



UNIVERZITET U BEOGRADU
FIZIČKI FAKULTET



Milentije Luković

**EMISIONA JEDNODIMENZIONA
TOMOGRAFIJA TEMPERATURNOG
PROFILA U LOŽIŠTU KOTLA
TERMOELEKTRANE KORIŠĆENJEM
RADIJACIONE PIROMETRIJE**

doktorska disertacija

Beograd, 2019



UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF PHYSICS



Milentije Luković

**ONE-DIMENSIONAL EMISSION
TOMOGRAPHY OF TEMPERATURE
PROFILE IN COAL-FIRED BOILER
FURNACE BY USING RADIATION
PYROMETRY**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2019.

Mentor doktorske disertacije:

Prof. dr Ivan Belča

redovni profesor Univerziteta u Beograd - Fizički fakultet

Članovi komisije:

Prof. dr Miloš Vicić, vanredni profesor, Univerzitet u Beogradu - Fizički fakultet

Prof. dr Bećko Kasalica, redovni profesor, Univerzitet u Beogradu - Fizički fakultet

Prof. dr Aleksandra Kaležić - Glišović, docent, Univerzitet u Kragujevcu - Fakultet
tehničkih nauka u Čačku

Datum odbrane: 07.03.2019.

Izražavam veliku zahvalnost svom mentoru profesoru dr Ivanu Belči, na neposrednom rukovođenju tokom izrade doktorske disertacije, stručnim zapažanjima, korisnim savetima i iscrpnim konsultacijama bez kojih bi ovaj rad bio nezamisliv.

Sa velikim poštovanjem, zahvaljujem se profesoru dr Bečku Kasalici na iskrenoj podršci i ohrabrenju.

Posebnu zahvalnost dugujem i profesoru dr Milošu Vičiću na korisnim savetima i idejama tokom pisanja radova i profesoru dr Aleksandri Kalezić – Glišović na detaljnom pregledu i oceni disertacije.

Najveću zahvalnost dugujem svojoj porodici i roditeljima koji su mi u svakom trenutku bili veliki oslonac i podrška.

Rezime

Predmet istraživanja ove doktorske disertacije su metode za istovremeno merenje temperaturnog profila plamena, položaja termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja u ložištu kotla termoelektrane na ugalj. Opisan je novi merni postupak koji zajedno sa konstruisanim instrumentom za merenje temperature, predstavlja posebnu vrstu bezkontaktne metode. Novi instrument koji je korišćen u tu svrhu, predstavlja specijalan uređaj koji se zasniva na dvobojnom pirometru. Pirometar je u produžetku spojen sa dugačkom cevi koja ima poseban sistem hlađenja vodom, zbog čega je moguće izvršiti direktna merenja karakteristika plamena duboko u unutrašnjosti kotla. Na taj način su u svakom trenutku procesa sagorevanja dostupni podaci o temperaturnoj raspodeli, maksimalnoj i minimalnoj temperaturi, položaju termalnog fokusa, kao i vrednosti koeficijenta prigušenja.

Rezultati merenja su poređeni sa podacima dobijenim preko Venturi pneumatskog pirometra, kao i uzimanjem uzoraka nesagorelih čestica pomoću posebne sonde za ekstrakciju. Dobijeno je veoma dobro podudaranje podataka dobijenih pomoću ova dva merna instrumenta.

Takođe, predložena je i nova merna metoda koja se zasniva na konfiguraciji pirometara koja je drugačija od onih koje su trenutno u upotrebi. U novoj konfiguraciji, pirometri su orijentisani jedan naspram drugog duž zajedničke optičke ose, tako da se nalaze unutar „vidnog“ polja svog naspramnog para. Podaci koji se prikupljaju na ovaj način potom se objedinjuju i obrađuju posebnim računskim postupkom, koji daje informaciju o poziciji termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja. Pokazano je da se podaci dobijeni ovom metodom veoma dobro poklapaju sa eksperimentalnim rezultatima.

Kao polazna osnova u razvoju metoda za rešavanje inverznog problema istraživana je mogućnost simulacije zračenja apsolutno crnog tela. Simulacije su vršene u infracrvenoj oblasti spektra. Pored toga, u okviru gore pomenutih tomografskih metoda razvijen je nov pristup rešavanja inverznog problema koji je predstavljen i objašnjen kroz algoritamsko rešenje. Pokazano je da se traženi matematički problem optimizacije velikog broja pojedinačnih izvora svetlosti Gauss-ovog tipa može rešiti predloženom metodom rešavanja inverznog problema. Takođe, dokazano je da dobijen rezultat

simulacije zračenja na različitim temperaturama odgovara matematički najboljem mogućem rešenju. Kao još jedan rezultat ove metode jeste mogućnost realizacije relativno malog, kompaktnog i spektralno podesivog izvora svetlosti baziranog na LED izvorima, koji može poslužiti kao kalibracioni izvor svetlosti u oblasti fotometrije, radiometrije i optičke pirometrije. Ovde je analiziran primer laboratorijskog crnog tela u infracrvenoj oblasti i proračuni pokazuju da greška procenjene temperature, koju bi pokazivao konstruisani svetlosni izvor ne prelazi 0,1 °C. Izvršeno je poređenje sa aktuelnim postojećim rešenjima dobijanja ciljane spektralne raspodele zračenja, čime su istaknute prednosti naše metode u odnosu na postojeće.

Ključne reči: tomografija, inverzni problem, dvobojni pirometar, Venturi pneumatski pirometar, koeficijent apsorpcije, temperaturni profil, termalni fokus, algoritamsko rešenje, kotao.

Naučna oblast: Fizika

Uža naučna oblast: Primenjena fizika

UDK: 53.082.52 (043.3)

Summary

The objectives of the research of this doctoral dissertation are the methods for the simultaneous measurement of the temperature profile of the flame, the position of the thermal focus and the absorption coefficient in the coal-fired boiler of the thermal power plant. A new measuring procedure is described which, together with the constructed temperature measurement instrument, is a special type of contactless method. The new instrument used for this purpose is a device based on a two-color pyrometer. The pyrometer is connected in the extension with a long tube that has a water cooling system. This enables direct measurements of the flame characteristics deep inside the boiler. Thus at each stage of the combustion process, temperature distribution data, maximum and minimum temperature, the position of the thermal focus, as well as values of the coefficient of attenuation are available.

The results of the measurements are compared with the data obtained through the Venturi pneumatic pyrometer, as well as by taking samples of unburned particles using a special extraction probe. A very good matching of the data obtained with these two measuring instruments was obtained.

Also, a new measuring method based on the configuration of pyrometers, which is different from those currently in use, is proposed. In the new configuration, the pyrometers are oriented one opposite the other along the common optical axes, so that they are within the field of view of their counter pair. The data collected in this way is then merged into the processed by a special calculation procedure, which provides information on the position of the thermal focus and the coefficient of attenuation. It has been shown that the data obtained by this method coincide very well with the experimental results.

As a starting point in the development of methods for solving the inverse problem, the possibility of simulating the radiation of an absolutely black body was investigated. Simulations were performed in the infrared spectral range. In addition, within the above-mentioned tomographic methods, a new approach to solving the inverse problem has been developed that is presented and explained through an algorithmic solution. It has been shown that the required mathematical problem of optimizing a large number of

individual Gaussian type light sources can be solved by the proposed method of solving the inverse problem. It has also been proven that the obtained result of radiation simulation at different temperatures corresponds to a mathematically the best possible solution. Another result of this method is the possibility of the realization of a relatively small, compact and spectrally adjustable light source based on LED sources, which can serve as a calibration source of light in the field of photometry, radiometry and optical pyrometry. An example of a laboratory black body in the infrared region is analyzed here, and the calculations show that the error of the estimated temperature, which would have been shown by the constructed light source, does not exceed 0,1 °C. Comparison with the current existing solutions for obtaining the target spectral distribution of radiation has been made, thus highlighting the advantages of our method in comparison to the existing ones.

Key words: tomography, inverse problem, two-color pyrometer, Venturi pneumatic pyrometer, absorption coefficient, temperature profile, thermal focus, algorithmic solution, boiler.

Scientific field: Physics

Field of scientific specialization: Applied physics

UDC number: 53.082.52 (043.3)

Lista skraćenica korišćenih u radu

CCD – eng. *Charge Coupled Device*

CIE – eng. *International Commission on Illumination* (fra. *Commission internationale de l'éclairage*)

1D – jednodimenzionalna

CT – eng. *Computed Tomography*, kompjuterska tomografija

DLAS – eng. *Direct Laser Absorption Spectroscopy*

FSC – eng. *Flame Symmetry Coefficient*

FWHM – eng. *Full Width At Half Maximum*, puna širina na polovini visine

HID – eng. *Hydrargyrum medium-arc iodide*

HMI – eng. *High intensity discharge*

IC oblast – infracrvena oblast

KSP – koeficijent simetrije plamena

ll_a – eng. *lower limit*, donja granica

ul_a – eng. *upper limit*, gornja granica

LED – eng. *Light Emitting Diode*

LIF – eng. *Laser Induced Fluorescence*, laserski indukovana fluorescencija

LOS-TDLAS – eng. *Line-Of-Sight Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy*

MNK – metoda najmanjih kvadrata

NNLS – eng. *Non-Negative Least Square Method*, nenegativna metoda najmanjih kvadrata

SPD – eng. *Spectral Power Distribution*, spektralni intenzitet zračenja

TDLAS – eng. *Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy*, laserska spektroskopija
sa podesivim laserskim zračenjem

TE – termoelektrana

TENT – termoelektrana Nikola Tesla

Sadržaj

1. Uvod	1
2. Metode za merenje temperature u ložištu kotla termoelektrana	5
2.1. Tehnike sondiranja	6
2.1.1. Termoparovi	6
2.1.2. Usisni pirometri	7
2.1.3. Jonizacione sonde	12
2.2. Radijacioni pirometri	13
2.2.1. Pirometri ukupnog zračenja	16
2.2.2. Fotoelektrični pirometri	17
2.2.3. Dvobojni pirometri	19
2.2.4. Višebojni pirometri	21
2.3. Akustička metoda	22
2.4. Laserska spektroskopija	27
2.4.1. Laserski indukovana fluorescencija	28
2.4.2. Laserska spektroskopija sa podesivim laserskim zračenjem	29
2.5. CCD kamere	31
2.5.1. Korelacija radijacionih slika i odgovarajućih vrednosti apsolutnih temperatura plamena rešavanjem inverznog problema	32

3. Parni kotlovi u termoelektranama.....	37
3.1. Klasifikacija kotlova	38
3.2. Osnovni delovi i princip rada kotla.....	40
4. Tomografija - metoda dobijanja unutrašnje slike objekata.....	46
4.1. Tomografija kao primer rešavanja inverznog problema.....	46
4.2. Matematički model za dobijanje unutrašnje slike objekata	47
5. Rešavanje inverznog problema	52
5.1. Mogućnosti primene LED u generisanju različitih spektralnih raspodela.....	53
5.2. Postavka direktnog problema.....	55
5.3. Algoritam za rešavanje inverznog problema	58
5.4. Rezultati - provera i analiza	73
5.5. Evaluacija rezultata korišćenjem Monte Karlo simulacije	77
5.6. Uporedna analiza rezultata sa podacima dobijenim u programskom paketu <i>Mathematica</i>	81
5.7. Poređenje sa postojećim metodama	84
5.8. Simulacija zračenja crnog tela	86
6. Tomografska metoda pirometar – cev.....	91
6.1. Metode za određivanje temperaturnih profila i koeficijenta prigušenja	91
6.2. Merna metoda	94
6.3. Eksperimentalni postupak.....	99
6.4. Rezultati merenja i diskusija.....	105

7. Tomografska metoda pirometar – pirometar	110
7.1. Koeficijent simetrije plamena	112
7.2. Algoritam za dobijanje pozicije termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja	122
7.3. Rezultati i diskusija.....	129
8. Zaključak.....	132
9. Literatura	136
10. Prilog.....	158
10.1. Tabelarni pregled dobijenih rezultata	158
10.2. Fajl zaglavlja Led.h.....	167
10.3. Izvršni fajl Led.cpp	180
10.4. Greška temperature merene termoparom.....	207
11. Biografija autora	211

1. Uvod

Temperatura predstavlja jednu od najvažnijih fizičkih veličina čiju je vrednost i fluktuacije moguće meriti tokom celog procesa sagorevanja uglja u kotlu termoelektrana. Posedovanje informacije o temperaturnoj raspodeli u komori za sagorevanje je od velike važnosti, pre svega zbog povećanja efikasnosti procesa sagorevanja. Naime, iz ekoloških razloga postoji sve snažniji pritisak da se ulože dodatni napor u smanjenje eksploatacije fosilnih goriva. To neizbežno dovodi do nametanja problema bolje iskorišćenosti ove vrste goriva pri proizvodnji električne energije.

Detaljan uvid u proces sagorevanja u kotlovima termoelektrana omogućava bolju optimizaciju rada sistema za automatsku kontrolu, što dovodi do bolje iskorišćenosti goriva, manje emisije štetnih gasova i povećanja efikasnosti prenosa toplote. Iz tog razloga, merenje temperature, poznavanje njene unutrašnje raspodele i pozicije temperaturnog maksimuma je jedno od najvažnijih merenja koje se nameće tokom procesa sagorevanja uglja. Raspodela temperature zavisi od simetričnosti plamena i diktira efikasnost prenosa toplote. Asimetričnost temperaturne raspodele, kao i previsoke temperature mogu izazvati mnoge ozbiljne probleme prilikom eksploatacije, kao što su zastakljivanje i zašljakivanje pojedinih delova kotla, naročito bočnih stranica, veliku emisiju NO_x , itd. [1– 4].

Prve ozbiljne korake u oblasti merenja temperature, napravili su istraživači su H. C. Hottell i F. P. Broughton [5], koji su prvi opisali rane pokušaje merenja stvarne temperature plamena, kao i optičke karakteristike plamena u komori za sagorevanje. Pomenuti rad je predstavljao osnovu za razvoj i razvitak novih bezkontaktnih metoda u radijacionoj pirometriji. Pažljivim pregledom literature u pojedinim člancima se mogu naći opisane različite numeričke metode za istovremeno izračunavanje jednodimenzionalnih (1D) temperaturnih profila plamena i koeficijenta prigušenja [6– 9]. Međutim, kod ovih metoda, iznete pretpostavke se veoma retko nezavisno proveravaju merenjem lokalnih temperatura i koeficijenta prigušenja. U pomenutim člancima su predstavljeni posebni slučajevi izračunavanja temperaturnih raspodela (na

primer aksijalne simetrije) i u njima nema rezultata koji su nastali kao posledica direktnih i neposrednih merenja lokalnih temperatura, kao i optičkih karakteristika plamena, pre svega koeficijenta prigušenja, što je naročito važno za velike komore za sagorevanje, kakve se nalaze u termoelektranama [10].

Zbog jednostavnosti primene, najčešće korišćena metoda za praćenje i merenje temperaturne raspodele plamena zasniva se na korišćenju kontaktnih sondi, kao što su termoparovi ili pirometri. Ove metode imaju svoje nedostatke, kao što su mala oblast plamena koja se posmatra i tehnička ograničenja uslovljena zahtevnim uslovima u kojima se vrše merenja.

Takođe, za merenje temperature i određivanja temperaturnog profila plamena koriste se i različite optičke metode. Među njima se izdvajaju one koje podrazumevaju upotrebu lasera, kao što su laserska interferometrijska holografija [11], planarna laserski indukovana fluorescencija [12], koherentna anti-Stokes Raman rasipna spektroskopija [13]. Navedene metode obično se koriste za 2D i 3D merenja temperature i koncentracija čestica u laboratorijskim uslovima, jer je korišćenje lasera po pravilu nepraktično za industrijska merenja, kako zbog cene tako i zbog nedovoljne snage lasera u poređenju sa dimenzijama peći.

Osim njih, postoje metode koje se zasnivaju na akustičkoj pirometriji, a koje su našle primenu u merenju 2D temperaturnog poprečnog preseka [14]. Međutim, ove metode karakterišu određena ograničenja uslovljena brzinom prostiranja akustičnih talasa i neadekvatnog dobijenog mernog rezultata u smislu tačnosti i kvaliteta prostorno dobijene rezolucije.

Poslednjih godina široko se primenjuje radijaciona termometrija zasnovana na CCD (Charge Coupled Device) tehnologiji [14, 15]. Prednosti korišćenja CCD kamere je što koristi senzor visoke rezolucije. Za razliku od nešto starije tehnike dobijanja toplotnih snimaka (Thermal Imaging Technique) [17], koja se bazira na posmatranju plamena u vidljivom delu spektra, postoje i varijante ove metode, koje se baziraju na posmatranju plamena u infracrvenom (IC) delu spektra [18]. Zbog poteškoća prilikom kalibracija CCD kamera one se neretko koriste sa dvobojnim pirometrima. Dvobojni pirometri imaju tačnija očitavanja temperature koja se obično dobijaju posmatranjem u IC oblasti spektra. Kako dobijena temperaturna raspodela predstavlja kumulativni rezultat 3D

zračenja plamena unutar peći, problem kod CCD kamera je kvalitativno izvući informaciju o temperaturnoj raspodeli duž pravca vidljivog zraka. Takođe CCD kamere su i nepraktične zbog složenog sistema hlađenja, što povećava cenu eksploatacije, komplikuje sistem merenja i samo korišćenje čini manje praktičnim.

I pored značajnog napretka u razvoju sistema za tomografiju plamena, još uvek postoje značajni tehnološki izazovi u stvaranju pouzdanog sistema koji će biti u mogućnosti da potpuno rekonstruiše turbulentan i dinamičan temperaturni profil plamena tokom procesa sagorevanja. To na određeni način otvara prostor za dodatno unapređenje ili razvoj novih metoda za merenje temperature. Dalji napor u razvijanju novih metoda i mernih postupaka proizilaze iz zahtevnih tehničkih uslova, koji su posledica zahtevnog okruženja u kome se vrši merenje, a koji predstavljaju bitan ograničavajući faktor. U tom smislu postoji izražena potreba za stvaranje jednostavnog, jeftinog i pouzdanog mernog sistema, koji bi uz adekvatno postavljen fizički problem i odgovarajući proračun dao pouzdanu rekonstrukciju temperaturnog profila plamena. Idealno rešenje za merenje temperature bi bilo postavljanje velikog broja mernih tačaka unutar i na granicama samog plamena. Međutim, to rešenje ne samo da nije rentabilno već se u jednom preseku kotla često i ne može postaviti više od dva naspramno orijentisana pirometra.

Pregledom literature i sistema koji su trenutno u upotrebi, primećeno je da veliku većinu predstavljaju modeli koji daju 2D i 3D temperaturne raspodele. Takođe, uočen je manjak praktičnih i jeftinih 1D pirometarskih modela, koji bi bili primenjivi u slučajevima kada nije moguće ostvariti mrežu pirometara. Iz tog razloga, fokus našeg istraživanja predstavljao je razviti nove optičke metode koja se zasniva na pirometarskom sistemu. Upotreba takvog sistema, omogućila bi određivanje karakteristika 1D temperaturnih profila plamena u ložištu kotla.

Kao sastavni deo pomenute metode, razvijen je i matematički postupak koji je predstavljen kroz algoritam za rešavanje inverznog problema i izračunavanje temperaturnih karakteristika plamena, kao što su koeficijent prigušenja i maksimalna temperatura unutar komora za sagorevanje. Kao potvrda ove nove metode, osmišljen je i u realnom okruženju realizovan poseban eksperiment u pogonskom delu termoelektrane, koji se zasniva na pirometarskom sistemu, koji se nalazi unutar posebne cevi sa hlađenjem, koja se po potrebi može ubacivati unutar komore za sagorevanje.

Takođe, realizovana je i uspešno testirana posebna metoda i algoritam za određivanje pozicije temperaturnog maksimuma i koeficijenta prigušenja. Ova nova metoda se zasniva na korišćenju uparenog pirometarskog sistema sa dva naspramno orijentisana dvobojna pirometra.

2. Metode za merenje temperature u ložištu kotla termoelektrana

Oblast industrije koja se bavi proizvodnjom električne energije se poslednjih decenija u celom svetu suočava sa sve većim zahtevom za tehnologijama koje su više ekološki prihvatljive. S obzirom na strožije propise o zaštiti životne sredine, imperativ je efikasnija proizvodnja električne energije i njeno što bolje iskorišćenje. Takođe, uzimajući u obzir činjenicu da uglj i dalje igra važnu ulogu u njenoj proizvodnji - preko 40 % globalne proizvodnje dolazi od uglja [19], to vrši dodatni pritisak na povećanje ekonomičnosti procesa proizvodnje. Zbog toga je optimizacija procesa sagorevanja, podizanje stepena efikasnosti rada kotla i smanjenja emisije zagađivača vazduha, ključna za minimiziranje operativnih troškova i troškova održavanja sistema.

Temperaturna raspodela u horizontalnom poprečnom preseku kotla je pokazatelj efikasnosti i kvaliteta procesa sagorevanja. Ona može biti važan indikator u optimizaciji rada i kontroli procesa sagorevanja unutar kotla. Postoji mnogo različitih metoda koji se koriste u tu svrhu, počev od modernizacije opreme za peći i kotlove (npr. implementacijom nove merne tehnologije), pa sve do on-line softverskih sistema za nadgledanje procesa sagorevanja.

Tokom proteklog perioda razvoja industrije u svetu, bezkontaktne tehnologije merenja temperature postaju sve rasprostranjenije. Kao posledica toga, poslednjih decenija nekoliko tehnologija su se izdvojile kao dominantna rešenja za merenje temperaturne raspodele u kotlovima na uglj. One koje se posebno izdvajaju su metode koje koriste tehnike sondiranja, radijacione pirometre, akustičke senzore [19–21], metode zasnovane na korišćenju lasera – laserska spektroskopija [22–26], a u poslednje vreme su sve više zastupljene CCD kamere sa kojima se plamen posmatra u vidljivom delu spektra [27, 28].

2.1. Tehnike sondiranja

Tehnike sondiranja spadaju u grupu invazivnih tehnika, koje se već dugi niz godina koriste za opisivanje procesa sagorevanja kako u termoelektranama pri proizvodnji električne energije, tako i u industriji uopšte. Ove vrste tehnika su jako pogodne za ugradnju i primenu posebno u komorama za sagorevanje koje koriste fosilna goriva. Tom prilikom osim merenja temperature plamena, moguće je pratiti i promene koje nastaju u sastavu gasova, promeni koncentracija određenih vrsta gasova (CO, NO_x), i jona (H₃O⁺, HCO⁺). Takođe, mogu se pratiti i promene koncentracije, brzine i dimenzija pojedinih vrsta čestica, kao što su čađ, pepeo, ugljena prašina itd.

S obzirom da se radi o invazivnoj metodi, sonde koje se unose u komoru u kojoj se odigrava proces sagorevanja, moraju da izdrže surove uslove koji u njima vladaju. Ovo se postiže posebnim dizajniranjem sonde, korišćenjem nekorozivnih i materijala otpornih na visoke temperature, kao i primenom sistema vodenog hlađenja. U takve vrste sonde spadaju termoparovi, usisni pirometri, kao što je na primer Venturi pneumatski pirometar i različite jonizacione sonde.

2.1.1. Termoparovi

Termoparovi predstavljaju veoma popularni oblik senzora za merenje temperature zahvaljujući niskoj ceni, svestranosti i robusnosti. Osnovi deo svakoga uređaja predstavljaju dva različita provodnika (obično metalnih legura) spojenih na jednom kraju. Kada se spoj zagreje, kao posledica termoelektričnog efekta stvoriće se elektromotorna sila proporcionalan temperaturnoj razlici između njihovih krajeva. Iako se za ovu svrhu mogu koristiti različiti plemeniti metali i njihove legure, najčešće rodijum – platina zbog svojih izuzetnih karakteristika za primenu u procesima sagorevanja, kako u laboratorijskim uslovima tako i u industriji [29, 30]. Koriste se za merenje temperatura koje se kreću i do 2000 K [32]. Dizajnirani su tako da izdrže surove ulove u kojima vrše merenje, a da u isto vreme pruže pouzdane podatke o izmerenim vrednostima. Mogu da izdrže visok stepen vibracija koje, kao posledica buke predstavljaju sastavni deo procesa sagorevanja u termoelektranama na ugalj. S obzirom na njihove male dimenzije i cenu, pogodne su za ugrađivanje u komorama za

sagorevanje kod kojih su dimenzije takve da dodatno prisustvo sonde ne izaziva bitnije temperaturene perturbacije ili perturbacije u brzini kretanja čestica. U takvim komorama za sagorevanje moguća je njihova ugradnja i u većem broju (termoelektrane), kada se obično postavljaju na zidove ložišta kotla.

Obično se koriste u kombinaciji sa drugim mernim instrumentima, kao na primer dvobojnim pirometrima [17, 32, 33], ili sa drugim mernim metodama (akustična tomografija, laserska spektroskopija) [19, 34]. Tada se uglavnom koriste kao pomoćno sredstvo za utvrđivanje dinamike procesa sagorevanja ili utvrđivanja procesa koji nepovoljno utiču na efikasnost prenošenja toplote.

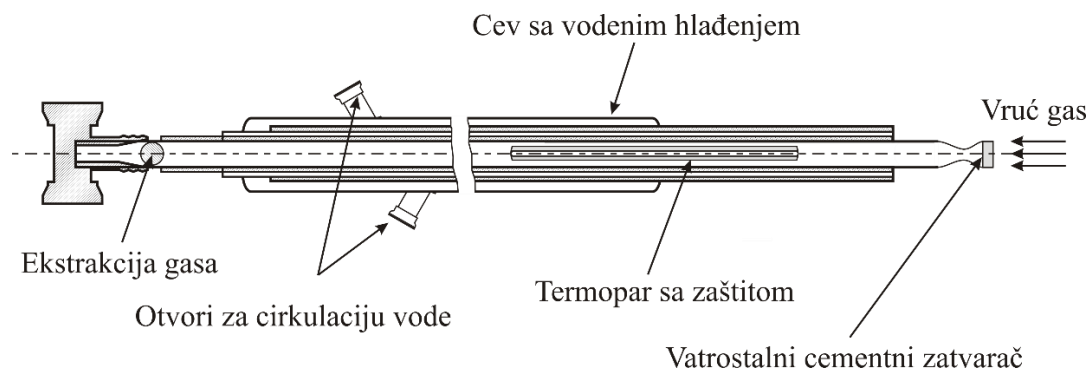
Kada se kombinuju sa dvobojnim pirometrima, njihova uloga je najčešće da vrše pravovremeno uočavanje pojava, kao što su zastakljavanje i zašljakavanje zidova komora za sagorevanje. Pomenute pojave nepovoljno utiču na proces prenošenja toplote između ložišta i cevi sa vodom koje se nalaze u zidovima kotla, zbog čega se uglavnom ugrađuju na mestima gde je potrebno utvrditi da li je došlo do pomenutih negativnih procesa.

2.1.2. Usisni pirometri

Usisni pirometri se najčešće koriste u slučajevima kada je potrebno dodatno smanjiti grešku merenja temperature nastalu korišćenjem termoparova, koja je nastala kao posledica procesa prenošenja toplote kroz provodnike termopara [35–37]. Imajući u vidu da je termopar sastavni deo usisnog pirometra, on mora biti dodatno obezbeđen posebnim premazom od mineralnog oksida, čime se vrši njegova zaštita od potencijalnih hemijskih reakcija koje mogu nastati od gasova, koji se sistemom cevi usisavaju iz ložišta peći. Takođe, metalni spoj u termoparu koji je naročito osetljiv na temperaturene promene, se nalazi u posebnom kućištu niske emisivnosti, koji izoluje spoj od okolnog zračenja (slika 2.1).

Usisni pirometri se koriste u ložištima čije su dimenzije dovoljno velike da se unošenjem instrumenata unutar komore za sagorevanje ne izaziva temperaturna perturbacija gasa. Takva su ložišta kotlova u termoelektranama i industrijskim postrojenjima [38, 39]. Osim režima kontinualnog rada na merenju temperature, usisne

sonde se veoma često koriste i na određivanje sastava gasova koji nastaju kao produkt sagorevanja u ložištima, čija je zapremina dovoljno velika da uzimanje uzoraka takođe ne narušava promenu koncentracije i brzine kretanja čestica gasa [40, 41]. Za pomenuta merenja usisni pirometri se obično koriste kao zaštita termopara od spoljašnjeg okruženja.



Slika 2.1. Šematski prikaz usisnog pirometra.

Hemijski procesi koji se odigravaju tokom procesa sagorevanja mogu da utiču na moguće začepljenje usisnih cevi pirometara. Takođe, procesi korozije metala od koje je sonda napravljena, kao i stvaranje naslaga čađi i šljake mogu negativno da utiču na tačnost izmerene temperature. Iz tog razloga postoje različiti pristupi prilikom dizajniranja otvora usisnih sondi, kao i određeni broj različitih metoda za uzimanja uzoraka gasa iz komora za sagorevanje [36].

Jedna od metoda koja se pokazala kao pouzdanija je metoda koja koristi Venturi pneumatski pirometar. Ovu metodu smo i mi koristili za potrebe naših merenja, i za nju je karakteristično da se uzorak ispitivanog gasa izvlači kroz dva Venturi suženja [43]. Na prvom suženju usisani gas se hladi, a zatim prolazi kroz drugo suženje na kojem se meri njegova temperatura. Temperatura vrućeg gasa izračunava se iz padova pritiska kroz dva suženja i temperature na drugom, hladnom, suženju.

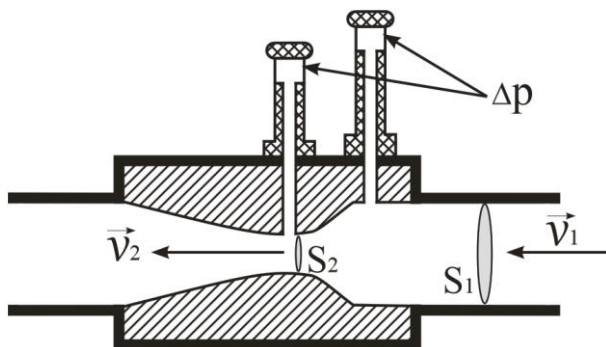
Raniji pneumatski pirometri su koristili metalne ploče da bi se napravilo suženje za usisani gas, što je pri visokim temperaturama usisanog gasa dovelo do širenja i izobličenja pomenutih ploča, koja kao posledicu imaju stvaranje veće greške pri merenju [44]. Kod Venturi pirometra ovaj problem je rešen uvođenjem Venturi suženja, koje se pokazalo mnogo pouzdanije od prethodnih varijanti pneumatskih pirometara (slika 2.2). Uzorak gasa koji se ispituje prolazi kroz prvo suženje, gde se potom hladi i

zatim prolazi kroz drugo suženje na kojem se meri njegova trenutna temperatura. Temperatura vrućeg gasa iz unutrašnjosti kotla T_1 se izračunava iz vrednosti pada pritiska kroz ova dva ograničenja i temperature T_2 na izlazu - drugom (hladnom) suženju. Zavisnost temperature T_1 od pada pritiska se može dobiti na sledeći način.

Primenjujući zakon održanja (konzervacije) mase na protok gasa predstavljenog kroz jednačinu kontinuiteta, imamo da je:

$$S_1 v_1 = S_2 v_2, \quad (2.1)$$

gde su S_1 i S_2 poprečni preseći cevi, a v_1 i v_2 brzine gasa - fluida kroz njih.



Slika 2.2. Uvećani šematski prikaz Venturijeve cevi koji predstavlja sastavni deo Venturi pirometra na kojem se meri pad pritiska Δp .

Imajući u vidu da je:

$$v = \frac{l}{\Delta t} = \frac{\rho S l}{\rho S \Delta t} = \frac{\rho \Delta V}{\rho S \Delta t} = \frac{1}{\rho S} \frac{\Delta m}{\Delta t}, \quad (2.2)$$

gde je l dužina puta koju gas pređe za vreme Δt , i uz uslov $\dot{Q} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta t} = \frac{dm}{dt}$ dobija se

da je brzina protoka fluida v data sa:

$$v = \frac{1}{\rho S} \dot{Q}, \quad (2.3)$$

gde je sa \dot{Q} označen protok mase u jedinici vremena. Zamenom u jednačinu kontinuiteta imamo:

$$S_1 \frac{1}{\rho_1 S_1} \dot{Q}_1 = S_2 \frac{1}{\rho_2 S_2} \dot{Q}_2, \quad (2.4)$$

odnosno u slučaju da imamo nestišljiv fluid $\rho_1 = \rho_2$, dobija se da je:

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_2 \quad (2.5)$$

Pimenom Bernuli-eve jednačine na veći i manji presek Venturi cevi koja se koristi za merenje protoka fluida dobija se:

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2. \quad (2.6)$$

Odakle je $\Delta p = p_1 - p_2 = \frac{1}{2} \rho (v_2^2 - v_1^2)$. Imajući u vidu jednačinu (2.3) sledi da je:

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{1}{\rho_2^2 S_2^2} \dot{Q}_2^2 - \frac{1}{\rho_1^2 S_1^2} \dot{Q}_1^2 \right). \quad (2.7)$$

Uz već napomenutu pretpostavku da je fluid nestišljiv ($\rho_1 = \rho_2$), dobija se:

$$\Delta p = \frac{\dot{Q}^2}{2\rho} \left(\frac{1}{S_2^2} - \frac{1}{S_1^2} \right) = \frac{\dot{Q}^2}{\rho} \frac{S_1^2 - S_2^2}{2S_1^2 S_2^2}. \quad (2.8)$$

Poslednji član u prethodnom izrazu je tzv. koeficijent instrumenta (Venturi-ev koeficijent):

$$\phi = \frac{S_1^2 - S_2^2}{2S_1^2 S_2^2}, \quad (2.9)$$

pa je promena pritiska Δp data sa:

$$\Delta p = \phi \frac{\dot{Q}^2}{\rho}. \quad (2.10)$$

Iz jednačine stanja idealnog gasa može se izraziti ρ :

$$PV = nRT, \quad (2.11)$$

gde je n - broj molova gasa, P - pritisak, V - zapremina, T – temperatura, a R - univerzalna gasna konstanta. Imamo da je:

$$\rho = \frac{Pm}{nRT}. \quad (2.12)$$

Zamenom (2.12) u jednačinu (2.10) i izražavanjem po \dot{Q} , dobija se da je:

$$\dot{Q} = \sqrt{\frac{m\Delta p P}{\phi nRT}}, \quad (2.13)$$

U pneumatskom pirometru ugrađena su dva suženja, i pod uslovom da su kroz njih maseni protoci po jedinici vremena jednaki $\dot{Q}_1 = \dot{Q}_2$ dobija se da je:

$$\frac{m_1 \Delta p_1 P_1}{\phi_1 n_1 R T_1} = \frac{m_2 \Delta p_2 P_2}{\phi_2 n_2 R T_2}, \quad (2.14)$$

gde T_1 predstavlja temperaturu na ulazu odnosno prvom suženju u Venturi pirometar (*hot Venturi*), a T_2 predstavlja temperaturu na izlazu – drugom suženju (*cold Venturi*). Uzimajući u obzir da nema značajne promene pritiska između dve merne pozicije za merenje Δp (dva suženja), može se pretpostaviti da je $P_1 = P_2$. Takođe, molekulska težina gasa može se promeniti zahvaljujući ponovnom sparivanju disociranih gasova između pomenutih suženja ili hemijske reakcije. Međutim, u normalnim uslovima u industrijskim pećima takve promene su zanemarljive, pa se može pretpostaviti da je $m_1 = m_2$, odnosno $n_1 = n_2$. Čak i u slučajevima kada ova pretpostavka nije opravdana, moguće je izračunati i primeniti korekcionni faktor, ako se analizira gas koji napušta pirometersku cev. Iz toga sledi:

$$\frac{\Delta p_1}{\phi_1 T_1} = \frac{\Delta p_2}{\phi_2 T_2}. \quad (2.15)$$

Odavde je moguće izraziti temperaturu na ulazu u Venturi pirometar T_1 :

$$T_1 = \frac{\phi_2}{\phi_1} \frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} T_2. \quad (2.16)$$

Za $\Phi = \frac{\phi_2}{\phi_1}$ koji predstavlja koeficijent instrumenta, imamo da je T_1 [45]:

$$T_1 = \Phi \frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} T_2. \quad (2.17)$$

Na osnovu izraza (2.17) sledi da se merenjem promene pritisaka na prvom i drugom suženju, kao i poznavanjem temperature na drugom (hladnom) suženju T_1 , može izračunati temperatura vrućeg gasa T_2 koji dolazi iz unutrašnjosti ložišta kotla.

