hodnota této proměnné je testována ve všech cyklech iteračního procesu. Tlačítko slouží pro zastavení výpočtu, například pokud uživatel špatně zadá vstupní data, nastaví velkou přesnost výpočtu teploty. Taktó nastavený program pak počítá poměrně dlouhou dobu (desítky s). Ovšem, toto tlačítko není funkční po celou dobu výpočtu iterací.

Důvodem toho, že tlačítko není funkční po celou dobu iteračního cyklu je to, že C++ Builder pracuje tak, že v jednom okamžiku vykonává pouze jednu sekvenci příkazů. Tedy „čte řádek po řádku“ zdrojového kódu a ten vykonává. Pokud je však běh programu uzavřen do cyklu, v našem případě výše uvedený **do-while**, vykonává pouze sekvenci příkazů v cyklu a ostatním událostem nepřidělí žádnou část funkčního procesu. C++ Builder 6.0 však nabízí alespoň částečné ošetření tohoto nežádoucího stavu (aplikace se tváří jako „zamrzlá“). Jedná se u funkci *Application->ProcessMessages()*, která nám obnoví formulář a umožní tak stisk tlačítka nebo manipulaci s formulářem. Po vykonání obnovy formuláře nebo vykonání obsluhy komponent apod. se program vrátí na řádek za příkazem *Application->ProcessMessages()* a pokračuje tak dále v cyklu. Velkou nevýhodou této funkce je výrazné zpomalení aplikace, pokud se volá často. Stojíme tak před rozhodnutím, kam zařadit tuto funkci, aby se výpočet dal přerušit - aplikace se netváří že „zamrzla“ a výpočet nebyl zbytečně prodloužen. Z toho důvodu je funkce zařazena do těla cyklu, který je nadřazený té nejjemnější iteraci v programu, tedy tam, kde se provádí přičítání elementární délky po kanále plazmatronu.

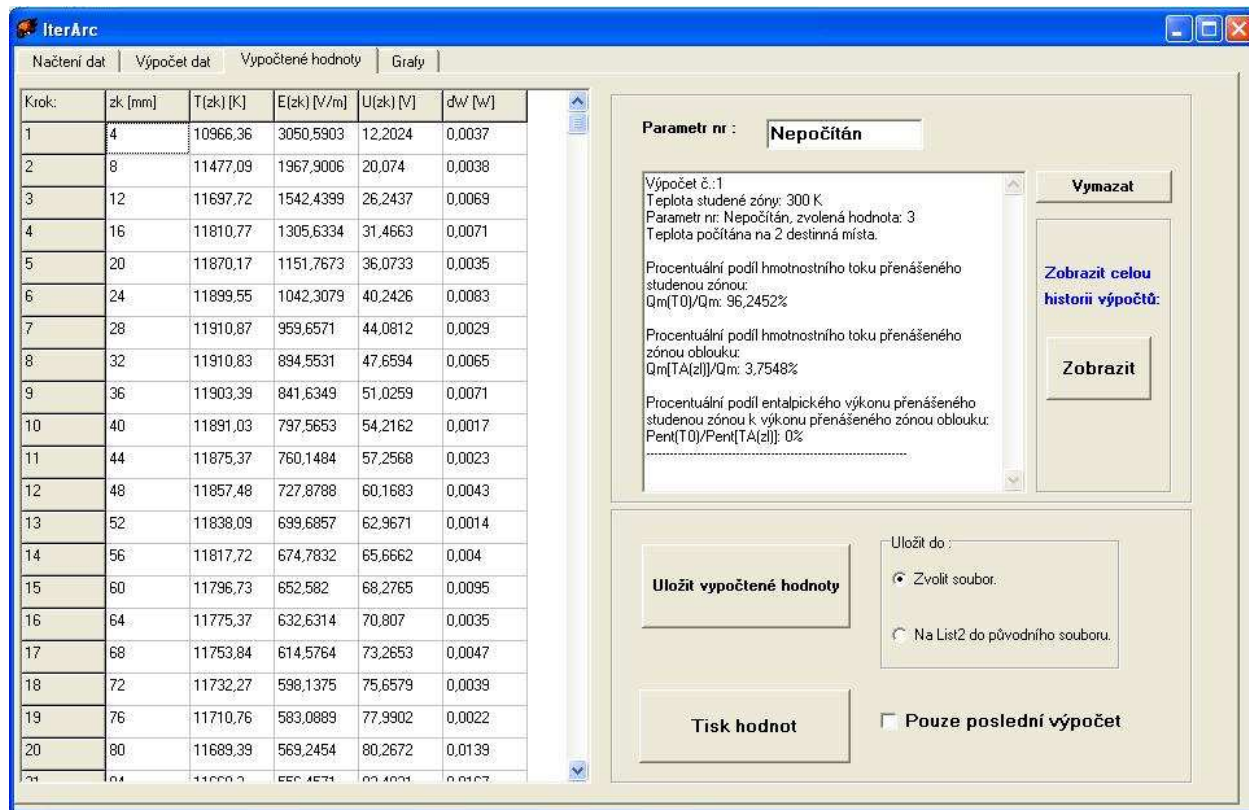
```
for ( poc_iterace = 1; poc_iterace <= pocet_iteraci; poc_iterace++)
{
    Application->ProcessMessages();
    zk = zk + dz;
```

Proměnná typu *boolean* je tak posledním testovaným parametrem v cyklu a je posledním parametrem, kdy může ukončit cyklus **do-while** pro hledání teploty.

Nyní stiskneme tlačítko *Výpočet*. Provede se výpočet parametrů. O tom, v jaké části výpočtu se nacházíme, nás informuje *ProgressBar*. Po ukončení výpočtu je vypsáno hlášení, že výpočet byl dokončen, tedy objeví se *Vypočteno*. Můžeme přejít na záložku *Vypočítané hodnoty*.

### 6.3 Vypočítané hodnoty

Otevřením záložky *Vypočítané hodnoty* se nám zobrazí okno dle Obr. 6-6.



Obr. 6-6 Okno s vypočítanými hodnotami

V tomto okně máme zobrazené veškeré provedené výpočty. V třetí tabulce, třetí komponentě *StringGrid* je vypsán v prvním sloupci počet elementů kanálu. Na konci těchto elementů byla počítána teplota, intenzita elektrického pole, napětí na konci daného elementu. V posledním sloupci je vypsána odchylka z rovnice (1.60). S touto hodnotou není nijak nakládáno, není ukládána s vypočítanými daty, slouží tedy jako informační hodnota.

V pravém textovém okně máme (komponenta Memo) informace o provedeném výpočtu, konkrétně o jeho nastavení. Na prvním řádku je vypsáno pořadí výpočtu. Dále teplota studené zóny. Na následujícím řádku je zobrazeno, s jakou přesností byla počítána teplota. Dalšími údaji jsou vypočítané hodnoty procentuálního podílu hmotnostního a entalpického toku přenášeného studenou zónou a zónou oblouku.

Po provedení vnitřní iterace jsou hodnoty teploty, intenzity, napětí a poloměru oblouku uloženy do dynamicky vytvořeného pole, a to po stanovení teploty na konci každého elementu. Dostáváme tak jednorozměrné pole hodnot, jehož počet prvků je rovný počtu elementů. Počet polí s aktuálními výsledky je pět (včetně odchylky). Tyto výsledky jsou ihned – ještě v události tlačítka *Výpočet* zaokrouhleny na čtyři desetinná místa a přepsány do komponenty *StringGrid*,

```
for ( poc_iterace = 1; poc_iterace <= pocet_iteraci; poc_iterace++)
```

```
{
```

```
StringGrid3->Cells[0][poc_iterace] = IntToStr(poc_iterace);
```