Iako su usisni pirometri i Venturi pirometri jako dobri kod trenutnog određivanja sastava, odnosno temperature plamena gasa, njihovo upotreba u drugoj polovini 20. veka polako jenjava da bi ih zamenila upotreba drugačijih mernih metoda – dvobojnih pirometara, CCD kamera, laserskih metoda, itd.

2.1.3. Jonizacione sonde

Jonizacione sonde su se u velikoj meri koristile kao dijagnostički alat za istraživanje procesa sagorevanja. Poznato je da tokom procesa sagorevanja dolazi do hemijskih reakcija u kojima dolazi do stvaranja jona, pošto je energija koja se dobija u tim procesima dovoljna da izazove jonizaciju neutralnih molekula. Tom prilikom najveći deo stvorenih jona čine H_3O^+ i HCO^+ (kao i joni ugljovodonika), koji nastaju u uslovima sagorevanja uglja, kada u gasovima koji su produkti sagorevanja postoji i znatna količina vodene pare, odnosno ugljovodonika.



Joni koji su stvoreni u komorama za sagorevanje se potom prikupljaju u jonizacionim sondama, pri čemu se njihov signal dodatno pojačava. Ovako dobijeni podaci se potom mogu iskoristiti za dobijanje detaljnih informacija o kretanju plamenskih frontova (njihove lokacije, brzine, pravca), brzini i dinamici reakcije, turbulentnim tokovima unutar plamena, itd. [36].

Kao metoda koja se posebno ističe je električna kapacitivna tomografija, koja predstavlja poseban oblik tomografske metode merenja električne otpornosti. Kod nje se

vrši merenje dielektrične konstante preko izmerene kapacitivnosti otvorenog kondenzatora [45, 46]. Merni princip se zasniva na postavljanju nekoliko, najčešće u krug postavljenih i jednako razmaknutih elektroda, na čijim krajevima se vrši merenje električne provodnosti i napona [48]. Pogodna je za određivanje 2D temperaturnih profila plamena u manjim komorama za sagorevanje zbog čega je njena primena više prisutna u industriji [48, 49].

2.2. Radijacioni pirometri

Tradicionalne tehnike za merenje temperature u ložištu kotla, kao što su usisne sonde koje imaju ugrađene termoparove, poseduju određena ograničenja koja se ogledaju u brzini reagovanja sonde na temperaturne fluktuacije. Takođe, prilikom merenja temperature gasova na visokim temperaturama ove vrste sonde su ne retko sklone štetjenjima, zbog čega se veoma često u praksi koriste radijacioni pirometri.

Radijacioni pirometri¹ su instrumenti koji se takođe koriste za merenje temperature, a poznati su i pod nazivom infracrveni termometri. Spadaju u grupu bezkontaktnih termometara koji podatak o temperaturi posmatranog objekta dobijaju pasivnom metodom, odnosno posmatrajući i prikupljajući emitovano zračenje objekta u određenom spektralnom opsegu. Pošto se radi o bezkontaktnoj metodi merenja temperature, primena ove metode ne uzrokuje nikakve fluktuacije temperaturnog polja izazvane samim mernim postupkom, koje bi se eventualno javile kontaktnom metodom, odnosno dodiranjem između mernog tela i instrumenta za merenje. Talasne dužine emitovanog zračenja koje se koriste u radijacionoj pirometriji su u kako u vidljivom delu spektra (400 nm – 780 nm), tako i u infracrvenom (IC) delu spektra (do 20 μ m).

Za uspešno merenje temperature, u slučaju realnih tela, odnosno tela koja se ne ponašaju kao apsolutno crno telo ili sivo telo, neophodno je znati tačnu vrednost koeficijenta emisivnosti (ϵ) posmatranog tela. Razlog za to je činjenica da su na istoj temperaturi, emisivnosti realnih materijala manje od emisivnosti apsolutno crnog tela. Iz tog razloga koeficijent emisivnosti je definisan kao odnos emitovanog zračenja nekog

¹ Grčka reč za vatru, „ $\pi\rho\rho$ “ (*pyro*) i *meter* – meriti.

realnog tela u odnosu na emitovano zračenje idealnog emitera, kao što je apsolutno crnog telo.

Pod pojmom apsolutno crnog tela podrazumeva se idealizovan slučaj fizičkog tela koje apsorbuje svo upadno elektromagnetno zračenje, bez obzira na frekvenciju ili upadni ugao. Ono je takođe i idealni emiter zračenja, čija je energija zračenja maksimalna moguća u okviru postojećih fizičkih zakona, na prvom mestu Plankovog zračenja apsolutno crnog tela:

$$L_{CT}(\lambda, T) = \varepsilon \cdot L_{e,\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon \cdot \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} - 1 \right)}, \quad (2.19)$$

gde su: c_1 i c_2 prva i druga radijaciona konstanta čije su vrednosti $c_1 = 3,741832 \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ i $c_2 = 1,438786 \cdot 10^{-2} \text{ K} \cdot \text{m}$, $L_{CT}(\lambda, T)$ - spektralno zračenje (spektralna radijansa²) za apsolutno crno telo, ε - koeficijent emisivnosti, a $L_{e,\lambda}(\lambda, T)$ - spektralno zračenje realnog, posmatranog tela.

U slučaju kada se vrši posmatranje plamena u komori za sagorevanje, pirometar će dati efektivni koeficijent emisije, što omogućava izračunavanje efektivnog koeficijenta prigušenja. Veza između ovih veličina data je jednačinom (2.20) [5, 50, 51, 52].

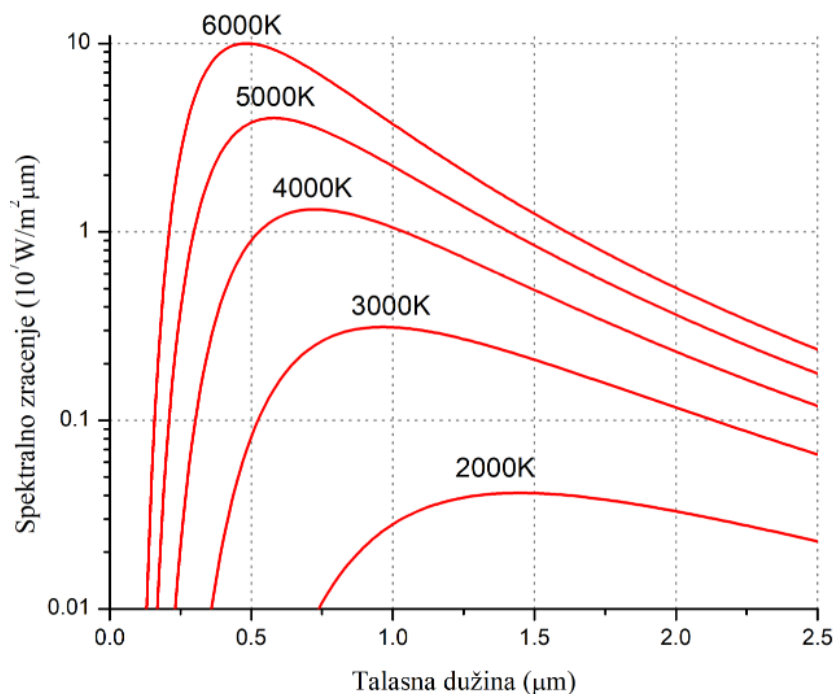
$$\varepsilon = 1 - e^{-\alpha L}, \quad (2.20)$$

gde je α koeficijent prigušenja (m^{-1}) koji predstavlja karakteristiku same sredine, a L je dužina optičkog puta kroz koji prođe posmatrano zračenje (m).

Slika 2.3 prikazuje spektralno zračenje apsolutno crnog tela u funkciji talasne dužine za različite temperature. Iako Planck-ov zakon pruža mogućnost izračunavanja spektralne radijacione emisivnosti, ponekad je u radiometrijskim izračunavanjima potrebno izraziti temperaturu T na osnovu poznate vrednosti $L_{e,\lambda}$. Jednačina (2.21) pruža tu mogućnost, pa se može tretirati i kao inverzni Planck-ov zakon.

² „spektralna radijansa“ - fizička veličina koja predstavlja snagu, odnosno svetlosni fluks po talasnoj dužini (ili frekvenciji) po jedinici površine. U literaturi se često sreće i pod nazivom „intenzitet zračenja“.

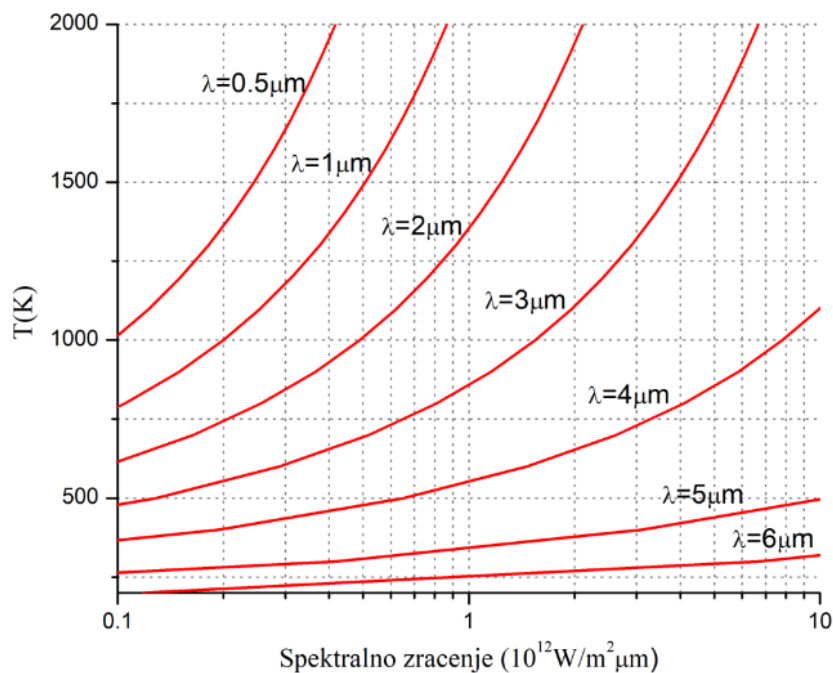
$$T = \frac{c_2}{\lambda \cdot \ln \left[\frac{c_1 + \lambda^5 \cdot L_{e,\lambda}}{\lambda^5 \cdot L_{e,\lambda}} \right]} \quad (2.21)$$



Slika 2.3. Spektralno zračenje apsolutno crnog tela na različitim temperaturama.

Slika 2.4 daje vezu između temperature T i spektralnog zračenja $L_{e,\lambda}$ dobijenog preko jednačine (2.21) za različite talasne dužine λ . Takođe, jednačina (2.21) se može koristiti i za izračunavanja temperature tela u slučajevima kada se merenje intenziteta spektralnog zračenja vrši u uskom spektralnom opsegu.

Prilikom korišćenja radijacionih pirometara treba uzeti u obzir da koeficijent emisivnosti posmatranog objekta zavisi kako od temperature (T) tela koje se posmatra, tako i od talasne dužine (λ) na kojoj se vrši posmatranje. Imajući u vidu da koeficijent emisivnosti daje odnos emitovanog zračenja nekog realnog tela u odnosu na emitovano zračenje idealnog emitera (apsolutno crnog telo), njegovo nepotpuno poznavanje znači i nepoznavanje tačne vrednosti temperature tela. Ovo predstavlja najčešći uzrok grešaka merenja temperature tela kod ove vrste uređaja. Takođe, pirometarski sistemi su dodatno osetljivi i na greške koje nastaju kao posledica reflektovanog zračenja, ograničeni su koeficijentom transmisije sredine u kojoj se vrši merenje, itd [53, 54].



Slika 2.4. Veza između temperature i spektralnog zračenja za različite talasne dužine.

Radijacioni pirometri se mogu podeliti na osnovu više kriterijuma, međutim najčešće zastupljena podela je podela na osnovu talasne dužine posmatranog emitovanog zračenja tela. Na osnovu ovog kriterijuma pirometri se mogu podeliti na: pirometre ukupnog zračenja, fotoelektrične pirometre, dvobojne pirometre i višebojne pirometre.

2.2.1. Pirometri ukupnog zračenja

Kod ove vrste pirometara temperatura tela se određuje na osnovu toplotnog zračenja koje se emituje u širokom rasponu talasnih dužina. Pirometri ukupnog zračenja koriste toplotne radijacione detektore, koji se zagrevaju usled upadnog zračenja koje na njih dospeva. Ovo zračenje se fokusira na malu površinu detektora pomoću sočiva ili sistemom ogledala. Temperatura detektora T_d se potom određuje pomoću termopara. Toplotni fluks, odnosno apsorbovana toplotna snaga koju prima detektor na površini S_d od strane tela koje emituje toplotu, može se predstaviti:

$$\Phi_d = \sigma_0 \cdot \varepsilon_d \cdot K_p \cdot S_d \cdot \sin^2 \varphi \cdot (T^4 - T_d^4), \quad (2.22)$$

gde je: σ_0 radijaciona konstanta koja iznosi $\sigma_0 = 5.67 \cdot 10^8 \text{ W/m}^2\text{K}^4$, ε_d - emisivnost pločice detektora, K_p - koeficijent koji zavisi od konstrukcije samog uređaja (apsorpcije

optičkog sistema, itd.), φ - ugao koji označava širinu vidnog polja pod koji se posmatra telo (u odnosu na normalu), a T - tačna vrednost temperature posmatranog objekta. Pirometri ukupnog zračenja su kalibrisani pod pretpostavkom da se posmatrani objekat ponaša kao apsolutno crno telo. Kako za većinu realnih tela to nije slučaj, na desnoj strani jednačine (2.22) je potrebno dodati član ε koji označava emisivnost posmatranog objekta. Tom prilikom će se vrednost temperature koju će pokazivati pirometar T_p razlikovati od stvarne temperature. Uzimajući u obzir da je $T \gg T_d$, njihova veza se može predstaviti sa:

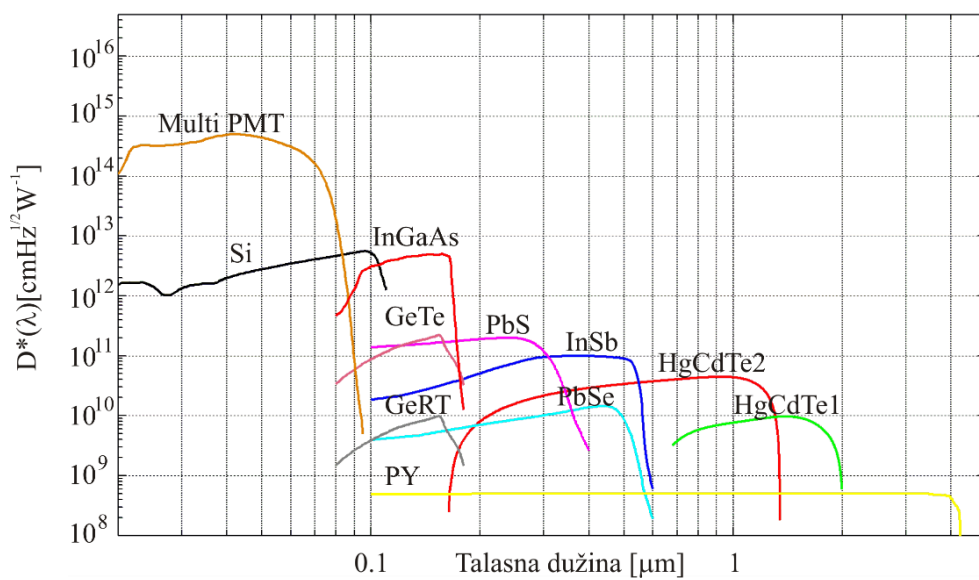
$$T \approx \frac{T_p}{\sqrt[4]{\varepsilon}} . \quad (2.23)$$

Ovaj problem je donekle umanjen kod pirometara koji poseduju mogućnost podešavanja koeficijenta emisivnosti. Međutim, i pored toga bitan ograničavajući faktor kod ove vrste uređaja jeste nepoznavanje tačne vrednosti koeficijenta emisivnosti posmatranog tela. Ovo predstavlja jako veliki problem, s obzirom da koeficijent emisivnosti zavisi od temperature, kao i stanja same površine posmatranog objekta, stepena oksidacije, itd. Takođe, pirometri ukupnog zračenja nisu u mogućnosti da prikupljaju emitovano zračenje sa svih talasnih dužina, već se to dešava za određeni spektralni opseg. Taj spektralni opseg je uslovljen transmisivnošću ugrađenog optičkog sistema i kreće se u intervalu 200 nm – 14 μ m, i u slučaju da se ne radi o apsolutno crnom telu, koeficijent emisivnosti će se menjati zajedno sa promenom vrednosti talasne dužine.

2.2.2. Fotoelektrični pirometri

Kod ove vrste uređaja talasni opseg se može izabrati i u njemu se signal dobija bombardovanjem fotona emitovanog zračenja na fotoelektrični senzor. Ovi pirometri su pogodni za merenja temperatura kod procesa kod kojih su temperaturne fluktuacije jako brze (reda i do 1 μ s). Spektralni opseg na kojem rade fotoelektrični pirometri zavisi pre svega od spektralne osetljivosti fotoelementa (slika 2.5) i spektralne propustljivosti optičkog sistema.

Za fotoelektrične pirometre je karakteristično to da se spektralni opseg u kojem se vrši posmatranje može izabrati ili u slučaju potrebe dovoljno suziti. U tom slučaju oni se mogu tretirati kao monohromatski pirometri [56]. Glavni faktor koji utiče na izbor spektralnog opsega je apsorpcija zračenja, koja stiže do detektora prolazeći kroz apsorpcionu sredinu.



Slika 2.5. Osetljivost različitih fotoelektričnih materijala [57].

Izlazni signal koji daje fotoelektrični detektor unutar pirometra će u tom slučaju biti proporcionalan broju fotona (N) koji u jedinici vremena u datom spektralnom opsegu (od λ_1 do λ_2) pada na jedinicu površine detektora [58]:

$$N_{\lambda_1-\lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{c_1}{h \cdot c \cdot \lambda^4} \cdot \frac{d\lambda}{e^{c_2/\lambda \cdot T} - 1} \cdot sm^2 . \quad (2.24)$$

Tom prilikom veza između izlazne struje koju stvara fotodetektor i stvarne temperature mernog objekta je data sa izrazom:

$$I_T = K_i \cdot T^n , \quad (2.25)$$

gde je K_i konstanta instrumenta, a n predstavlja koeficijent koji zavisi od iskorišćenog spektralnog opsega ($5 \leq n \leq 12$). Za uži merni opseg vrednost koeficijenta n će biti veća, i obrnuto [59]. Uzimajući u obzir transmisivnost medijuma kroz koji prolazi zračenje, transmisivnost samog optičkog sistema pirometra i činjenicu da je emisivnost

posmatranog objekta funkcija talasne dužine, poželjno je uzeti što uži spektralni opseg kako bi se dobila tačnija vrednost temperature.

Slično kao i kod pirometara ukupnog zračenja i ovde postoji problem očitavanja tačne vrednosti temperature u slučaju nepoznavanja tačne vrednosti koeficijenta emisivnosti. U slučaju da se vrši posmatranje tela koja se ne ponašaju kao apsolutno crno telo, očitana vrednost temperature koju će pokazivati pirometar T_p će se razlikovati od njegove stvarne temperature T . Njihova veza u ovom slučaju je data preko relacije:

$$T = \frac{T_p}{\sqrt[n]{\varepsilon_{\lambda_1-\lambda_2}}} , \quad (2.26)$$

gde je $\varepsilon_{\lambda_1-\lambda_2}$ koeficijent emisivnosti posmatranog tela, dobijen kao srednja vrednost u spektralnom opsegu od λ_1 do λ_2 .

Tačnost određivanja temperature posmatranog tela primenom fotoelektričnih pirometara je usko povezana sa tačnim poznavanjem koeficijenta emisivnosti posmatranog tela na datoj talasnoj dužini, što predstavlja njihov glavni nedostatak za uspešnu primenu kako u procesima sagorevanja unutar kotla termoelektrana, tako i u industriji.

2.2.3. Dvobojni pirometri

Princip rada dvobojnih pirometara se zasniva na posmatranju emitovanog zračenja na dve talasne dužine za koje je koeficijent emisivnosti približno isti, pri čemu se emitovano zračenje fokusira na fotoelektrični detektor [60]. S obzirom da se većina posmatranih tela ne ponašaju kao apsolutna crna tela ($\varepsilon = 1$), ovakvim pristupom činjenica da nam tačne vrednosti koeficijenta emisivnosti nisu uvek poznate postaje irelevantna. U slučajevima kada je $\lambda \cdot T < 2 \cdot 10^3 \mu m \cdot K$, odnosno za temperature manje od 3000 K i kraće talasne dužine, umesto Planck-ovog zakona može se koristiti Vien-ova aproksimacija, na osnovu koje imamo da je spektralna radijansa za prvu talasnu dužinu λ_1 :

$$L_{e,\lambda}(\lambda_1, T) = c_1 \cdot \varepsilon_{\lambda_1} \cdot \lambda_1^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T}} . \quad (2.27)$$

Slično se dobija i za drugu talasnu dužinu λ_2 :

$$L_{e,\lambda}(\lambda_2, T) = c_1 \cdot \varepsilon_{\lambda_2} \cdot \lambda_2^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T}}. \quad (2.28)$$

Količnik ove dve jednačine će biti:

$$\frac{L_{e,\lambda}(\lambda_1, T)}{L_{e,\lambda}(\lambda_2, T)} = \frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}} \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \cdot \exp\left[\frac{c_2}{T} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)\right]. \quad (2.29)$$

Dvobojni pirometri daju tačna očitavanja vrednosti temperatura za siva tela, odnosno tela kod kojih je koeficijent emisivnosti $\varepsilon_\lambda = \text{const}$. Tada, imajući u vidu da je $\varepsilon_{\lambda_1} = \varepsilon_{\lambda_2}$ u izrazu (2.28) više neće figurisati koeficijent emisivnosti. Međutim, problem nastaje kada posmatramo tela koja se ne ponašaju kao siva tela.

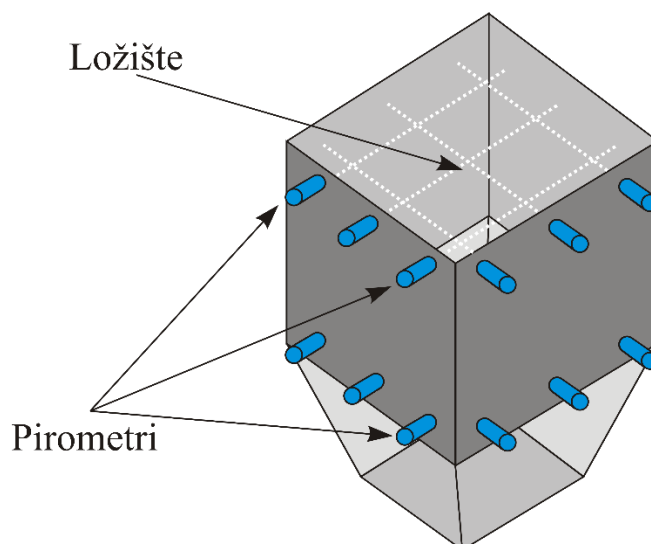
Kada se vrši posmatranje temperature unutar ložišta termoelektrane na ugalj, glavni doprinos u ukupnoj vrednosti temperature daju čestice čađi koje se ponašaju kao mikro emiteri toplotnog zračenja. U tom slučaju je potrebno pronaći dve dovoljno bliske talasne dužine na kojima je koeficijent emisivnosti približno isti i na kojima ne postoje emisione i apsorpcione linije molekula koji nastaju kao produkt sagorevanja uglja [32, 33]. Veoma često se zbog toga koriste dvobojni pirometri koji vrše posmatranje na talasnim dužinama $\lambda_1 = 960 \text{ nm}$ i $\lambda_2 = 1060 \text{ nm}$ [61–63].

Razlika između izmerene temperature, koja se često naziva temperatura boje T_b i stvarne temperature T kod tela koja se ne ponašaju kao siva tela, data je izrazom:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_b} = \frac{\ln\left(\frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}}\right)}{c_2 \cdot \left[\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right]}. \quad (2.30)$$

Iz jednačine (2.30) se može uočiti da u slučajevima kada koeficijenti emisivnosti na posmatranim talasnim dužinama nisu isti ($\varepsilon_{\lambda_1} \neq \varepsilon_{\lambda_2}$), izmerena temperatura i stvarna temperatura će se razlikovati. Ova razlika zavisi pre svega od odnosa $\varepsilon_{\lambda_1} / \varepsilon_{\lambda_2}$ na posmatranim talasnim dužinama λ_1 i λ_2 , kao i od njihovog izbora. U slučajeva posmatranja procesa sagorevanja u ložištima termoelektrana na ugalj, ova razlika je

veoma mala, zbog čega je ova vrsta radijacionih pirometara našla široku primenu [62, 63]. Na slici 2.6 prikazana je tipična konfiguracija pirometarskog sistema, koja se koristi prilikom 2D i 3D rekonstrukcije temperaturnog profila unutar ložišta termoelektrane.



Slika 2.6. Konfiguracija pirometarskog sistema postavljenog na dva nivoa unutar ložišta termoelektrane.

2.2.4. Višebojni pirometri

Primenjuju se kod merenja temperature tela sa niskim koeficijentom emisivnosti i kod kojih se koeficijent emisivnosti menja sa promenom talasne dužine ($\epsilon_\lambda \neq const$) [59]. Kao predstavnik ove grupe instrumenata, najčešće se koristi trobojni pirometar, mada se koriste i pirometri sa većim brojem talasnih dužina [66]. Princip merenja je isti kao i kod dvobojnog pirometra, s tim što kod trobojnog pirometra postoji tri para dvobojnih merenja temperatura, što dodatno povećava tačnost izmerene temperature posmatranog objekta.

Kod termoelektrana koje kao gorivo koriste uglj najčešće se koriste dvobojni pirometri jer se čestice koje emituju toplotu uglavnom ponašaju kao sivo telo, dok je trobojni pirometar uglavnom našao primenu kod praćenja temperature u ložištima kod kojih se koristi neka druga vrsta goriva (biomasa, bitumen, mešavine različitih goriva, otpadni materijal, itd.) [65, 66]. Iako na prvi pogled deluje da se posmatranjem na više talasnih

dužina može postići veća preciznost merenja, istraživanja pojedinih autora pokazuju da su moguća neslaganja oko vrednosti dobijene temperature kada se uzimaju različiti parovi talasnih dužina za posmatranje procesa sagorevanja [66–68]. Takođe, korišćenje interferencionih filtera za izdvajanje pojedinačnih talasnih dužina može prouzrokovati značajni gubitak energije emitovanog (upadnog) zračenja. To za posledicu ima da svaka pojedinačna talasna dužina poseduje samo deo od ukupnog emitovanog zračenja, što opet dodatno može da oteža proces tačnog određivanja temperature.

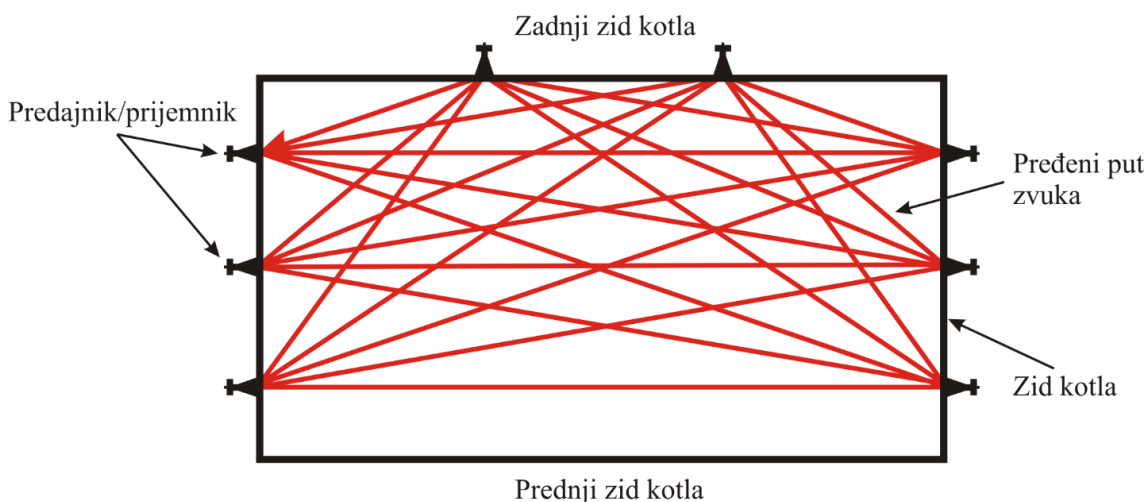
2.3. Akustička metoda

Akustička metoda je tehnika koja sliku o posmatranom objektu dobija na osnovu podataka prikupljenih zvučnim (akustičkim) signalima. Sastavni deo ove tehnike je metoda kompjuterske tomografije, koja predstavlja jedan od primera rešavanja inverznog problema. Prilikom određivanja akustičnih svojstava posmatranog objekta (sredine) merenja se vrše duž oboda, odnosno duž graničnih površina posmatranog tela. Pogodna je za primenu kako u tehnologiji koja se bavi procesima sagorevanja (industrijski kotlovi i termoelektrane), tako i u medicini, geologiji, seizmologiji, neinvazivnoj metodi industrijskog ispitivanja materijala i dr.

Tomografske rekonstruktivne tehnike, koje uključuju korišćenje zvučnih signala, moraju uzeti u obzir i neke efekte koji su tipični za prostiranje talasa, a koji uključuju refleksiju, refrakciju i čak difrakciju. U nehomogenim sredinama, ultrazvučni impulsi često ne putuju duž prave linije. Takođe, u procesima sagorevanja javlja se i veliki pozadinski šum, odnosno buka koja dodatno otežava i usložnjava proces tomografske rekonstrukcije prikupljenih podataka. S obzirom na gore pomenute efekte koji se javljaju prilikom korišćenja zvučnih (ultrazvučnih) signala, a u cilju dobijanja što kvalitetnijih podataka kao neophodan uslov nameću se napredni kompjuterski sistemi sa efikasnim algoritmima za rekonstrukciju temperaturnih raspodela. Kao rezultat toga, razvoj ove metode i njena primena išli su uporedo sa razvojem računarske opreme i senzora. Značajniji napredak u razvoju računarskih sistema ostvaren je tek sredinom 80-tih godina prošlog veka, što se poklapa sa početkom ozbiljnije upotrebe akustičke tomografije u kontroli procesa sagorevanja i merenja temperaturne raspodele [69, 70].

To je jedan od glavnih razloga zbog čega akustička tomografija, sve do pre deceniju-dve nije naišla na širu primenu [73].

Akustički pirometerski sistem radi po principu merenja vremena prolaska zvučnih impulsa između nekoliko parova tačaka (predajnik/prijemnik) postavljenih na zidove kotla (slika 2.7). Korišćenjem ovih podataka i odgovarajućih algoritama za tomografsku rekonstrukciju, moguće je dobiti 2D temperaturnu raspodelu za ravan u kojoj su postavljeni sistemi predajnik-prijemnik.

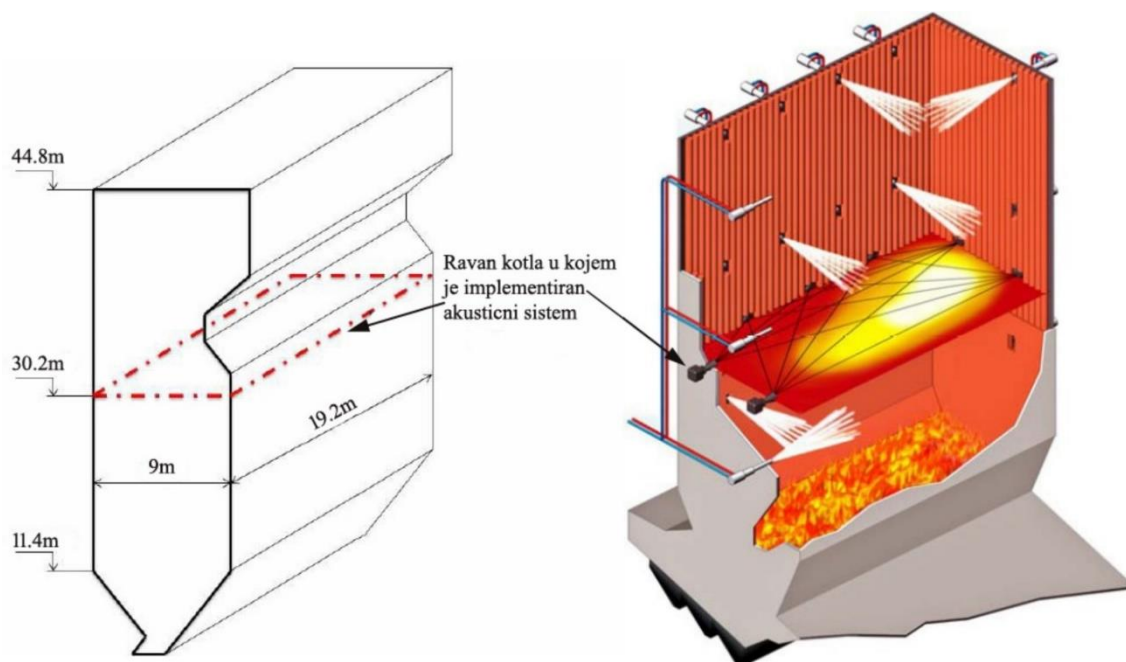


Slika 2.7. Šematski prikaz postavke parova predajnik-prijemnik unutar kotla termoelektrane za akustičko merenje temperature [20].

U poređenju sa drugim mernim metodama (na primer, usisna pirometrija), ovaj metod ima neke prednosti poput neinvazivnog i istovremenog merenja kako temperature, tako i mogućnosti određivanja brzine kretanja čestica ili molekula gasa. Naročito je pogodna za primenu kod manjih kotlova za sagorevanje, kod kojih je moguće postići i visoku rezoluciju merenja. Takođe, kod ove vrste kotlova praktična je za primenu i zbog relativno kratkog vremena rekonstrukcije temperaturne raspodele.

Prilikom merenja vremena prolaska zvučnih impulsa, imajući u vidu da je brzina vektorska veličina a u cilju što potpunijeg dobijanja informacija o temperaturi i brzini kretanja čestica gasa, vreme putovanja zvuka se za svaku pojedinačnu putanju para predajnik/prijemnik meri u oba smera. Tako prikupljene informacije predstavljaju skup projekcija unutrašnjih parametara dobijenih pomoću senzora postavljenih po obodu kotla. U narednom koraku se primenom odgovarajućeg algoritma vrši rekonstrukcija 2D

temperaturne raspodele ili vektorskog polja brzine kretanja čestica (molekula) gasa (slika 2.8).



Slika 2.8. Šematski prikaz kotla termoelektrane Rybnik (Poljska, blok 4, snage ~ 200 MW) i poprečnog preseka (na visini od 30,2 m) u kojem je izvršena implementacija sistema za akustičko merenje temperature [20]. Desno; ilustracija implementiranog akustičkog sistema [74].

Kvalitet rekonstruisane slike zavisi od kvaliteta signala dobijenih od akustičkih sistema i sofisticiranosti algoritma za rekonstrukciju. Generalno, što je postavka akustičkog sistema jednostavnija (sa manjim brojem senzora), to se može postići veća brzina algoritma za rekonstrukciju temperaturne raspodele, koja ide na uštrb kvaliteta dobijenog rezultata. I obrnuto, sa složenijom postavkom akustičkog sistema, algoritam za rekonstrukciju će biti sporiji, ali će kvalitet (odnosno rezolucija) dobijenih podataka biti veća. Iz navedenog se može zaključiti da i ovde, kao i u mnogim drugim metodama koje koriste algoritme pri tomografskoj rekonstrukciji postoji kompromis između brzine rekonstrukcije podataka i kvaliteta slike.