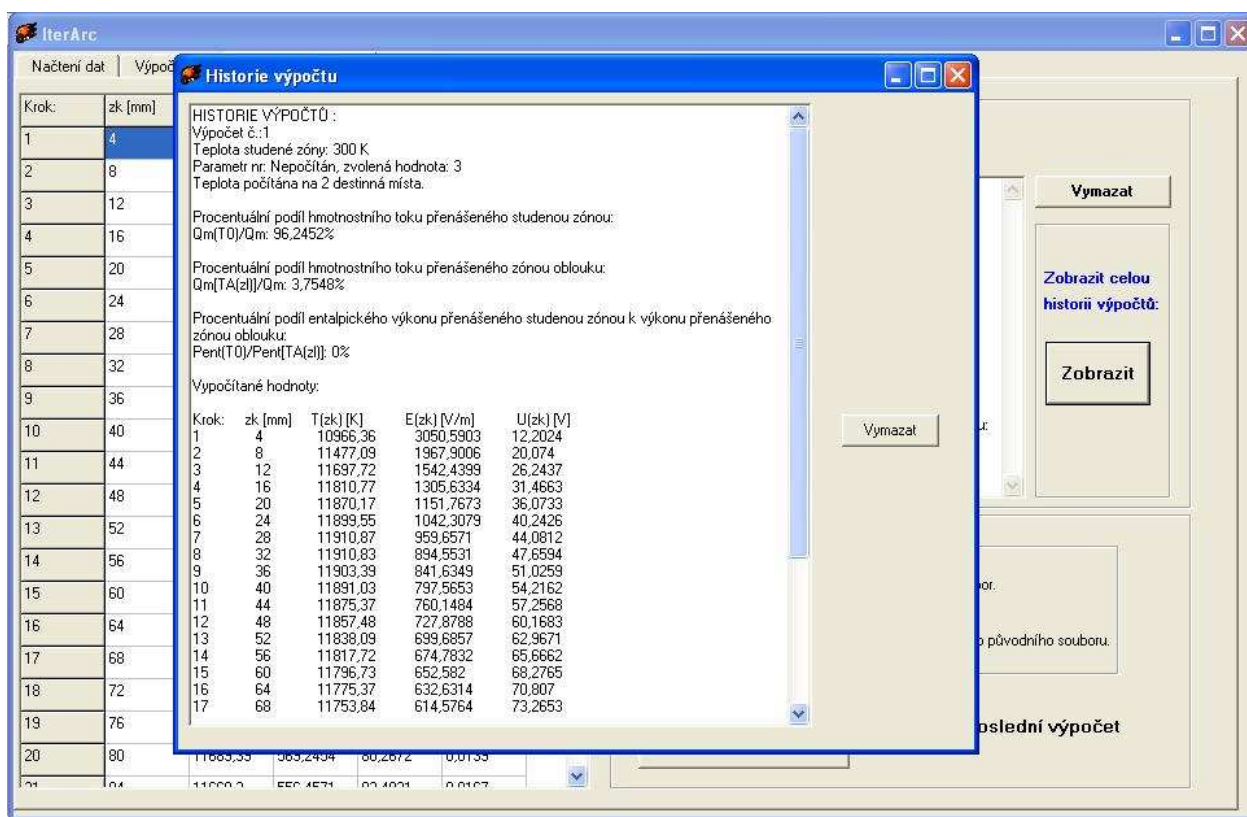
```
StringGrid3->Cells[1][poc_iterace] = FloatToStr(RoundTo(prom = prom + dz*1000, 0));
```

```
StringGrid3->Cells[2][poc_iterace] = FloatToStr(RoundTo(pole_teplota[poc_iterace - 1],-4));
```

```
StringGrid3->Cells[3][poc_iterace] = FloatToStr(RoundTo(pole_intenzita[poc_iterace - 1],-4));
StringGrid3->Cells[4][poc_iterace] = FloatToStr(RoundTo(pole_napeti[poc_iterace - 1], -4));
StringGrid3->Cells[5][poc_iterace] = FloatToStr(RoundTo(pole_odchylka[poc_iterace - 1], -4));
}
```

Následně proběhne výpočet rozložení hmotnostního a entalpického toku dle rovnic (1.44) až (1.47). Data jsou vypsána tentokrát do textového okna komponenty *Memo*.

Dále je možné, aby si uživatel zobrazil celou historii výpočtu. K tomu slouží tlačítko pod modrým nápisem *Zobrazit celou historii výpočtů*, tlačítko *Zobrazit*. Otevře se nové okno, nový formulář aplikace s přehledem historie výpočtů, ve kterém se zobrazí informace o nastavení všech předcházejících výpočtů. To znamená, že v novém okně je vypsáno nastavení programu a vypočítané hodnoty rozložení hmotnostního a entalpického toku jako v textovém okně na Obr. 6-7 a pod těmito informacemi jsou vypočítané hodnoty teploty, napětí a intenzity společně s krokem vnitřní iterace a délkou  $z_k$ , jak je zobrazeno na Obr. 6-7.



Obr. 6-7 Zobrazení historie výpočtu

Hodnoty historie výpočtů nejsou v programu ukládány kromě posledního a předposledního výpočtu, které slouží pro vykreslování grafů – o tom je pojednáno níže. Historie výpočtu je vytvořena pouze stálým zapisováním vypočítaných hodnot do komponenty *Memo* umístěné na druhém formuláři. Pokud tedy uživatel smaže historii výpočtu v tomto okně tlačítkem *Vymazat*, je historie výpočtů ztracená, což je však účelem tohoto tlačítka.

V C++ Builderu je tedy třeba vytvořit nový formulář, který má svoji *Unitu* a svoje komponenty – v našem případě *Memo* a tlačítko. Tvoří tak samostatnou aplikaci, která běží pod současnou aplikací, tedy Formulářem č.1 a Unitou č.1. Formulář č.2 pak v hlavní aplikaci zobrazíme příkazem `Form2->Show()` zapsaným v události tlačítka *Zobrazit*.

Ve výsledcích je dále vypsána informace o tom, zda byl parametr  $n_r$  počítán nebo ne, v souladu s nastavením výpočtu v záložce *Výpočet*. Pokud nebyl parametr počítán, je v *Editu* vypsána hláška *Nepočítán* a v textovém okně je zobrazena hodnota o velikosti (volbě) parametru. Pokud zadal uživatel, že chce parametr stanovit, je parametr vypočítán podle rovnic (1.56) až (1.63) a to tak, že se iterace výpočtu parametru provádí dokud není dosaženo minimálního rozdílu vypočítaného napětí a napětí naměřeného na kanále  $U(z_l) - U$ . Provádět iteraci, dokud nebude splněna podmínka (1.61), kde rozdíl stanoví uživatel, by nebylo možné, protože bychom se k této odchylce nemuseli přiblížit. Program tedy sám stanoví nejmenší možnou odchylku rovnice (1.61) a to tak že se stanovuje nový parametr  $n_r$  podle rovnic (1.62) a (1.63), stanovuje se rozdíl napětí (1.61), který se zmenšuje s nově vypočítanými hodnotami parametrů. Až se dosáhne minimální hodnoty rozdílu, je výpočet ukončen (tedy v okamžiku kdy se rozdíl začne zvyšovat).

Textové okno je možno také vymazat.

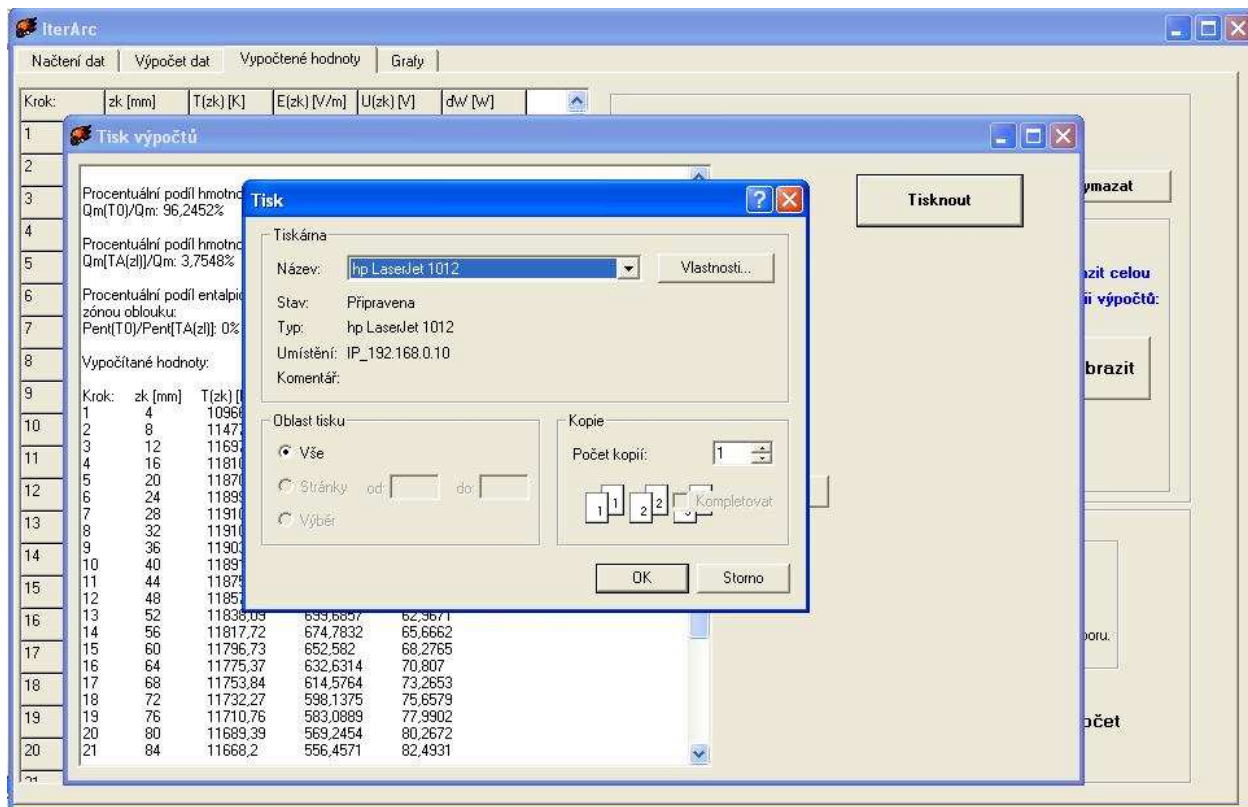
Zápis výsledků do komponenty *Memo* je trochu problematický. Pokud zapisujeme hodnoty výpočtu, musíme je převést z typu **double** na typ **String**, avšak hodnoty se zapíší těsně za sebe. Je tedy nutno data převést na řetězec a tento řetězec doplnit konstantním počtem mezer tak, aby data byla v *Memo* uspořádána do rovnoběžných sloupců.