Kao što je napomenuto, preciznim merenjem vremena prolaska zvučnog impulsa koji prelazi neko poznato rastojanje između izvora zvuka – predajnika i prijemnika (piezoelektrični mikrofoni), može se tačno odrediti prosečna temperatura gasova na tom putu. Zapravo, akustički sistem za merenje temperature vrši merenje vremena kašnjenja akustičnog signala, koje je u funkciji temperature između dve merne tačke. Dodatnim

postavljanjem većeg broja zvučnih izvora i prijemnika na zidove unutar peći, utiče se na to da kvalitet dobijene rezolucije 2D temperaturne raspodele bude bolji [73, 74]. Brzina prostiranja zvučnog talasa i temperature sredine data je relacijom:

$$v = \sqrt{\chi \cdot \frac{R \cdot T}{M}}, \quad (2.31)$$

gde je: v brzina zvuka (m/s), R - univerzalna gasna konstanta ($J/mol \cdot K$), M - molarna masa gasa (kg/mol), T - temperatura gasa (K), a χ - količnik specifičnog toplotnog kapaciteta gasa pri stalnom pritisku (c_p) i pri stalnoj zapremini (c_v). S obzirom da je brzina zvučnog signala između dve tačke koje se nalaze na rastojanju l poznata i da je data sa:

$$v = \frac{l}{\tau}, \quad (2.32)$$

gde je τ vreme potrebno da zvuk prevali rastojanje l . Dobija se relacija kojom se može izračunati temperatura na osnovu poznatih veličina l , τ , M , χ i R :

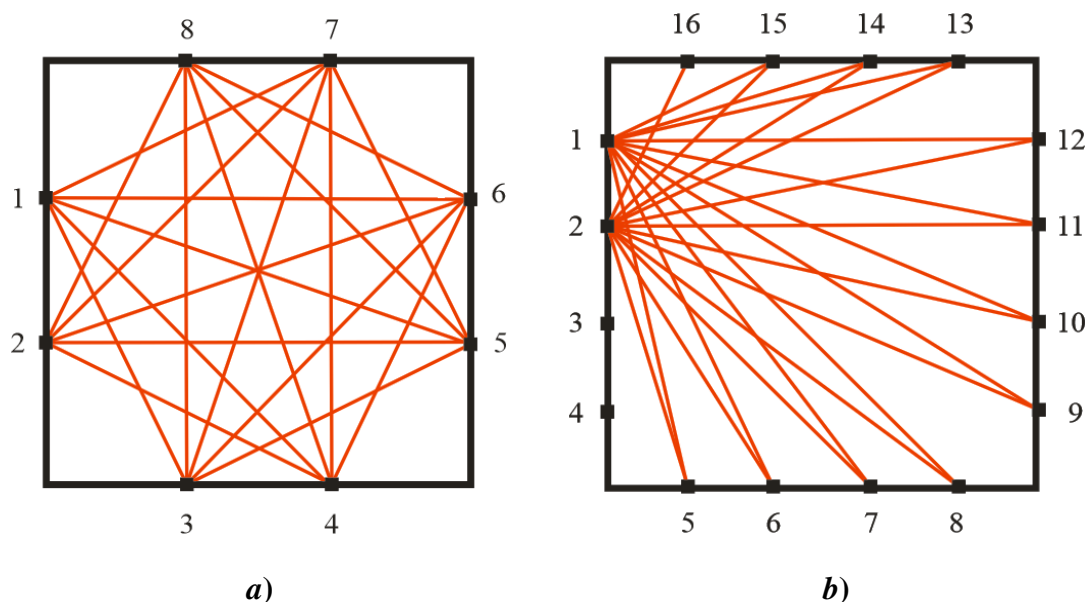
$$T = \frac{l^2 \cdot M}{\tau^2 \cdot \chi \cdot R}. \quad (2.33)$$

Zvučni signal koji emituje izvor predstavlja signal frekvencije, koji je najčešće reda nekoliko kHz (0,2 – 3 kHz) [19, 69]. Ovaj akustični impuls proizveden je mehanički (pneumatski) sa frekventnim karakteristikama tzv. belog šuma visokog intenziteta.

Neke od najčešće zastupljenih konfiguracija parova predajnik-prijemnik predstavljene su na slici 2.9. Koja će se konfiguracija mernih tačaka koristiti zavisi od geometrije kotla i od tehničkih karakteristika komore u kojoj se odigrava proces sagorevanja, kao i mogućnosti fizičkog pristupa za postavljanje sonde na zidu kotla.

Slika 2.9a prikazuje presek merne ravni i projekcione puteve između parova primopredajnika u istoj ravni. Prijemnici se nalaze na zidu kotla i treba istaći da nije uvek moguće iskoristiti sve projekcione puteve. Razlog za to je to što se predajnici montiraju u uskoj cevi iza zida dubine nekoliko decimetara, zbog čega zvučni impulsi duž susednih mernih tačaka (kao 1-2, ...) imaju jako niski intenzitet zvučnog signala, pa

se zbog toga teško detektuju. Osim toga, putanje (npr. 1-8, 2-3, ...) nisu pogodne za tomografsku rekonstrukciju, jer se prilikom algoritamske rekonstrukcije podataka ovim susednim putanjama po pravilu pridružuju pogrešne (nešto više) vrednosti.



Slika 2.9. Različite konfiguracije parova predajnik-prijemnik pri akustičkom merenju temperature za kotao sa poprečnim presekom oblika kvadrata [77]: a) 8 mernih tačaka; b) 16 mernih tačaka.

Kada tehnički uslovi to omogućavaju moguće je instalirati i drugačiju konfiguraciju mernih tačaka od one prikazane na slici 2.9a. Na slici 2.9b prikazana je konfiguracija projekcione staze sa 16 primopredajnika koja daje bolju rezoluciju temperaturne raspodele u peći.

Zahvaljujući činjenici da ova vrsta merenja spada u grupu tehnologija koje vrše bezkontaktno merenje temperature i uzimajući u obzir da je zvuk pre svega mehanički talas, elektromagnetno zračenje koje potiče od plamena ili pozadinsko zračenje od zidova kotla ne igra ulogu u dobijenim rezultatima merenja, što povoljno utiče na preciznost izmerenih vrednosti temperature. Takođe, prednost akustičke tomografije jeste činjenica da je detaljnom analizom ustanovljeno da se preciznost merenja temperature zbog promena u sastavu gasa za sagorevanje i temperaturnih fluktuacija koje nastaju kao posledica toga, nalazi ispod 1,4 %, i da greška merenja ne prelazi 2 % [75]. Ova tehnika je primenljiva kako u peći kod kojih se kao gorivo koristi čvrsti otpad, tako i kod elektrana na uglj [76, 77] i široko je ispitivana u teorijskim studijama [78, 79].

Akustički sistem za merenje temperature ipak ima svoja ograničenja. Za ovu vrstu tehnike merenja temperature, broj od 8 primopredajnika po jednoj ravni može se približno posmatrati kao minimum (konfiguracija na slici 2.9a). U suprotnom će broj projekcionih puteva biti suviše mali da bi se izvršila kvalitetna rekonstrukcija temperature raspodele. Tom prilikom za kotao dimenzija 20 m × 20 m, greška prilikom rekonstrukcije pozicije termalnog fokusa iznosi 5 % (odnosno ± 1 m). Jedan ciklus prikupljanja podataka sa svih projekcionih putanja iznosi negde ~ 40 s. Kod konfiguracije prikazane na slici 2.9b, greška prilikom rekonstrukcije pozicije termalnog fokusa je nešto niža i iznosi 3 %. Ovi podaci su prikupljeni za intenzitet buke koja je u neposrednoj blizini kotla iznosila ≈ 70 db [77].

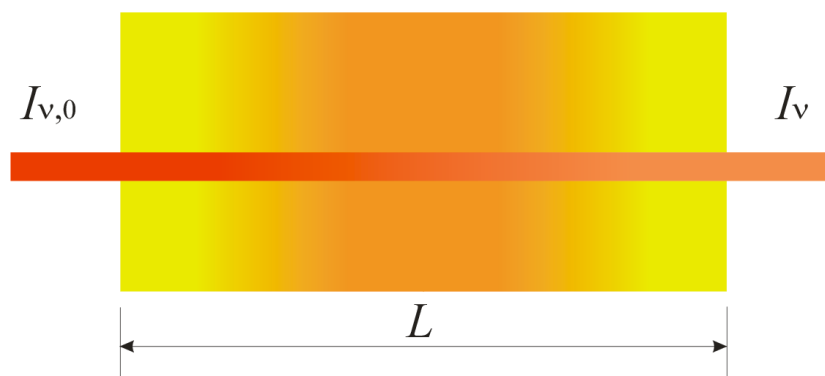
S obzirom da je kod ovako velikih sistema kao posledica sagorevanja buka dosta velika (> 60 db), to može značajno da utiče na kvalitet dobijenih podataka kako za temperaturu tako i za vrednost brzine kretanja čestica (molekula) gasa kod koje se greške kreću i do 10 %. Zbog nivoa buke koji se stvara tokom procesa sagorevanja i uzimajući u obzir faktor slabljenja zvučnih impulsa prilikom interakcije sa čvrstim česticama unutar peći, retki su slučajevi u kojima se ovakav jedan sistem primenjuje na kotlovima veće snage. Ova tehnologija je zbog toga ograničena na primenu kod kotlova na ugalj, koji su najčešće snage 80 – 100 MW, sa okvirnom gornjom granicom ~ 200 MW [20].

2.4. Laserska spektroskopija

Laserska spektroskopija je metoda koja podrazumeva korišćenje jednog ili više laserskih zraka čijim prolaskom kroz apsorbujuću sredinu dolazi do njihovog slabljenja u zavisnosti od sastava, koncentracije čestica i temperature plamena [80, 81] (slika 2.10). Takođe, pomoću lasera je moguće vršiti i pobuđivanje određenih vrsta jona, atoma ili molekula, pri čemu se emituje zračenje koje nosi informaciju u procesima koji se dešavaju tokom procesa sagorevanja. Dobijene podatke je potom moguće uz adekvatan algoritam za tomografsku rekonstrukciju iskoristiti za dobijanje temperature raspodele ili raspodele koncentracije čestica unutar kotla.

Poslednjih godina upotreba laserskog zračenja postaje sve interesantnija, s obzirom da spada u grupu neinvazivnih optičkih metoda. Postoji više načina na koji se emisija

laserskog zračenja može koristiti u procesima kontrole i praćenja procesa sagorevanja. One koje su se naročito istakle u primenama poslednjih godina su: laserski indukovana fluorescencija (Laser Induced Fluorescence – LIF) i Laserska spektroskopija sa podesivim laserskim zračenjem (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy – TDLAS).



Slika 2.10. Šematski prikaz slabljenja intenziteta monohromatskog zračenja prilikom prolaska zraka kroz apsorbujuću sredinu dužine L .

Glavna karakteristika pomenutih metoda je da se njihovom upotrebom dobija niska prostorna rezolucija, zbog ograničenog broja mogućih implementacija parova odašiljač-prijemnik. Zbog tog razloga, a u cilju poboljšanja prostorne rezolucije, za laboratorijske primene su razvijeni sistemi kod kojih je moguća horizontalna rotacija parova odašiljač-prijemnik za određeni ugao rotacije θ [84]. Time se dobijaju dodatne projekcije i poboljšanje prostorne rezolucije. Ova opcija nije moguća kod merenja temperature u velikim komorama za sagorevanje, kao što su na primer kotlovi u termoelektranama. Kod njih prostorna rezolucija isključivo je uslovljena mogućnostima implementacije parova odašiljač-prijemnik.

2.4.1. Laserski indukovana fluorescencija

Laserski indukovana fluorescencija je metoda koja se zasniva na pobuđivanju određenih vrsta atoma, jona ili molekula prolaskom laserskog zračenja kroz sredinu čiji se parametri žele odrediti [83–87]. Izbor talasne dužine emitovanog laserskog zračenja zavisi pre svega od vrste energijskih nivoa čije je pobuđivanje potrebno izvršiti i predstavlja funkciju veličine poprečnog preseka (verovatnoće pobuđivanja) određene vrste atoma, odnosno molekula. Ovom metodom se dobijaju dve vrste spektara, pri

čemu jedan nastaje usled rasejanja svetlosti, a drugi usled deekscitacije. Pobuđeno stanje traje dosta kratko (10^{-6} s – 10^{-9} s), nakon čega se emituje zračenje, koje nosi informaciju o temperaturi, koncentraciji ili brzini čestica. Emitovana svetlost je po običaju nešto veće talasne dužine nego što je talasna dužine pobude (laserskog zračenja). Prostire se u svim pravcima, što predstavlja dobru okolnost prilikom 2D ili 3D tomografske rekonstrukcije plamena. Međutim, intenzitet svetlosti koja se registruje u detektorima u odnosu na pozadinsko zračenje predstavlja ograničavajući faktor za primenu metode u kotlovima većih dimenzija.

2.4.2. Laserska spektroskopija sa podesivim laserskim zračenjem

Osim laserskih dioda sa usko-linijskim, odnosno monohromatskim zračenjem, u tehničkoj realizaciji su veoma često zastupljene i one sa promenljivim talasnom dužinom emitovane svetlosti (TDLAS) [24, 82, 88–92]. Brza i kontinuirana promena talasne dužine zračenja lasera omogućava smanjenje šuma i povećanje osetljivosti prilikom merenja [83–85, 88, 93–96]. Za nju je karakteristično da je jednostavna, kompaktna, laka za upotrebu i sa nešto nižim eksploatacionim troškovima, ali sa slabom prostornom rezolucijom. Korišćenje zračenja sa podesivom λ nudi veoma značajne mogućnosti za merenja apsorpcije u procesima i sa visokim temperaturama (>1800 K) [99].

Osim za merenje temperature TDLAS se može prilagoditi i za merenje različitih parametara kao što su koncentracija, brzina i pritisak određenih vrsta molekula čije se apsorpcione linije poklapaju sa talasnim dužinama emitovanog laserskog zračenja. Tako na primer, mogu se meriti koncentracija kiseonika, ugljen monoksida, vodene pare, nekih vrsta ugljovodonika, itd. [89–94, 98–104].

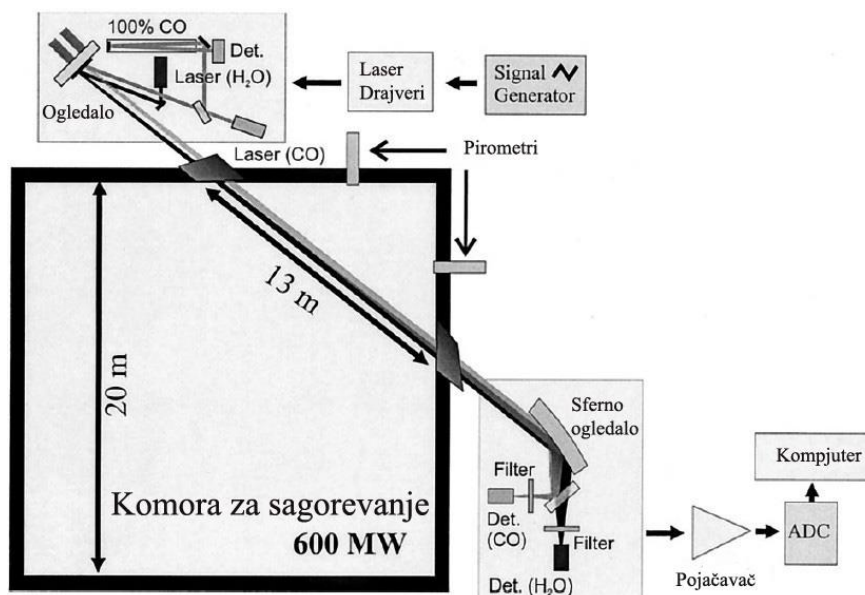
TDLAS kao i njoj srodne metode DLAS (Direct Laser Absorption Spectroscopy) i LOS-TDLAS (Line-Of-Sight Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy) daju 1D raspodelu temperature i koncentracije čestica. Zbog tog ograničenja poslednjih godina, TDLAS se kombinuje sa metodom kompjuterske tomografije (Computed Tomography – CT), koje tako objedinjene daju novu metodu merenja, koja se naziva adaptivna laserska apsorpciona tomografija (Tunable Diode Laser Absorption Tomography – TDLAT) [105, 106]. TDLAS se koristi za dobijanje spektralnih informacija u različitim

položajima oko mernog prostora, dok se CT tehnologija koristi za rekonstrukciju 2D slika koncentracije temperature i gasa. Glavna razlika LOS-TDLAS i TDLAT metode je u broju dobijenih dimenzija (1D i 2D) raspodele temperature i koncentracije čestica.

TDLAS metoda se pokazala kao jako uspešna za merenje sastava gasa i temperature u velikim industrijskim kotlovima i termoelektranama [83, 90, 92, 107], gde se uz adekvatan algoritam može izvršiti 2D ili 3D tomografska rekonstrukcija temperaturne raspodele, kao i koncentracije čestica unutar kotla [110,111]. Merenja temperature se mogu dobiti upoređivanjem dve različite tranzicione linije i izračunavanjem odnosa apsorpcije svakog pojedinačnog prelaza [90, 92, 100–102]. U kotlovima termoelektrana, laserski zrak mora da prevale veliko rastojanje prolazeći kroz često ne homogenu sredinu koja emituje zračenje u širokom spektralnom opsegu, sa visokim koncentracijama čestica kao što su čađ, pepeo i sitnih čestica uglja. To za posledicu ima značajno pozadinsko zračenje, slabljenje zraka i odstupanje od njegovog prvobitnog pravca emitovanja.

Značajan faktor je i temperatura okoline, koja u blizini zida kotla može dostići vrednost od 60 °C. Ovakvi uslovi nepovoljno utiču na elektronske instrumente koji se nalaze u njegovoj blizini, zbog čega je neophodno izvršiti njihovo konstantno hlađenje. Takođe, zbog surovih uslova koji vladaju u komorama za sagorevanje, odnosno visoke luminoznosti i smanjenog intenziteta laserskog zračenja koje stiže na drugi kraj kotla ($\sim 10^{-3} - 10^{-4}$), u datim okolnostima vizuelno poravnavanje laserskog zraka postaje praktično nemoguće [94]. U ovakvim slučajevima kada je potrebno izdvojiti lasersko zračenje od pozadinskog zračenja, moraju se koristiti posebni detektori i filteri za njegovo izdvajanje i detektovanje, kao i *step* motori za poravnavanje ogledala na ulazu i izlazu i komore (slika 2.11).

Međutim, čak i pod ovako teškim uslovima objavljeni rezultati pokazuju da se mogu vršiti precizna merenja temperature gasa sa temperaturnim fluktuacijama gasa reda veličine 25 K [92], dok se koncentracije CO mogu meriti jako velikom preciznošću (~ 200 ppm) [94]. Takođe, TDLAS je posebno atraktivan kao neinvazivna metoda za merenje koncentracija čestica i temperature gasa i u gorionicima koji se nalaze pod pritiskom [112].



Slika 2.11. Šematski prikaz eksperimentalne postavke unutar bloka termoelektrane snage 600 MW za merenje temperature i koncentracije CO i H₂O [94].

2.5. CCD kamere

Najčešće zastupljeni uređaji za vizuelizaciju i merenje temperaturnih profila u gotovo svim novoizgrađenim termoelektranama u svetu u poslednje dve decenije su CCD kamere [111–113]. Većina ovih uređaja za karakterizaciji plamena koristi slike koje su nastale upotrebom nekoliko boja u vidljivom delu spektra (crvena, zelena, plava) [15, 27], mada su postoje primeri korišćenja CCD kamera i u infracrvenom delu spektra [114, 115]. Neretko se njihova upotreba zasniva na *on-line* prikazu procesa sagorevanja u unutrašnjosti ložišta, dok se interpretacija slike zasniva više na subjektivnoj analizi i iskustvu samog operatera, nego na objektivnom prikazu informacija. Međutim, ova činjenica pokazuje da slike plamena dobijene preko CCD kamera ipak poseduju relevantne informacije za praćenje procesa sagorevanja, ali da su neophodne i odgovarajuće metode obrade ovih informacija kako bi se vizuelni podaci pretvorili u kvantitativne, smislene informacije na automatizovan i sistematski način [3].

Glavna prednost CCD kamera u odnosu na druge uređaje koji vrše pasivno posmatranje plamena (radijacioni pirometri), jeste široki ugao posmatranja, zbog čega je sa svega nekoliko kamera moguće postići sveobuhvatan vizuelni prikaz prostora u kome se

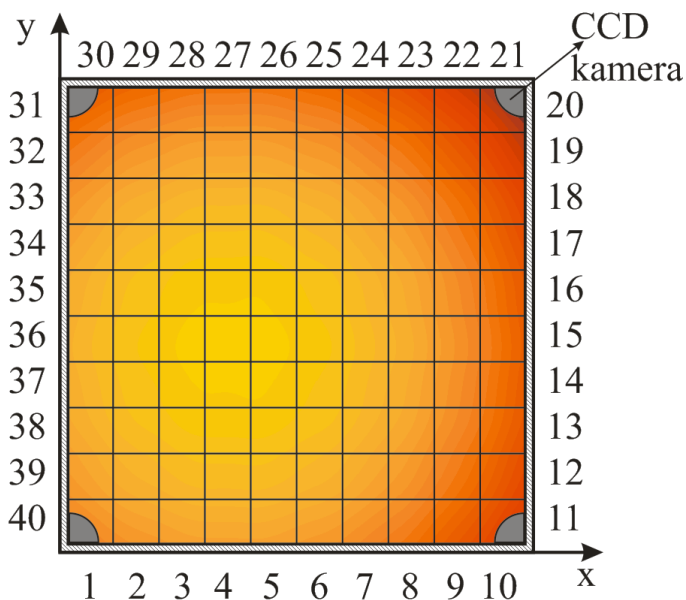
odigrava proces sagorevanja. Takođe, s obzirom da imaju visoku rezoluciju (3×10^6 piksela), omogućavaju jako detaljan 3D prikaz procesa koji se odigravaju u unutrašnjosti ložišta termoelektrane, kao i temperatura koje se pri tome dobijaju. Sa druge strane, ogromna količina informacija sadržanih u slici predstavljaju glavnu poteškoću za njihovo kvalitativno tumačenje. Zbog ove činjenice, upotreba CCD senzora i razvijanje naprednih tomografskih metoda za obradu slika išla je uporedo sa razvojem računara, povećanjem njihovih kapaciteta i performansi [116, 117]. Ali i pored toga, problem kalibracije, tj. dobijanja temperaturnog profila sa relativnim umesto apsolutnim temperaturama, ostaje dominantan problem primene ove vrste senzora.

2.5.1. Korelacija radijacionih slika i odgovarajućih vrednosti apsolutnih temperatura plamena rešavanjem inverznog problema

Korišćenje CCD senzora podrazumeva izračunavanje 2D temperaturne raspodele unutar poprečnog preseka peći na osnovu dobijenih radijacionih slika iz nekoliko koraka [120]. U prvom koraku se uspostavlja veza između radijacionih slika nastalih snimanjem zračenja plamena i 2D temperaturne raspodele, dok se drugi korak sastoji od inverznog postupka i dobijanja temperaturne raspodele koja proističe iz snimljenih radijacionih podataka.

Da bi se uspostavila veza između radijacionih slika i prostorne raspodele temperature, potrebno je poprečni presek kotla matematički podeliti na manje elemente, odnosno segmente iz koga bi se potom izvukle informacije o karakteristikama plamena. Na početku procesa rekonstrukcije temperaturnog profila vrši se deljenje poprečnog preseka unutrašnjosti peći na M segmenata, koji će činiti mrežu u horizontalnoj ravni. Praktični razlozi diktiraju da broj segmenata duž x i y – ose ne bude suviše veliki, pa se zbog toga najčešće uzima da ovaj broj bude deset [121]. U slučaju da se uzme manji broj segmenata, dobiće se i manja rezolucija temperaturnog polja. Sa većim brojem segmenata rezolucija se povećava, ali na uštrb vremena potrebnog da se putem inverznog postupka i primenom odgovarajućeg algoritma, dobije neophodna rezolucija temperaturnog polja.

Ovakvom podelom horizontalne ravni unutrašnjosti kotla dobija se mreža koja se sastoji od $M = 100$ segmenata ($10 \times 10 = 100$). Takođe, na ovaj broj elemenata potrebno je dodati segmente sa kojih se emituje zračenje, a koji se odnose na zidove peći. Uzimajući još po deset segmenata od svakog zida peći ($M_I = 4 \times 10 = 40$), dobija se mreža od ukupno $M + M_I = 100 + 40 = 140$ segmenata (slika 2.12) [122].



Slika 2.12. Šematski prikaz horizontalnog poprečnog preseka kotla koji čine mrežu od 140 elemenata (100 unutrašnjih i 40 spoljnih elemenata zidova kotla) sa CCD kamerama postavljenim u uglovima stranica.

Imajući u vidu ovakvu podelu unutrašnjosti kotla, zračenje koje dobija i -ti element slike koja se dobija na CCD kameri, se može predstaviti sa:

$$e_i = \sum_{j=1}^M Rd_l(j \rightarrow i) 4\alpha_{lj} \sigma T_{lj}^4 \Delta V_{lj} + \sum_{j=M+1}^{M+M_I} Rd_k(j \rightarrow i) \varepsilon_{kj} \sigma T_{kj}^4 \Delta S_{kj}, \quad (2.34)$$

gde se $4\alpha_{lj} \sigma T_{lj}^4 \Delta V_{lj}$ i $\varepsilon_{kj} \sigma T_{kj}^4 \Delta S_{kj}$ odnose na ukupnu emitovanu energiju j -tog elementa sa koeficijentom apsorpcije α_{lj} , temperature T_{lj} , zapremine ΔV_{lj} i elementa površine zida sa emisivnošću ε_{kj} , temperature T_{kj} , i površine S_{kj} respektivno; σ je Štefan Boltzmann-ova konstanta ($5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$), $Rd_l(j \rightarrow i)$ i $Rd_k(j \rightarrow i)$ su koeficijenti koji predstavljaju odnos energije koju primi i -ti element slike na CCD senzora u odnosu na ukupnu energiju emitovanu od strane j -tog elementa sredine unutar peći ili zida peći [28, 119].

Sumirajući sve elemente, dobija se da je:

$$E = A \cdot T, \quad (2.35)$$

gde je $E \in R^N$ (N – broj pojedinačnih elemenata slike), a $A \in R^{N \times (M+M_1)}$ je matrica sa elementima:

$$a_{i,j} = \begin{cases} Rd_l(j \rightarrow i) 4\alpha_{lj} \sigma T_{lj}^4 \Delta V_{lj}, & j=1, \dots, M \\ Rd_k(j \rightarrow i) \varepsilon_{kj} \sigma T_{kj}^4 \Delta S_{kj}, & j=1+M, \dots, M+M_1 \end{cases}, \quad (2.36)$$

koji su direktno proporcionalni odnosu između zračenja koje primi i -ti element slike CCD senzora i j -tog elementa sredine unutar peći ili zida peći [6, 15, 111]. Elementi drugog člana matičnog proizvoda u jednačini (2.35), matrice $T \in R^{M+M_1}$ su dati sa:

$$T_j = \begin{cases} T_{lj}^4, & j=1, \dots, M \\ T_{kj}^4, & j=1+M, \dots, M+M_1 \end{cases}. \quad (2.37)$$

S obzirom da je veoma teško kvantitativno izvršiti kalibraciju zračenja koje je predstavljeno matricom E , a uzevši u obzir da je kalibracija temperature generalno jednostavnija od kalibracije radijacione energije, odnosno izračene energije, dalji postupak se sastoji u izračunavanju temperature zračenja predstavljene matricom T_m koja je u linearnoj zavisnosti sa matricom T , čiji elementi predstavljaju nepoznatu temperaturnu raspodelu unutar kotla:

$$T_m = A' \cdot T, \quad (2.38)$$

gde je $T_m = \{T_{m,i}^4, i=1, \dots, N\}$, $A' \in R^{N \times (M+M_1)}$. Matrica A' je uvedena zbog problema kalibracije uređaja koji koriste CCD senzore, a koji se manifestuje velikim rasponom vrednosti elemenata u matrici A , a koji se kreću u rasponu reda veličine od 10^{-7} do 10^{-20} . Veza između A i A' data je preko:

$$p_i = \sum_{j=1}^{M+M_1} a_{i,j}, \quad (2.39)$$

gde je:

$$a'_{i,j} = \frac{a_{i,j}}{p_i} . \quad (2.40)$$

Na taj način se vrši normalizacija vrednosti elemenata matrice A' i one se više ne nalaze u širokom rasponu vrednosti [122].

Za rešavanje inverznog problema (2.38), odnosno za određivanje vrednosti matrice T , a samim tim i 2-D temperaturne raspodele, primenjuje se Tikhonov-ljeva regularizaciona metoda [123]:

$$R(T, \gamma) = \|T_m - A'T\|^2 + \gamma \|DT\|^2 . \quad (2.41)$$

Osnovni princip Tikhonov-ljeve regularizacione metode se zasniva na pronalaženju vrednosti T , koje minimizuje jednačinu (2.41), gde je D operator regularizacije čiji su dijagonalni elementi jedinice, a suma svih elemenata u redu je jednaka nuli. Ovaj operator se bira tako da proizvod $D \cdot T$ ne bude suviše veliki. Regularizacioni parametar γ se obično dobija simulacijom ili preko izraza:

$$\gamma(T_m) \approx \frac{2\|T_m - A'T(0)\|^2}{\|DT(0)\|^2} , \quad (2.42)$$

gde je $T(0)$ rešenje jednačine (2.38) dobijen metodom najmanjih kvadrata [121]. Na taj način se uz uslov minimizacije (2.41) dobija da je rešenje jednačine (2.38) dato sa:

$$T = (A'^T A' + \gamma D^T D)^{-1} A'^T T_m = BT_m , \quad (2.43)$$

gde je sa B predstavljeno $(A'^T A' + \gamma D^T D)^{-1} A'^T$.

Temperature dobijene pomoću CCD sistema su izračunate sa visokom neizvesnošću. Gore primenjeni matematički postupak treba da umanja nedostatak nejednoznačnih informacija dobijenih u širokom rasponu reda veličine, koje su predstavljene elementima matrice A , i jednačinom 2.35 uvrštene u matricu E . Takođe, deo informacija dobijenih za široki prostorni ugao posmatranja unutrašnjosti kotla tokom rešavanja inverznog problema (2.38-2.43) delimično izgubi, odnosno ne uzme u obzir kao posledica jako velikog raspona vrednosti unutar matrice A .

Iz tog razloga se vrednosti dobijenih temperatura u određenoj meri mogu smatrati relativnim vrednostima i potrebno ih je dodatno uporediti sa realnim temperaturama kako bi se dobila stvarna (apsolutna) temperaturna raspodela. Zbog toga se neretko u kombinaciji sa CCD senzorima koriste i radijacioni pirometri [17, 122], kao što su dvobojni pirometri koji uz adekvatni kalibracioni postupak daju tačniju vrednost temperature sa relativno malim odstupanjem ($< 0,5 \%$).

3. Parni kotlovi u termoelektranama

Kotao ili parni generator je uređaj u kome se toplotna energija koja se oslobađa sagorevanjem fosilnih goriva, posredstvom grejnih površina koristi za zagrevanje različitih vrsta fluida. Fluid koji se najčešće koristi je voda, mada se mogu koristiti i metali (živa,...), ulja ili različita hemijska jedinjenja. Kada se kao fluid koristi voda, generisana toplota se prenosi kako bi se napravila vodena para. Ona se potom dodatno zagreva da bi se kao finalni proizvod dobila pregrejana vodena para, određenog pritiska i temperature.

Kojom će se brzinom stvoriti prezasićena para, zavisi od temperature unutar ložišta kotla. Što je temperatura u peći veća, biće i brža proizvodnja pare. Tako prezasićena para može se odmah koristiti za proizvodnju energije preko parne turbine, ili se može dodatno grejati na još višu temperaturu. Dodatnim zagrevanjem se može bitno smanjiti udeo vode, čime se postiže da data zapremina pare poseduje veću mogućnost za vršenje rada. Takođe, time se stvara i veći temperaturni gradijent, čime se umanjuje verovatnoća za pojavu kondenzacije. Sva toplota koja je preostala u gasovima koji predstavljaju proizvode sagorevanja, može biti dodatno iskorišćena radi povećanja ekonomičnosti. Uređaj koji se koristi u ovu svrhu naziva se grejač vode (u engleskoj literaturi *economiser*) i ima ulogu zagrevanja vode pre nego što se ona odvede u kotlovski bubanj sa parom.

Proizvodnja električne energije u elektranama na uglj može se odvijati na različite načine sa različitim stepenom efikasnosti. U konvencionalnim postrojenjima na bazi uglja, uglj se prvo melje u fini prah koji se potom sagoreva na temperaturama koje se kreću u rasponu temperatura od 1300 °C – 1700 °C. Prilikom sagorevanja uglja vrši se oslobađanje toplote koja putem kondukcije i zračenja (radijacije) vrši zagrevanje vode u cevima bojlera do temperature ~ 550 °C dok ne postane para na pritisku od ~ 180 bara. Ova para se prenosi u turbinu za proizvodnju struje. S obzirom na praktičnost ovakvog načina dobijanja električne energije, elektrane na uglj su komercijalno dostupne širom sveta. One mogu imati širok raspon snage koji se kreće i do 1 GW [125]. Zbog većeg stepena iskorišćenja goriva dominiraju elektrane koje koriste mleveni uglj (*Pulverised*

coal combustion power plants), koje čine oko 97 % od ukupnog svetskog kapaciteta proizvodnje električne energije na ugalj [126] (strana 257).

3.1. Klasifikacija kotlova

Koji će se oblik i veličina kotla koristiti, zavisi pre svega od njegove namene. Njihova klasifikacija se može izvršiti na osnovu više parametara, imajući u vidu da se oni po svojoj koncepciji, veličini i nameni dosta razlikuju.

Na osnovu kriterijuma koji se odnosi na ciklus vodene pare u kotlu, a koji uzima u obzir pritisak i temperaturu pare, termoelektrane možemo svrstati u tri grupe: podkritične, superkritične i ultra-superkritiče (tabela 3.1).

Tabela 3.1. Tipovi podele termoelektrana na ugalj na osnovu ciklusa vodene pare u kotlu [126].

Ciklus vodene pare	Podkritičan	Superkritičan	Ultra-superkritičan
Pritisak (bar)	180	250	350
Temperatura (°C)	540	560	700
Neto izlazna snaga (MW)	458	458	457
Efikasnosti (%)	40,2	42,0	45.6
CO ₂ emisija (t/MWh)	0,83	0,80	0,73

Prosečni stepen efikasnosti većine podkritičnih elektrana na ugalj koje su danas u upotrebi je $\eta \approx 0,35$, što znači da se 35 % energije sadržanoj u jedinci mere uglja pretvara u električnu energiju. U cilju povećanja njihove efikasnosti, poslednjih decenija se razvijaju tzv. superkritične i ultra-superkritične elektrane. Kod ovih vrsta elektrana postiže se veća efikasnost (i preko 45 % [127]) i u njima se dobija para na znatno višim temperaturama i na znatno većem pritisku [128]. Postoje mogućnosti za dodatna poboljšanja na ultra-superkritičkim postrojenjima, međutim ona su još uvek u fazi istraživanja i razvoja, tako da se primena na tržištu ne očekuje pre 2020. godine (poslednja kolona u tabeli 3.1) [126]. Ova tehnologija zahteva znatno veće finansijske troškove, ali zbog veće efikasnosti proizvodnje električne energije donosi veću korist tokom svog eksploatacionog perioda. Njihova glavna prednost je osim efikasnosti i ta što su emisije štetnih gasova (SO₂, CO, NO_x,...) i CO₂ po MWh proizvedene električne

energije kod superkritičnih elektrana znatno niže [129]. Cilj je da se implementacijom ultra-suprekritičnih elektrana širom sveta smanji emisija CO₂ za 50 % do 2050 god.

Prva superkritična postrojenja u SAD-u i Evropi 1970-ih imala su probleme sa operativnom fleksibilnošću i održavanjem, ali ovi problemi su danas u velikoj meri prevaziđeni. Tehnologija se sada smatra pouzdanom i ekonomski održivom i isplativom. Glavni tehnički izazov sa superkritičnim postrojenjima jeste što je za viši pritisak i temperaturu pare potrebno ugraditi komponente (grejače, cevi, postolja za turbine,..) koji se proizvode od legura na bazi nikla, ili je potrebno razviti potpuno nove legure čelika kako bi se smanjio uticaj korozije što dodatno podiže njihovu cenu. Glavna ekološka prednost superkritične tehnologije je ta da koristi manje uglja po jedinici proizvodnje električne energije u poređenju sa tehnologijama podkritičnog uglja i time dovodi do smanjenja nivoa zagađenja.