Dále je uživateli umožněno vytisknout vypočítaná data. K tomu slouží tlačítko *Tisk hodnot*. Je možné tisknout všechny výpočty nebo jen poslední výpočet. Formát tištěných dat je stejný, jak je uveden v *Historii výpočtů*. Pro zobrazení tiskového formuláře slouží nový formulář v C++ Builderu, stejně jako pro zobrazení historie výpočtů. Způsob provedení tisku je proveden následujícím kódem,

```
TPrinter *Prntr = Printer();
TRect r = Rect(200,200,Prntr->PageWidth - 200,Prntr->PageHeight- 200);
Prntr->BeginDoc();
for( int i = 0; i < Memo1->Lines->Count; i++)
{
    poc_radekT++;
    if ( poc_radekT > 75 )
    {
        Prntr->NewPage();
        poc_radekT = 1;
    }
    Prntr->Canvas->TextOut(200,200 + (poc_radekT *
    Prntr->Canvas->TextHeight(Memo1->Lines->Strings[i])),
    Memo1->Lines->Strings[i]);
}
Prntr->Canvas->Brush->Color = clBlack;
Prntr->Canvas->FrameRect(r);
Prntr->EndDoc();
```

Tento zdrojový kód je prováděn v těle podmínky pro vyvolání *PrintDialogu*, pomocí kterého se určí, z jaké tiskárny se bude tisknout. Přřazení typu tiskárny se provede v prvním

řádku. V následujícím řádku se stanoví velikost plochy, na kterou se tiskne. V tomto případě jsme vytvořili tiskovou plochu stránky A4, přičemž je vytvořen okraj o 200 pixelech od kraje papíru. Poznamenejme, že většina tiskáren disponuje rozlišením DPI větším než monitory. Proto hodnota 200, uvedená v druhém řádku kódu, vytvoří okraj o velikosti 1 cm. Poté začneme do tiskárny zapisovat hodnoty. Tiskneme veškerý obsah komponenty *Memo*, tedy všechny řádky. Velikost písma tiskárny se stanoví podle velikosti písma v *Memo*, je nastavena velikost 8 – odpovídá velikosti 11 v MS Word. Na stránku A4 je možno vypsát 75 řádků. Je tedy třeba počítat řádky a případně založit novou stránku, *Prntr->NewPage()*, pokud by uživatel tisknul všechny výpočty. Poznamenejme, že typ *TPrinter* používá jako přístupovou komponentu vlastnost *Canvas*, kterou disponuje většina komponent v C++ Builderu. *Canvas* zajišťuje grafickou práci s komponentami.



Obr. 6-8 Zobrazení tisku vypočítaných hodnot

Uživatel má možnost tisku všech hodnot, nebo může tisknout jen poslední provedený výpočet.

Poslední možností jak naložit s vypočítanými daty, je uložení těchto dat. K tomu slouží tlačítko *Uložit vypočítaná data*. Uživatel navolí, zda chce data uložit na List2 do původního souboru, to znamená do souboru, ze kterého načítal vstupní data, nebo může data ukládat do vybraného souboru .xls. Zde se data uloží na List1 v MS Excel. Ukládá se pouze poslední provedený výpočet a to tak, jak je zobrazen v tabulce (*StringGrid*) na záložce *Vypočítané hodnoty*.

Program neumí sám vytvořit nový, prázdný excelovský soubor.

Před uložením dat, ať už na List2 do původního souboru nebo na List1 do zvoleného souboru, proběhne mazání předchozích dat. Jinak by došlo k přepisu původních dat, ale při jiném zvoleném dělní kanálu plazmatronu  $\Delta z$  by se data nepřepsala všechna a zůstaly by zde smíchané nové hodnoty s částí původních dat. Mazání se provádí tak, že program otevře zvolený excelovský soubor a prochází první sloupec, dokud nenarazí na prázdnou buňku. Poté naplní

tento počet řádků a sedm sloupců prázdnými hodnotami. Pak začne přepis vypočítaných dat z komponenty *StringGrid* do MS Excel, pomocí OLE. Na závěr se uloží k datům informace o počítaném parametru  $n_r$ .

Pro správnou funkci programu by měly být vyhrazeny soubory .xls nebo jeden soubor se vstupními daty – aby mazání a otevírání dat proběhlo úspěšně. Pro ukládání dat **nesmí** být otevřen soubor, do kterého *IterArc* zapisuje. MS Excel mu okamžitě přiřadí atribut jen pro čtení a zápis nemůže být proveden. Uživatel to pozná tak, že při stisku tlačítka uložit, po výběru souboru k uložení a stisku tlačítka *Uložit* na dialogu, se mu okno otevře znovu a před názvem souboru, kam chce ukládat, se objeví *Kopie – název daného souboru*. Data se tedy uloží do kopie.

Poslední komplikací, která však nevyplývá z nesprávného zacházení s programem *IterArc*, je výpis varovného hlášení při ukládání souboru, tj. hlášení MS Excel o existenci pomocného souboru. MS Excel se v tuto chvíli zobrazí. Na varovné hlášce zadáme volbu *Ano*, přestože nám MS Excel doporučuje *Ne*. V C++ Builderu jsou při ukládání varovné hlášky MS Excel zakázány `V.OlePropertySet("DisplayAlerts",true)`, bohužel zmíněné hlášení je jiného typu a MS Excel si jej vytváří sám.

Uložení a zavření souboru se pak provede takto,

```
V.OleProcedure("Save");
```

```
V.OleFunction("Quit");
```

```
V = Unassigned; .
```

Po dokončení zápisu dat a zavření souboru je uživateli vypsáno hlášení, že uložení bylo úspěšné, tedy informace *Data uložena*.

## 6.4 Grafy

Grafické zpracování dat – rozložení teploty podél kanálu plazmatronu, rozložení elektrické intenzity, napětí a zobrazení, jak se mění průměr kanálu podél kanálu plazmatronu, je posledním, avšak nejnázornějším výstupem z programu.

Pro zobrazení grafických závislostí jsou použity hodnoty vstupních dat uvedených v tab. 5-3 a pracovním plynem plazmatronu je Argon. Vlastnosti plazmatu argonu jsou uvedeny v příloze A.

Záložka *Grafy* se skládá z dalších pěti podzáložek. Odleva to jsou *Rozložení teploty podél kanálu plazmatronu*, dále rozložení *Intenzity elektrického pole*, *Rozložení napětí* a *Změna průměru oblouku podél kanálu plazmatronu*. Poslední záložka *Nastavení grafů* slouží pro nastavení vykreslování a ukládání grafů.

Pro jakékoliv kreslení nabízí C++ Builder hned několik komponent. Především *PaintBox* nebo *Image*. Tyto komponenty mají v sobě dále zahrnuty funkce pro kreslení čar, polynomů, pixelů, různých obrazců. Dají se zde měnit barvy čar.

Pro náš program byly zvoleny komponenty *Image*. Oproti *PaintBoxu* má výhodu ve větším počtu funkcí, kterými jsou ukládání komponenty *Image* jako obrázku, kopie do schránky.

Samotné vykreslení průběhů veličin není jednoduchou záležitostí.

1. Graf se musí pro jakékoliv hodnoty vejít do komponenty *Image*.
2. Komponenta *Image* má počátek v levém horním rohu.

3. Automaticky se nepřekreslí předchozí graf.
4. Při častém přepisování dochází k blikání *Image*.

V první části vykreslení grafů se na *Image* vykreslí osy a přidají se k nim popisy os. Slouží k tomu příkazy *Image1->Canvas->Moneto*, *Image1->Canvas->LineTo*, *Image1->Canvas->TextOutA*, které mají jako koeficienty souřadnice na komponentě, u *TextOutA* se k souřadnicím přidá text, který se má zobrazit. Po vykreslení os se ještě s použitím výše uvedených příkazů vykreslí šipky.

Osa  $x$  - délka kanálu plazmatronu, má ve všech grafech konstantní velikost (vizuálně). Mění se pouze popisy úseků a to podle délky kanálu a také podle toho, jaké uživateli zadá dělení. Od počtu elementů se odvíjí počet vypsanych vzdáleností. Vypisují se buď všechny elementy nebo každý druhý, třetí až každý pátý.

Pro zobrazení funkce  $y = f(x)$ , kde na  $x$  je vždy dělení kanálu, je třeba znát toto dělení, které odpovídá počtu vnitřních iterací  $z_i / \Delta z$ . Každé hodnotě na ose  $x$  odpovídá jedna vypočítaná hodnota na ose  $y$ .

Dále musíme zjistit, jaká je maximální a minimální hodnota vypočítaných dat, abychom mohli zobrazit graf hodnot co největší. Protože v tabulce vypočítaných dat máme aktuálně vypočítaná data, vyhledáme právě v této tabulce největší a nejmenší hodnotu. Poté je nutno vytvořit funkci, do které budeme dosazovat vypočítané hodnoty teploty, a výsledkem bude souřadnice na ose  $y$ . Jedná se o funkci, která v podstatě vytvoří rovnici regrese. Tedy vezmeme maximální rozsah v ose  $y$  komponenty *Image*, podělíme jej rozdílem maxima a minima vypočítaných hodnot teploty. Tento podíl vynásobíme aktuální hodnotou vypočítané teploty a přičteme k němu podíl maxima aktuálně vypočítané teploty a rozdílu maxima a minima vypočítané teploty, vynásobený maximálním rozsahem komponenty *Image*. Zdrojový kód tohoto postupu,

```
y = -1*(Image1->Height/(max_TSG3- min_TSG3))* teplota_x + (max_TSG3/(max_TSG3 - min_TSG3)) * Image1->Height;
```

kde *min\_TSG3* a *max\_TSG3* jsou zjištěné minimum a maximum vypočítaných hodnot. V proměnné  $y$  pak máme souřadnici na komponentě *Image*, která odpovídá vypočítané teplotě. V *teplota\_x* je hodnota teploty, pro kterou se počítá souřadnice na *Image*.

Graf tedy vykreslujeme tak, že se v cyklu čtou hodnoty z komponenty *StringGrid*, tyto hodnoty se dosazují do výše uvedené syntaxe. Hodnoty osy  $x$  tvoří elementy kanálu plazmatronu. Ze známého počtu iterací – počtu elementů kanálu, vypočítáme podílem:  $x$  – ový rozsah *Image* podělený počtem iterací, hodnotu  $x$  – ové vzdálenosti, o kterou se budeme posouvat na komponentě *Image* při každém dosazování další vypočítané hodnoty, např. teploty,

```
dx = (Image1->Width - 105) / pocet_iteraci;
```

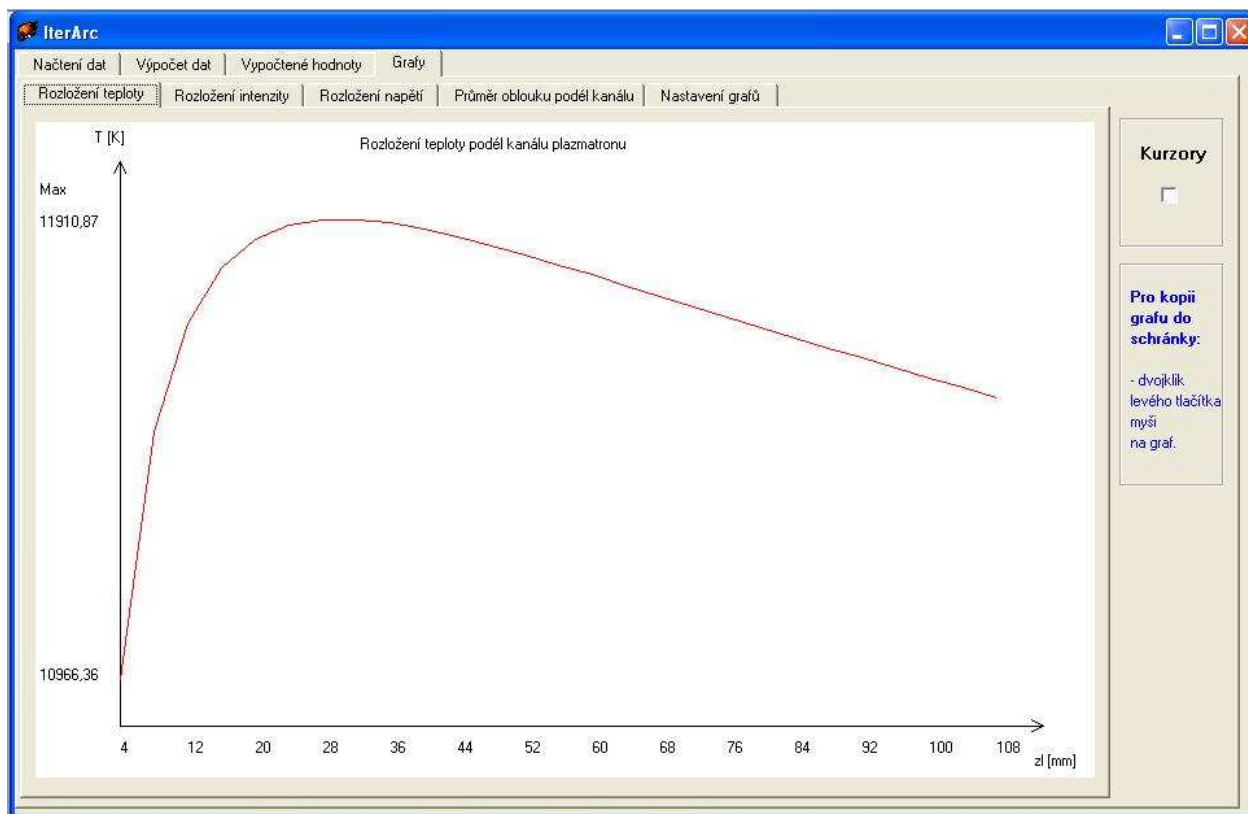
105 je hodnota, o kterou je zmenšena osa  $x$  (není přes celé plátno *Image*). Křivka grafu je pak vykreslena,

```
Image1->Canvas->Pen->Color = clRed;
```

```
Image1->Canvas->LineTo( x, y );
```

v cyklu, který začíná od hodnoty 1 a končí u hodnoty počtu iterací.

### 6.4.1 Rozložení teploty podél kanálu plazmatronu



Obr. 6-9 Rozložení teploty podél kanálu

Na Obr. 6-9 je zobrazen jeden z grafických výstupů z programu, rozložení teploty podél osy elektrického oblouku. Z grafu je známa maximální a minimální velikost teploty a je vynesena průběh teploty. Na ose  $x$  je délka kanálu plazmatronu. Prvním vyneseným bodem na ose  $y$  je nalezená teplota na konci prvního elementu. Na Obr. 6-9 je dělení kanálu zadáno po 4 mm. Nyní může uživatel nakládat s grafem. Je zde možnost uložit graf do schránky. Uživatel najede myší na libovolné místo grafu (bílé plátno) a dvakrát klikne levým tlačítkem myši (jako otevírání složky v MS Windows). O tom, že uložení proběhlo úspěšně, je uživatel informován hlášením *Zkopírováno do Clipboardu*. Formát uloženého obrázku je .bmp. Zdrojový kód, který nám zajistí kopii grafu do *Clipboardu*, je velmi jednoduchý a provede se v události *OnClick* (na dvojklik tlačítka myši) komponenty *Image*.

```
void __fastcall TForm1::Image1DbClick(TObject *Sender)
```

```
{
    Clipboard()->Assign(Image1->Picture->Graphic);
    ShowMessage("Zkopírováno do Clipboardu.");
}
```

Dále má uživatel možnost zobrazit si v grafu kurzory. Tyto slouží pro jemné zobrazení vypočítaných dat, jsou znázorněny na Obr. 6-10. Zobrazování kurzorů je pro PC po výpočetní stránce poměrně náročnou záležitostí. Zobrazení kurzorů probíhá v události komponenty *Image OnMouseMove*, událost se tedy vykoná při každém pohybu myši po plátně grafu. První, co se provede v obsluze této události, je překreslení grafu, aby zde nezůstávaly vykresleny předchozí pozice kurzorů. Komponenta *Image* nabízí prvky pro překreslení plátna a to *Image->Refresh()*, a

*Image->Repaint()*, které však podle zkušeností autora nejsou v tomto případě účinné. Proto je v této události vytvořen nový grafický objekt – bitmapa

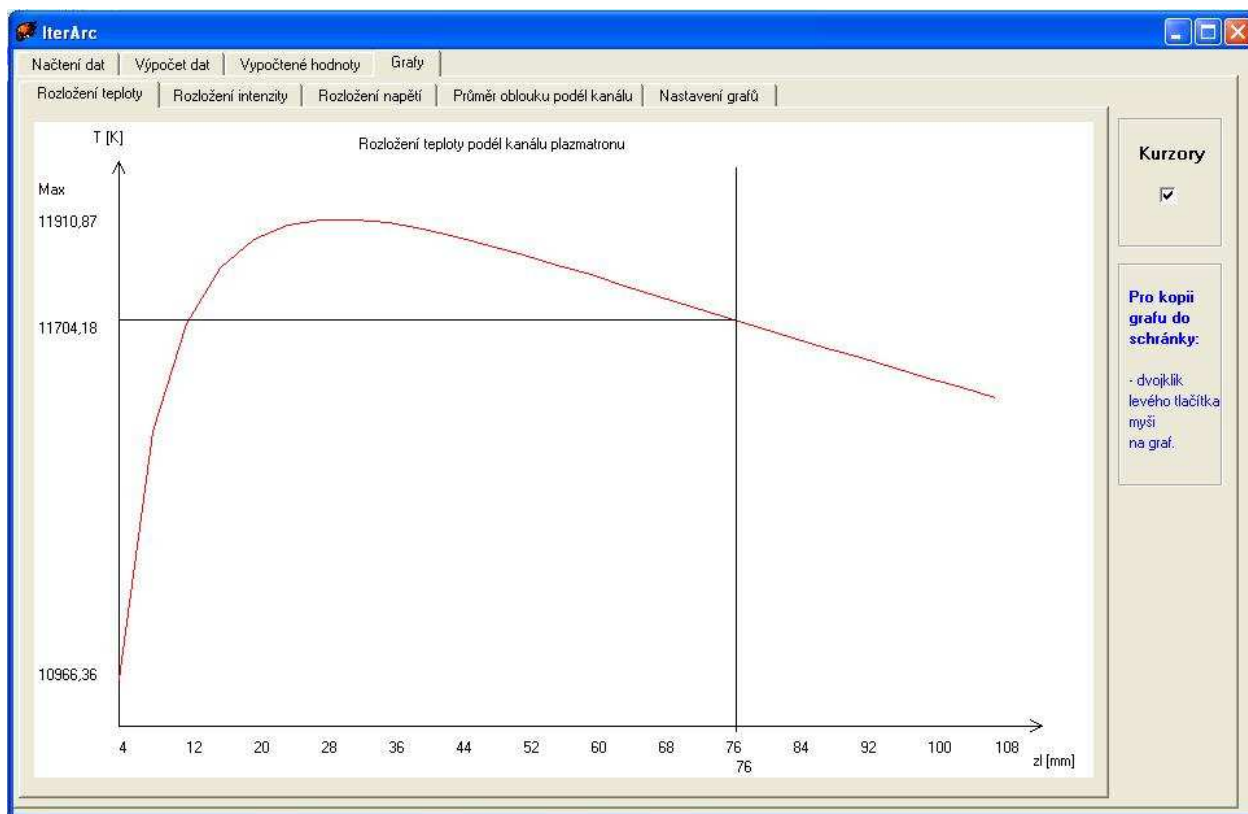
```
auto_ptr<Graphics::TBitmap>bmp(new Graphics::TBitmap());
```

```
bmp->Width=Image1->Width;
```

```
bmp->Height=Image1->Height;
```

```
Image1->Picture->Assign(bmp.get());
```

a touto novou, prázdnou bitmapou je překreslen *Image*. Je zřejmé, že musíme opět vykreslit všechny části grafu, tedy osy i průběhy veličin. Poté zjistíme souřadnice myši, pomocí funkce *itoa(X, retezec, 10)*, která vrátí pozice myši poněkud nešikovně jako řetězec znaků. Následně na plátno vykreslíme svislou čáru, pomocí které se budeme pohybovat ve směru osy *x* a délka čáry je přes celý rozsah grafu v ose *y* (sahá k maximu grafu). Uživateli tak bude stačit pohybovat se myší ve směru osy *x*, v ose *y* na libovolné souřadnici a v průsečíku čáry grafu se vykreslí vodorovná přímka k ose *y*, Obr. 6-10.