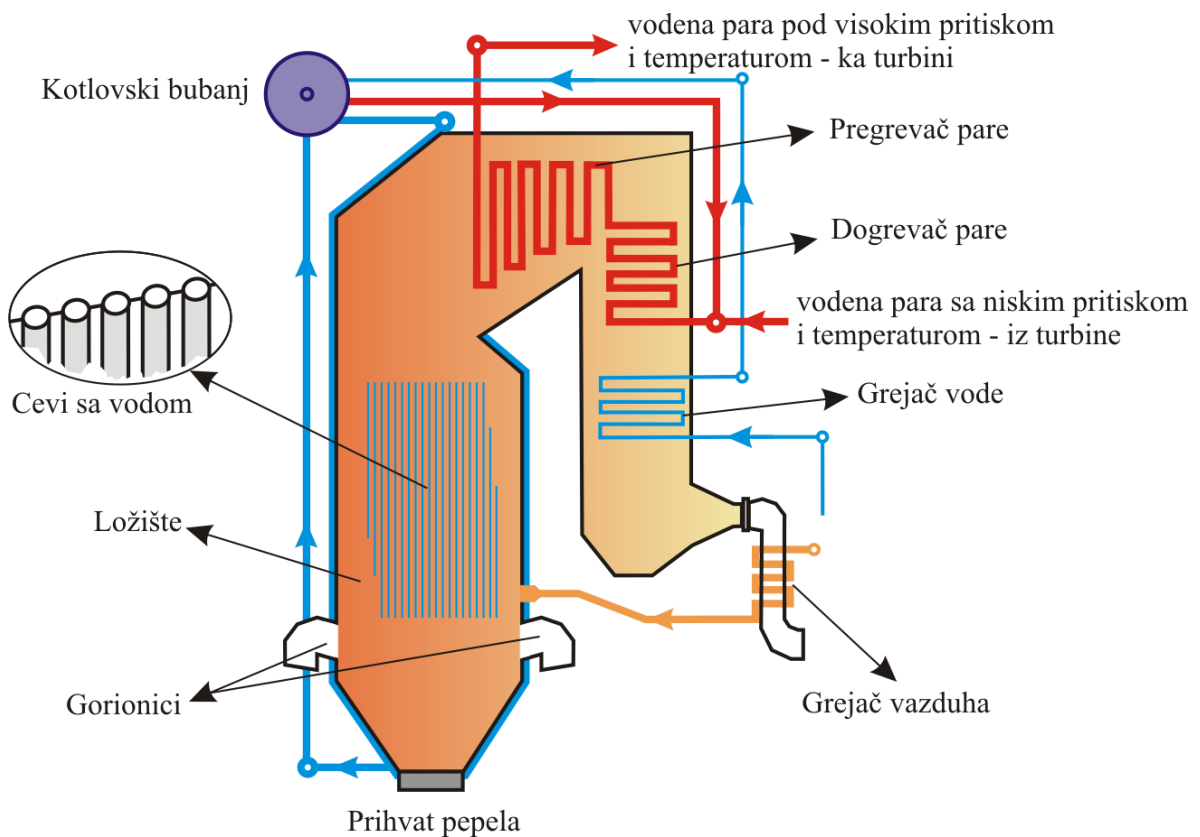
Kotlovi se takođe mogu podeliti i na osnovu svrhe za koju su svojim planom konstrukcije predviđeni. Prema nameni kotlovi se mogu podeliti u četiri osnovne grupe: energetske kotlovi, industrijski kotlovi, toplifikacioni kotlovi, utilizacioni kotlovi.

- Energetske kotlovi su kotlovi koji poseduju najveću snagu, i najčešće su zastupljeni kao energijski izvor u termoelektrana. Prema vrsti goriva koje koriste za dobijanje mehaničke energije za pokretanje generatora za proizvodnju električne energije, termoelektrane se dele na one koje koriste ugalj, gas i dizel termoelektrane. Treba napomenuti da ugalj takođe dolazi u različitim kategorijama kao što su lignit, bitumen, itd. Najveću primenu u Srbiji imaju termoelektrane na ugalj (lignit), odakle dolazi ≈ 4390 MW (69%) ukupne proizvedene električne energije u zemlji [130].
- Industrijski kotlovi se koriste u industriji za snabdevanje različitih tehnoloških procesa parom, odnosno električnom energijom.
- Toplifikacioni kotlovi služe za snabdevanje toplotnom energijom naselja i industrijskih objekata. U našoj zemlji termoelektrane se često koriste i u ovu svrhu, odnosno kao toplane čime se postiže bolje iskorišćenje električne energije.
- Utilizacioni kotlovi su zapravo kotlovi za iskorišćavanje toplotne energije otpada nastalih u industriji. Ovi kotlovi su namenjeni za korišćenje potpuno ili

delimično sagorelih produkata sagorevanja procesa iz industrije, petrohemijske, crne i obojene metalurgije, itd.

3.2. Osnovni delovi i princip rada kotla

Osnovni delovi parnog kotla sa vodom kao fluidom su: ložište, ložišni ekran sa cevima sa vodom, kotlovski bubanj sa parom, prihvat pepela, mlin, gorionici, grejač vazduha, pregrevač pare, dogrevač pare i grejač vode (slika 3.1).



Slika 3.1. Osnovni delovi parnog kotla kod termoelektrane na uglj.

Ložište – osnovna funkcija ložišta je potpuno oslobađanje hemijske energije iz goriva i njegov prelaz u toplotnu energiju. Takođe, ono mora da bude koncipirano tako da se apsorbuje što veća količina oslobođene toplotne energije, pri čemu je potrebno sprečiti pojavu određenih neželjenih pojava (zastakljivanja i zašljakavanja) koje utiču na smanjenje efikasnosti tog procesa. Na geometrijske i toplotne karakteristike ložišta u najvećoj meri utiče kvalitet goriva koje se koristi. Što je gorivo slabijeg kvaliteta,

odnosno pri malim toplotnim moćima goriva, ložište će biti veće po dimenzijama, a samim tim i njegova konstrukcija skuplja. Ukupna količina toplote koja se unese u ložište u jedinici vremena (preko goriva i zagrejanog vazduha) može se predstaviti izrazom [131] (st.135):

$$\Delta Q_{\Sigma} = \frac{\Delta m}{\Delta t} \cdot \Delta H + \Delta Q_z + \frac{1}{2} \cdot \rho_g \cdot \frac{\Delta m}{\Delta t} \cdot V_g \cdot \Delta v^2 + \rho_g \cdot \frac{\Delta m}{\Delta t} \cdot V_g \cdot g \cdot \Delta h, \quad (3.1)$$

gde je: $\Delta m/\Delta t$ maseni protok goriva (kg/s), ΔH - promena entalpije produkata sagorevanja (J/kg), ΔQ_z - količina toplote u jednini vremena predata prijemniku toplote (cevi sa vodom) (W), ρ_g gustina gasa – produkta sagorevanja (kg/m³), V_g - zapremina gasa (m³), Δv - brzina strujanja produkata sagorevanja (m/s), g ubrzanje Zemljine teže (m/s²), Δh promena visine proizvoda sagorevanja (m). Prvi član na desnoj strani predstavlja ukupnu količinu toplote u jedinici vremena utrošenu na povišenje temperature produkata sagorevanja, drugi član je kao što je već napomenuto količina toplote u jednini vremena predata prijemniku toplote, dok treći i četvrti član predstavljaju količinu toplote utrošenu na povećanje kinetičke, odnosno potencijalne energije proizvoda sagorevanja.

Kod kotlova koji nemaju gasni sistem pod pritiskom, promena kinetičke i potencijalne energije produkata sagorevanja je bar za jedan red veličine manja u odnosu na prva dva člana, pa se treći i četvrti član jednačine (3.1) mogu zanemariti. Integraljenjem izraza (3.1) dobija se njegov konačni oblik, koji pokazuje da se količina toplote koja se unese u ložište, troši samo na povećavanje temperature proizvoda sagorevanja i zagrevanje prijemnika toplote:

$$Q_{\Sigma} = \frac{\Delta m}{\Delta t} \cdot (H_2 - H_1) + Q_z . \quad (3.2)$$

Odnos između količine toplote razmenjene sa prijemnikom i ukupne unete količine toplote se može predstaviti veličinom koja se naziva stepenom razmene toplote u ložištu [131] (st.136):

$$\mu = \frac{Q_z}{Q_{\Sigma}} = \frac{\psi \cdot q \cdot S_z}{q_v \cdot V_L} , \quad (3.3)$$

gde je: q - srednje specifično opterećenje zidova ložišta (W/m^2), S_z - površina zidova ložišta (m^2), ψ - srednji stepen efikasnosti zidova ložišta, a V_L - njegova zapremina (m^3). Količina toplote koja se oslobodi u elementarnoj zapremini $dV = D \cdot dx$ (D - poprečni presek ložišta) predstavlja specifično opterećenje te zapremine i jako je važna veličina pri projektovanju i analizi rada ložišta:

$$dq_v = -\frac{dQ}{dV} = -\frac{1}{D} \cdot \frac{dQ}{dx} . \quad (3.4)$$

Imajući to u vidu, q_v u jednačini (3.3) predstavlja srednje specifično opterećenje zapremine ložišta (W/m^3).

Povećanje stepena razmene toplote povoljno utiče na efikasnost procesa rada termoelektrane u celini i on se može postići na nekoliko načina: povećanjem stepena efikasnosti ekrana u ložištu kotla, povećanjem specifičnog toplotnog opterećenja ekrana i zapremine ložišta i povećanjem odnosa površine zidova i zapremine ložišta. Ova poslednja veličina ima poseban naziv – faktor oblika ložišta kotla. Prilikom konstruisanja ložišta na ovaj faktor se od svih pomenutih faktora najviše može uticati. Za kotao oblika kvadra stranice osnove a i visine h , faktor oblika ložišta se za većinu elektrana nalazi u intervalu od $0,7 - 0,95 \text{ m}^2/\text{m}^3$. Na njegovo povećanje se može uticati konstrukcijom kotlova sa izduženim ložištima i postavljanjem dodatnih pregradnih zidova, što je dosta čest slučaj [19, 130]. Međutim, osim složenijih tehničkih uslova pri odabiru ovakvog dizajna ložišta kotla, nepovoljnost je i ta da se ugrađivanjem dodatnih pregradnih zidova povećava neravnomernost temperaturnog polja u poprečnom preseku ložišta. Zbog ove činjenice, kao i zbog činjenice da kvalitet uglja utiče na položaj gorionika, pa samim tim i na izbor oblika komore za sagorevanje, većina ložišta u kotlovima termoelektrana u našoj zemlji imaju poprečni presek oblika kvadra. U tu grupu spada i Termoelektrana Nikola Tesla (TENT) Blok B čije su dimenzije $20 \text{ m} \times 20 \text{ m}$, u kojoj su vršena merenja.

Ložišni ekran sa cevima sa vodom – u zidovima ložišta nalaze se cevi sa vodom. Emitovano zračenje unutar ložišta apsorbuje voda u cevima, što uzrokuje da deo vode u cevima postaje para. Mešavina vode i pare se potom cirkularnom pumpom šalje u bubanj kotla. Zidovi ložišta su kod pojedinih kotlova obloženi reflektujućim materijalom kako bi se što više sačuvala emitovana toplota.

Kotlovski bubanj sa parom – bubanj predstavlja najveći i najvažniji deo instalacija u kotlu koje se nalaze pod visokim pritiskom. Oblika je velike cilindrične posude koja funkcioniše kao mesto za skladištenje vode i tačka prikupljanja mešavine vode i vodene pare. Kod termoelektrana čija je snaga ~ 660 MW ovaj uređaj može težiti i preko 250 tona.

Prihvat pepela – nalazi se na dnu ložišta i njegova uloga je da prihvati nesagorele proizvode nastale tokom procesa sagorevanja kao što su pepeo i šljaka. Njihovo uklanjanje u određenim slučajevima može da predstavlja dosta složen problem. Ti slučajevi se javljaju kada ugljeni prah nema određenu finoću, pa šljaka koja pada u levak na dnu ložišta sadrži znatne količine nesagorelog uglja. U tim slučajevima je neophodno pripremiti njeno dodatno dogrevanje.

Mlin – u mlinovima se vrši mlevenje i sušenje uglja koji se koristi kao gorivo u ložištu kotla. Postoji više vrsta mlinova koji se u osnovi razlikuju po načinu mlevenja uglja. S obzirom da većina postojećih mlinova predstavljaju rotacione uređaje, način mlevenja uglja i njegova finoća su u direktnoj vezi sa njihovim brojem obrtaja.

Gorionici – sasušeni i izmleven ugalj se potom uduvava kroz gorionike u ložište gde dolazi do njegovog sagorevanja. Gorionik treba da omogući brzo paljenje izmlevenog uglja u što širem području i da obezbedi stabilnost plamena. Brzina ubacivanja izmlevenog uglja i vazduha pre svega zavisi od kvaliteta uglja i toplotnog kapaciteta gorionika i približno odgovara brzini paljenja smeše. Ova brzina se može izračunati iz empirijskog izraza [131] (st. 195):

$$v_{smeše} = C \cdot \left(1 - e^{-M_s^{1.1}}\right) \cdot \sqrt{(0.1 \cdot I_s)^3}, \quad (3.5)$$

gde je: C - konstanta koja za domaći lignitni ugalj iznosi (C = 90), M_s - sagorljiva masa uglja (kg), a I_s - sadržaj isparljive mase u sagorljivoj masi (%).

Na kvalitet procesa sagorevanja u velikoj meri utiče broj gorionika, kao i njihov položaj. Kod manjih kotlova gorionici se mogu postaviti na jednoj strani ložišta, najčešće jedan iznad drugog. Međutim, u većini termoelektrana u Srbiji, s obzirom da se radi o ložištima većih dimenzija, gorionici su postavljeni tangencijalno u odnosu na centar ložišta (TENT blok B – 8 gorionika, pojedinačne snage od 25 do 30 MW, brzina

smeše uglja i vazduha $v_{\text{smeše}} = 22 - 25$ m/s). Prednosti ovakvog rasporeda se ogledaju u manjoj osetljivosti na nehomogenost ugljenog praha, relativnoj stabilnosti procesa sagorevanja, relativno niskoj maksimalnoj temperaturi plamena i maloj zavisnosti profila toplotnog fluksa od opterećenja gorionika. Takođe, tangencijalnom orijentacijom se postiže vrtložno kretanje produkata sagorevanja što doprinosi boljoj razmeni toplote i efikasnijem procesu sagorevanja. U svetu se koriste i primeri kotlova kod kojih je ložište podeljeno na dva dela, gde su u svakom delu pojedinačno gorionici postavljaju tangencijalno. Međutim, ovakva postrojenja su manje efikasna i podložna su čestim kvarovima, jer se u takvim objektima temperaturno polje menja po širini ložišta, što dovodi do negativnih posledica koje se najčešće ogledaju u čestim kvarovima na pregrejačima pare.

Grejač vazduha – pre nego što se vazduh upumpa u kotao vrši se njegovo zagrevanje. Ovo zagrevanje vazduha omogućava veći stepen iskorišćenja uglja tokom procesa sagorevanja, čime se smanjuje količina nesagorele materije u delu kotla za prihvatanje pepela. Na ovaj način se postiže veći stepen efikasnosti rada termoelektrane. Ovaj uređaj se obično postavlja na kraju kotla, i do koje će se temperature vazduh zagrejati zavisi od toplotnih kapaciteta vazduha i gasova koji predstavljaju proizvod sagorevanja [133] (st.378):

$$C_v \cdot (T_1^v - T_0^v) = C_g \cdot (T_2^g - T_1^g), \quad (3.6)$$

gde su: C_v i C_g toplotni kapaciteti vazduha i gasova produkata sagorevanja, T_1^v - temperatura vazduha na ulazu u kotao, T_0^v - temperatura vazduha na ulazu u grejač, T_2^g - temperatura gasova na početku segmenta kotla u kojem se nalazi grejač vazduha, T_1^g - temperatura gasova na kraju segmenta kotla u kojem se nalazi grejač vazduha.

Pregrevač pare – vodena para koja se nalazi u bubnju kotla se usmerava ka pregrevaču pare i dodatno uređaju koji je pozicioniran iza njega – naknadnom pregrevaču, gde dolazi do njenog dodatnog zagrevanja. Pregrevač je poluozačen, odnosno deo toplote dobija zračenjem, a deo dobija prelaženjem toplote sa vrelih gasova na zidove cevi pregrevača. Temperatura pare se tada povećava od temperature zasićenja do maksimalne temperature potrebne za rad turbina. Ovako pregrejana para temperature ~ 540 °C i pritiska ~ 180 bara (tabela 3.1 – podkritični ciklus pare) tada ide na segment

parne turbine koja radi sa parom na visokom pritisku, i dalje pokreće generator za proizvodnju električne energije.

Dogrevač pare – dogrevač ima ulogu dogrevanja pare koja se iz prvog segmenta turbine pod visokim pritiskom, vraća u bojler na ponovno zagrevanje. Odatle potom odlazi u drugi segment turbine koji se nalazi pod nižim pritiskom. Para koja se vraća ponovo u turbinu je nešto nižeg pritiska (~ 50 bar), ali sa temperaturom koja je približno ista (560 – 600 °C) kao i temperatura pregrejane pare u prvom segmentu. Dogrevanjem pare koja je već jednom bila u turbini postiže se veća efikasnost rada termoelektrane.

Grejač vode – jedan manji deo toplote koji je stvoren procesom sagorevanja u ložištu kotla, preostao je u gasovima koji napuštaju kotao. Kako bi se što bolje iskoristila sva oslobođena toplota, preostala toplota može biti dodatno iskorišćena radi povećanja ekonomičnosti. Uređaj koji se koristi u ovu svrhu naziva se grejač vode (u engleskoj literaturi *economiser*) i sastoji se od cevi ispunjenih vodom, koje se nalaze u njegovom zadnjem delu kotla – repu kotla. Njegova uloga je da zagreva vodu koja stiže iz dela turbine pod niskim pritiskom. Po zagrevanju ona se odvodi u kotlovski bubanj sa parom.

4. Tomografija - metoda dobijanja unutrašnje slike objekata

Pojam “tomografija” vodi poreklo od grčkih reči “*tomos*” (poprečni presek, slajs) i “*graphia*” (pisati) i usko je povezana sa ranim istraživačkim radom profesora matematike Johann Radon-a sa početka prošlog veka. Predmet istraživanja, tadašnjeg profesora matematike na Univerzitetu u Beču, predstavljala je mogućnost rekonstrukcije 2D geometrije objekta iz niza tomografskih projekcija izmerenih oko njega. Svoje zaključke izneo je u teoremi koja je predstavljena 1917. godine i u kojoj se iznosi tvrdnja da se funkcija koja je predstavljena u ravni, može jednoznačno rekonstruisati na osnovu svojih tomografskih projekcija dobijenih pod različitim uglom posmatranja u odnosu na objekat [134].

Ova teorema se kasnije pokazala kao ključna za napredne matematičke studije inverznih problema i izvor važnih praktičnih primena u različitim oblastima nauke i tehnologije uopšte. S obzirom da je predložena metoda išla znatno ispred svoga vremena, tek je razvojem računara u poslednjih nekoliko decenija naišla na širu primenu. Nadogradnjom predstavljenog matematičkog modela postalo je moguće predloženu teoremu primeniti i na potpunu 3D tomografsku rekonstrukciju geometrijskog oblika tela, kao i na rekonstrukciju same unutrašnjosti posmatranog objekta.

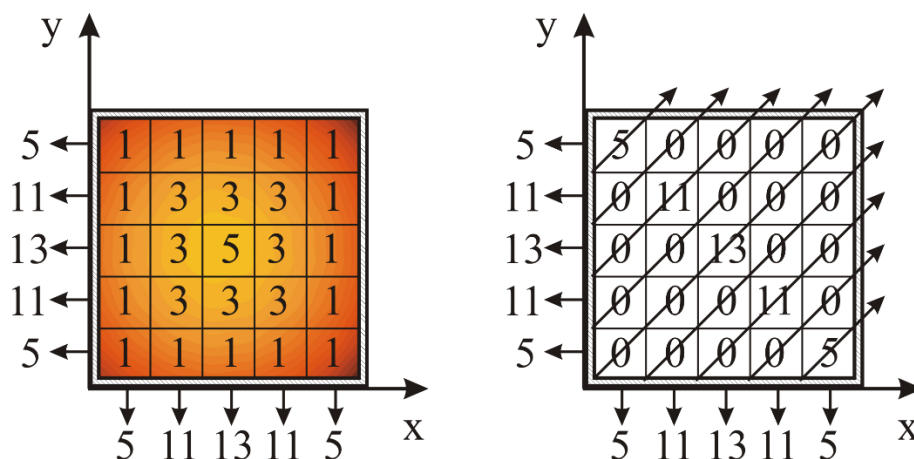
4.1. Tomografija kao primer rešavanja inverznog problema

Osnovna ideja Radon-ovog matematičkog modela predstavlja jednu vrstu rešavanja inverznog problema, koje su veoma važne pri rešavanju zadataka koji se sreću u fizici. Iz tog razloga je u proteklom periodu objavljeno dosta radova koji se bave ovom temom [133, 134]. Prvi koji je novu matematičku metodu predložio za rešavanje problema u fizici, početkom osamdesetih godina prošlog veka bio je Bojarski [137]. Tema njegovog istraživanja se odnosila na zračenje apsolutno crnog tela i vezu između temperature i ukupne izračene energije tela. Predložena metoda u tom trenutku je predstavljala novu vrstu rešavanja inverznog problema i sasvim nov pristup u rešavanju realnih zadataka u fizici. Pomenuti rad je bio oslonac i ohrabrenje za mnoge druge autore ne samo u fizici

već i za druge oblasti nauke, što je za posledicu imalo pojavu čitave serije radova iz te oblasti. Neke od predloženih metoda rešavanja inverznih problema koje su se kasnije javile, kao što su metode rešavanja inverznog problema zračenja crnog tela, koeficijenta emisivnosti, inverzni problem rasipanja u akustici i elektromagnetizmu, itd., pokazale su da se njihovom primenom mogu dobiti jedinstvena rešenja [138–142]. Međutim, pokazalo se ipak da nemaju svi inverzni problemi jedinstvena rešenja, što se ispostavilo kao glavni nedostatak pomenutih pristupa. Zbog toga je za većinu zadataka u fizici neophodno uvesti dodatna fizička ograničenja, kako bi se dobilo optimalno rešenje. Iako rešenja ovakvih fizičkih problema ne daju uvek jedinstveno rešenje, ona ipak imaju veliki praktičan značaj.

4.2. Matematički model za dobijanje unutrašnje slike objekata

Predloženi pristup tomografskoj rekonstrukciji oblika posmatranog objekta koji se može primeniti pri rekonstrukciji temperaturnog profila plamena u ložištu termoelektrane najbolje se može objasniti preko primera predstavljenog na slici 4.1.



Slika 4.1. Levo – ilustracija horizontalnog preseka ložišta kotla oblika kvadrata, sa realnim brojevima koji su funkcija vrednosti temperatura pojedinačnih segmenata. Desno – horizontalni presek kotla sa vrednostima suma duž svake kolone i vrste, koje su jednake sumama na slici levo.

Na slici 4.1 (levo) dat je pojednostavljeni prikaz horizontalnog preseka ložišta kotla izdelfenog na segmente, pri čemu je radi lakšeg objašnjenja modela, termalni fokus postavljen u centru kotla. Svakom pojedinačnom segmentu pridružen je realni broj, čija

vrednost zavisi od vrednosti temperature u pojedinačnim segmentima. Sume svih brojeva koji se nalaze u kolonama i vrstama, predstavljene su na x , odnosno y osi. Rešavanje inverznog problema započinje poznavanjem vrednosti ovih suma i pokušaja rekonstrukcije brojeva koji se nalaze u kvadratu.

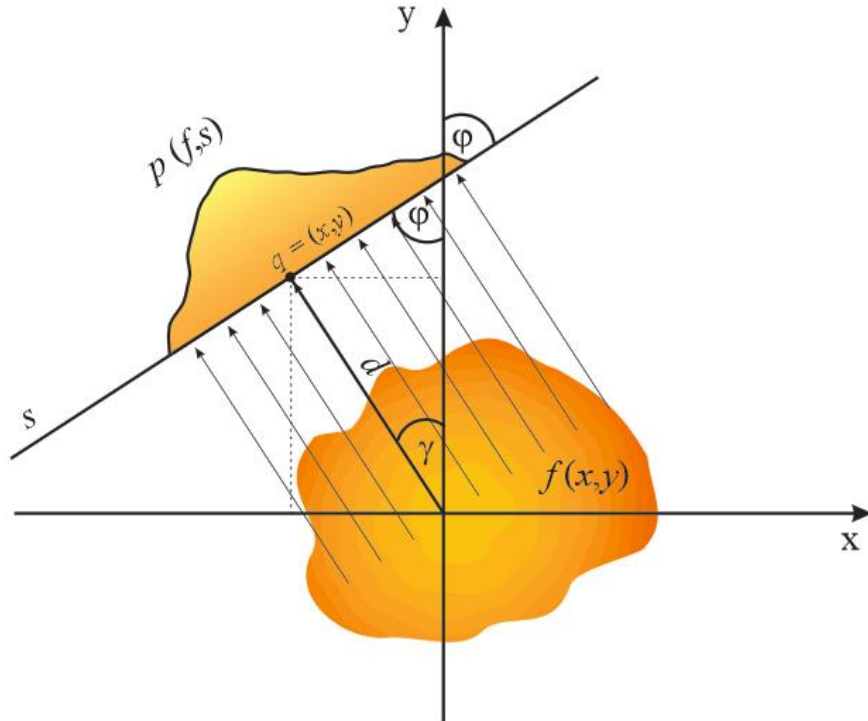
Za ovako podeljeni kvadrat čije su dimenzije 5×5 i koji ima 25 polja u kojima se nalaze nepoznate brojne vrednosti, neophodno je imati 25 jednačina kako bi postojala mogućnost za njegovo rešenje. Poznavanje vrednosti suma duž kolona i vrsta (ukupno 10) nije dovoljno za dobijanje jedinstvenog rešenja. Zapravo, u mnogim slučajevima, takav inverzni problem imaće više od jednog mogućeg rešenja. Kao najbolji primer za to je kvadrat predstavljen na slici 4.1 (desno), čija je suma duž svih posmatranih kolona i vrsta kvadrata takođe ista.

Da bi se ovaj inverzni problem uspešno rešio, neophodno je dodati i sume pojedinačnih polja kvadrata, koje se posmatraju pod određenim uglom u odnosu na x i y osu, čime se povećava broj jednačina. Zapravo, potrebno je dodatno uzeti u obzir tomografske projekcije posmatranog objekta duž različitih uglova posmatranja, sve dok ne dobijemo da broj jednačina ne bude jednak ili veći broju promenljivih. Na primer, ukoliko uzmemo u obzir i sume duž dijagonala (slika 4.1 – desno) dobićemo dodatnih 18 jednačina, što sa već pomenutih 10 čini dovoljan broj jednačina za dobijanje 25 nepoznatih vrednosti. Tek u tom slučaju su ispunjeni uslovi za dobijanje rešenja inverznog problema, koji se svodi na rešavanje sistema jednačina predstavljenog kroz matrični problem. Opisana metoda predstavlja uprošćenu verziju matematičkog modela tomografske rekonstrukcije fizičkog sistema.

Kod rešavanja složenijih fizičkih sistema Radon-ovim pristupom je moguće izvršiti dodatnu generalizaciju opisanog postupka. U takvim slučajevima rešavanje inverznog problema se može primeniti na kvadrat sa mnogo većim brojem polja, odnosno na bilo koji $n \times n$ kvadrat u kome se nalaze nepoznate promenljive. Tako na primer, brojeve iz kvadrata (slika 4.1) možemo zameniti sa realnim vrednostima temperatura u ložištu kotla, a umesto kvadrata možemo uzeti proizvoljnu funkciju $f: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ koja leži u dvodimenzionalnoj ravni \mathbb{R}^2 . Tada, sumu svih vrednosti $f(x,y)$ funkcije f na tačke $q = (x,y)$ koje leže na liniji s , možemo predstaviti sa:

$$p(f,s) = \int_s f(q) dq, \quad (4.1)$$

gde funkcija $p(f,s)$ daje tomografsku projekciju funkcije $f(q)$ nad svim linijama s unutar 2D prostora \mathbb{R}^2 . Ova funkcija predstavlja Radon-ovu transformaciju funkcije f i slikovito je prikazana na slici 4.2 [140, 141].



Slika 4.2. Upotreba Radon-ove transformacije pri tomografskoj rekonstrukciji funkcije $f(x,y)$.

Sa slike se takođe može uočiti da se duž d može predstaviti kao:

$$d = x \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2} - \gamma\right) + y \cdot \cos \gamma, \quad (4.2)$$

pri čemu se ugao γ može izraziti:

$$\gamma = \pi - \frac{\pi}{2} - \varphi = \frac{\pi}{2} - \varphi, \quad (4.3)$$

gde je φ ugao koji linija s zaklapa sa y osom. Dobija se da je:

$$d = x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi. \quad (4.4)$$

Odatle sledi da se projekcija $p(f,s)$ na liniju s može predstaviti sa:

$$p(f,s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) \cdot \delta(x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi - d) dx dy, \quad (4.5)$$

gde je sa $\delta(x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi - d)$ predstavljena Dirac-ova delta funkcija [145].

Projekcije date preko izraza (4.5) se drugačije mogu napisati i kao:

$$P(d, \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} f(d \cdot \cos \varphi - r \cdot \sin \varphi, d \cdot \sin \varphi + r \cdot \cos \varphi) dt. \quad (4.6)$$

Sledeći korak koji podrazumeva rešavanje inverznog problema funkcije $f(x,y)$ sastoji se u pronalaženju jedinstvenog rešenja preko Radon-ovih transformacija funkcije $f(x,y)$, tj: poznatih tomografskih projekcija $p(f,s)$. Jedinstveno rešenje funkcije f se tom prilikom može dobiti iz izraza:

$$f(x,y) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{dF_q(g)}{g}, \quad (4.7)$$

gde je sa:

$$F_q(g) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi + g, \varphi) d\varphi \quad (4.8)$$

predstavljena srednja vrednost svih integrala $p(f,s)$ nad linijama s koje se nalaze na rastojanju d od tačke q u prostoru \mathbb{R}^2 [134]. Izraz (4.8), koji se koristi za pronalaženje inverznog rešenja na osnovu poznatih tomografskih projekcija može se takođe primeniti i u n -dimenzionalnom prostoru \mathbb{R}^n .

Ne retko se u opisanoj tomografskoj metodi pri matematičkoj rekonstrukciji slike objekta primenjuje i Furijeova analiza. Ovako dopunjena metoda je osim u fizici naišla na primenu i u medicini (CT skeneri; engl. – Computed Tomography) u kojoj je kompjuterska tomografija u kliničku praksu uvedena 1972. godine [146]. Kod ove vrste zadataka tomografske rekonstrukcije, 3D slika objekta se dobija na osnovu projekcija koje su dobijene prolaskom X-zračenja kroz posmatrani objekat iz više pravaca [144–146]. Nakon prolaska kroz organe, dobijaju se oslabljeni zraci čiji se intenzitet meri pomoću prostorno raspoređenih detektora. Uporednim i brojnim merenjima koeficijenta apsorpcije određenog preseka jednog ili više organa, dobijaju se tomografske slike

(*slajsovi*) specifičnih struktura u ljudskom telu na osnovu kojih je moguće izvršiti potpunu rekonstrukciju slike posmatranog organa.

Kao što je već napomenuto kod mnogih inverznih problema nije moguće garantovati postojanje rešenja, a još u manjem broju njegovu jedinstvenost. To se posebno odnosi na nelinearne sisteme, gde rešenja inverznog problema mogu biti nestabilna u smislu da male varijacije u postavci sistema koje se odnose na početne vrednosti, mogu dovesti do velikih razlika u konačnim, izračunatim vrednostima. Takođe, treba imati na umu da dodatno povećavanje rezolucije, odnosno usitnjavanje polja slike posmatranog 2D objekta predstavlja kvadratnu funkciju broja jednačina neophodnih za rešavanje problema. To dodano vrši opterećenje na kompjutere, odnosno primenjeni algoritam za tomografsku rekonstrukciju posmatranog objekta. U tom smislu, adekvatan algoritam koji će brzo dati jedinstveno rešenje ili rešenje koje minimalno odstupa od optimalnog rešenja, predstavlja imperativ kod rešavanja ove vrste matematičkih zadataka.

5. Rešavanje inverznog problema

Kao što je napomenuto u prethodnom poglavlju, u osnovi tomografske metode leži rešavanje inverznog problema, odnosno rekonstrukcija podataka o posmatranom fizičkom objektu na osnovu rezultata njegovih projekcija. U ovom poglavlju izložena je metoda za rešavanje inverznog problema iz optičke pirometrije. Metoda je prikazana i realizovana preko algoritamskog rešenja, koje se može koristiti pri tomografskoj rekonstrukciji temperaturnih raspodela. Predloženi postupak je konceptualno različit od svih do sada opisanih metoda. Osnovna namena mu je regulisanje intenziteta emitovanja svetlosti pojedinačnih LED (Light Emitting Diode) izvora koje emituju svetlost na različitim talasnim dužinama.

Ovim pristupom rešavanja inverznog problema obezbeđuju se podaci koji se odnose na intenzitete na kojima treba da zrače izabrane grupe dioda. Cilj je dobijanje zračenja određenog spektralnog profila, koje predstavlja sumu pojedinačnih LED izvora.

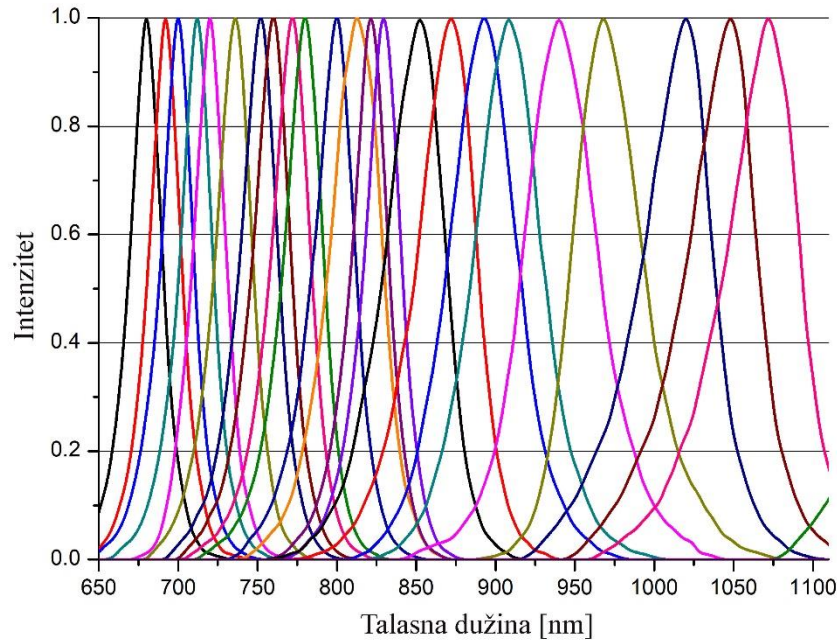
Metodu je moguće primeniti i u procesu izbora odgovarajućih LED izvora pri tehničkoj realizaciji spektralno podesivog izvora za simulaciju zračenja apsolutno crnog tela. Ovakav uređaj bi našao primenu u kalibraciji optičkih radijacionih pirometara u opsegu temperatura od 800 °C do 1300 °C i spektralnom intervalu od 700 nm do 1070 nm. S obzirom na kalibracionu namenu izvora, njegova spektralna kriva treba da bude podesiva za simuliranje različitih temperatura. Ovo je naročito bitno za pirometre koji koriste jednostruke i dvostruke PIN-Si senzore sa radnim opsegom od 700 - 1100 nm. Razvijena numerička metoda za određivanje koeficijenta doprinosa pojedinačnih LED u ukupnom simuliranom spektru, testirana je prvo na ravnom spektralnom profilu. Potom je izvršeno poređenje i sa drugim metodama, kao i sa različitim oblicima simuliranih spektara, dajući veoma dobre rezultate.

5.1. Mogućnosti primene LED u generisanju različitih spektralnih raspodela

U poslednjih 10-15 godina realizovan je veliki broj različitih spektralnih izvora zračenja, baziranih na kombinovanom zračenju pojedinačnih LED različitih spektralnih karakteristika. Njihov broj naročito se uvećava sa ubrzanim razvojem novih poluprovodničkih izvora zračenja i povećanjem spektralnog opsega koji oni pokrivaju [150–158]. Ovakav princip konstrukcije daje mogućnost generisanja velikog broja spektralnih raspodela proizvoljnog oblika, otvarajući mogućnost velikog broja primena: kalibracija instrumenata za merenje intenziteta svetlosti i njene raspodele po talasnim dužinama, ambijentalno osvetljenje, primena u forenzici, fluorescencija, itd [159]. Kao primer posebne upotrebe LED izdvajaju se tzv. kalibracioni izvori [160–165]. To su izvori svetlosti kod kojih se kombinovanjem različitih dioda dobija određeni spektralni profili, koji se potom koriste za kalibraciju različitih vrsta optičkih instrumenata. U članku [166] prikazana je realizacija LED izvora, koji je služio kao kalibracioni izvor za ultra osetljivi spektrometerski sistem namenjen elektro i fotoluminescentim merenjima. Poseban izazov, kako tehnološki, tako i fiziko-matematički problem predstavlja mogućnost dobijanja različitih oblika spektara u bliskom IC delu spektra kada se koristi veći broj pojedinačnih LED izvora. Dobijanje zadovoljavajućeg spektralnog profila u pomenutom spektralnog opsegu putem simulacija, otvorio bi vrata tehničkoj realizaciji i izradi instrumenta, koji bi imao ulogu simulatora zračenja apsolutno crnog tela. Na taj način bi se otvorila mogućnost realizacije kalibracionog izvora za optičke radijacione pirometre (dvobojni pirometri) za različite temperaturne opsege, koji bi bio jednostavniji i kompaktniji za upotrebu. Imajući u vidu ciljeve našeg istraživanja, koje se zasniva na korišćenju pirometara koji su već implementirani u Termoelektrani Nikola Tesla B (PIRO-08) [167], analiza je ograničena na spektralni opseg od 700 nm - 1070 nm i temperature apsolutno crnog tela od 800 °C do 1300 °C.

Osnovni problem kod konstrukcije kalibracionih svetlosnih izvora se sastoji u pronalaženju odgovarajućeg intenziteta kojima treba da zrače odabrane LED u zadatoj spektralnoj širini opsega, tako da njihov ukupni intenzitet što približnije odgovara nekom zadatom spektralnog profilu krive. Kao elementarne izvore zračenja koristimo niz LED izvora sa relativno uskim profilima Gauss-ovog tipa, čije su normalizovane vrednosti prikazane na slici 5.1. Doprinos svake pojedinačne LED u ukupnom

intenzitetu kontroliše se jačinom struje kroz nju i sa matematičke tačke gledišta može se predstaviti kao proizvod intenziteta spektralne raspodele zračenja svake pojedinačne diode i koeficijenta, čija je vrednost nepoznata i koju je potrebno odrediti.



Slika 5.1. Spektralna raspodela zračenja pojedinačnih LED u spektralnom opsegu od 650 nm - 1110 nm.

Osnovni cilj je pronalaženje najbolje varijacije koeficijenata za regulaciju jačine struje kroz svaku pojedinačnu LED diodu kalibracionog izvora, radi dobijanja što približnijeg sveukupnog spektralnog intenziteta zračenja (*Spectral Power Distribution* - SPD) LED.

U prvoj fazi razvoja algoritma oblik spektra koji je realizovan je ravan (konstantan intenzitet u zavisnosti od talasne dužine), što bi potencijalno dalo izvor opšte namene za kalibraciju različitih optičkih i spektralnih uređaja. Sledeća faza razvoja algoritma podrazumevala je simulaciju različitih spektralnih izvora, na prvom mestu apsolutno crnog tela. Osim toga, pored simulacije dobijenog spektralnog profila procenili smo i grešku u vrednosti temperature koju bi pokazivao pirometar u ovom spektralnom opsegu pri kalibraciji u odnosu na simulirano crno telo. Algoritamsko rešenje je predstavljeno kroz matematički problem rešavanja inverznog problema sa ciljem dalje implementacije u spektralno podesivom izvoru svetlosti za što širi spektralni opseg.

5.2. Postavka direktnog problema

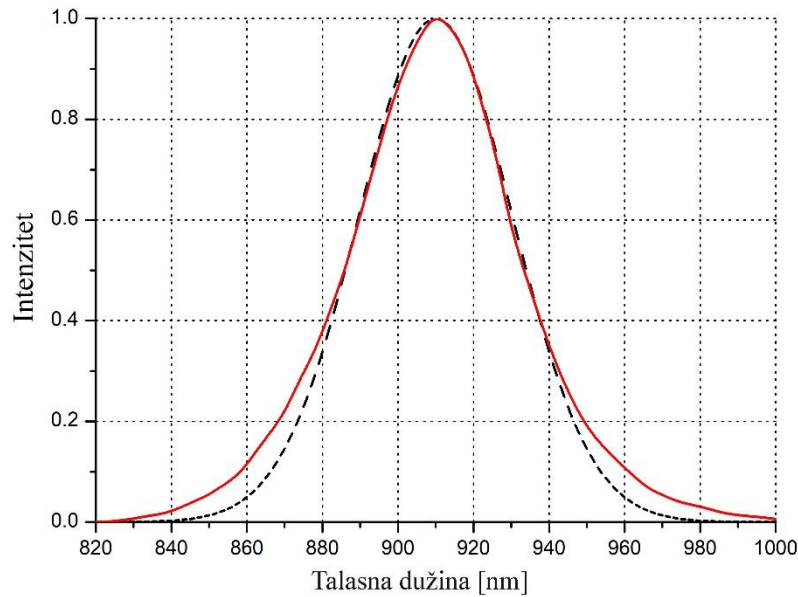
Kao što je već napomenuto, osnovni zadatak je da se za zadati broj odabranih dioda pronadu koeficijenti kojima je potrebno pomnožiti njihove intenzitete emitovanja svetlosti, da bi se dobio željeni ukupni intenzitet zračenja LED u zadatoj spektralnoj širini opsega.

Tabela 5.1. Matrica $M_{m,n}$ intenziteta emitovanja pojedinačnih LED spektralne širine od 632 nm do 1548 nm sa korakom od po 4 nm.

		LED					
		L680	L690	L700	...	L1450-06	L1550
Talasna dužina (nm)	632	0,006757	0	0	...	0	0
	636	0,013514	0	0	...	0	0
	640	0,027027	0	0	...	0	0
	644	0,041892	0,006757	0	...	0	0
	648	0,067568	0,013514	0,006757	...	0	0

	1532	0	0	0	...	0,081081	0,891892
	1536	0	0	0	...	0,067568	0,918919
	1540	0	0	0	...	0,054054	0,945946
	1544	0	0	0	...	0,040541	0,986486
	1548	0	0	0	...	0,033784	1

U tabeli 5.1 prikazane su vrednosti intenziteta emitovanja svetlosti u opsegu od 632 nm do 1550 nm sledećih LED: L680, L690, L700, L710, L720, L735, L750, L760, L770, L780, L800, L810, L820, L830, L850, L870, L890, L910, L940, L970, L1020, L1050, L1070, L1200, L1300, L1450 i L1550 na osnovu podataka, preuzetih sa [168]. Kao primer SPD napomenutih dioda, na slici 5.2 prikazan je grafik intenziteta emitovanja svetlosti na primeru LED diode L910 u spektralnoj širini od 820 nm do 1000 nm i Gauss-ov profil krive sa punom širinom na polovini visine (*Full width at half maximum* - FWHM) od 48 nm. Na osnovu slike se može uočiti da se za LED diodu L910 maksimalni intenzitet zračenja svetlosti ostvaruje upravo na talasnoj dužini od 910 nm.



Slika 5.2. Normalizovane vrednosti intenziteta emitovanja svetlosti LED L910 u spektralnom opsegu od 820 nm - 1000 nm. Crvena puna linija - realan profil krive. Crna isprekidana linija -

Gauss-ov profil krive sa FWHM 48 nm $f(x) = \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} \exp\left(-2\frac{(x-x_c)^2}{w^2}\right)$, $w = 48$ nm.

Gore navedeni problem nalaženja koeficijenata bi se u linearnoj algebri sveo na rešavanje m jednačina sa n nepoznatih koeficijenata a_1, a_2, \dots, a_n prema (5.1), pri čemu M predstavlja matricu intenziteta emitovanja svetlosti LED izdvojenu iz tabele 5.1 u zavisnosti od broja odabranih dioda n i odabrane spektralne širine opsega m .

$$\begin{aligned} a_1 \cdot M_{11} + a_2 \cdot M_{12} + \dots + a_n \cdot M_{1n} &= I_1 \\ a_1 \cdot M_{21} + a_2 \cdot M_{22} + \dots + a_n \cdot M_{2n} &= I_2 \\ &\dots \\ a_1 \cdot M_{m1} + a_2 \cdot M_{m2} + \dots + a_n \cdot M_{mn} &= I_m \end{aligned} \quad (5.1)$$

Element M_{ij} matrice M predstavlja spektralni doprinos i -te diode na j -toj talasnoj dužini. Dakle, matrica intenziteta emitovanja svetlosti LED M je pravougaona matrica čije su dimenzije $m \times n$, kod koje su nenulti članovi uglavnom raspoređeni duž njene dijagonale, dok preostali elementi matrice imaju nultu vrednost. S obzirom na njene karakteristike i da je $m > n$, matematički problem (5.1) se svodi na rešavanje preodređenog (eng. - *overdetermined*) sistema.

U slučaju da su nam vrednosti matrica M i A poznate, ovakav tip problema bi bio okarakterisan kao direktan problem, pri čemu bi matrica M bila tzv. direktni operator, ili

opservaciona matrica. Kod inverznog problema osnovni cilj je pronalaženje najboljih elemenata parametra (operatora) ili bar aproksimativnog rešenja A koje zadovoljava $I = M \cdot A$. Ovakav tip problema se može rešiti različitim pristupima. Jedan od njih je regularizaciona Tikhonov-ljeva metoda, koja se vezuje za rešavanje inverznog problema ne-negativnom metodom najmanjih kvadrata (*Non-Negative Least Square method - NNLS method*) [169–172], kao što je prikazano u jednačinama (5.2-5.4);

$$\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & \dots & M_{1n} \\ M_{21} & M_{22} & \dots & M_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{m1} & M_{m2} & \dots & M_{mn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \dots \\ I_m \end{bmatrix}, \quad (5.2)$$

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & \dots & M_{1n} \\ M_{21} & M_{22} & \dots & M_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{m1} & M_{m2} & \dots & M_{mn} \end{bmatrix}; \quad A = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_n \end{bmatrix}; \quad I = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \dots \\ I_m \end{bmatrix}, \quad (5.3)$$

$$A = (M^T M + \gamma^2 J)^{-1} M^T \cdot I, \text{ gde je } J \text{ jedinična matrica } J = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{bmatrix}. \quad (5.4)$$

Za matricu realnih vrednosti zračenja LED (tabela 5.1) i za minimalnu vrednost standardne devijacije σ (15) pri kojoj su sve vrednosti koeficijenata a_1, a_2, \dots, a_n nenegativne ($a \geq 0$), dobija se da je parametar $\gamma = 0,08504968$. Podaci dobijeni metodom najmanjih kvadrata (MNK), regularizacionom metodom Tikhonov-a i našom optimizacionom metodom za različite krive (ravnu krivu, Planck-ov zakon zračenja za temperature od 800 °C do 1300 °C i spektralni opseg 700 nm – 1070 nm) dati su u Prilogu 10.1 na kraju disertacije. Međusobno poređenje i analiza ovih podataka idu u prilog naše optimizacione metode.

5.3. Algoritam za rešavanje inverznog problema

Inverzna postavka direktnog problema $I = M \cdot A$ predstavljenog u jednačini (5.2), u matricnoj formulaciji bi glasila:

$$A = M^{-1} \cdot I' . \quad (5.5)$$

Ovde je umesto I , predstavljena matrica I' , da bi se naglasilo da su upotrebljena realna merenja, u kojima su predstavljeni podaci kod kojih je uključena i greška merenja. Direktno izračunavanje invertovanih matrica predstavljenih u jednačini (5.5) nije uvek praktično, zbog veličine samih matrica. Ako broj vrsta m koji odgovara dužina vektora I' , nije jednak broju kolona n (dužina vektora A) imaćemo nekvadratnu matricu koja se ne može direktno invertovati. Međutim, matricno rešenje se može naći ako se umesto jednačine $M \cdot A = I'$ reši jednačina:

$$M^T \cdot M \cdot A = M^T \cdot I' , \quad (5.6)$$

i potom se izvrši invertovanje kvadratne matrice $M^T \cdot M$ kako bi se dobilo rešenje:

$$A = (M^T \cdot M)^{-1} M^T \cdot I' , \quad (5.7)$$

gde je M^T transponovana matrica matrice M . Takođe, do rešenja se može doći ukoliko umesto jednačine $M \cdot A = I'$ rešimo jednačinu:

$$M \cdot A = (M \cdot M^T)(M \cdot M^T)^{-1} \cdot I' , \quad (5.8)$$

čime dobijamo:

$$A = M^T \cdot (M \cdot M^T)^{-1} \cdot I' . \quad (5.9)$$

Ispostavlja se da je ovo rešenje takođe i optimalno rešenje koje minimizira ciljnu funkciju kod metode najmanjih kvadrata (5.10), koja definiše kvadrat razlike ostatka - rezidual između podataka dobijenih merenjem i onih modelovanih korišćenjem direktne formulacije problema [173]:

$$\chi^2 = [I' - M \cdot A]^T [I' - M \cdot A] . \quad (5.10)$$

Razlike između izmerenih i modeliranih vrednosti će imati normalnu (Gauss-ovu) raspodelu sa nultom srednjom vrednošću. To znači da minimiziranje χ^2 jednačinom (5.10) dovodi do fizički značajnije procene matrice A' date sa:

$$A' = [M^T \cdot V \cdot M]^{-1} \cdot M^T \cdot V \cdot I', \quad (5.11)$$

gde V predstavlja otežinjenu dijagonalnu matricu dimenzija $m \times m$, koja se uvodi kako bi došla do izražaja merenja kod kojih postoji manji stepen neizvesnosti, odnosno podaci sa malim nesigurnostima merenja. S obzirom na neizvesnosti povezane sa I' i aproksimacijom direktnog modela koji određuje M , inverzija jednačine (5.5) daje procenu A' , parametara zračenja LED dioda. Mora se imati na umu da je rešenje jednačine (5.11) podjednako primenljivo na preodređeni problem $m > n$, pododređeni (nedovoljno definisani) $m < n$ i dobro određeni problem $m = n$, pošto je u svim slučajevima matrica $[M^T \cdot V \cdot M]$ kvadratna $n \times n$ matrica. U slučaju da imamo linearan problem, proces matricne inverzije jednačine (5.11) može direktno dovesti do rešenja inverznog problema. U opštem slučaju ovakvo rešenje ne mora nužno da bude jedinstveno zbog uticaja neizvesnosti merenja. Sa druge strane, u problemu koji je pred nama postavljen, gde je bilo potrebno naći vrednosti elemenata matrice A , dimenzije matrice M bile su suviše velike da bi se njome lako manipuliralo ili ona direktno invertirala, što je dodatno otežavalo direktno rešenje inverznog problema.

Za razliku od navedenih matematičkih postupaka, u našoj metodi primenjen je sasvim drugačiji inovativni pristup pri rešavanju inverznog problema. U ovom novom pristupu pošli smo od sledećih pretpostavki:

- Zadat je određeni oblik spektra.
- Želimo da ga simuliramo pomoću n LED izvora koji prekrivaju zadati spektralni interval.
- Zračenje svake diode može se predstaviti Gausovim profilom (zbog lakše simulacije, kasnije se mogu koristiti realni profili dioda).

- Doprinos svake LED ukupnom zračenju određen je odgovarajućim koeficijentom a_i ($i = 1, \dots, n$) proporcionalnim struji koja bi prolazila kroz LED u realnom izvoru.
- Svi koeficijenti mogu imati vrednosti u zadatom intervalu od neke donje granice (lower limit - ll_a) do neke gornje granice (upper limit - ul_a).

Vrednosti donje i gornje granice koeficijenata zavise od oblika zadatog spektra.

U novom pristupu sistem jednačina (5.1) se rešava tako da se dozvoli da ukupni intenziteti po pojedinačnim talasnim dužinama I_1, I_2, \dots, I_m imaju mala odstupanja od zadatih vrednosti. Zapravo, ostavlja se mogućnost minimalnog odstupanja od zadate spektralne raspodele ciljanih intenziteta $I_{T1}, I_{T2}, \dots, I_{Tm}$. Sa ovim pristupom, pronalaze se sve varijacije koeficijenata a_1, a_2, \dots, a_n u zadatom očekivanom opsegu, pri čemu za svaku nađenu varijaciju algoritam izračunava i pamti vrednost standardne devijacije odstupanja ukupnog intenziteta zračenja dioda I_1, I_2, \dots, I_m od ciljnog ukupnog intenziteta $I_{T1}, I_{T2}, \dots, I_{Tm}$. Kao što je već napomenuto metod rešavanja gornjeg sistema jednačina je najpre razvijan i testiran za ($I_{T1} = I_{T2} = \dots = I_{Tm} = 1$), a potom za željenu spektralnu raspodelu ciljanih intenziteta. Na kraju se izdvaja ona varijacija koeficijenata, koja daje minimalno odstupanje spektralne raspodele LED od ciljane spektralne raspodele.

Svaki koeficijent određujemo sa tačnošću koja je određena rezolucijom rez , što znači da ukupan broj mogućih vrednosti koje može da ima svaki koeficijent prema (5.12) iznosi:

$$N = (ul_a - ll_a) / rez. \quad (5.12)$$

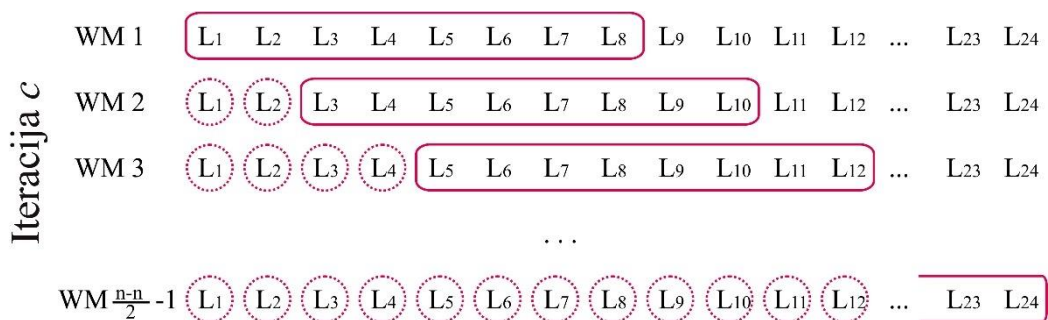
Koristeći ovakve pretpostavke i u njima definisane parametre, u zavisnosti od vrednosti tih parametara, možemo generisati ukupno V_r različitih spektara, odnosno varijacija sa ponavljanjem prema (5.13). Potrebno je pronaći onaj koji najbolje odgovara željenom (zadatom) spektru, pri čemu ćemo kao kriterijum postaviti minimalnu standardnu devijaciju odstupanja simuliranog spektra od zadatog.

$$V_r = N^n \quad (5.13)$$

Spektralni opseg od 700 nm do 1070 nm koji je nama od interesa, ograničen je ponudom od strane LED proizvođača i on je pokriven sa $n = 24$ LED (tabela 5.1). U realnosti, ako za svaku od navedenih dioda uzmemo po 4 iste diode ($ul_a = 4, ll_a = 0$) i

ako pretpostavimo da je njihove koeficijente potrebno odrediti sa tačnošću do na treću decimalu ($rez = 0,001$), prema (5.12) sledi da je $N = 4000$. S obzirom da su nam u ponudi 24 LED, za ovako postavljene uslove prema (5.13) dobija se da je ukupan broj varijacija 4000^{24} . Da bi pronalaženje najoptimalnije varijacije koeficijenata bilo izvodljivo, potrebno je pronaći način da se njihov broj umanja, kako bi ih računar mogao izračunati u nekom razumnom vremenskom periodu. Posle više različitih pokušaja za redukciju broja varijacija došli smo do zaključka da bi trebalo najpre smanjiti broj mogućih vrednosti koeficijenata, a istovremeno naći način da se smanji i broj dioda koje se istovremeno uzimaju u obzir u proceduri traženja.

Prvi zahtev smo rešili iterativnim postupkom u kome je $N = 3$ fiksirano, pri čemu se interval traženja rezultata smanjuje dok se u isto vreme rezolucija povećava. Drugi zahtev smo rešili tako što smo od n dioda (poređanih po rastućim talasnim dužinama) koje pokrivaju zadati spektralni interval, uzeli samo prvih n' dioda i proračunavali koeficijente samo u ovom prozoru od n' dioda. Nakon pronalaženja najboljih koeficijenata za koeficijente u prozoru, prozor se pomera za dva mesta udesno. Postupak se ponavlja za novi skup od n' dioda, pri čemu se za određivanje minimalne standardne devijacije uzimaju u obzir i prethodno određeni koeficijenti dioda. Sa leve strane prozora ostaju izračunati koeficijenti. Postupak se ponavlja i nadovezuje na nove diode, sve dok ne dođemo do proračuna i poslednjeg koeficijenta, tj. LED sa najvećom talasnom dužinom. Ilustracija opisanog pristupa je prikazana na slici 5.3.



Slika 5.3. Ilustracija kretanja „prozora” (eng. *window movement* - WM) prilikom izračunavanja koeficijenata za $n = 24$ i $n' = 8$ LED u jednom iteracionom ciklusu.

Spektralna širina koja je pokrivena ovakvim načinom traženja vrednosti koeficijenata dioda sa leve strane je ograničena početkom ukupnog spektralnog intervala, dok je sa desne strane ograničena talasnom dužinom na kojoj se nalazi pik poslednje n' diode u prozoru. Postupak za pronalaženje koeficijenata za diode u prozoru je sledeći.

U svakom koraku tri vrednosti koeficijenta ($N = 3$) za određenu diodu su: granice intervala i sredina intervala u kome tražimo koeficijente. Za prvu iteraciju, odnosno za ciklus $c = 0$, one su date u (5.14) i predstavljaju: donju granicu (ll_a), gornju granicu (ul_a) i njihovu aritmetičku sredinu:

$$a_{i,c} \in \left(ll_a; \frac{ul_a - ll_a}{2}; ul_a \right). \quad (5.14)$$

Jednu od svih $3^{n'}$ varijacija koeficijenata za svaku LED od n' u prozoru u svakoj iteraciji biramo tako da dobijemo najmanje minimalno odstupanje intenziteta I_1, I_2, \dots, I_m od ciljnih intenziteta $I_{T1}, I_{T2}, \dots, I_{Tm}$. Za svaku varijaciju koeficijenata kao kriterijum minimalnog odstupanja koji je primenjivan u cilju procene SPD spektra LED u odnosu na ciljani SPD, korišćena je standardna devijacija σ_{min} prema (5.15).

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{j=0}^m (I_j - I_{Tj})^2}. \quad (5.15)$$

U sledećoj iteraciji oko svake izabrane vrednosti koeficijenta odaberemo manji interval (*step*) prema (5.16) u kome tražimo tačniju vrednost koeficijenata, pri čemu je $f(c)$ funkcija koja zavisi od rednog broja ciklusa c . Odabir širine intervala *step* je presudan za konvergenciju rezultata, odnosno konvergenciji ka zadatoj rezoluciji *rez*. Ciklus se izvršava sve dokle se ne ostvari da vrednost intervala *step* ne bude manja ili jednaka traženoj rezoluciji *rez*. Ukoliko odaberemo preuzak interval može se desiti da se stvarna vrednost koeficijenta nađe izvan njega, a ukoliko je smanjenje intervala suviše malo biće potreban veliki broj cikličnih ponavljanja da bi se postigla željena rezolucija *rez* i došlo do konačnog rešenja:

$$step = \frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot f(c). \quad (5.16)$$

U pronalaženju načina za sistematsko smanjivanje intervala testirali smo veliki broj različitih funkcija, pri čemu je najbolji rezultat dala funkcija u (5.17), tako da se širina intervala u kome tražimo vrednost koeficijenta u svakoj iteraciji umesto sa (5.16), može predstaviti sa (5.18).

$$f(c) = \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \quad (5.17)$$

β je parametar nagiba krive, $\beta \in (0,1)$.

$$step = \frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \quad (5.18)$$

Nakon pronalaženja standardnih devijacija za sve moguće varijacije sa ponavljanjem koeficijenata sa korakom čija je vrednost određena jednačinom (5.12) u zadatom intervalu $[ll_a, ul_a)$, traži se minimalna vrednost standardne devijacije (odnosno minimalno p). Koeficijenti pri kojima se postiže minimalna standardna devijacija σ_{min} (odnosno p_{min}) predstavljaju *najbolju moguću varijaciju koeficijenata* u koraku traženja za datu iteraciju. Nakon pronalaženja najbolje varijacije koeficijenata $a_{i,c}$ ($i=0, 1, 2, \dots, n$) u c -tom ciklusu (iteraciji) pri datom koraku traženja ($step$), vrši se postupak daljeg traženja koeficijenata u njihovoj okolini preko uslova (5.14 - 5.17), pri čemu se ovoga puta korak traženja smanjuje kako se povećava broj ciklusa (iteracija).

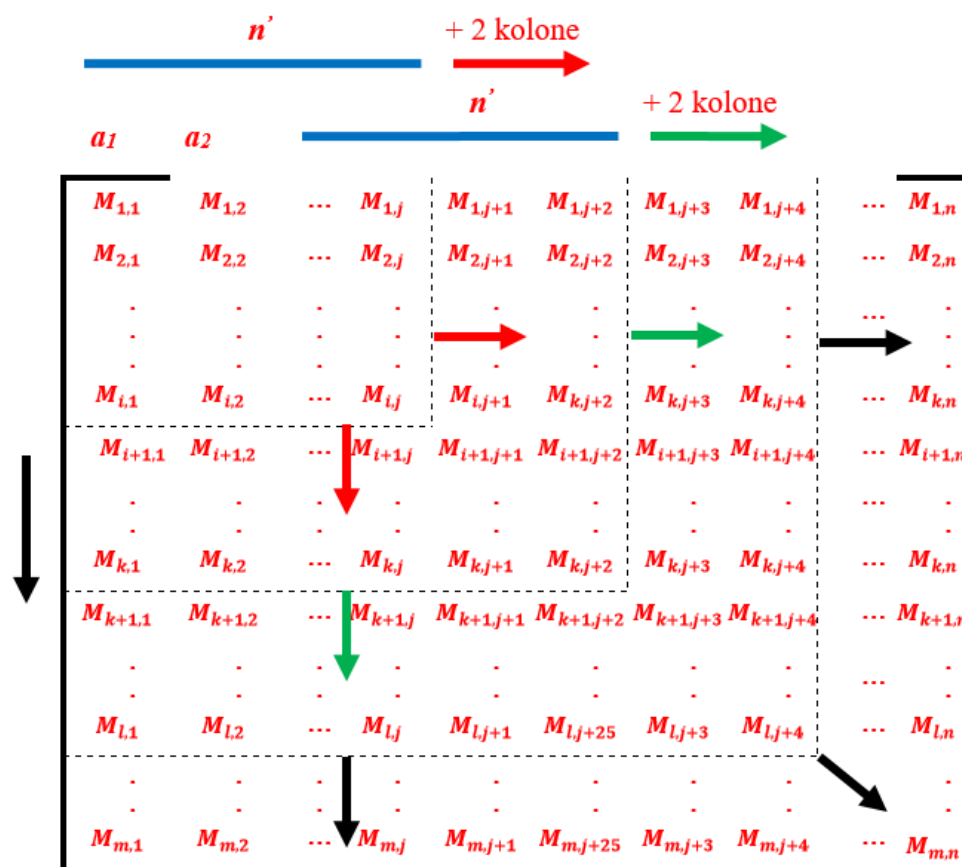
Koeficijenti $a_{i,c}$ ($i=0, 1, 2, \dots, n$) predstavljaju najbolju varijaciju koeficijenata, dobijenih traženjem u zadatom intervalu $[ll_a, ul_a)$ sa datim korakom u datoj iteraciji c . Nadalje se vrši ponavljanje postupka traženja najbolje varijacije koeficijenata u okolini koeficijenata dobijenih u prethodnom traženju, pri čemu se koraci traženja smanjuju sa povećanjem broja iteracija, pri čemu se sada dobijaju nove vrednosti koeficijenata $a_{i,c+1}$ ($i=0, 1, 2, \dots, n$), koje predstavljaju novu najbolju varijaciju koeficijenata.

S obzirom da je ukupan broj varijacija mogućih vrednosti koeficijenata i pored smanjivanja osnove eksponenta (broj 3) i dalje veliki i iznosi $Vr = 3^n$, potrebno je u cilju smanjenja pomenutog broja varijacija smanjiti i eksponent n . To se postiže tako što se traženje pomenute najbolje varijacije koeficijenata dioda nikada ne traži za svih n dioda u istom trenutku, već se broj dioda za koje su koeficijenti pronađeni postupno pomera od nekog zadatog broja n' povećavajući ga za po dva, dok se nedostigne vrednost broja n . To znači da se umesto ukupnog broja dioda n u (5.3) primenjuje postupak prema kome se prethodno opisani algoritam traženja koeficijenata primenjuje na manji broj dioda od zadatog, a koji se obeležava sa n' ($n' \leq n$). Kao i ukupan broj dioda i n' se takođe precizira na početku programa. Na taj način, opisani algoritam pronalaženja najbolje varijacije koeficijenata u zadatom opsegu $[ll_a, ul_a)$ primenjuje se najpre za n' dioda, pri čemu se koeficijenti najpre traže sa vrednošću koraka koja je određena jednačinom (5.12) pri čemu je $c = 0$. To znači da je za razliku od prethodno opisanog

algoritma, u ovom algoritamskom rešenju potrebno iz matrice M izdvojiti podmatricu M_{pod} čije kolone odgovaraju diodama, koje su trenutno pokrivena sa brojem dioda n' , a vrste u opsegu od zadate donje granice spektralne širine opsega (λ_{min}) do pika zračenja u nm krajnje diode, koja je pokrivena sa n' . Množenjem dobijene podmatrice sa svim mogućim varijacijama sa ponavljanjem koeficijenata u zadatom intervalu $[ll_a, ul_a]$ sa početnim korakom, dobijaju se zbirni intenziteti zračenja odabranih dioda $I_i (i=0, 1, 2, \dots, m_{pod})$, pri čemu je m_{pod} ukupan broj vrsta u izdvojenoj podmatrici, a $n = n'$. Nakon toga se izračunava standardna devijacija odstupanja (odnosno p_{min}) novo dobijenih intenziteta u odnosu na željene jedinične vrednosti intenziteta $I_{Ti} (i=0, 1, 2, \dots, m_{pod})$. Koeficijenti pri kojima je postignuta minimalna standardna devijacija (odnosno p_{min}) predstavljaju *najbolju moguću varijaciju koeficijenata* za početni korak i za početni položaj n' izabranih dioda.

Nakon dobijanja najbolje moguće varijacije koeficijenata za početnih n' izabranih dioda, od svih dobijenih n' koeficijenata dioda pamte se samo dva koeficijenta za prve dve diode, dok je sve ostale koeficijente njih $n' - 2$ potrebno ponovo odrediti. U toku narednog, proces traženja koeficijenata, vrši se dodavanjem naredne dve diode koje u prethodnom traženju nisu bile obuhvaćene sa brojem n' , na $n' - 2$ dioda čije koeficijente treba ponovo odrediti. Na taj način ukupan broj dioda kojima se u svakom trenutku traže koeficijenti iznosi n' . Tom prilikom traži se najbolja moguća varijacija novih n' dioda, pri čemu se tokom izračunavanja standardne devijacije odstupanja (odnosno p_{min}) uzimaju u obzir i dve diode čiji su koeficijenti određeni u prethodnom traženju. Podmatrica M_{pod} je sada proširena i sadrži kolone od početno izabrane diode do krajnje diode, koja je trenutno pokrivena širinom n' dioda, a vrste u opsegu od zadate donje granice spektralne širine opsega (λ_{min}) do pika zračenja u nm druge dodate diode, koja je trenutno pokrivena sa n' (slika 5.4). Na ovaj način se svakoj pronađenoj varijaciji sa ponavljanjem koeficijenata dodaju dva najbolja koeficijenta iz prethodnog položaja klizača (a_1 i a_2) i tako dobijeni niz koeficijenata se množi sa podmatricom M_{pod} . Kao rezultat dobijaju se zbirni intenziteti zračenja odabranih dioda $I_i (i=0, 1, 2, \dots, m_{pod})$, pri čemu je m_{pod} ukupan broj vrsta u izdvojenoj podmatrici ($n'+2$). Koeficijenti pri kojima se postiže minimalna standardna devijacija predstavljaju *najbolju moguću varijaciju koeficijenata* za početni korak traženja koeficijenata (5.12) i za prvih n' dioda. Za prve dve od n' dioda su sada koeficijenti određeni, što ih sa dve prethodno određene diode čini četiri, pa se zatim uzimaju naredne dve diode, itd. Ovaj proces se ponavlja sve dok

se ne izračunaju svih n koeficijenata traženih LED. U slučaju da je broj dioda n paran i da nije moguće u poslednjem nadovezivanju broju $n' - 2$ dodati dve diode, dodaje mu se preostala dioda i kriterijum ostaje isti. Ovakvim izračunavanjem broj $Vr = 3^{n'}$ nikada neće preći granicu koju računar ne može da izračuna. Za računar performansi koje su spomenute i koji smo mi koristili (CPU 2 - 3GHz, 2 - 4GB RAM) taj broj je $Vr = 3^{13} = 1594323$.



Slika 5.4. Izdvajanje podmatrice M_{pod} iz matrice $M_{m,n}$.

Prilikom svakog pomeranja n' dioda za dve diode, jasno je da ukupan broj dodavanja dioda zavisi od početno zadatog broja dioda n , čije koeficijente treba da odredimo i maksimalnog broja dioda za koje je u svakom trenutku moguće izvršiti izračunavanja n' . Ovaj broj pomeranja može se izračunati prema izrazu:

$$brPom = \frac{(n - n')}{2} + 1 . \quad (5.19)$$

U svakom narednom izboru n' dioda svakoj nađenoj varijaciji sa ponavljanjem n' koeficijenata u zadatom intervalu $[ll_a, ul_a)$ sa početnim korakom, dodaje se k najboljih

koeficijenata iz prethodnog pomeranja a_1, a_2, \dots, a_k , pri čemu k odgovara ukupnom broju izostavljenih dioda od početno zadate diode do prve diode, koja je trenutno obuhvaćena sa n' i može se izraziti sa:

$$k = pomKlizaca * 2, \quad (5.20)$$

gde $pomKlizaca$ predstavlja trenutni pomeraj klizača, čije se vrednosti redom kreću od: $0, 1, 2, \dots$ do $brPom-1$. Ovako dobijeni niz koeficijenata se nadalje množi sa podmatricom M_{pod} . Podmatrica M_{pod} i ovoga puta sadrži kolone od početno izabrane diode do krajnje diode koja je trenutno pokrivena širinom klizača. Kao rezultat dobijaju se zbirni intenziteti zračenja odabranih dioda I_i ($i=0, 1, 2, \dots, m_{pod}$), pri čemu je m_{pod} ukupan broj vrsta u izdvojenoj podmatrici. Koeficijenti pri kojima se postiže minimalna standardna devijacija (odnosno p_{min}) predstavljaju *najbolju moguću varijaciju koeficijenata* za početni korak traženja koeficijenata i za trenutni položaj klizača. Na opisani način se u poslednjem pomeranju klizača dobija *najbolja varijacija od n koeficijenata* (pri čemu n odgovara ukupno zadatom početnom broju dioda) za početni korak traženja, koji se zajedno sa svim ostalim izlaznim rezultatima prikazuju u formi izveštaja korišćenog programskog okruženja.

Nakon pronalaženja najbolje varijacije koeficijenata u početnoj iteraciji kada je vrednost ciklusa $c = 0$, nadalje se za iteracije $c \geq 1$, vrši pronalaženje najboljih koeficijenata u okolini prethodno određenih koeficijenata prema postupku koji je istovetan postupku za početni korak. Razlika je samo u tome što se sada moguće vrednosti koeficijenata $a_{i,c}$ izračunavaju tako da uzimaju jednu od tri moguće vrednosti iz skupa koji je dat u (5.21), odnosno zapisano drugačije (5.22). Jedini uslov koji pri tome treba da bude ispunjen je da koeficijenti u prethodnoj $c-1$ iteraciji ispunjavaju uslov $lla < a_{i,c-1} < ula$. Ukoliko koeficijenti u prethodnoj $c-1$ iteraciji ispunjavaju uslov $a_{i,c-1} \leq lla$ onda koeficijenti $a_{i,c}$ u c -toj iteraciji uzimaju jednu od moguće tri vrednosti iz skupa koji je dat u (5.23). A ako koeficijenti u prethodnoj $c-1$ iteraciji ispunjavaju uslov $a_{i,c-1} \geq ula$ onda koeficijenti $a_{i,c}$ u c -toj iteraciji uzimaju jednu od moguće tri vrednosti iz skupa, koji je dat u (5.24). Kao što je već napomenuto, interval traženja koeficijenata smanjuje se povećanjem broja ciklusa c , sve dok se ne postigne zadata rezolucija rez ili u krajnjem slučaju do ispunjavanja uslova da je najbolja moguća varijacija koeficijenata u c -toj iteraciji ($c \geq 1$) identična sa najboljom mogućom varijacijom koeficijenata u prethodnoj $c-1$ iteraciji. Na ovaj način se postiže da se potencijalna vrednost

koeficijenta uvek zadržava unutar širine intervala omeđenog funkcijom (5.18). Skica detaljno prikazanog algoritamskog rešenja opisane metode za rešavanje inverznog problema data je na slici 5.5.