Obr. 6-10 Kurzory v grafech

Jak se však dostat k vykreslování plynulé závislosti hodnot a kurzorů?

Ve funkci, která se stará o vykreslení grafické závislosti, bereme vypočítané hodnoty, v tomto případě teploty a dosazujeme do funkce, která vrátí souřadnici *y* na grafu v závislosti na velikosti teploty. Je třeba si zapamatovat tuto souřadnici, jako všechny ostatní. V programu tedy vytvoříme další pole, do kterého budeme ukládat hodnoty bodů na grafu. Dále musíme ukládat i dělení osy *x*, každému bodu osy *x* odpovídá bod osy *y*. Ukládání provádíme proto, že je v programu možné pro srovnání vypočítaných hodnot vykreslovat předchozí graf. Bylo by možné dělení hodnot na ose *x* neukládat, ale vždy vypočítávat – ekvidistantní dělení kanálu. Jenže pro zobrazení historie hodnot se může v následujícím kroku měnit dělení kanálu, čímž se mění i počet

uložených hodnot osy  $y$  a tím i osy  $x$ . Pak by nebyl předchozí graf autentický výpočtu. Ukládání bodů na grafu se provádí při vykreslení grafů. Počet uložených hodnot odpovídá dělení kanálu  $z_1/\Delta z$ .

V události *OnMouseMove* komponenty *Image* zjišťujeme polohu myši v ose  $x$ . Zároveň sledujeme, mezi kterými body na ose  $x$ , které máme uloženy v poli, se nacházíme. To však zjistíme jen v okamžiku průsečíku souřadnice  $x$  myši a jedné hodnoty v poli, kde jsou  $x$ -ové hodnoty grafu. Abychom nemuseli zjišťovat, kterým směrem se myš pohybuje, bereme pro zobrazení uložené větší a menší hodnoty, mezi kterými je právě souřadnice myši.

Pak těmto dvěma hodnotám pole s hodnotami z osy  $x$  odpovídají právě dvě hodnoty osy  $y$ , uložené v poli s hodnotami v ose  $y$ . Zjišťování hodnot lze provést jen tak, že projdeme všechny uložené hodnoty a porovnáme (větší, menší) mezi kterými je souřadnice myši. Pak hodnotám osy  $x$  odpovídají hodnoty pole osy  $y$  se stejným indexem.

Po nalezení hodnot  $x$  a  $y$  odpovídajících aktuální souřadnici myši  $x$  již můžeme stanovit lineární aproximací souřadnice  $y$ , které se nacházejí mimo uložené hodnoty v poli. Teď již můžeme vykreslit obě čáry – kurzory, použijeme k tomu funkce *MoveTo* a *LineTo*. Souřadnice vodorovné přímkou budou: začátek:  $x$  pevně dané začátkem grafu,  $y$  stanovená podle pozice myši a vypočítaných hodnot grafu v ose  $y$ ; konec:  $x$  odpovídá pozici myši  $x$ ,  $y$  je dopočítána z pozice myši  $x$  a hodnot grafu v ose  $y$ .

Dále chceme, aby se za kurzory vypisovaly hodnoty vypočítaných hodnot, opět plynule. Protože jsme v předchozím postupu vyhledali pole s vypočítanými hodnotami souřadnic, známe indexy polí vypočítaných hodnot, známe i hodnoty vypočítané veličiny, např. teploty, odpovídající poloze myši v grafu. Nyní použijeme zpětnou transformaci. Dopočítáme ze známé souřadnice na ose  $y$  velikost hodnoty zobrazované veličiny. Opět lineární aproximací.

Způsob vykreslení grafu je vykreslení přímkou mezi vypočítanými hodnotami pomocí *Image->MoveTo* a *Image->LineTo*. Vypsání hodnoty vypočítaných veličin pak odpovídají průběhu grafu – je mezi nimi provedena lineární aproximace.

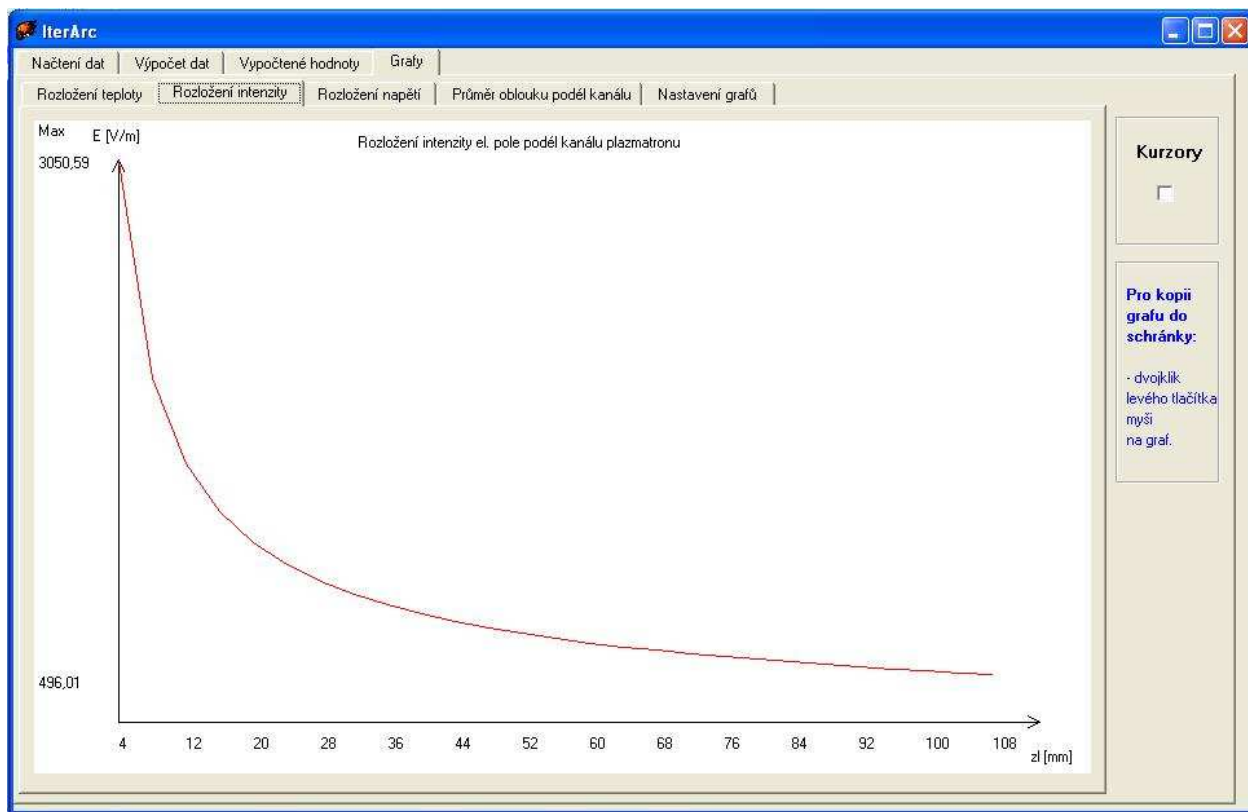
V nastavení grafů je možné dále provádět zobrazení předchozího výpočtu, Obr. 6-11. Uživatel má tak možnost zjistit, jak se např. pro změnu teploty plynu studené zóny mění hodnoty veličin.

V programu je vykreslování historie provedeno následovně. Hodnoty aktuálně vypočítaných hodnot jsou uloženy do dynamicky vytvořených polí. Je uložen i počet dělení kanálu plazmatronu. Při zadání nového výpočtu se vytvoří další pole s velikostí, které odpovídá dělení kanálu z předchozího výpočtu. Hodnoty z pole, ve kterém jsou uloženy předchozí vypočítané hodnoty se přepíší do nově vytvořených polí. Toto se děje i v případě, že uživatel nezadá v *Nastavení grafu*, že chce vykreslit předchozí graf. Je to pouze pro možnost, že se tak stane.

Pokud uživatel zadá, že chce vykreslit předchozí graf, použije se funkce stejná jako pro zobrazení aktuálních grafů, ale jsou do ní zapsány hodnoty z vytvořených polí s hodnotami z předchozího výpočtu. V tento okamžik se nemusí graf vykreslit, pokud má uživatel v záložce *Nastavení grafů* nastaveno *Automaticky vykreslovat v maximálním měřítku*. Nový graf může mít maximum posunuto mimo plátno *Image*. Pak je třeba odškrtnout volbu v záložce *Nastavení grafů* *Automaticky vykreslovat v maximálním měřítku*. Pokud nebudou stačit defaultně nastavené hodnoty v *Editech* o maximu a minimu, je třeba nalézt maximální hodnotu v tabulce a tu použít k zobrazení grafu.

## 6.4.2 Rozložení intenzity elektrického pole podél kanálu plazmatronu

Graf závislosti je vynesena na Obr. 6-11.