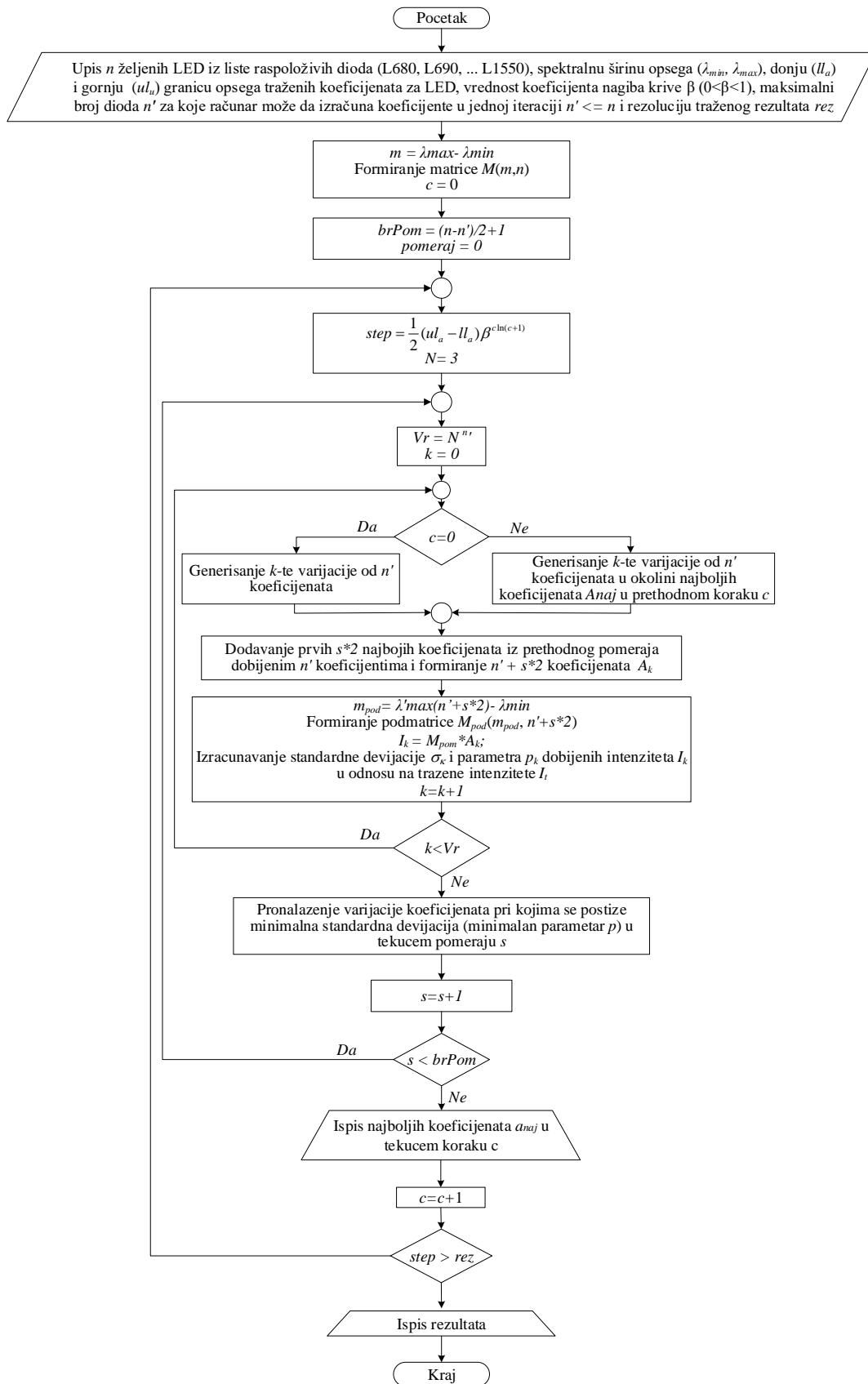
$$a_{i,c} \in \left\{ \begin{array}{l} a_{i,c-1} - step \\ a_{i,c-1} \\ a_{i,c-1} + step \end{array} \right\}, \quad (5.21)$$

$$a_{i,c} \in \left\{ \begin{array}{l} a_{i,c-1} - \frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \\ a_{i,c-1} \\ a_{i,c-1} + \frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \end{array} \right\}, \quad (5.22)$$

$$a_{i,c} \in \left\{ \begin{array}{l} ll_a \\ ll_a \left(1 - \frac{1}{2} \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \right) + \frac{ul_a}{2} \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \\ ll_a \left(1 - \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \right) + ul_a \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \end{array} \right\}, \quad (5.23)$$

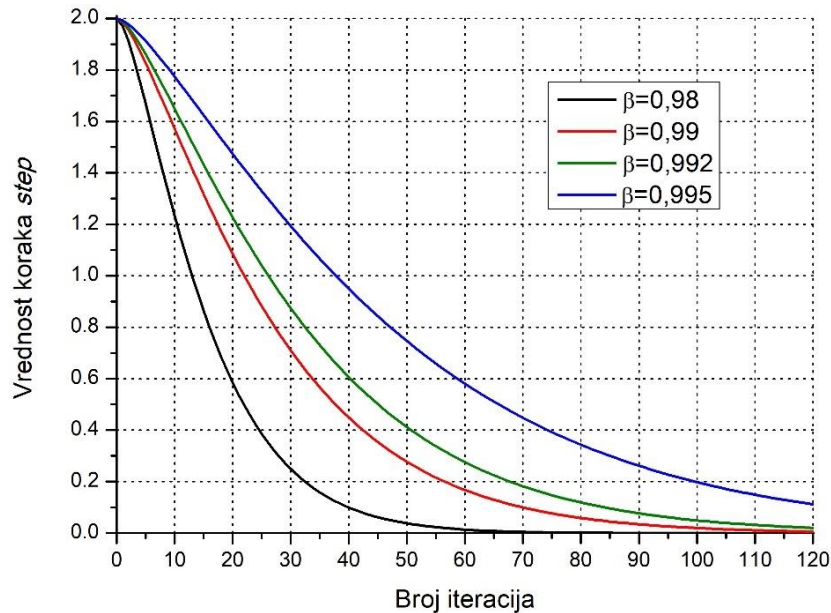
$$a_{i,c} \in \left\{ \begin{array}{l} ul_a \\ ul_a \left(1 - \frac{1}{2} \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \right) + \frac{ll_a}{2} \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \\ ul_a \left(1 - \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \right) + ll_a \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)} \end{array} \right\}. \quad (5.24)$$

Umesto funkcije $\beta^{c \cdot \ln(c+1)}$ (slika 5.6) ispitivali smo i druge opadajuće funkcije. Između ostalih i periodično opadajuće funkcije, kao što je $\alpha^c \left(\frac{\cos(0,1 \cdot \beta \cdot c) + \gamma}{1 + \gamma} \right)^\delta$. Međutim, ispostavilo se da je pomenuta logaritamska funkcija najjednostavnija i najefikasnija za pronalaženje traženih vrednosti koeficijenata.



Slika 5.5. Skica algoritamskog postupka za rešavanje inverznog problema.

Kod periodično opadajuće funkcije (slika 5.7) sa povećanjem broja iteracija ciklusa c ($c = 0,1,2,\dots$) dolazi do periodičnih konvergencija ka konačnom rezultatu. Ovi periodi konvergencije (tačke A,B,C, D, ...) se ponavljaju, sve dok vrednost koraka $step$ ne dostigne zadovoljavajuću rezoluciju rez .



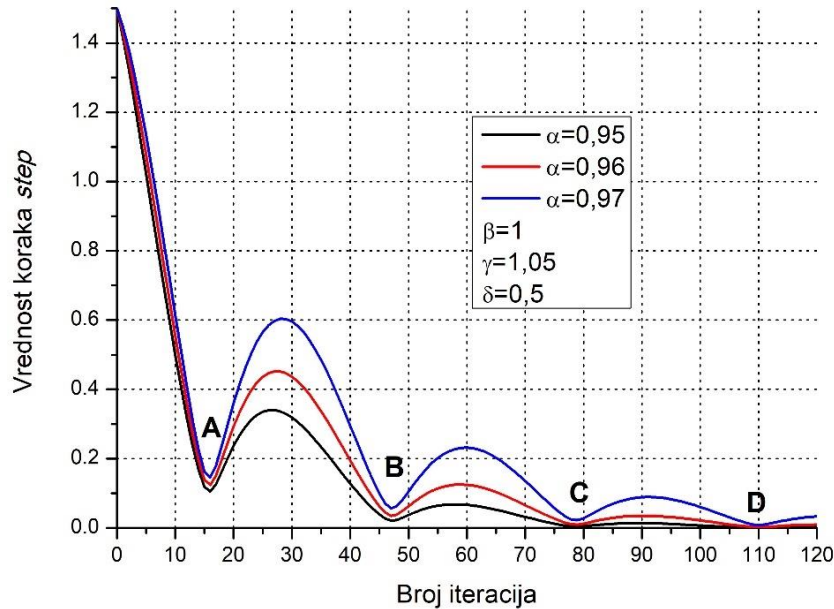
Slika 5.6. Oblik funkcije $\beta^{c-\ln(c+1)}$ za različite vrednosti koeficijenta β .

Između dva perioda konvergencije (između tačaka A i B, ili B i C, itd.) nalaze se tzv. periodi „provere“ dobijenih rezultata iz poslednje konvergencije. U njima dolazi do postepenog povećanja vrednosti koraka $step$, pa onda opet do njegovog smanjivanja, i tako sukcesivno. To ima za cilj da utvrdi da li je tokom poslednje konvergencije, usled neodgovarajućeg nagiba krive, propuštena neka bolja kombinacija koeficijenata koja bi imala manju vrednost standardne devijacije σ (5.15), odnosno parametra p (5.25) od one koja je dobijena.

Koeficijenti α , β , γ i δ utiču na nagib krive, broj tačaka konvergencije, vrednost koraka $step$ u tačkama konvergencije, broj iteracija unutar „provere“ rezultata, itd. Osim što se korišćenjem ove funkcije usložnjava primena, jer postoji dosta više parametara za podešavanje krive, sa ovim tipom funkcija se nisu dobili bolji rezultati.

Ispostavlja se da je funkcija $\beta^{c-\ln(c+1)}$ najjednostavnija i najefikasnija za pronalaženje traženih vrednosti koeficijenata, jer sadrži samo jedan parametar β pomoću koga je moguće odrediti optimalan profil krive, koji dovodi do optimalnog rešenja. Ona sadrži

samo jednu promenljivu čiju je vrednost potrebno na početku definisati, a to je parametar β . Korišćenjem parametra β , podešava se brzina konvergencije rezultata, na način da kada se unese manja vrednost parametra β , ukupan broj iteracija c ciklusa se smanjuje, na uštrb tačnosti dobijenih rezultata.



Slika 5.7. Oblik funkcije $\alpha^c \left(\frac{\cos(0,1 \cdot \beta \cdot c) + \gamma}{1 + \gamma} \right)^\delta$ za različite vrednosti parametara α , β , γ i δ .

Međutim, kada se unese veća vrednost parametra β ukupan broj iterativnih ponavljanja raste, pa je potrebno veće vreme za izračunavanje, ali se na ovaj način dobijaju bolji rezultati. Sa druge strane, ustanovljeno je da se povećavanjem vrednosti parametra β iznad neke gornje granice, vreme izračunavanja koeficijenata znatno povećava, pri čemu se ne dobijaju bolji rezultati. Za većinu krivih koje imaju različite SPD, ta gornja granica iznosi 0,99. Početnim definisanjem ovog parametra moguće je odrediti optimalan profil krive (slika 5.6), koji dovodi do najoptimalnijeg rešenja.

Uvođenjem \ln funkcije u (5.17) postiže se da onog trenutka kada vrednost koraka za određeni broj iteracija dostigne određenu rezoluciju, program ne pravi previše nepotrebnih ciklusa do dostizanja zadate rezolucije rez . U slučaju da je trenutno dostignuta rezolucija koraka 0,01 za funkciju koja ne sadrži prirodni logaritam

$f(c) = \frac{1}{2}(u_l - l_a) \cdot \beta^c$, broj preostalih iteracija do dostizanja ciljne rezolucije

$rez = 0,005$ iznosi 11 (tabela 5.2).

Sa druge strane, za funkciju $f(c) = \frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)}$ preostali broj iteracija do dostizanja ciljne rezolucije $rez = 0,005$ iznosi svega 3 (tabela 5.3). Na taj način ln funkcija omogućuje da koeficijenti brže konvergiraju traženom rezultatu, pri čemu se ne utiče na kvalitet rezultata. Sa druge strane to za posledicu ima znatno skraćenje vremena izvršavanja programa.

Tabela 5.2

Broj iteracija ciklusa za $rez = 0,005$ i funkciju

$$\frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot \beta^c.$$

Broj ciklusa (iteracija) c	$\frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot \beta^c$
40	0,014781
41	0,013303
42	0,011973
43	0,010775
44	0,009698
45	0,008728
46	0,007855
47	0,00707
48	0,006363
49	0,005726
50	0,005154

Tabela 5.3

Broj iteracija ciklusa za $rez = 0,005$ i funkciju

$$\frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)}.$$

Broj ciklusa (iteracija) c	$\frac{1}{2}(ul_a - ll_a) \cdot \beta^{c \cdot \ln(c+1)}$
15	0,012503
16	0,008428
17	0,005645

S obzirom da je u [174,175] korišćen parametar p , koji daje grubu procenu spektralnog poklapanja i izračunava se prema (5.25), to je i u našoj metodi rešavanja inverznog problema uz parametar σ i on uzet kao dodatni parametar u cilju procene valjanosti metode. Parametar p se koristi u cilju procene SPD spektra LED u odnosu na ciljani SPD. Predstavlja odnos sume apsolutne razlike između dobijene i ciljane SPD izvora i sume ciljane SPD izvora.

Koeficijenti kod kojih je prilikom izračunavanja postignuta minimalna standardna devijacija σ_{min} odnosno p_{min} predstavljaju *najbolju moguću varijaciju koeficijenata* za početnih n' izabranih dioda.

$$p = \frac{\sum_{380}^{780} \left| \sum_{i=1}^n k_i^{j-1} S_{LED_i}(\lambda) - S_{target}(\lambda) \right|}{\sum_{380}^{780} S_{target}(\lambda)} \quad (5.25)$$

Na opisani način se u poslednjem koraku dobija *najbolja varijacija od n koeficijenata* (pri čemu n odgovara ukupno zadatom početnom broju dioda), koji se zajedno sa svim ostalim izlaznim rezultatima prikazuju u formi izveštaja korišćenog programskog okruženja.

5.4. Rezultati - provera i analiza

Rešavanje opisanog inverznog problema realizovana je u programskom jeziku C u okviru konzolne aplikacije *Microsoft Visual Studio* programskog okruženja. Najbolji koeficijenti (a_i), minimalna dobijena standardna devijacija (σ_{\min}), srednja vrednost dobijenih intenziteta (I_{sr}), maksimalno odstupanje dobijenih intenziteta od zadatih vrednosti ($maxOds$), kao i parametar p (tabela 5.4) se za različite korake traženja *step* prikazuju na ekranu monitora i upisuju u tekstualne fajlove. Grafičko predstavljanje dobijenih rezultata izvršeno je korišćenjem *ZedGraph* biblioteke klasa *Microsoft Visual Studio C#* razvojnog okruženja, namenjenih za grafičku vizuelizaciju [176–178]. Fajl zaglavlja i izvršni fajl predloženog postupka rešavanja inverznog problema napisane u programskom jeziku C nalaze se na kraju disertacije u Prilogu 10.2 i 10.3.

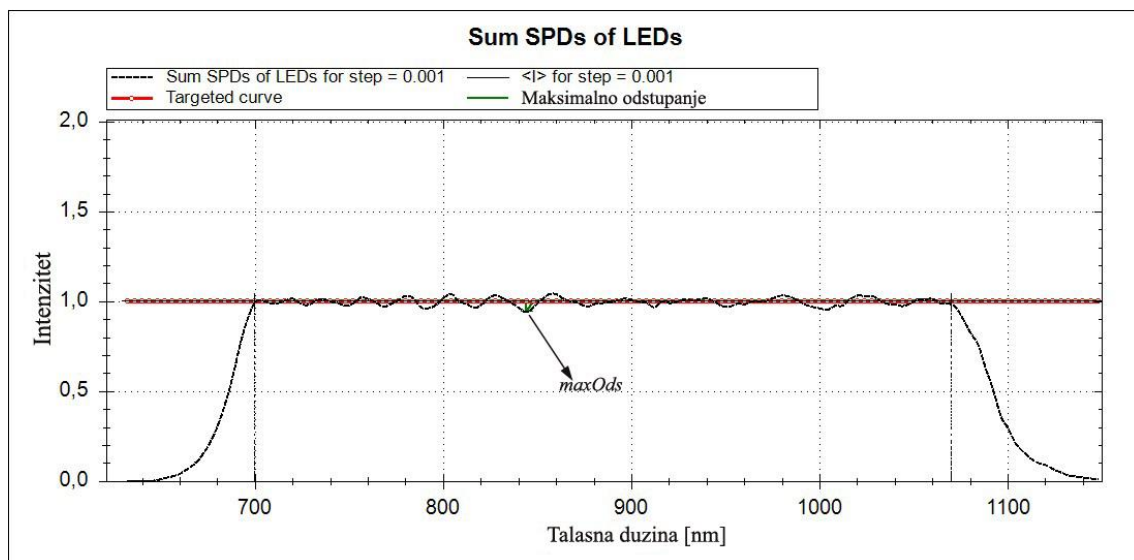
Testiranjem metode za različiti broj n' ustanovljeno je da se najbolji rezultati dobijaju, kada je $n' = n$. Međutim, kada usled ograničenih performansi računara nije moguće izvršiti testiranje u realnom vremenu u slučaju da imamo veliki broj dioda, uzima se što je moguće veća vrednost n' . Primera radi, da bi se ukupan broj varijacija sa ponavljanjem mogao izvršiti u doglednom vremenu na prosečnom računaru sledećih karakteristika (CPU 2-3Ghz, 2-4GB RAM), na kome je i izvršeno testiranje, maksimalna vrednost n' je iznosila 13.

U tabeli 5.4 je prikazano kako su se u pojedinim koracima kretale vrednosti minimalne standardne devijacije σ_{\min} (5.15) izabranih dioda u odnosu na željene vrednosti intenziteta I_{Ti} , koje u našem slučaju imaju konstantu jediničnu vrednost. Takođe, u njoj su prikazane i srednje vrednosti ukupnih zračenja izabranih dioda I_{sr} , maksimalno odstupanje $maxOds$ dobijene ukupne vrednosti zračenja i vrednost parametra p za sledeće zadate vrednosti ulaznih podataka: $n = 24$, $n' = 13$, $\beta = 0,99$, $ll_a = 0$, $ul_a = 4$, $\lambda_{\min} = 700$ nm, $\lambda_{\max} = 1070$ nm. Osnovni kriterijum kod dobijanja podataka za tabelu 5.4 bio je nalaženje varijacije koeficijenata a_1, a_2, \dots, a_{24} koja daje minimalnu vrednost standardne devijacije. Iz tabele 5.4 se može videti da je minimalna vrednost standardne devijacije σ_{\min} (0,020861), kao i vrednost parametara p (0,01699) postignuta u poslednjem koraku traženja koeficijenata $step = 0,001$. Takođe vidi se da je minimalna vrednost za $maxOds$ koja iznosi 5,38% postignuta već pri koraku $step = 0,015$.

Tabela 5.4. Prikaz parametara σ_{min} , I_{sr} , $maxOds$ i p_{min} za pojedine vrednosti koraka $step$ za $n = 24$, $n' = 13$, $\beta = 0,99$, $l_a = 0$, $u_l a = 4$, $\lambda_{min} = 700nm$, $\lambda_{max} = 1070nm$.

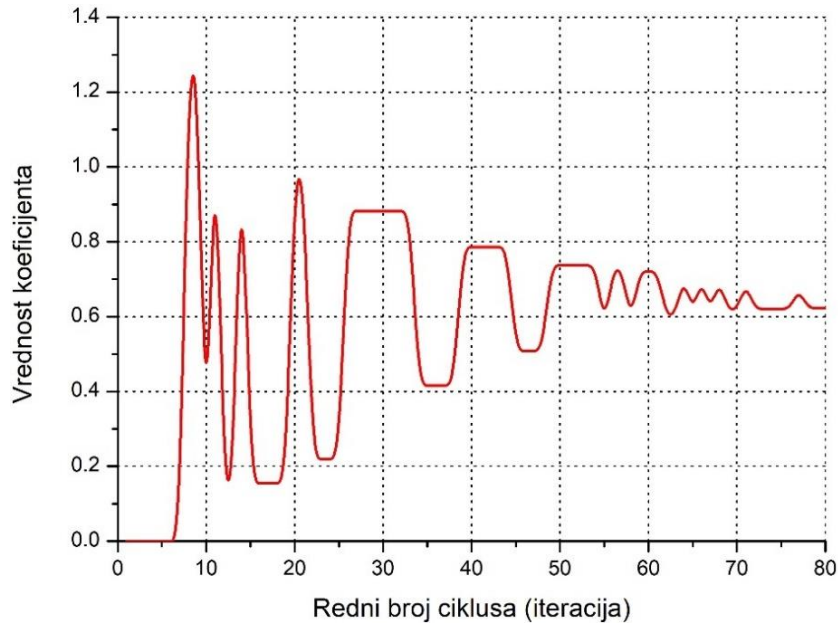
Korak	σ_{min}	I_{sr}	$maxOds$ (%)	parametar p
2	0,562685	1,166304	112,16	0,470257
1.52	0,369954	1,130186	67,96	0,316449
1	0,177625	0,997913	34,04	0,155436
0,517	0,087310	1,026825	26,60	0,068435
0,168	0,040357	1,003645	9,49	0,033639
0,015	0,021138	1,000623	5,38	0,017205
0,001	0,020861	0,99968	5,69	0,016990

Na slici 5.8 prikazan je grafik krive ukupnog intenziteta zračenja dioda, koji je postignut u poslednjem koraku traženja koeficijenata ($step = 0,001$) koji se ispisuje na kraju programa. Na grafiku je naznačen i položaj maksimalnog odstupanja dobijenih intenziteta od željene jedinične vrednosti.



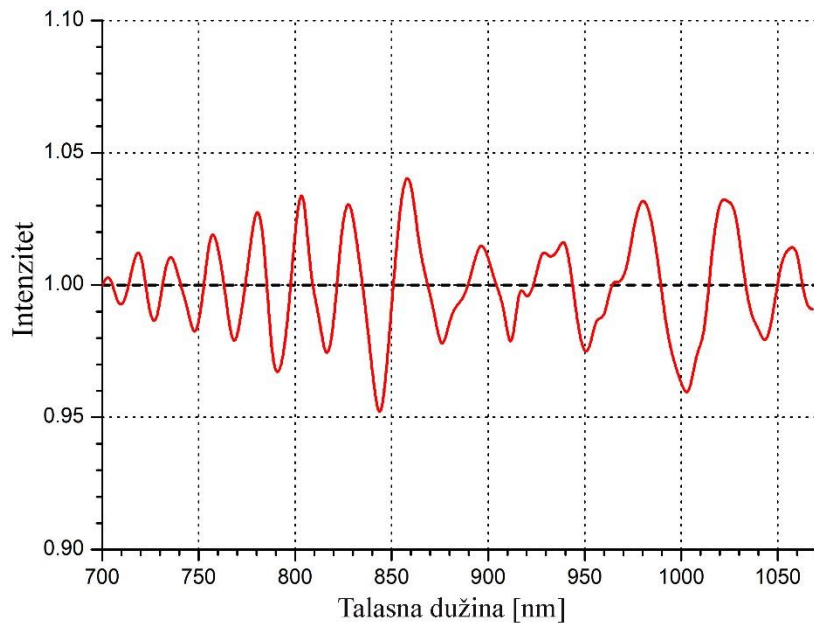
Slika 5.8. Grafik krive ukupnog intenziteta zračenja dioda u spektralnoj širini 700 nm - 1070 nm, koji se ispisuje na kraju programa ($step = 0,001$).

Za korak 0,001 koeficijenti pri kojima je postignuta minimalna vrednost standardne devijacije (σ_{min}) su: $a_1=0,825$, $a_2=0,002$, $a_3=0,559$, $a_4=0,261$, $a_5=0,410$, $a_6=0,560$, $a_7=0,346$, $a_8=0,327$, $a_9=0,186$, $a_{10}=0,479$, $a_{11}=0,479$, $a_{12}=0,401$, $a_{13}=0,000$, $a_{14}=0,354$, $a_{15}=0,633$, $a_{16}=0,240$, $a_{17}=0,607$, $a_{18}=0,279$, $a_{19}=0,731$, $a_{20}=0,012$, $a_{21}=0,569$, $a_{22}=0,484$, $a_{23}=0,325$ i $a_{24}=0,815$. Navedeni koeficijenti odgovaraju diodama navedenim u tabeli 5.1 sa početka poglavlja.



Slika 5.9. Grafički prikaz načina konvergencije koeficijenta LED sa pikom na 850 nm.

Na slici 5.9 je grafički prikazan tipičan način konvergencije koeficijenta LED prilikom povećanja rednog broja ciklusa (iteracije) $c = 0, 1, 2, \dots$ do dostizanja željene rezolucije rez koraka $step$. Zbog slikovitosti konvergencije na slici je izabran prikaz diode sa pikom na 850 nm.



Slika 5.10. Grafik spektralne krive ciljanog intenziteta $I_t = 1$ (crna ravna linija) i krive dobijene primenom prikazanog postupka rešavanja inverznog problema (crvena izlomljena linija).

Sa slike 5.9 se može uočiti da kako se vrednost koraka *step* smanjuje tokom povećanja broja iteracija. Takođe, može se primetiti da vrednost koeficijenta za pomenutu diodu „osciluje“ u sve manjim amplitudama i polako konvergira ka najoptimalnijoj vrednosti.

Grafik krive odnosa SPD dobijene primenom prikazanog postupka dobijanja rešenja inverznog problema (crvena linija) i spektralne krive ciljanog normiranog intenziteta $I_t = 1$ (crna ravna kriva) prikazan je na slici 5.10. Može se primetiti da su odstupanja dobijene od zadate SPD najveća između 830 nm i 870 nm i da se kreću u opsegu 5 – 6 %.

5.5. Evaluacija rezultata korišćenjem Monte Karlo simulacije

Prikazana metoda rešavanja inverznog problema koja je predstavljena kroz algoritamsko rešenje testirana je korišćenjem Monte Karlo simulacije [179–181], pri čemu je za generisanje slučajnih brojeva korišćen *Mersenne Twister* generator slučajnih brojeva [182]. Oblik krive ciljane SPD ukupnog intenziteta emitovanja svetlosti LED za koju je bilo potrebno izvršiti proveru naše metode, dobijao se nasumično korišćenjem pomenutog generatora slučajnih brojeva. U bliskoj IC oblasti (u spektralnom opsegu od 700 nm do 1550 nm), u zavisnosti od proizvođača [168,183] i tipa dioda, postoji između 25 i 35 LED koje imaju različite FWHM, a kojima su pikovi na različitim talasnim dužinama. Na osnovu ovih podataka dobija se da je prosečno rastojanje između pikova dioda za normalizovane vrednosti intenziteta zračenja u opsegu od 24 nm do 34 nm.

U našim simulacijama koristili smo 10 LED sa spektralnim profilima koji odgovaraju Gauss-ovim raspodelama koje najpribližnije odgovaraju profilima krivih realnih LED. Takođe smo usvojili da je rastojanje između pikova dioda 20 nm, pri čemu se za svaku izabranu diodu vrednosti FWHM mogu kretati u intervalu od 20 nm do 40 nm. Ovakav izbor razmaka između pikova dioda je zahtevnije simulirati, pošto dolazi do većeg međusobnog preklapanja spektara susednih LED. FWHM kao i vrednost koeficijenta a_1, a_2, \dots, a_{10} nasumično su određivani pomoću generatora slučajnih brojeva. Od tako dobijenih SPD svih 10 dioda formirana je matrica M . Množenjem matrice M sa slučajno generisanim koeficijentima a_1, a_2, \dots, a_{10} dobijena je matrica ciljnih intenziteta I_t ukupnog emitovanja svetlosti svih 10 dioda. Na taj način, dobijena kriva ciljnih intenziteta emitovanja svetlosti dioda, predstavlja nasumično dobijen profil krive generisan preko Monte Karlo simulacije. Cilj testiranja je bio da se utvrdi da li naša metoda može da rekonstruiše zadati profil krive. Takođe, potrebno je utvrditi i sa kojom preciznošću je moguće izračunati slučajno odabrane koeficijente a_1, a_2, \dots, a_{10} .

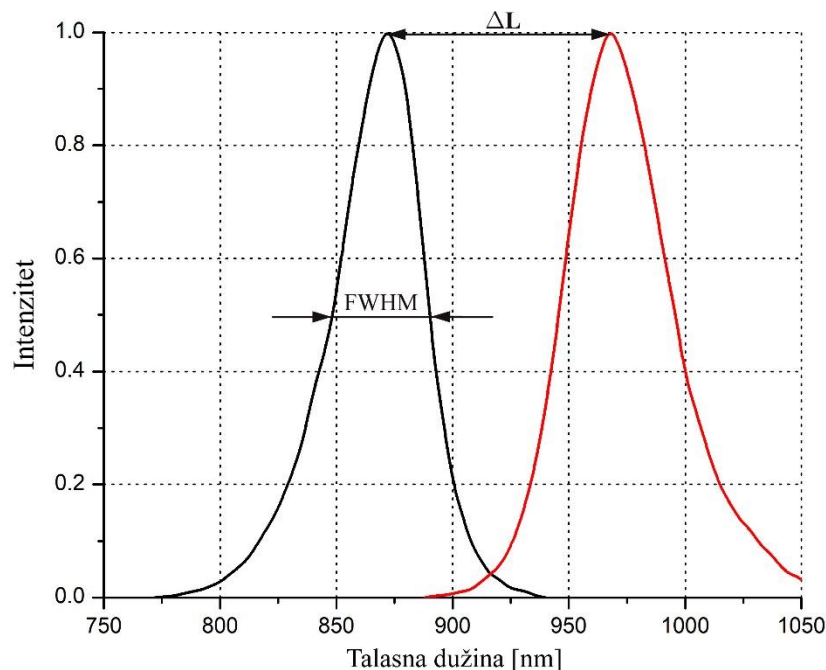
Za ovu vrstu simulacija bilo je potrebno uvrstiti i grešku postignute vrednosti temperature, koja se kod realnih izvora svetlosti održava konstantnom korišćenjem Peltier-ovog elementa. Na osnovu ranije postignutih rezultata [166], promene ambijentalne temperature smo u mogućnosti da održimo u okviru temperaturne fluktuacije od 0,2 °C. Takva temperaturna fluktuacija za naš izbor dioda utiče na

promenu relativnog intenziteta zračenja u intervalu od 0,04% do 0,1%. Imajući to u vidu, u našoj metodi kao i u Monte Karlo simulaciji sa kojima se ona proverava, uzeto je da se koeficijenti a_1, a_2, \dots, a_{10} , generišu i izračunavaju sa tačnošću do na treću decimalu. Usvojeni granični uslovi za vrednosti koeficijenata, određeni su tehničkim mogućnostima izvora, pa je iz tog razloga uzeto da oni iznose $ll_a = 0$ i $ul_a = 4$.

Za potrebe testiranja, definisan je i parametar D koji je uveden u testiranje, jer se uvidelo da postoji potreba definisanja parametra koji bi predstavljao vezu između veličine FWHM pojedinačnih LED i njihovog razmaka između susednih pikova ΔL (slika 5.11):

$$D_{(i,i+1)} = \frac{FWHM_{sr(i,i+1)}}{\Delta L_{(i,i+1)}} . \quad (5.26)$$

Njegove vrednosti su se tokom testiranja kretale u intervalu od 1 do 2,5 jer je uočeno da se kod većine realnih LED (u vidljivom i bliskom IC delu spektra) kreću u tom opsegu.



Slika 5.11. Grafički prikaz normalizovanih vrednosti spektralnog intenziteta zračenja dve susedne LED, sa i razmakom između pikova (ΔL).

Nakon 10000 simulacija utvrđeno je da prikazan metod izuzetno dobro pronalazi sve pomenute koeficijente. Naime, pomenuti koeficijenti u svih 10000 simulacija (što iznosi

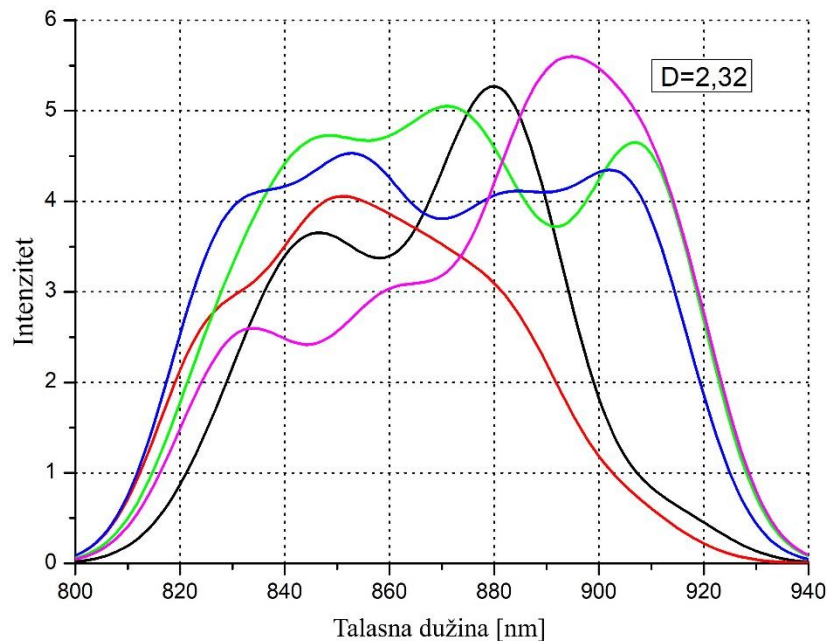
ukupno $10000 \times 10 = 10^5$ generisanih i izračunatih koeficijenata) određeni su sa 100 % tačnošću do na treću decimalu.

Drugi korak testiranja algoritma sastojao se u tome da se utvrdi granična vrednosti parametra D , za koje algoritam uspešno pronalazi rešenja. Podaci koji su dobijeni na osnovu 10000 izvršenih simulacija prikazani su u tabeli 5.5.

Tabela 5.5. Procenat neuspelih pronalazačenja koeficijenata LED za različite vrednosti parametra D .

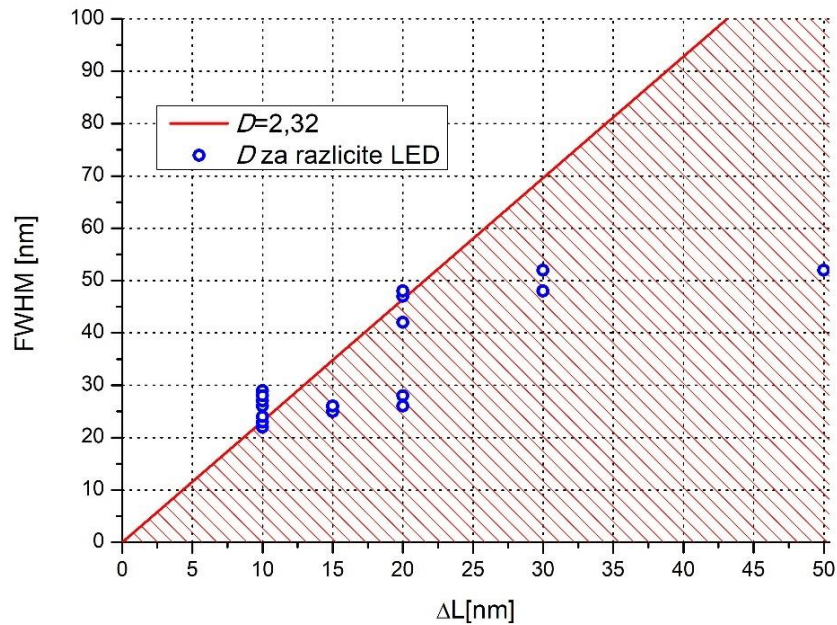
$D = \frac{FWHM}{\Delta L}$	1	2	2,3	2,32	2,34	2,35	2,4
Koeficijenti koji se ne podudaraju na trećem decimalnom mestu (%)	0,00	0,00	0,00	0,08	0,52	1,04	37,15
Koeficijenti koji se ne podudaraju na drugom decimalnom mestu (%)	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,62	3,48

Iz tabele 5.5 se može zaključiti da ovaj metod optimizacije uspešno pronalazi sva rešenja koeficijenata za Gauss-ov profil krive i za pomenute granice koeficijenata sve dok je odnos D manji od 2,32. Neki od oblika krivih koje se sastoje od sume normiranih vrednosti intenziteta pojedinačnih LED, generisanih preko Monte Karlo simulacije za $D = 2,32$, prikazane su na slici 5.12.