Obr. 6-11 Rozložení intenzity el. pole podél kanálu

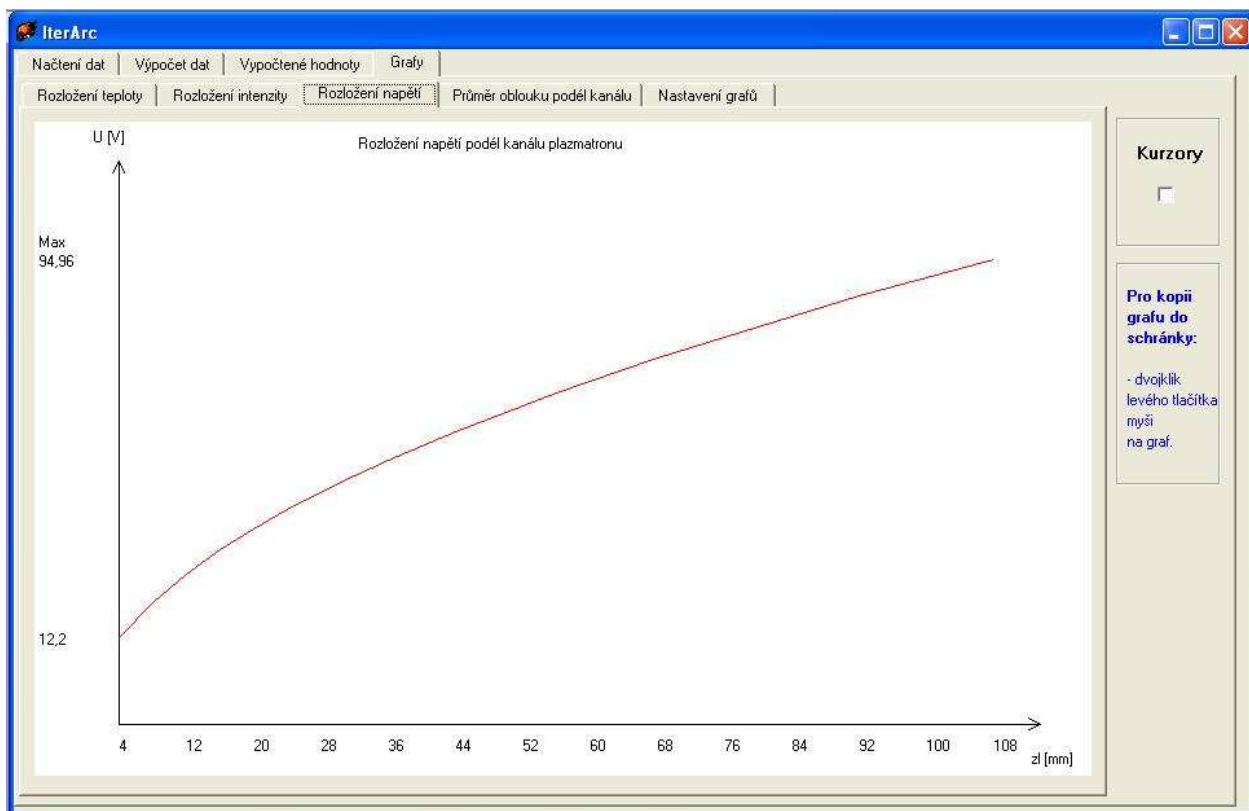
Graf vyjadřuje rozložení intenzity podél kanálu plazmatronu. Jedná se o grafické zpracování rovnice (1.58). Graf je zobrazen z vypočítaných hodnot elektrické intenzity na konci každého elementu elektrického oblouku.

Je zde opět vypsáno minimum a maximum vypočítané intenzity. Uživatel má rovněž možnost graf závislosti uložit do schránky. Rovněž může zobrazit předchozí výpočet. Je zde také nabídka zobrazení kurzorů.

V následujících dvou kapitolách 6.4.3 a 6.4.4 jsou znázorněny zbývající dva grafy závislostí a sice graf závislosti napětí na vzdálenosti v kanále plazmatronu a graf závislosti změny průměru elektrického oblouku. Stále platí, že se jedná o závislosti spočítané na základě hodnot uvedených na začátku 6. kapitoly.

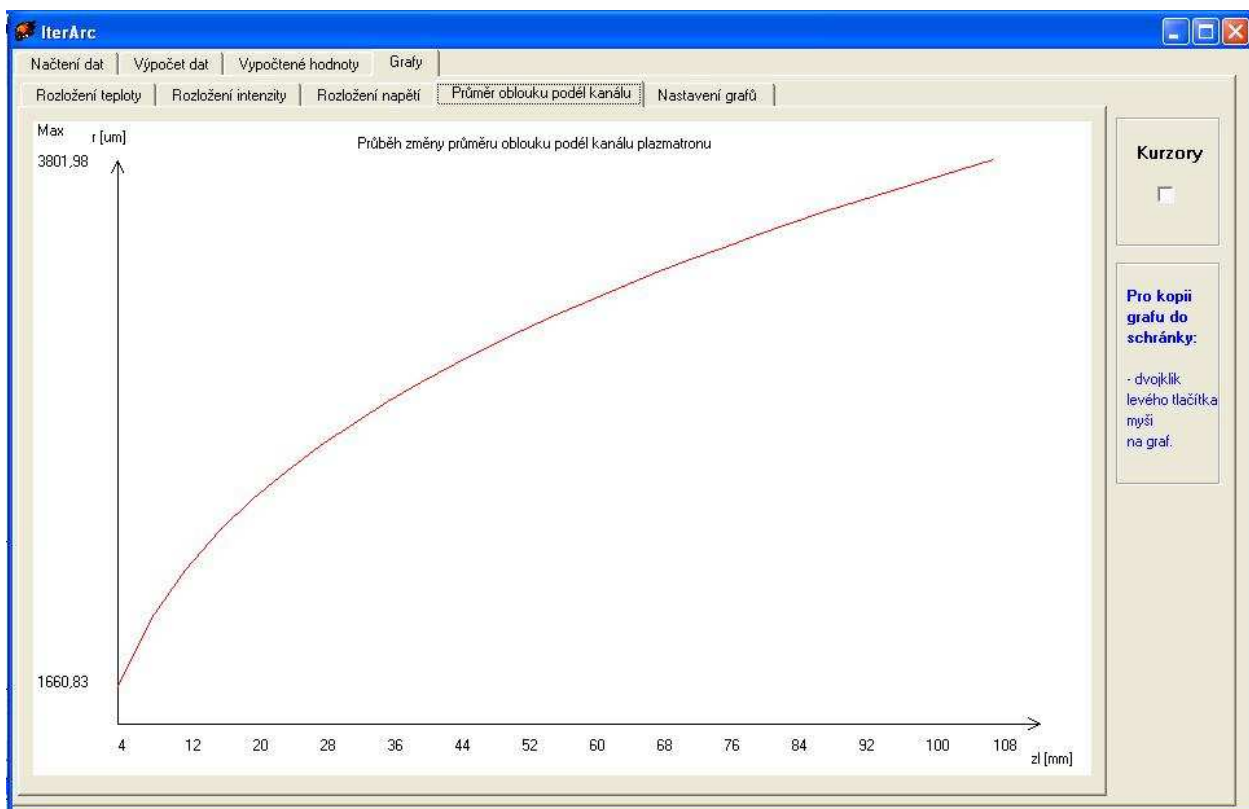
Pro všechny grafické závislosti platí, že zde lze zobrazit kurzory a grafy kopírovat do schránky. Dalšími možnostmi práce s grafy je jejich přímé uložení a nastavení maxima a minima osy y. O tom je pojednáno v kapitole 6.4.5.