Slika 5.12. Spektralni profili nekih od krivih generisanih Monte Karlo simulacijom za parametar $D = 2,32$.

Na slici 5.13 prikazane su različite vrednosti parametra D za realne diode u spektralnom intervalu od 700 nm - 1100 nm. Puna crvena linija je dobijena za Gauss-ov profil krive LED, za koeficijent $\beta = 0,99$. Ona označava granicu šrafirane oblasti u kojoj algoritam sa 100% uspešnosti pronalazi σ_{\min} sa tačnošću do na šesto decimalno mesto, kao i koeficijente a_1, a_2, \dots, a_n , sa tačnošću do na treće decimalno mesto.



Slici 5.13. Grafički prikaz parametra D za realne LED u spektralnom opsegu 700 nm - 1100 nm.

Sa slike se vidi da je za većinu realnih LED parametar D unutar ove šrafirane oblasti ili na njenoj graničnoj liniji. Bez obzira što se sa slike 5.13 vidi da za pojedine realne diode parametar D izlazi iz ove oblasti, našom metodom je pokazano da se ipak dobijaju optimalne vrednosti za σ_{\min} .

5.6. Uporedna analiza rezultata preko programskog paketa *Mathematica*

Podaci dobijeni našom metodom rešavanja inverznog problema provereni su i preko računarskog algebra sistema *Mathematica*, koji se često koristi kod rešavanja problema koji uključuju simbolička izračunavanja. I ovde smo krenuli od sličnih pretpostavki: ciljani intenziteti zračenja I_1, I_2, \dots, I_m imaju konstantnu vrednost, tj. $I_1 = I_2 = \dots = I_m = const$, odnosno usvojili smo da je $const = 1$. Takođe smo dodali m nepoznatih ε_j , $j = \overline{1, m}$ na desnu stranu jednačine (5.1), gde ε_j predstavlja razliku između j -tog intenziteta I_j i traženog intenziteta zračenja I koji je jednak 1 (5.27, 5.28). Vrednosti nepoznatih koeficijenta a_i su se kretale u rasponu $0 \leq a_i \leq 4$, $i = \overline{1, n}$ (5.29).

$$\sum_{i=1}^n a_i M_{ji} = 1 + \varepsilon_j, \quad j = \overline{1, m}, \quad (5.27)$$

$$-1 \leq \varepsilon_j \leq 1, \quad j = \overline{1, m}, \quad (5.28)$$

$$0 \leq a_i \leq 4, \quad i = \overline{1, n}. \quad (5.29)$$

Potom je izvršena minimizacija standardne devijacije, odnosno odstupanja dobijenih intenziteta zračenja od ciljanih intenziteta zračenja ($I = 1$):

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{j=0}^m (I_j - 1)^2} = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{j=0}^m \varepsilon_j^2}. \quad (5.30)$$

Odavde sledi da je potrebno rešiti optimizacioni problem koji sadrži parametar ε_j , koji je potrebno minimizovati:

$$\min \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{j=0}^m \varepsilon_j^2}. \quad (5.31)$$

Navedeni problem optimizacije je varijacija standardnog problema linearnog programiranja koji sadrži $n + m$ nepoznatih i podleže ograničenjima određenim sa m jednačina i $n + m$ nejednakosti. Postoji nekoliko metoda koje se mogu primeniti u rešavanju ovog problema. Klasični pristup je uvođenje takozvanih slobodnih promenljivih u cilju pretvaranja prvobitnog problema u standardni oblik, koji sadrži

samo jednačine. Nakon toga, *Simpleks* metod je svakako metod izbora za rešavanje problema dobijenog linearnog programiranja.

Unutar *Mathematica*-e se nalazi funkcija *NMinimize*[{*f*,*cons*}, *vars*] koja minimizuje funkciju *f*, koja je numerički podvrgnuta ograničenjima unutar liste *cons* i promenljivima unutar liste *vars*:

```
MinDeviation[A_List]:=Module[{m,n,cons,f,vars}]
```

```
{m,n}=Dimension[A];
```

```
cons=Union[Table[Sum_{i=1}^{23} A[[j,i]]*a[i]==1+eps[j],{j,1,m}],
```

```
Table[-1<=eps[j]<=1,{j,1,m}]],
```

```
Table[0<=a[i]<=4,{j,1,n}]],
```

```
vars=Union[Table[eps[j],{j,1,m}],Table[a[i],{i,1,n}]];
```

$$f = \text{Sqrt} \left[\frac{1}{m * \sum_{i=1}^m (\text{eps}[j]^2)} \right];$$

```
Return[NMinimize[{f,cons},vars]];];
```

Matrica *M*, gde je $M = (M_{ji})$, $1 \leq j \leq m$, $1 \leq i \leq n$ je matrica intenziteta emitovanja LED koja je uzeta iz tabele 1 na početku poglavlja. Dimenzije matrice su $m \times n$, gde *n* predstavlja broj izabranih dioda, a *m* je izabrana spektralna širina. Za ovu matricu minimalna dobijena standardna devijacija iznosi 0,020860 i dobijena je za sledeće vrednosti promenljivih *a_i*:

$a_1 \rightarrow 0,758$, $a_2 \rightarrow 0,020$, $a_3 \rightarrow 0,558$, $a_4 \rightarrow 0,260$, $a_5 \rightarrow 0,411$, $a_6 \rightarrow 0,560$, $a_7 \rightarrow 0,346$,
 $a_8 \rightarrow 0,328$, $a_9 \rightarrow 0,185$, $a_{10} \rightarrow 0,480$, $a_{11} \rightarrow 0,478$, $a_{12} \rightarrow 0,401$, $a_{13} \rightarrow 0,0$, $a_{14} \rightarrow$
 $0,354$, $a_{15} \rightarrow 0,633$, $a_{16} \rightarrow 0,240$, $a_{17} \rightarrow 0,606$, $a_{18} \rightarrow 0,280$, $a_{19} \rightarrow 0,731$, $a_{20} \rightarrow 0,012$,
 $a_{21} \rightarrow 0,570$, $a_{22} \rightarrow 0,482$, $a_{23} \rightarrow 0,324$, $a_{24} \rightarrow 0,815$.

Maksimalno odstupanje u tom slučaju iznosi $\varepsilon_{37} = 0,0568 = 5,68 \%$. Treba imati na umu da se ograničenje $-1 \leq \varepsilon_j \leq 1$, $j = \overline{1, m}$ u našem matematičkom modelu može formulirati i kao $-0,06 \leq \varepsilon_j \leq 0,06$, $j = \overline{1, m}$ s obzirom da maksimalno odstupanje prilikom naših izračunavanja u *Mathematica*-i nikada ne prelazi vrednost od 6 %.

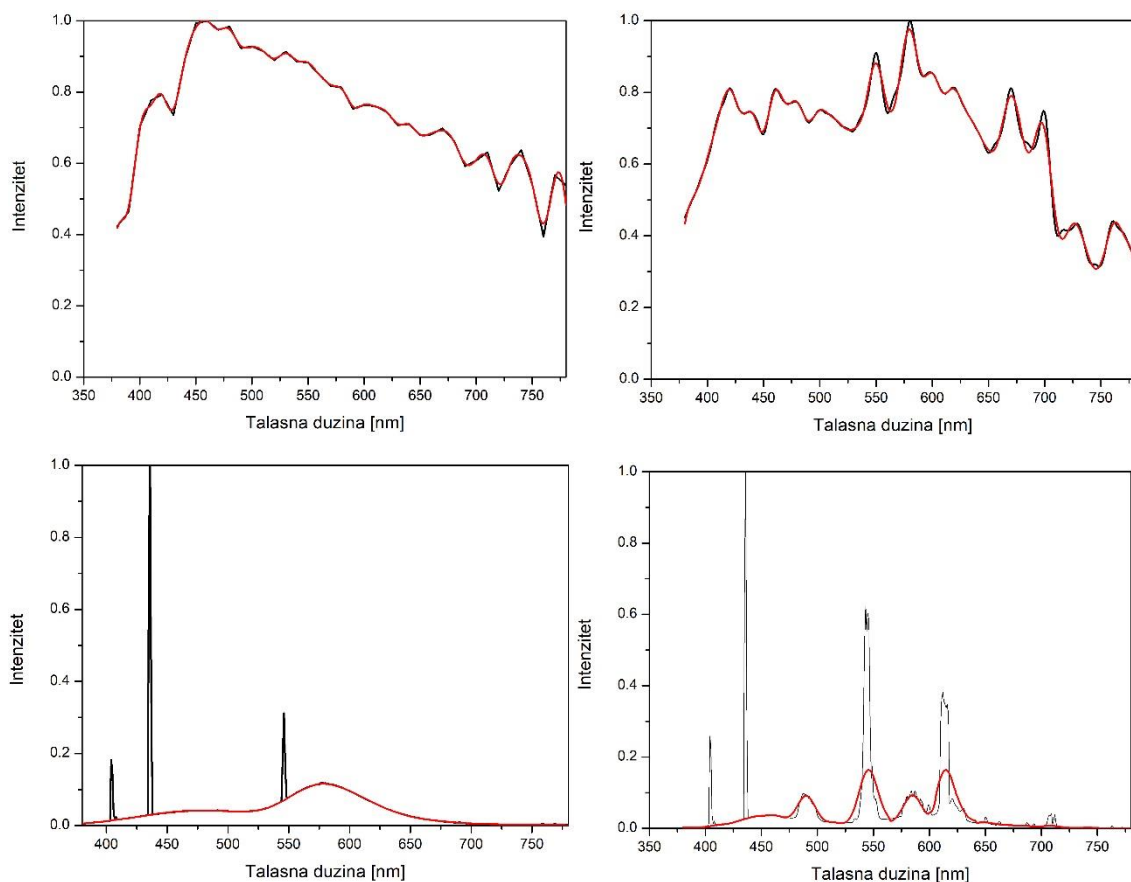
Tabela 5.6. LED koeficijenti dobijeni programskim paketom *Mathematica* i našom metodom rešavanja inverznog problema za ravnu krivu u spektralnoj oblasti od 700 nm - 1070 nm

Spektralni opseg 700 nm – 1070 nm				
LED	Koeficijenti	Mathematica	Naš metod	Regularizaciona metoda Tikhonov-a
L680	a_1	0,758	0,825	0,067
L690	a_2	0,020	0,002	0,247
L700	a_3	0,558	0,559	0,525
L710	a_4	0,260	0,261	0,258
L720	a_5	0,411	0,410	0,412
L735	a_6	0,560	0,560	0,558
L750	a_7	0,346	0,346	0,352
L760	a_8	0,328	0,327	0,318
L770	a_9	0,185	0,186	0,197
L780	a_{10}	0,480	0,479	0,472
L800	a_{11}	0,478	0,479	0,480
L810	a_{12}	0,401	0,401	0,400
L820	a_{13}	0	0	0
L830	a_{14}	0,354	0,354	0,356
L850	a_{15}	0,633	0,633	0,628
L870	a_{16}	0,240	0,240	0,251
L890	a_{17}	0,606	0,607	0,591
L910	a_{18}	0,280	0,279	0,296
L940	a_{19}	0,731	0,731	0,717
L970	a_{20}	0,012	0,012	0,033
L980	a_{21}	0,570	0,569	0,554
L1020	a_{22}	0,482	0,482	0,483
L1050	a_{23}	0,324	0,325	0,328
L1070	a_{24}	0,815	0,815	0,810
σ (standardna devijacija)		0,020860	0,020861	0,020927
maksimalno odstupanje (%)		5,68	5,69	5,81

U tabeli 5.6 dati su podaci dobijeni za koeficijente a_1, \dots, a_{24} dobijene *Mathematica*-om, našom metodom i Tikhonov-ljevom regularizacionom metodom. Može se primetiti da rešenja dobijena za vrednosti koeficijenata LED kroz ovaj programski paket pokazuju značajno podudaranje, što predstavlja još jednu činjenicu koja ide u korist opisane metode.

5.7. Poređenje sa postojećim metodama

Prikazana metoda koja je realizovana i kroz algoritamsko rešenje, upoređena je sa već postojećim algoritamskim rešenjem opisanim u radu „Spectral matching with an LED-based spectrally tunable light source”, I. Fryc, S. W. Brown, and Y. Ohno, kod koga je osnovni kriterijum za nalaženje najboljih koeficijenata bio parametar p (5.25) [174]. Da bi uporedili dobijene rezultate, umesto realnih spektralnih raspodela LED, koristili smo normalizovane Gauss-ove funkcije sa FWHM od 20 nm, koje su takođe korišćene i u pomenutom radu [174].



Slika 5.14. CIE D65, HID HMI, Cool White i Tri-phosphor fluorescent lamp (crna linija), i normalizovane vrednosti intenziteta zračenja dobijene simulacijom LED sa 5 nm intervalom između pikova (crvena isprekidana linija) u spektralnom intervalu 380 - 780 nm.

Simulacije su vršene za vidljivi deo spektra (380 nm - 780 nm), pri čemu su razmaci između pikova LED uzeti da budu najpre 20 nm, zatim 10 nm, a potom 5 nm, što odgovara ukupnom broju od 20, 40, odnosno 80 LED za pomenuti spektralni opseg.

Kvalitet optimizacionog algoritma testiran je na četiri različita standardna izvora svetlosti: *CIE standard daylight illuminant D65*, *High Intensity Discharge (HID) lamp*, *Cool White* i *Tri-Phosphor Fluorescent lamp*. Podaci za SPD sa intervalom od 1 nm navedenih svetlosnih izvora, predstavljeni su crnom linijom³ (slika 5.14), dok su simulacije SPD, koje su vršene primenom opisanog algoritamskog rešenja prikazane isprekidanom crvenom linijom.

Dobijeni rezultati parametra p za ova dva algoritma uporedno su predstavljeni u tabeli 5.7. Na osnovu vrednosti parametra p može se zaključiti, da su u našem algoritamskom rešenju dobijeni bolji rezultati za sva četiri svetlosna izvora, kada su vršene simulacije za manji broj dioda, tj. u slučajevima kada je razmak između pikova dioda bio 20 nm.

Tabela 5.7. Parametar p za svetlosne izvore CIE D65, HID HMI, Cool White i Tri-Phosphor fluorescent lamp u spektralnom opsegu od 380 nm do 780 nm.

Svetlosni izvor	Algoritam sa funkcijom $\beta^{e \cdot \ln(e+1)}$			I. Fryc, S. W. Brown i Y. Ohno algoritam [174]		
	Parametar p za intervale između pikova LED (koji odgovaraju FWHM)					
	20 nm	10 nm	5 nm	20 nm	10 nm	5 nm
CIE D65	0,040	0,0047	0,004	0,079	0,004	0,003
HID HMI	0,042	0,011	0,010	0,074	0,008	0,007
Cool White	0,161	0,135	0,134	0,290	0,250	0,240
Tri-Phosphor	0,536	0,450	0,435	0,770	0,680	0,590

Kada je razmak između pikova dioda bio 10 nm i 5 nm za *Cool White* i *Tri-Phosphor fluorescent lamp*, naši rezultati parametra p su bili bolji, dok su za *CIE D65* i *HID HMI lamp* oni bili neznatno veći.

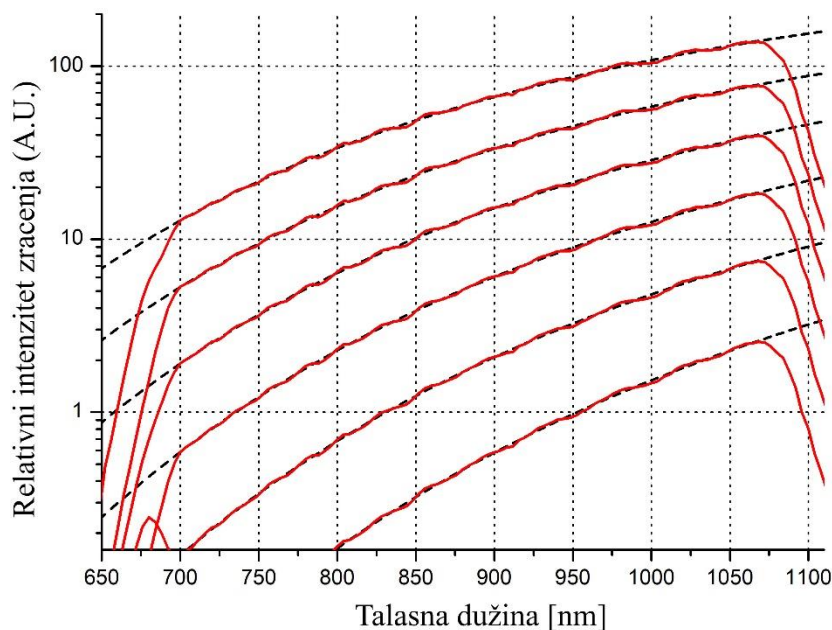
Na osnovu ovih podataka može se zaključiti da naša metoda rešavanja inverznog problema, predstavljena kroz optimizacioni algoritam u programskom jeziku C, nalazi bolje vrednosti parametra p a samim tim i koeficijente LED za manji broj dioda i za diode kod kojih je izbor takav da postoji veći razmak između pikova dioda. Takođe, naše algoritamsko rešenje bolje pronalazi koeficijente LED za profile spektralnih krivih koje imaju izraženije pikove kao što su *Cool White* i *Tri-Phosphor fluorescent lamp*.

³ Podaci za navedene svetlosne izvore dobijeni su ljubaznošću kolega: Irena Fryc - Bialystok University of Technology, Poland i Steven W. Brown NIST (National Institute of Standards and Technology), USA.

5.8. Simulacija zračenja crnog tela

Kao što je u uvodu već napomenuto za naša istraživanja od posebnog interesa je bliski infracrveni svetlosni opseg, zbog namere da se kalibracioni izvor između ostalog koristi i u optičkoj pirometriji za pirometre osetljive u pomenutom spektralnom opsegu. Tu bi se pomoću gore opisanog matematičkog postupka rešavanja inverznog problema izvršio izbor odgovarajućih LED i njihovih intenziteta, koje bi na najbolji način simulirale Planck-ov zakon zračenja crnog tela na temperaturama koje odgovaraju temperaturama u ložištu kolta termoelektrane.

Na osnovu podataka za SPD diode koje imamo, izvršene su simulacije za Planck-ov zakona zračenja crnog tela za temperature u rasponu od 800 °C do 1300 °C [184,185]. Rezultati koje smo dobili (slika 5.15) govore da je moguće dobiti sumarnu krivu SPD LED sa odstupanjem koje je manje od 5 % u odnosu na zadatu spektralnu raspodelu (tabela 5.8).



Slika 5.15. Planck-ov zakon zračenja crnog tela za temperature 800 °C, 900 °C, 1000 °C, 1100 °C, 1200 °C i 1300 °C (crna linija) i rezultati simulacije dobijeni za spektralnu širinu 700 nm - 1070 nm (crvena linija).

Prilikom testiranja metode, ustanovljeno je da sa povećanjem temperature dolazi do značajnog povećanja nagiba krive, te da postoji velika razlika u intenzitetu između početne i krajnje tačke datog spektralnog opsega. To za posledicu ima potencijalno

znatno veću razliku u brojnim vrednostima koeficijenata a_1, a_2, \dots, a_n , zbog čega je bilo potrebno dodatno povećati razliku između donje (ll_a) i gornje granice (ul_a) raspona koeficijenata. Ona se za početnu temperaturu za koju je vršeno testiranje (800 °C) kretala u intervalu $ll_a = 0$ do $ul_a = 4$, dok se za krajnju temperaturu (1300 °C) kretala u rasponu $ll_a = 0$ do $ul_a = 150$. Takođe, u određenim slučajevima, kao što je to bilo sa krivom na 1300 °C, usled velikog nagiba krive bilo je potrebno povećati i parametar beta β . Za ovaj tip krive on je iznosio $\beta = 0,992$. Vrednosti koeficijenata LED dioda dobijenih prilikom simulacija navedenih temperatura, predstavljeni su u tabeli 5.8.

Tabela 5.8. LED koeficijenti dobijeni programskim paketom *Mathematica* i našom metodom za različite temperature u spektralnoj oblasti od 700 nm - 1070 nm.

SPD LED za Planck-ov zakon u spektralnom opsegu 700 nm – 1070 nm							
LED	Koeficijenti	Temperatura 800 °C		Temperatura 900 °C		Temperatura 1000 °C	
		Mathematica	Naš metod	Mathematica	Naš metod	Mathematica	Naš metod
L680	a_1	0,008	0,023	0,083	0,130	0,290	0,215
L690	a_2	0,004	0	0	0	0	0,012
L700	a_3	0,013	0,013	0,078	0,069	0,319	0,325
L710	a_4	0,010	0,010	0,044	0,048	0,171	0,168
L720	a_5	0,014	0,015	0,076	0,073	0,295	0,297
L735	a_6	0,031	0,030	0,146	0,147	0,542	0,542
L750	a_7	0,020	0,021	0,098	0,096	0,362	0,362
L760	a_8	0,030	0,029	0,134	0,136	0,478	0,479
L770	a_9	0,015	0,015	0,066	0,064	0,233	0,231
L780	a_{10}	0,054	0,054	0,240	0,241	0,834	0,835
L800	a_{11}	0,067	0,065	0,280	0,280	0,955	0,955
L810	a_{12}	0,074	0,074	0,306	0,306	1,008	1,008
L820	a_{13}	0	0	0	0	0	0
L830	a_{14}	0,076	0,076	0,308	0,308	1,003	1,002
L850	a_{15}	0,190	0,190	0,735	0,734	2,298	2,298
L870	a_{16}	0,072	0,072	0,291	0,292	0,930	0,930
L890	a_{17}	0,322	0,323	1,156	1,155	3,401	3,401
L910	a_{18}	0,156	0,156	0,569	0,570	1,681	1,682
L940	a_{19}	0,662	0,663	2,235	2,235	6,226	6,226
L970	a_{20}	0	0	0	0	0	0
L980	a_{21}	0,706	0,706	2,293	2,293	6,188	6,188
L1020	a_{22}	0,802	0,801	2,498	2,499	6,499	6,498
L1050	a_{23}	0,571	0,571	1,778	1,778	4,617	4,617
L1070	a_{24}	2,273	2,273	6,561	6,561	16,032	16,032
σ (standardna devijacija)		0,022123	0,022124	0,069108	0,069108	0,181485	0,181485
maksimalno odstupanje (%)		4,63	4,65	4,62	4,67	4,79	4,79

SPD LED za Planck-ov zakon u spektralnom opsegu 700 nm - 1070 nm							
LED	Koeficijenti	Temperatura 1100 °C		Temperatura 1200 °C		Temperatura 1300 °C	
		Mathematica	Naš metod	Mathematica	Naš metod	Mathematica	Naš metod
L680	a_1	1,077	0,415	2,893	3,770	6,966	7,190
L690	a_2	0	0,139	0	0	0	0
L700	a_3	1,026	1,054	2,893	2,727	7,120	7,077
L710	a_4	0,555	0,530	1,497	1,570	3,572	3,591
L720	a_5	0,938	0,950	2,565	2,532	6,160	6,151
L735	a_6	1,670	1,666	4,407	4,417	10,281	10,285
L750	a_7	1,109	1,111	2,916	2,906	6,775	6,772
L760	a_8	1,409	1,408	3,593	3,592	8,091	8,094
L770	a_9	0,696	0,696	1,792	1,786	4,089	4,087
L780	a_{10}	2,415	2,415	6,048	6,051	13,470	13,471
L800	a_{11}	2,716	2,716	6,701	6,700	14,734	14,735
L810	a_{12}	2,797	2,797	6,753	6,754	14,570	14,568
L820	a_{13}	0	0	0	0	0	0
L830	a_{14}	2,744	2,744	6,548	6,547	13,984	13,985
L850	a_{15}	6,094	6,095	14,156	14,156	29,534	29,534
L870	a_{16}	2,487	2,486	5,803	5,804	12,149	12,148
L890	a_{17}	8,561	8,561	19,004	19,004	38,077	38,077
L910	a_{18}	4,226	4,227	9,371	9,371	18,821	18,822
L940	a_{19}	14,937	14,937	31,796	31,796	61,396	61,396
L970	a_{20}	0	0	0,029	0,029	0,251	0,251
L980	a_{21}	14,434	14,434	29,972	29,972	56,570	56,569
L1020	a_{22}	14,698	14,698	29,740	29,740	55,021	55,021
L1050	a_{23}	10,408	10,408	20,981	20,981	38,633	38,632
L1070	a_{24}	34,387	34,387	66,493	66,492	118,233	118,234
σ (standardna devijacija)		0,415824	0,415826	0,855000	0,855004	1,610580	1,610584
maksimalno odstupanje(%)		4,90	4,90	5,00	5,00	5,08	5,08

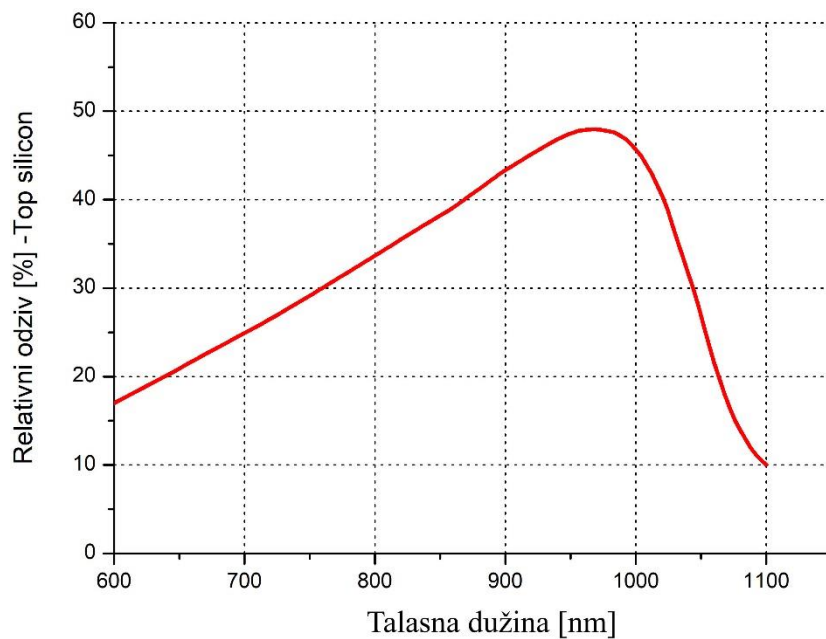
Može se uočiti značajno poklapanje rezultata sa onima su dobijeni preko programskog paketa *Mathematica*. Sličnost ovako dobijenih rezultata za oblik krive koja je predstavljena Planck-ovim zakonom zračenja crnog tela, još jedna je potvrda uspešnosti naše metode.

Da bi smo potvrdili primenljivost ovakve simulacije za kalibraciju optičkih radijacionih pirometara potrebno je proceniti koliko će ona uticati na očitavanja optičkog radijacionog pirometra. Pošli smo od pretpostavke da se u ovom opsegu temperatura od 800 °C do 1300 °C najčešće koriste PIN diode sa karakteristikom datom na slici 5.16.

Napon sa pojačavačkog izlaza proporcionalan je intenzitetu spektralnog zračenja, i za opseg od λ_1 do λ_2 njegova zavisnost od temperature može biti predstavljena sledećom formulom:

$$U(T) = C \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N_c(\lambda, T) \cdot S(\lambda) \cdot d\lambda, \quad (5.32)$$

gde je: C - konstanta proporcionalnosti; $S(\lambda)$ - spektralna osetljivost diode pirometra, odnosno odziv detektora; λ_1, λ_2 - spektralni opseg u kome radi pirometar.



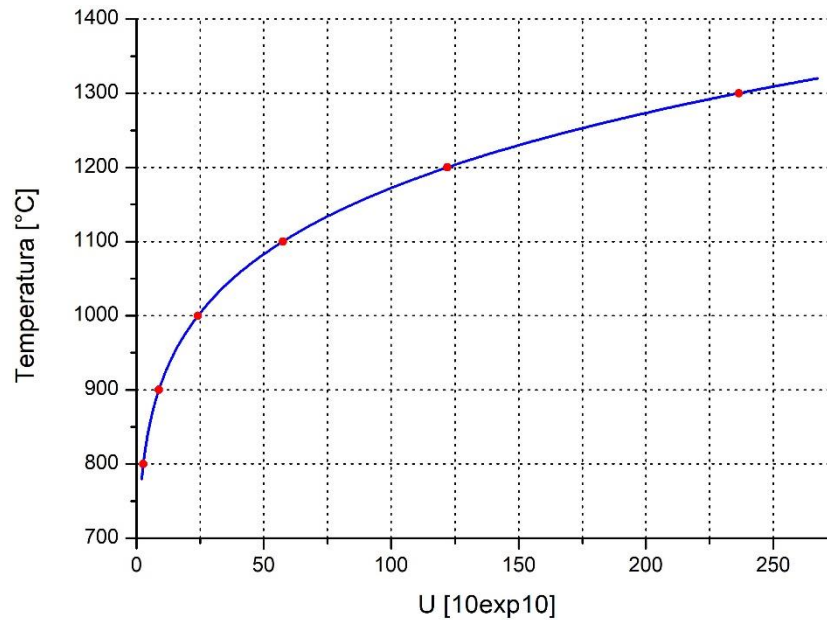
Slika 5.16. Relativni odziv detektora (Top-silicon) u zavisnosti od talasne dužine [186].

S obzirom da se spektralno zračenje crnog tela $L_{CT}(\lambda, T)$ može predstaviti Planck-ovim zakonom zračenja:

$$L_{CT}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)}, \quad (5.33)$$

zamenom ovih vrednosti sa onima dobijenim simulacijom, možemo da izračunamo grešku u pokazivanju temperature pirometra kada bi se on kalibrisao u odnosu na simulirano crno telo.

Naši proračuni pokazuju da greška procenjene temperature koju bi pokazivao pirometar, za temperature u intervalu od 800 °C do 1300 °C i zadati spektralni interval 700 nm - 1070 nm, nije veća od 0,1 °C.



Slika 5.17. Napon sa pojačavačkog izlaza na pirometru u zavisnosti od temperature.

Veza između temperature i napona na pojačavačkom izlazu data je na slici 5.17. Crvenim tačkama su označene glavne simulirane temperature i vrednosti dobijenog napona, dok plava linija označava zavisnost dobijenu na osnovu izraza 5.32.

6. Tomografska metoda pirometar – cev

U ovom poglavlju opisana je nova metoda i instrument za merenje temperaturnog profila plamena, kao i koeficijenta prigušenja u komori za sagorevanje termoelektrane na ugalj. Instrument se zasniva na dvobojnom pirometru koji je spojen sa dugačkom cevi koja se pruža unutar kotla i koja ima poseban sistem hlađenja vodom. Rezultati su provereni sa Venturi pneumatskim pirometrom, kao i uzimanjem uzoraka nesagorelih čestica pomoću posebne sonde za ekstrakciju.

Opisan merni postupak predstavlja posebnu bezkontaktnu metodu koja u realnom vremenu daje podatke o temperaturnom profilu, kao i vrednosti koeficijenta prigušenja unutar komore za sagorevanja kotlova na ugalj. Kod nje su u svakom trenutku procesa sagorevanja dostupni podaci o temperaturnoj raspodeli, maksimalnoj i minimalnoj temperaturi, položaju termalnog fokusa, kao i vrednosti koeficijenta prigušenja.

6.1. Metode za određivanje temperaturnih profila i koeficijenta prigušenja

Vrednost koeficijenta prigušenja usko je povezana sa koncentracijom čestica [187–189], zbog čega se ovaj podatak može iskoristiti kao pokazatelj efikasnosti procesa sagorevanja. Postoji nekoliko metoda koje su do sada opisane i koje se koriste za utvrđivanje koncentracije čestica u plamenu. Tako na primer Bonin M. P. i Kueiroz M. su da bi izmerili brzinu, veličinu i gustinu čestica koristili specijalno projektovanu sondu, koja je razvijena u Insitec Corporation [187]. Daniel Backstrom je sa svojim saradnicima koristio posebnu sondu sa vodenim hlađenjem za merenja koja su se zasnivala na uzimanju uzoraka čestica, kako bi se utvrdilo koja vrsta čestica (ugalj, čađ ili pepeo) i u kom obimu su prisutni u plamenu i koliki je njihov doprinos ukupnoj radijaciji koja potiče od čestica [190]. Takođe, postoji i nekoliko primera uspešne upotrebe optičkih tehnika u velikim pećima koje su se koristile u cilju procene karakteristika čestica produkata sagorevanja [191].

Metoda koja se najčešće koristi u elektranama na uglj je metoda ekstrakcije, odnosno metoda uzimanja uzoraka gasa izvlačenjem određene količine gasa zajedno sa česticama koja je opisana u poglavlju 2.1 [192–194]. Uzorci se sakupljaju sondom za ekstrakciju koja se ubacuje u plamen gde se maksimalne temperature (T_{max}) kreću i do 1500 °C, zbog čega je potrebno koristiti poseban sistem hlađenja sa cevima u kojima se vrši konstantan protok vode. Gas iz kotla se usmerava kroz cev u sondu u kojoj se nalazi filter na kojem se vrši skupljanje čestica čađi, pepela, uglja, itd. Na filteru koji se izrađuje od posebne vrste papira po završenom uzimanju uzoraka vrši se analiza refleksije površi [195,196]. U jednakim fotometrijskim koracima kroz različite nijanse sive boje određuje se koncentracija čestica unutar plamena kotla. Za ovaj postupak se uglavnom koristi reflektometar koji meri intenzitet reflektovane svetlosti u odnosu na upadnu svetlost i poredi dobijene rezultate sa prethodno kalibrisanim nijansama sive boje, koje odgovaraju različitim vrednostima koncentracija čestica. Ova metoda je ograničena uglavnom na uzimanje uzoraka unutar kotla neposredno pored zidova peći. Da bi se uzimanje uzoraka izvršilo dublje unutar plamena i na kotlovima veće snage i T_{max} (> 1200 °C) potrebno je dodatno izvršiti pripremu sonde, a umesto papirnih filtera koristiti posebne filtere otporne na visoke temperature koji se izrađuju od sinterovane bronzne [197].

Glavni nedostatak pomenutih mernih postupaka u gore navedenih radovima koje se koriste za utvrđivanja karakteristika plamena i karakteristika čestica je da one zahtevaju znatno vreme za prikupljanje, a potom i analizu podataka. Dodatno vreme koje je potrebno za njihovu obradu predstavlja najveću prepreku zbog kojeg se dobijene informacije ne mogu koristiti u realnom vremenu. Time se onemogućava da se na adekvatan način utiče na procese sagorevanja i na efikasan utrošak goriva (u ovom slučaju uglja).

Za razliku od merenja sa monohromatskim pirometrom, gde je za uspešno merenje potrebno poznati emisivnost tela čija se temperatura meri, dvobojni pirometar omogućava merenje temperature bez znanja o emitivnosti posmatranog objekta [198–202]. Izborom talasnih dužina tako da budu što bliže jedna drugoj koliko je to praktično moguće, greška merenja zbog variranja emisivnosti (ε) sa talasnom dužinom, je svedena na minimum. To za posledicu ima i manje odstupanje koje tom prilikom može nastati između stvarne temperature (T) i izmerene temperature (T_M). Temperatura

se takođe može dobiti sa višebojnim optičkim pirometrom (više talasnih dužina) koji koristi isti princip, ali omogućava više merenja različitih temperatura koje proizlaze iz dvobojnih odnosa temperatura (posmatranih na po dve talasne dužine) [70,203].

Veza između koeficijenta emisivnosti i koeficijenta prigušenja data jednačinom 2.20 predstavlja samo aproksimaciju zasnovanu na pretpostavci postojanja temperaturno homogenog plamena. Međutim, pošto plamen u kotlu termoelektrane nije homogen, ne može se precizno izvući vrednost koeficijenta prigušenja, niti temperaturne raspodele. Kao što je već pomenuto 2D i 3D metode sa CCD kamerama podrazumevaju rešavanje inverznog problema [6,204–206], pri čemu matrica prenosa koja se koristi u pomenutom postupku podrazumeva poznavanje vrednosti koeficijenta prigušenja α , što znatno komplikuje njegovo izračunavanje. Ovo je posebno izraženo kod standardnih CCD kamera kod kojih se u operativnom spektralnom opsegu nalaze i spektralne linije gasova koji nastaju kao produkt sagorevanja i na taj način daju doprinos ukupnoj vrednosti koeficijenta prigušenja, što znatno otežava povezivanje dobijenih podataka sa realnom koncentracijom čestica.