### 6.4.3 Rozložení napětí podél kanálu plazmatronu



Obr. 6-12 Rozložení napětí podél kanálu plazmatronu

### 6.4.4 Změna průměru oblouku podél kanálu plazmatronu



Obr. 6-13 Změna průměru elektrického oblouku podél kanálu plazmatronu

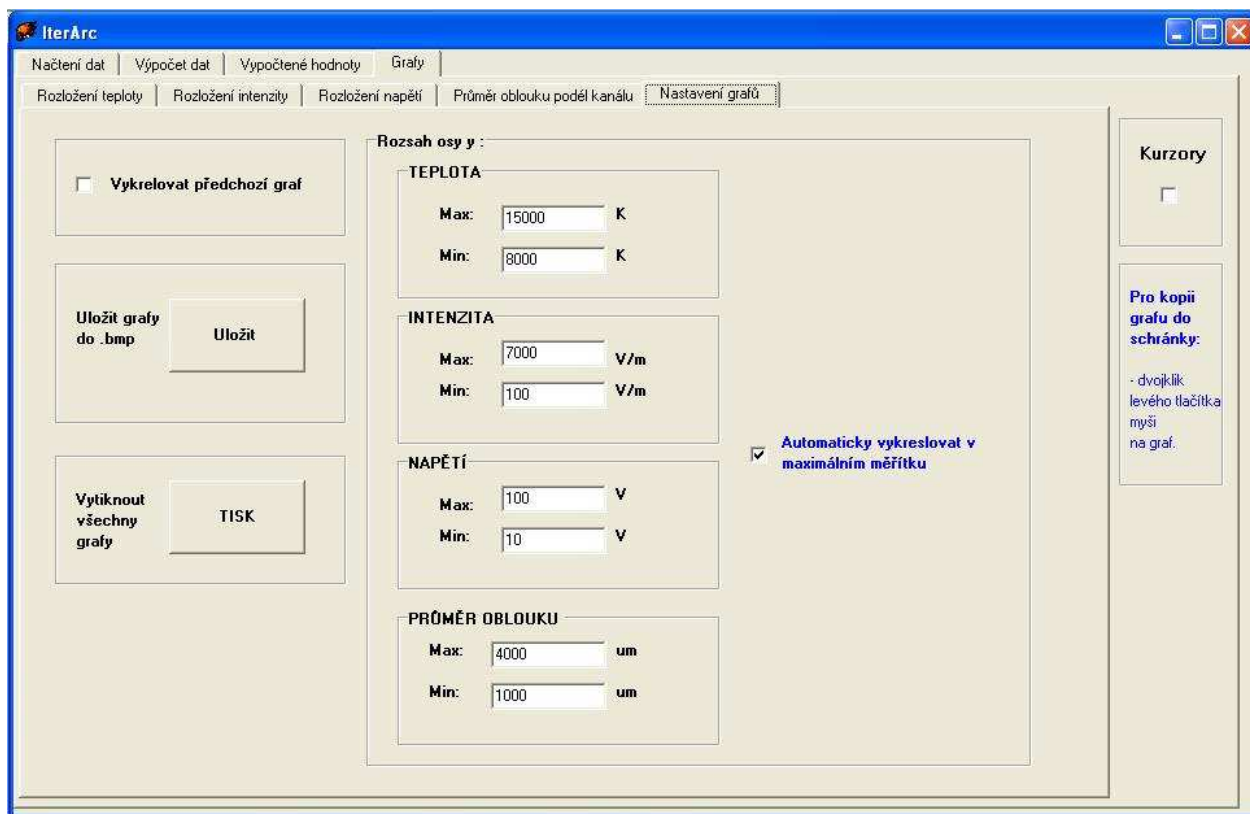
### 6.4.5 Nastavení grafů

Na Obr. 6-14 je zobrazena poslední záložka programu IterArc, která slouží pro nastavení a ukládání grafických závislostí. Na této záložce má uživatel v případě potřeby možnost nastavit manuálně rozsahy os pro zobrazení vypočítaných veličin. Defaultně je v programu nastaveno, aby se grafy vykreslovaly v maximálním měřítku. V podprogramech, které slouží pro vykreslení grafů, je to zajištěno tak, že se vyhledají maximální a minimální hodnoty vypočítaných veličin a ty se dosadí do funkce, která zajišťuje výpočet bodů na ose  $y$  odpovídajícím vypočítaným hodnotám. Funkce je ve své podstatě rovnicí regrese.

Pokud je odškrtnuta volba *Automaticky vykreslovat v maximální měřítku*, použijí se místo nalezených maxim a minim aktuálně vypočítaných hodnot hodnoty z *Editů*. Okamžitá změna je zajištěna v události každého *Editu OnExit*. Tedy pokud uživatel zadá změnu rozsahu a vstoupí do záložky, kde je vykreslen nějaký graf, C++ Builder zavolá obsluhu události *OnExit Editu*, ve které je volána funkce pro vykreslení grafu.

Nachází se zde i volba pro vykreslování předchozích grafů. Okamžitá změna je zajištěna na událost *CheckBoxu* (*CheckBox* je komponenta, ve které se zobrazuje zatržení) *OnClick*. V této události se zavolá funkce pro vykreslení všech grafů a k nim ještě funkce pro vykreslení historie grafů – viz výše.

Dále může uživatel grafy uložit na vybrané místo v PC. Stiskem tlačítka *Uložit* se otevře dialog pro uložení obrázků (stejný jako v programu Malování MS Windows), tzv. *SevePictureDialog*. Uživatel má možnost zvolit jméno souboru. IterArc nabízí předdefinovaná jména souborů začínajících písmeny R. Je to z toho důvodu, aby se všechny obrázky uložily při třídění dat za sebe a nebyly neuspořádané v adresáři.



Obr. 6-14 Nastavení grafů

Poslední možností je grafy vytisknout. Grafy se vytisknou černobíle po stisku tlačítka *TISK*. Objeví se dialog pro výběr tiskárny. Tisknou se tři grafy na stránku. Po stisku tlačítka se vytisknou všechny čtyři grafy. Budou tedy na dvou stránkách.

Ve zdrojovém kódu je tisk obrázků řešen následovně. Vytvoří se nový bitmapový typ. Do tohoto bitmapového typu se uloží komponenta *Image* stejným způsobem, jako při překreslování grafů při vykreslování grafických závislostí, tedy pomocí

```
auto_ptr<Graphics::TBitmap>bmp(new Graphics::TBitmap());
bmp->Width=Image1->Width;
bmp->Height=Image1->Height;
```

Nyní je třeba obrázek vhodně roztáhnout, vynásobit konstantou tak, aby byl roztažen po papíru A4, je zde totiž problém s rozlišením tiskárny a obrázku. Obrázek má menší rozlišení než tiskárna. Proto se vynásobí rozměry obrázku konstantou. Obrázek je potřeba zvětšit asi 4x pro rozlišení tiskárny 600 DPI.

## 6.5 Shrnutí postupu práce s programem

Pro správnou funkci programu je třeba mít nainstalovaný MS Excel a v operačním systému MS Windows nastaven oddělovač desetinných míst desetinnou čárku.

Po spuštění programu je standardně otevřena záložka pro načtení dat, Obr. 6-1. Poté je třeba nahrát vstupní data uložená v souboru MS Excel stiskem tlačítka *Načíst data z MS Excel*, kde uživatel zvolí soubor se vstupními daty. Je nutné dodržet formát vstupních dat, jak je uvedeno v kapitole 6.1.

Nyní je možné provádět změny načtených dat. Po provedení změn je nutno provést kontrolu dat, stiskem tlačítka *Kontrola dat*.

Následně můžeme provedené změny uložit do souboru, odkud jsme načetli data, nebo tyto provedené změny ve vlastnostech pracovního plynu použít jen pro výpočet. K tomu slouží nastavení ukládání v sekci *Uložit změny*.

Následuje záložka *Výpočet*. Zde jsou vybrané potřebné vlastnosti pracovního plynu pro výpočet pomocí zjednodušené metody výpočtu. V tabulce uživatel zadá teplotu plynu ve studené zóně oblouku. Výběr se provádí myší, kliknutím na řádek s teplotou. Výběr je potvrzen modrým zvýrazněním buňky s teplotou a vypsáním vlastností do *Editů* pod tabulkou. Dále jsou zadávány naměřené hodnoty napětí, proudu a hmotnostního průtoku pracovního plynu, rozměry plazmatronu. Za poslední uživatel navolí dělení kanálu, určí, zda se bude počítat hodnota exponentu  $n_r$  a zadá na kolik desetinných míst bude počítána teplota. Pak již zbývá provést výpočet stiskem tlačítka *Výpočet*.

V záložce *Vypočtené hodnoty* je zobrazena tabulka, ve které jsou vypočítané hodnoty teploty, elektrické intenzity a napětí na konci každého elementu. V textovém okně je přehled o nastavení výpočtu a je zde uveden procentuální podíl hmotnostního a entalpického toku přenášeného studenou zónou a zónou oblouku. Data je možné ukládat a tisknout.

Poslední záložkou je záložka *Grafy*. Obsahuje dalších pět podzáložek. Na prvních čtyřech jsou vyneseny grafické závislosti rozložení teploty, elektrické intenzity, napětí a změna průměru el. oblouku v závislosti na délce v kanálu plazmatronu. Grafy je možné uložit do schránky dvojklikem myši a pro jemné odečítání hodnot jsou zde kurzory.

Poslední záložka slouží pro nastavení grafů. Je zde možnost manuálně zvolit rozsah os  $x$  nebo  $y$  nebo zadat, že program má automaticky volit co největší vykreslení grafů. Lze nastavit vykreslování jedné předchozí grafické závislosti. Grafy je možné uložit jako obrázek nebo vytisknout.

## 6.6 Některé zajímavosti o vytvořené aplikaci

Vývojové prostředí C++ Builder 6.0 Trial edition, 2002.

Ve vývojovém prostředí je použito celkem 154 komponent.

Pro obsluhu komponent slouží 81 událostí (*OnClick*, *OnMouseMove*, *OnExit*...).

Pro správnou funkci programu je použito 13 knihoven.

Délka zdrojového kódu 2518 řádků, jsou použity tři formuláře.

Velikost vytvořené aplikace – souboru *IterArc.exe* je 1,23 MB.

Velikost zdrojové aplikace pro C++ Builder je 5,78 MB (bez .exe souboru).

V programu je vytvořeno 27 samostatných funkcí, z nichž 13 vrací parametr.

Použití OLE rozhraní.

Vytvořené logo aplikace, Obr. 6-15.



Obr. 6-15 Logo aplikace

## 7 ZÁVĚR

### 7.1 Vytvořený program

Vytvořená aplikace nese název IterArc. Jako vývojové prostředí byl použit C++ Builder 6.0 Trial Edition, 2002.

Aplikace je spustitelná pod operačním systémem Windows. Nevyžaduje žádnou instalaci a program je možné volně přenášet mezi počítači.

Program je zcela funkční. Vstupními daty programu jsou naměřené hodnoty z experimentálního měření na plazmatronu. Jedná se o velikost proudu tekoucí výbojovou dráhou, napětí na kanálu plazmatronu a kalorimetricky stanovené ztráty výkonu. Dále známe materiálové vlastnosti pracovního plynu, jeho hmotnostní průtok a rozměry plazmatronu. Z důvodu velkého množství vstupních dat a nezbytnosti jejich přehledného zpracování jsou data čtena a ukládána do excelovských souborů, program tedy pracuje s MS Excel, odkud jsou čteny materiálové vlastnosti pracovního plynu a do stejného typu souborů program ukládá vypočítaná data.

Program poskytuje velkou variabilitu vstupních dat. Je možné měnit velikosti veškerých vstupních dat, stejně jako načtené materiálové vlastnosti pracovního plynu plazmatronu. V programu pak můžeme sledovat, jak se mění výstupní hodnoty v závislosti na vstupních hodnotách.

Vypočtená data jsou vypsána do tabulky. Jedná se o rozložení teploty podél kanálu, průběh elektrické intenzity, napětí v ose kanálu a rozložení hmotnostního a entalpického toku přenášeného studenou zónou a zónou elektrického oblouku. V programu jsou vypsány hodnoty těchto veličin na konci každého elementu elektrického oblouku, kromě hmotnostního a entalpického toku. Počet elementů elektrického oblouku uživatel volí. Je možné stanovit i přesnost výpočtu. Vypočítané hodnoty si může uživatel uložit nebo vytisknout.

Vypočítaná rozložení jsou graficky zpracována. Jedná se o grafy průběhu teploty, elektrické intenzity, napětí a změny průměru oblouku podél kanálu plazmatronu. V grafických závislostech může uživatel použít kurzory pro jemné odečítání hodnot. Dále je možné grafy uložit do schránky, také uložit jako obrázky v bitmapovém formátu nebo vytisknout všechny grafické závislosti. V grafech je možné pro srovnání zobrazovat předchozí vypočítané rozložení veličin. Pokud by nastaly komplikace s měřítky, např. při zobrazování předchozích výpočtů, je možné v programu rozsahy osy y zadat manuálně, jinak program automaticky vykreslí grafickou závislost v co největším měřítku.

Nevýhodou programu je, že pro jeho správnou funkci musí být na počítači nainstalován MS Excel a je nezbytné, aby byla jako oddělovač desetinného místa v MS Windows nastavena desetinná čárka.

Program poskytuje naprostou variabilitu vstupních dat, tedy všechny hodnoty vstupních dat je možné zadat.

Program IterArc je aplikace, ve které je naprogramována výpočetní metoda zjednodušeného modelu axiálně chlazeného oblouku. Jedná se o iterační metodu, kde ke konci iterace vede velký počet kroků. Manuální výpočet iterace i při využívání matematických funkcí programu MS Excel je velmi zdlouhavý. Program umožňuje po načtení dat prakticky okamžitě završení iterace.

IterArc tedy nabízí uživateli, který bude využívat ke stanovení parametrů elektrického oblouku zjednodušené metody výpočtu axiálně chlazeného oblouku, vysoký komfort a rychlost výpočtu s variabilitou vstupních dat, možností jejich tisku, ukládání a zpracování grafických závislostí.

## 7.2 Zjednodušená metoda výpočtu

Pro popis programu a k ověření jeho funkčnosti, stejně jako pro zhodnocení výsledku ze zjednodušené metody výpočtu, byly použity hodnoty naměřené na experimentálním plazmatronu. Tyto hodnoty jsou uvedené v [6] a z provedených měření byly vybrány konkrétní hodnoty uvedené v Tab. 5-3 (str. 45). Pracovním plynem byl argon. Vlastnosti plazmatu argonu jsou uvedeny v příloze A a byly rovněž použity pro výpočet.

Iterační proces výpočtu parametrů je uveden v kapitole 5.3.1 a shrnut v kapitole 5.3.2. Pro zhodnocení výsledků byl výpočet proveden podle rovnic (1.56) až (1.60). Rozložení hmotnostního a entalpického toku dle rovnic (1.44) až (1.47).

Výsledkem výpočtu zjednodušené metody výpočtu na výstupu anodového kanálu je rozložení výše zmíněných hodnot teploty, intenzity elektrického pole a napětí v ose elektrického oblouku, přičemž uvažujeme zjednodušující předpoklady uvedené v kapitole 5.1.1. Zjednodušující předpoklady se projevují v řešení rovnic zachování energie, hmotnosti a hybnosti. K řešení základních parciálních diferenciálních rovnic dále přistupují otázky spojené s modelováním. Jedná se o materiálové vlastnosti pracovních látek.

Z grafických průběhů je patrné, že teplota v kanálu oblouku narůstá asi do jedné třetiny vzdálenosti od katody a poté pozvolněji klesá. Intenzita elektrického pole dosahuje nejvyšších hodnot v okolí katody a exponenciálně klesá směrem k anodě, kde nabývá nejnižší hodnoty. Napětí v jednotlivých elementech oblouku se vzrůstající vzdáleností od katody nabývá vyšších hodnot přibližně lineárně. Model oblouku je se stupňovitě rozšířenou anodou.

Dále je podle zjednodušené metody výpočtu počítáno rozložení hmotnostního a entalpického toku, který přenáší studená zóna a zóna elektrického oblouku. Z výpočtu vyplývá, že většina hmotnostního toku je přenášena studenou zónou, asi 96%, a zbývající část je přenášena zónou elektrického oblouku. Entalpický tok, který přenáší studená zóna, je prakticky nulový, tedy veškerý entalpický výkon je přenášán zónou elektrického oblouku.

## POUŽITÁ LITERATURA

- [1] GROSS, B. *Technika plazmatu.*, Editační středisko VUT, Brno 1985.
- [2] AUBRECHT, V. *Fyzika a diagnostika plazmatu.* Elektronické texty VUT.
- [3] BAXANT, P., DRÁPELA, J., LÁZNIČKOVÁ, I. *Elektrotepelná technika*, Elektronické texty VUT.
- [4] FRANCIS F. CHEN. *Úvod do fyziky plazmatu.* Nakladatelství ČSAV, Praha 1984
- [5] KRÁL, J., TOBIÁŠ, J. *Fyzika plazmatu*, Československá akademie věd, Praha 1966.
- [6] HEINZ, J. *Studium výměny energie mezi elektrickým obloukem a obklopujícím prostředím*, Brno 2004, Disertační práce VUT fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií.
- [7] MATOUŠEK, D. *C++ Builder 4.0, 5.0 a 6.0, vývojové prostředí - 1.díl*, Praha 2004, nakladatelství BEN.
- [8] HORT, R., SEDLÁČEK, J. Modelování elektrického oblouku. In *Elektrotechnika a informatika 2003. Sborník Elektrotechnika a informatika 2003*. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2003. Část 2., str. 27 – 30.
- [9] Zjednodušený model axiálně chlazeného oblouku a metoda výpočtu: LÁZNIČKOVÁ I., 2008, osobní konzultace.

## Příloha A Materiálové vlastnosti plazmatu Ar pro $p = 1 \text{ atm}$

T(K)	$\eta(\mu\text{Pas})$	$\Lambda(\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1})$	$\sigma(\text{Sm}^{-1})$	$\rho(\text{kgm}^{-3})$	$c_s(\text{ms}^{-1})$	$h(\text{MJkg}^{-1})$	$c_p(\text{kJkg}^{-1}\text{K}^{-1})$	$\kappa(-)$
300	22,9	0,018	0	1,622	323	0	0,52	1,667
1000	53,8	0,042	0	4,87E-01	589	0,4	0,52	1,667
2000	97,2	0,076	0	2,43E-01	833	0,9	0,52	1,667
3000	128,5	0,1	0	1,62E-01	1020	1,4	0,52	1,667
4000	157,4	0,123	0	1,22E-01	1178	1,9	0,52	1,667
5000	183,7	0,144	3	9,73E-02	1317	2,4	0,52	1,666
6000	208,4	0,165	53	8,11E-02	1443	3	0,52	1,666
7000	232,4	0,202	318	6,95E-02	1541	3,5	0,54	1,629
8000	255,7	0,288	973	6,07E-02	1592	4,1	0,63	1,52
9000	277,2	0,45	1899	5,37E-02	1605	4,8	0,9	1,366
10000	291,7	0,692	2895	4,77E-02	1630	6	1,5	1,25
11000	285,5	1,021	3892	4,19E-02	1697	8	2,68	1,19
12000	244,9	1,434	4881	3,61E-02	1811	11,7	4,61	1,166
13000	178	1,887	5839	3,02E-02	1976	17,6	7,17	1,159
14000	112,7	2,24	6731	2,47E-02	2191	26	9,3	1,162
15000	67	2,342	7522	2,04E-02	2430	35,6	9,25	1,174
16000	41,6	2,272	8209	1,74E-02	2658	43,9	7,04	1,197
17000	29,3	2,232	8820	1,54E-02	2863	49,7	4,61	1,235
18000	24	2,301	9381	1,41E-02	3051	53,5	3,1	1,285
19000	22	2,459	9386	1,32E-02	3197	56,2	2,52	1,314
20000	21,4	2,665	10337	1,23E-02	3266	58,8	2,74	1,286
21000	20,8	2,896	10645	1,16E-02	3303	62	3,79	1,233
22000	19,6	3,135	10755	1,08E-02	3367	66,7	5,71	1,195
23000	17,4	3,369	10664	9,94E-03	3478	73,6	8,26	1,177
24000	14,5	3,594	10464	9,08E-03	3631	83,2	10,73	1,171
25000	11,8	3,813	10283	8,25E-03	3814	94,8	12,21	1,172
26000	9,5	4,028	10201	7,50E-03	4012	107,2	12,2	1,179
27000	7,8	2,247	20237	6,88E-03	4210	118,9	10,92	1,19
28000	6,7	4,481	10370	6,38E-03	4398	129	9,11	1,204
29000	6	4,737	10571	5,98E-03	4572	137,2	7,49	1,221
30000	5,6	5,016	10809	5,66E-03	4724	144,2	6,45	1,233