6.2. Merna metoda

U novom pristupu za merenje temperaturnih profila u komorama za sagorevanje, kao i vrednosti koeficijenta prigušenja koji zavisi od koncentracije čestica, koristili smo specijalno konstruisani dvobojni pirometar prikazan na slici 6.1 [10]. Pirometar je spojen sa dugačkom cevi od nerđajućeg čelika i konstruisan je tako da je njegov ugao vidnog polja dovoljno mali da omogućava neometan pogled kroz cev. Oko primarne cevi nalazi se još jedna šuplja cev kroz koju protiče voda. Ova dodatna cev u kojoj je postavljen pirometarski sistem je neophodna i ima ulogu hlađenja sistema pirometar - cev. Time se sprečavaju eventualne deformacije koje mogu nastati tokom procesa merenja zbog visokih temperatura koje vladaju unutar kotla. Prilikom procesa merenja, vršeno je konstantno poređenje temperatura dobijenih preko ovog sistema sa temperaturama dobijenim preko Venturi-evog pneumatskog pirometra.

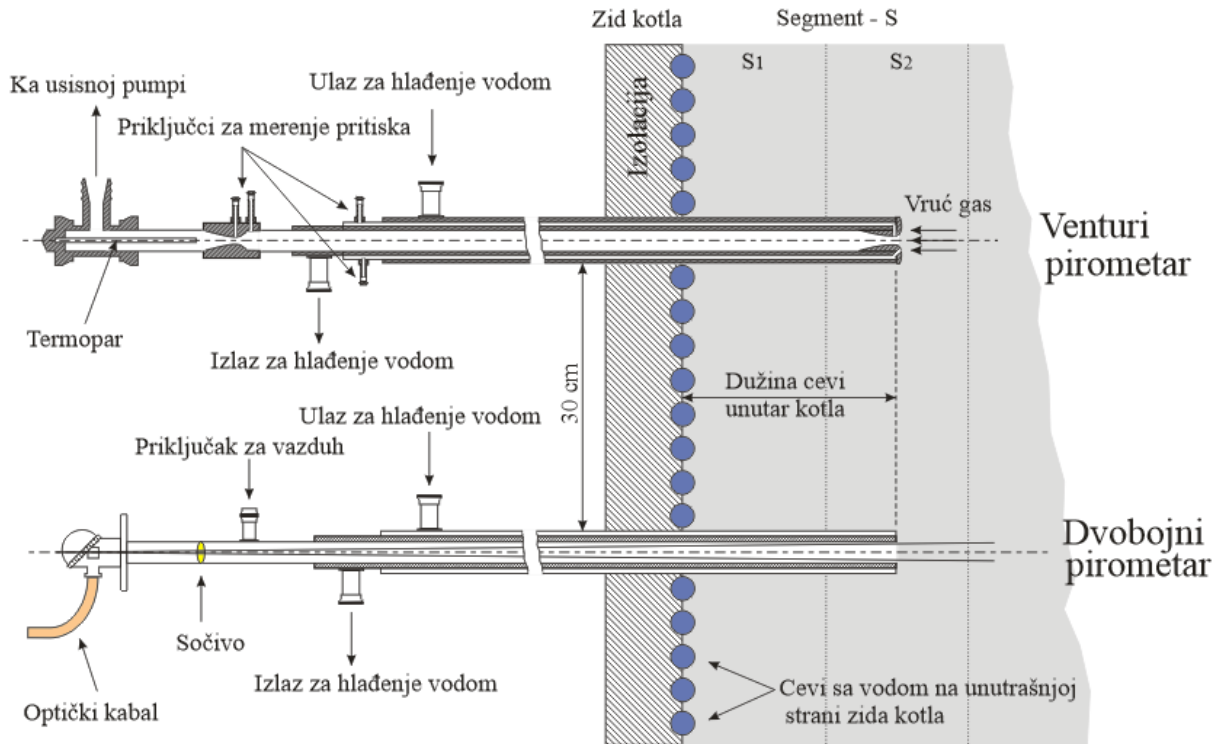
Kod određivanja temperaturnog profila u ložištu termoelektrane u našoj mernoj metodi pošli smo od sledećih aproksimacija:

1. 1D prostor (linija) između dva zida kotla smo matematički podelili na N elemenata koji se nalaze u liniji optičke ose pirometarskog sistema. Na taj način se za celu širinu kotla dobija konačan broj segmenata ($S_k, k = 1, 2, \dots, N$).
2. Svaki segment S_k je debljine Δx (1m) i ima karakterističnu temperaturu T_k , koeficijent prigušenja α_k i emisivnost k - tog segmenta ε_k , što uključuje emisivnost emitera, njihovu koncentraciju i zapreminu segmenta ΔV .
3. Prema Vien-ovom zakonu zračenja, spektralna radijansa, odnosno zračenje koje se dobija iz k -tog segmenta se može predstaviti jednačinom (6.1):

$$L(\lambda, T) = \varepsilon_k \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda \cdot T_k}}, \quad (6.1)$$

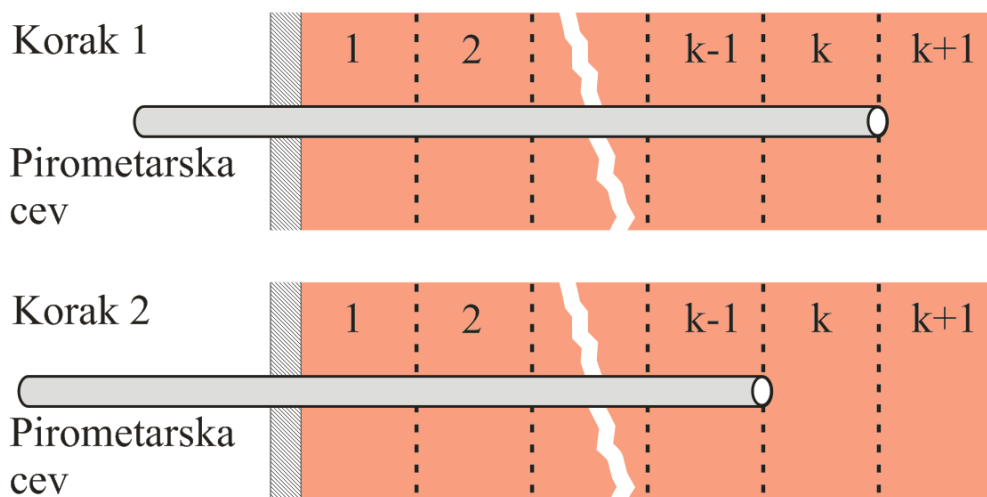
gde je: λ - talasna dužina, c_1 - prva radijaciona konstanta, c_2 - druga radijaciona konstanta.

U slučaju kada je pirometarska cev uvučena skroz do desne strane k - tog segmenta, pirometar će meriti zračenje iz preostalih $N - k$ segmenata i pri tome dati efektivnu temperaturu T_{eff_k} (slika 6.2 - korak 1).



Slika 6.1. Merenje temperature u unutrašnjosti kotla izdijeljenog na segmente sa dvobojn timer - cev sistemom i Venturi pneumatskim pirometrom.

Ako izvučemo cev sve do desne strane $k - 1$ segmenta (slika 6.2 - korak 2), ukupno zračenje koje će primiti pirometar će biti uvećano za zračenje iz još jednog segmenta. Razlika između ova dva merenja sadrži informacije o k - tom segmentu (lokalnu temperaturu T_k , koeficijent emisivnosti ϵ_k i koeficijent prigušenja α_k).



Slika 6.2. Šematski prikaz položaja dvobojn timer tokom merenja temperatura unutar pojedinačnih segmenata.

Spektralne radijance za dve uzastopne pozicije mogu se izračunati na osnovu efektivnih temperatura koje se mere pomoću pirometra. Tako imamo da je spektralna radijansa k - tog segmenta data jednačinom (6.2):

$$\varepsilon_k \cdot \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_k}} = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_{eff,k-1}}} - e^{-\alpha_k \cdot \Delta x} \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_{eff,k}}} . \quad (6.2)$$

Pošto koristimo dvobojni pirometar koji posmatra zračenje na dve talasne dužine, za k - ti segment ćemo imati dve jednačine (po jedna za svaku talasnu dužinu λ_1 i λ_2) i tri nepoznate veličine ε_k , α_k i T_k .

Da bi smo ovakav pododređen sistem jednačina uspešno rešili u cilju prevazilaženja njegove neodređenosti potrebno je uneti dodatne pretpostavke koje će uticati na konvergenciju rezultata. Pretpostavke koje smo uneli su da je ε u svakom segmentu isto, kao i α . Ovom pretpostavkom smo zapravo izvršili „usrednjavanje“ vrednosti koeficijenta prigušenja po segmentima (jednačine 6.3a i 6.3b):

$$\varepsilon \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 T_k}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 T_{eff1,k-1}}} - e^{-\alpha \cdot \Delta x} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 T_{eff1,k}}} , \quad (6.3a)$$

$$\varepsilon \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 T_k}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 T_{eff2,k-1}}} - e^{-\alpha \cdot \Delta x} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 T_{eff2,k}}} , \quad (6.3b)$$

gde su $T_{eff1,k}$, $T_{eff2,k}$ efektivne temperature dobijene na talasnim dužinama λ_1 i λ_2 .

Sa dodatnim merenjima u ukupno k segmenata, što odgovara $k + 1$ položaju cevi, dobija se $2k$ jednačina sa ukupno $k + 2$ nepoznatih (α , ε , i k temperaturama segmenata). To znači da je ovakav sistem jednačina preodređen (eng. - *overdetermined*) i iz njega se odgovarajućim matematičkim postupkom mogu izvući informacije o nepoznatim veličinama.

S obzirom da je jednačina prenosa zračenja da sa:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} I_v + \hat{\Omega} \cdot \nabla I_v + (k_{v,r} + k_{v,a}) I_v = \eta_v + \frac{1}{4\pi} k_{v,r} \int_{\Omega} I_v d\Omega , \quad (6.4)$$

gde su I_v i ν - intenzitet i frekvencija emitovanog zračenja; $d\Omega$ - element prostornog ugla; η_v - koeficijent emisije; koeficijenti $k_{v,r}$ i $k_{v,a}$ se odnose na rasejanje i apsorpciju

[207]. Potrebno je utvrditi vezu između jednačine prenosa zračenja i jednačine (6.2). Da bi pokazali da jednačina (6.2) odgovara šematskom prikazu mernog postupka prikazanog na slici 6.3, indeks „k“ smo zanemarili, a ostale članove izraza smo definisali kao:

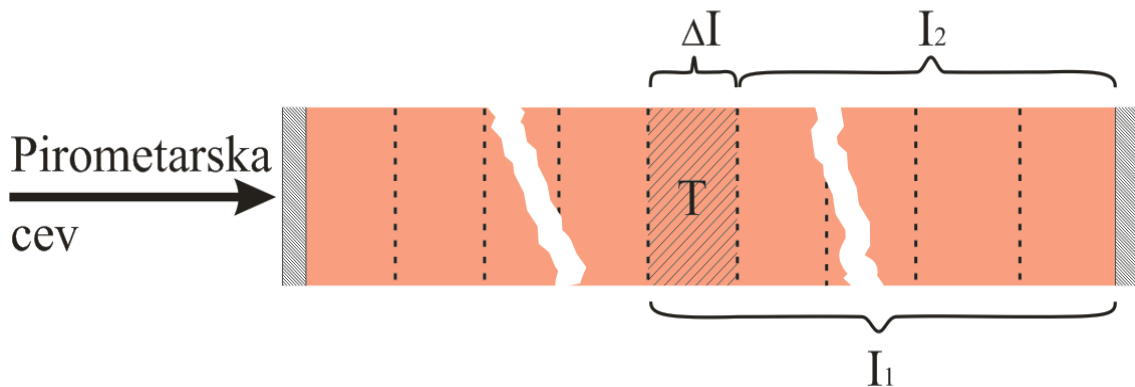
$$I_1 = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda \cdot T_{eff1}}}, \quad I_2 = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda \cdot T_{eff2}}} \quad \text{i} \quad L(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda \cdot T}}, \quad (6.5)$$

gde T predstavlja apsolutnu temperaturu emitera u osenčenom segmentu, a T_{eff1} i T_{eff2} su efektivne temperature odgovarajućih intenziteta zračenja.

Sada se jednačina (6.2) može napisati u obliku:

$$I_1 = e^{-\alpha \cdot \Delta x} I_2 + \varepsilon \cdot L(\lambda, T), \quad (6.6)$$

gde je $\varepsilon = \zeta \cdot \Delta x$, a pod ζ se podrazumeva lokalna emisivnost i koncentracija emitera.



Slika 6.3. Šematski prikaz efektnih toplotnih intenziteta.

Uzimajući u obzir jednačinu 6.6 i šematski prikaz efektnih toplotnih intenziteta prikazanih na slici 6.3, zaključuje se da se doprinos zračenja koje proističe iz osenčenog segmenta može predstaviti sa:

$$\Delta I = I_1 - I_2 = e^{-\alpha \cdot \Delta x} I_2 + \varepsilon \cdot L(\lambda, T) - I_2. \quad (6.7)$$

Za relativno malu vrednost $\alpha \cdot \Delta x$ može se uzeti aproksimacija $e^{-\alpha \cdot \Delta x} \approx 1 - \alpha \cdot \Delta x$, odakle je:

$$\Delta I = I_1 - I_2 = -\alpha \cdot I_2 \cdot \Delta x + \xi \cdot L(\lambda, T) \cdot \Delta x. \quad (6.8)$$

Zamenom I_2 u I , ΔI u dI i Δx u dx dobijamo da je:

$$dI = -\alpha \cdot I \cdot dx + \xi \cdot L(\lambda, T) \cdot dx, \quad (6.9)$$

što predstavlja jednačinu prenosa zračenja u diferencijalnom obliku. Prvi sabirak sa desne strane jednačine (6.9) predstavlja slabljenje dolazećeg zračenja koji prolazi kroz element prostora dx , a drugi sabirak predstavlja doprinos u povećanju zračenja od izvora koji se nalaze u segmentu dx .

Gore opisani postupak se odnosi na sredine u kojoj je pretpostavljeno da je α konstantno. Međutim, kada se radi o nehomogenoj sredini u kojoj koeficijent prigušenja nije konstantan i u kojoj je potrebno dobiti dodatne informacije o njegovoj prostornoj raspodeli (kao indikatora raspodele koncentracije nesagorelih čestica), prikazani metod je moguće dodatno prilagoditi. U tom slučaju s obzirom da postoji više nepoznatih nego što je to broj jednačina, u cilju dobijanja prostorne raspodele koeficijenta α može se pokušati sa smanjivanjem pododređenosti sistema jednačina, aproksimiranjem određenog broja nepoznatih veličina.

6.3. Eksperimentalni postupak

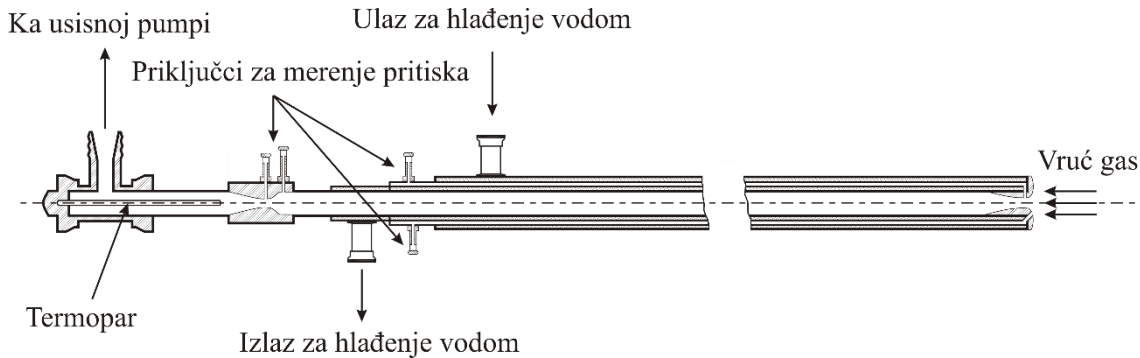
U primenjenom eksperimentu korišćena je 8 m duga cev od nerđajućeg čelika, koja je bila povezana sa sistemom za hlađenje. Na kraju cevi koji se nalazi van kotla, postavljen je pirometar koji je konstruisan tako da ima jako mali ugao posmatranja ($< 0,2^\circ$). Ovakav ugao posmatranja omogućava pirometru da vrši posmatranje plamena kroz cev. Time se postiže neometano merenje efektivne temperature dela plamena, koji se posmatra ispred naspramnog, otvorenog kraja cevi. Sistem za hlađenje koji je bio instaliran unutar cevi, omogućava da se izbegnu termo-mehaničko opterećenja prilikom ubacivanja cevi u kotao elektrane ili smanje na meru na kojoj ova opterećenja ne utiču na vrednost dobijenih rezultata.

Temperatura segmenta plamena, kao i koeficijent prigušenja, izračunavaju se iz dva uzastopna položaja cevi. Efektivne talasne dužine ($\lambda_1 = 960 \text{ nm}$ i $\lambda_2 = 1060 \text{ nm}$) su odabrane sa ciljem da se izbegnu odgovarajuće emisije i apsorpcione linije gasova koje nastaju tokom procesa sagorevanja. Primena merno-eksperimentalne tehnike sistema pirometar-cev za određivanje temperaturne raspodele prikazana je na slici 6.4.



Slika 6.4. Primena na licu mesta u termoelektrani merno - eksperimentalne tehnike sistema pirometar - cev (zajedno sa sistemom za hlađenje).

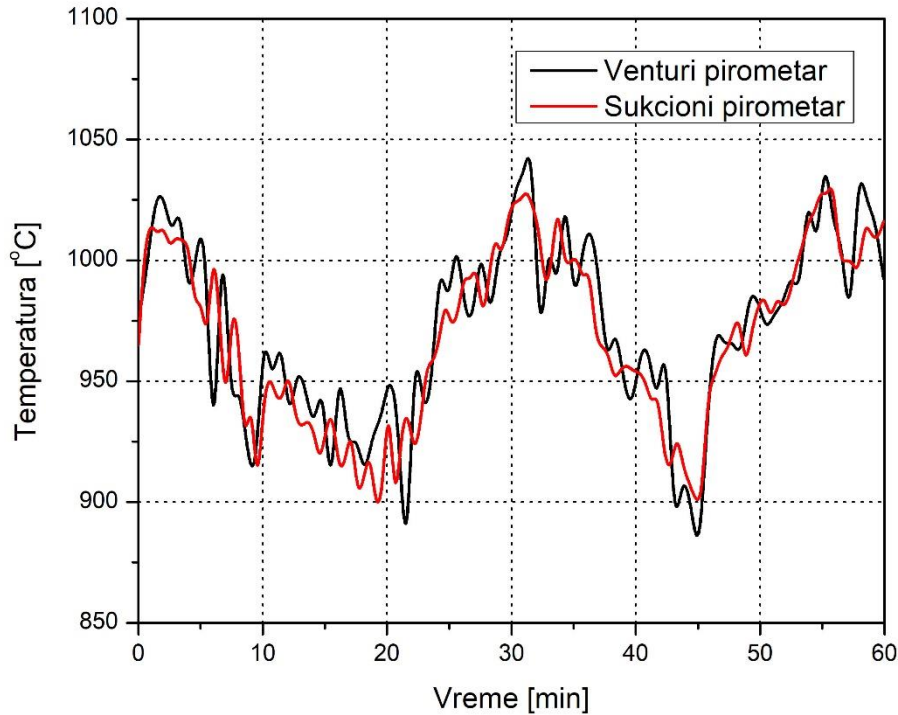
Da bismo potvrdili dobijene rezultate, istovremeno je vršeno i merenje lokalne temperature korišćenjem Venturi-evog pneumatskog pirometara dužine 8 m čiji je šematski prikaz dat na slici 6.5 [208]. Velika brzina odziva instrumenta čini Venturi pirometar korisnim za dobijanje skoro istovremenog zapisa promena temperature plamena.



Slika 6.5. Šematski prikaz našeg Venturi pneumatskog pirometra koji je korišćen za merenje temperature.

Takođe, utvrđeno je da Venturi pirometar može da radi u dužim vremenskim intervalima u otežanim uslovima na visokim temperaturama kakve vladaju unutar kotla, za razliku od običnog sukcionog (usisnog) pirometra koji su podložni kvarovima i začepljenjima zbog čega se koriste samo povremeno u kratkim vremenskim intervalima. U poređenju sa sukcionim (usisnim) pirometrom, Venturi pneumatski pirometar ima nešto brži odziv, manja mu je zavisnost temperature od količine proticanja usisanog vazduha i praktično ne zavisi od efekata zračenja na ugrađenom termoparu (slika 6.6). Sa druge strane, greške pri merenju su jako slične.

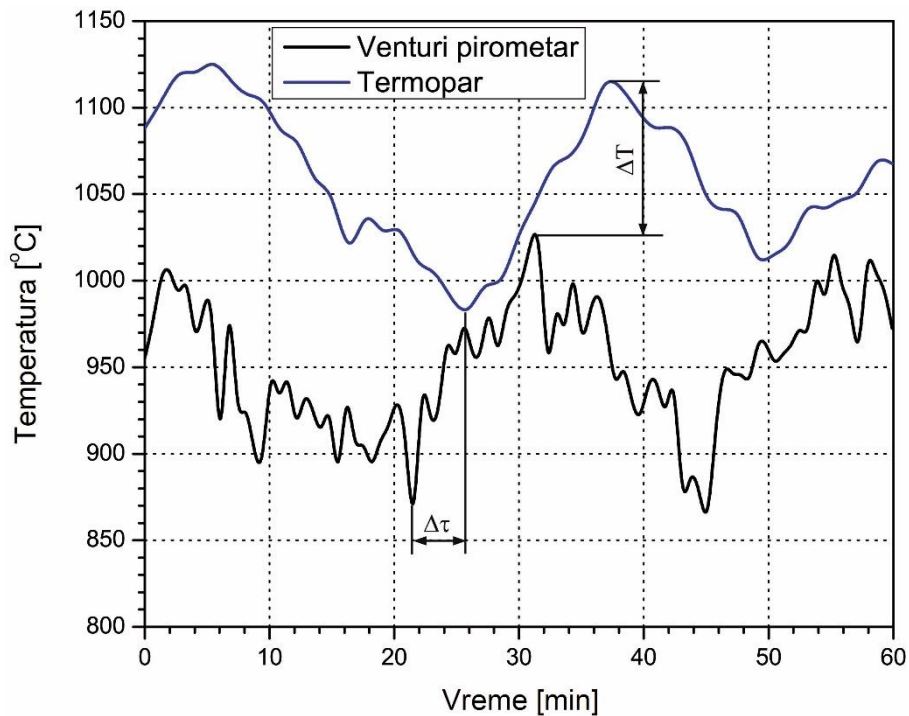
Sa slike 6.6 se može videti uporedna analiza brzine odziva za ova dva tipa pirometra. Postoji mala, ali ipak uočljiva razlika u brzini odziva izmerenih temperaturnih fluktuacija koja ide u prilog Venturi pirometra. Ona naročito dolazi do izražaja pri poređenju maksimalnih i minimalnih zabeleženih vrednosti, za razliku od običnog usisnog pirometra koji daje vrednost temperature koja je više usrednjena tokom određenog vremenskog perioda.



Slika 6.6. Poređenje brzine odziva Venturi pneumatskog pirometra (crna linija) i usisnog pirometra (crvena linija) prilikom temperature unutar kotla u toku vremenskog intervala od 1h.

Kada je reč od termoparovima koji se koriste se koriste u tehnici sondiranja sa sondama koje su postavljene na zidovima kotla, tu je takođe uočljiva manja brzina odziva u odnosu na Venturi pneumatski pirometar. Ovaj podatak, uz već pomenutu prednost u odnosu na usisni pirometar, daje dodatni argument za veću primenu ove metode. Uz gore navedene činjenice treba dodati i podatak da tokom dužeg perioda korišćenja, zbog nakupljanja čađi i gareži, kod sonde sa termoparovima dolazi do promene koeficijenta emisivnosti. Uzimajući u obzir i prenos toplote zračenjem od strane gasa i plamena, to za posledicu ima dugačiju, odnosno nešto višu izmerenu vrednost temperature od one realne koja je postignuta unutar kotla.

Podaci koji daju poređenje brzine odziva Venturi pneumatskog pirometra i termopara prilikom promene temperature unutar kotla (TENT) u toku vremenskog intervala od 1h, kao i izmerene vrednosti temperature, prikazani su na slici 6.7. Vremenski period Δt (predstavljen na istoj slici) koji iznosi nekoliko minuta predstavlja “kašnjenje” u temperaturnom odzivu termopara u odnosu na Venturi pirometar.



Slika 6.7. Poređenje brzine odziva Venturi pneumatskog pirometra (crna linija) i termopara (plava linija) prilikom promene temperature unutar kotla u toku vremenskog intervala od 1h.

Venturi pirometar je kalibrisan pomoću industrijskog fena – model BAK5102602 sa podesivom temperaturom ($T_{\max} = 800\text{ °C}$), maksimalnog protoka vazduha $800\text{ dm}^3/\text{min}$, dijametra izduvne cevi 62 mm (slika 6.8) i uz pomoć kalibrisanog termopara.



Slika 6.8. Industrijski fen model BAK Compact (5102602) maksimalne temperature 800 °C i maksimalnog protoka vazduha $800\text{ dm}^3/\text{min}$ koji je korišćen za kalibraciju Venturijevog pirometra [209].

Dvobojni pirometar je kalibrisan upotrebom laboratorijskog crnog tela u laboratoriji na Fizičkom fakultetu u Beogradu na Katedri za metrologiju. Rastojanje između sistema dvobojni pirometar - cev i Venturi-evog pirometra je iznosilo oko 30 cm (slika 6.1).

Merenja su izvršena u nekoliko režima opterećenja, tako što su vršene varijacije intenzitetima rada mlinova. Ovo se posebno odnosi na mlinove koji se nalaze na suprotnim stranama kotla za sagorevanje. Promenom njihovog intenziteta rada lakše se postiže kontrola pozicije termalnog fokusa duž pravca pirometarske optičke ose, a samim tim i promena temperaturnog profila plamena u posmatranom pravcu. Posle svake promene režima, pravljen je pauza od najmanje 20 minuta da bi se proces sagorevanja stabilizovao. Kriterijum temperaturne stabilnosti je bila mala promena temperature merene kontrolnim pirometrom. Naime, režim se smatra stabilnim ako je promena srednje temperature merene kontrolnim pirometrom bila manja od 10 °C tokom čitavog procesa merenja.

Stabilizacija procesa sagorevanja, odnosno male promene temperature nadgledane su takođe pomoću još jednog dvobojnog pirometra (slika 6.9) instaliranog na zidu kotla u blizini sistema pirometar - cev i Venturi-evog pirometra. Ova vrsta konfiguracije prikazana na slici 6.9 omogućava *in-situ* kalibraciju za dato toplotno opterećenje kotla.

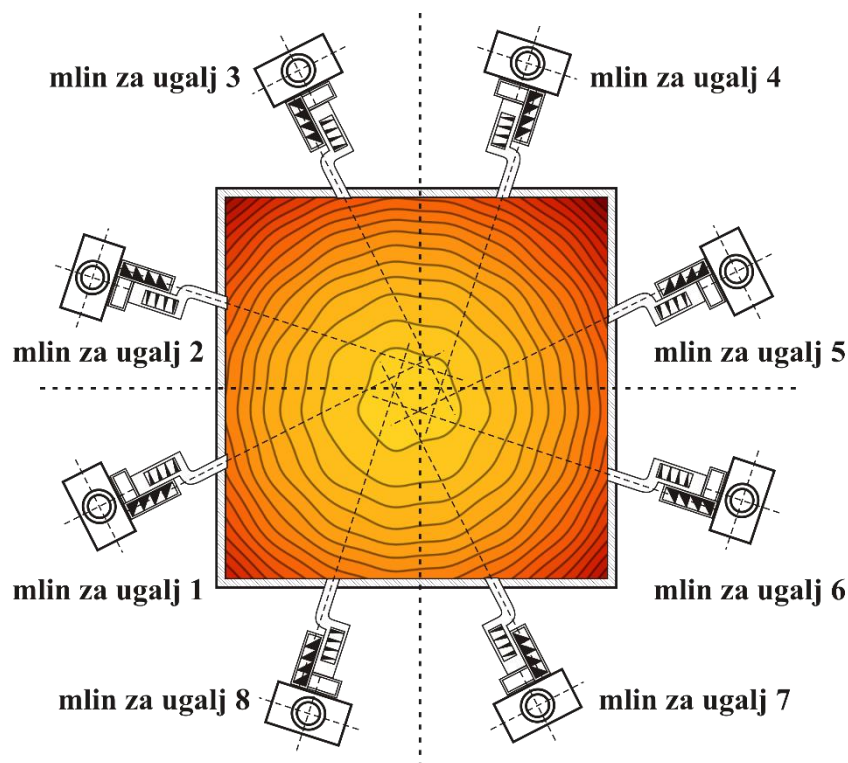


Slika 6.9. Kontrolni sistem na zidu kotla koji se sastoji od dvobojnog pirometra i dva termopara.

Merenja temperature vršena su na sedam položaja cevi: 6 m ... 1 m, 0 m za svaki režim pojedinačno. Na svakoj dubini uvlačenja pirometarske cevi, izračunavana je srednja vrednost temperature dobijene merenjem u vremenskom intervalu od 1min - po 10 uzoraka (semplova) u sekundi.

Da bi se pratile promene u koncentraciji čestica tokom različitih režima rada koristili smo sondu za ekstrakciju sa vodenim sistemom za hlađenje, koja je bila uvučena oko 2 m unutar plamena u blizini oba pirometra. Uzorci su sakupljeni u istim uslovima za svaki režim opterećenja rada mlinova. Nakon toga vršena je analiza merenjem težine filtera sa uzetim uzorcima česticama, pri čemu je težina svakog filtera merena pre i nakon uzimanja uzoraka.

Sva pomenuta merenja obavljena su u termoelektrani Nikola Tesla Blok B, snage 630 MW. Poprečni presek Bloka B TENT-a sa termalnim fokusom plamena pozicioniranim u centru kotla i tangencijalno orijentisanim mlinovima prikazan je na slici 6.10. Kod ovako orijentisanih mlinova, sa podjednakim opterećenjem rada postiže se vrtložno kretanje gasova sa osom rotacije koja se nalazi približno u centru ložišta. Cevi su postavljene na maksimalnoj dubini od 6 m, što odgovara daljini od oko 4 m od centra poprečnog preseka peći.

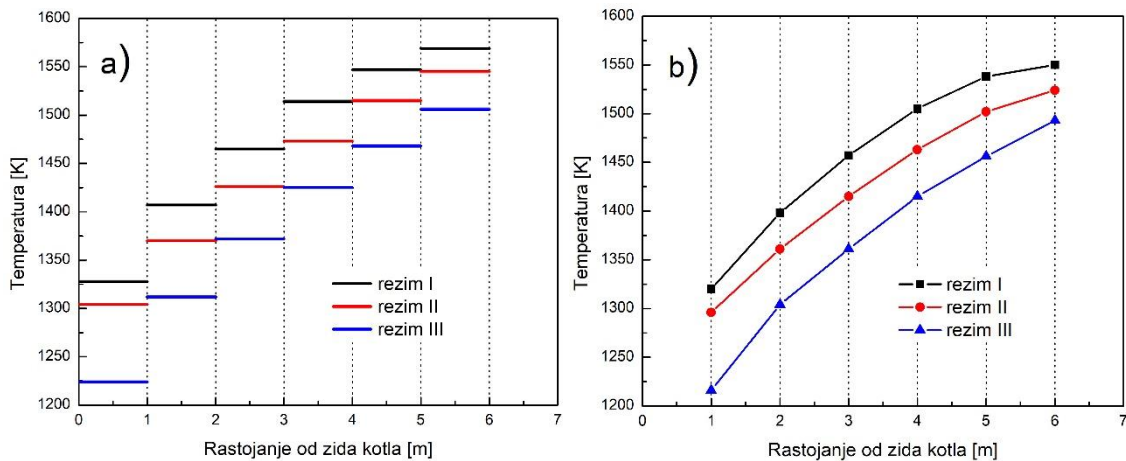


Slika 6.10. Vizuelizacija poprečnog preseka plamena u peći TE Nikola Tesla B snage 630 MW (20 m × 20 m) sa prikazom svih osam tangencijalno orijentisanih mlinova sa podjednakim opterećenjem rada (režim II).

6.4. Rezultati merenja i diskusija

Merenja pomoću Venturi-evog pirometra su dala direktne temperature pojedinačnih segmenata, dok su za pirometrijska merenja bili potrebni dodatni proračuni. S obzirom da imamo 6 segmenata na kojima smo temperature posmatrali na dve talasne dužine bilo je potrebno rešiti sistem od 12 nelinearnih jednačina, pri čemu smo imali 8 nepoznatih (ε , α i 6 temperatura). Za rešavanje ovakvog (preodređenog) sistema koristili smo Levenberg-Markuardt metodu [210,211] koja se koristi za rešavanje nelinearnih problema najmanjih kvadrata.

Rezultati koji su dobijeni sa oba instrumenta su upoređivani, tj. izračunata temperatura k-tog segmenta dobijena iz jednačina 6.3a i 6.3b, poređena je sa vrednošću temperature dobijene pomoću Venturi-evog pneumatskog pirometra. Tom prilikom ustanovljeno je jako dobro poklapanje izmerenih vrednosti.



Slika 6.11. Izmerena temperatura unutar kotla TE u funkciji rastojanja od zida peći. Temperatura je dobijena u tri režima rada pomoću: a) sistema dvobojni pirometar - cev; b) Venturi-evog pneumatskog pirometra.

Slika 6.11 prikazuje temperature segmenata izmerene za tri režima rada mlinova. U prvom režimu rada termalni fokus je bio pomeren bliže pirometru. Kod drugog režima rada termalni fokus se nalazi bliže centru kotla (slika 6.10), dok je kod trećeg režima rada on pomeren dalje od pirometra. U sva tri režima oba instrumenta ukazuju na isti trend temperaturne promene.

Iako postoje razlike u izmerenim vrednostima koje se kreću u rasponu od 8 °C do 30 °C između Venturi-evog pneumatskog pirometra i sistema dvobojni pirometar - cev, oba instrumenta pokazuju ista temperaturna kretanja. Pomenuta razlika temperaturnih vrednosti može biti posledica nekoliko razloga, koji svaki ponaosob ili svi zajedno mogu biti njen uzročnik:

- Naš model je aproksimativan - prostor između naspramnih zidova kotla smo podelili na konačni broj segmenata. Kao posledica ovoga, umesto kontinualne temperaturne promene imali smo temperaturni diskontinuitet koji smo koristili kako bi dobili jednostavniju proceduru za određivanje temperaturnih kretanja, kao i koeficijenta prigušenja α .
- Maksimalna temperaturna odstupanja prilikom kalibracije Venturi-evog pneumatskog pirometra su iznosila oko 27 °C, pri čemu glavni doprinos u ovom slučaju potiče od samog okruženja u kojem se vrši proces kalibracije. Maksimalno odstupanje temperature prilikom kalibracije optičkog dvobojnog pirometra je iznosila 14 °C.
- Uprkos zadatim kriterijumima za stabilnost režima sagorevanja (granice temperaturnih fluktuacija), koje se nadgledaju pomoću kontrolnog pirometra (slika 6.9), male promene režima tokom merenja su neizbežne. Ovo takođe utiče na dobijene rezultate merenja, kao i na rezultate uporedne analize podataka dobijenih pomoću ove dve metode.

Da bi se napravila formalna procena pouzdanosti merenja i kako bi bilo moguće izvršiti poređenje sa drugim metodama, pošli smo od pretpostavki da je ukupna nesigurnost merenja je kombinacija neizvesnosti koja nastaje usled:

- (i) neizvesnosti prilikom kalibracije dvobojnog pirometra,
- (ii) standardne devijacije merenja,
- (iii) stabilnosti sistema (ložišta kotla),
- (iv) greške zbog diskretizacije prilikom merenja i
- (v) greške zbog numeričke iteracije (Levenberg-Markuardt metode).

Procena nesigurnosti merenja usled (i), (ii) i (iii) je standardna i jednostavna za izračunavanje. Dvobojni pirometar je kalibrisan metodom upoređivanja pomoću laboratorijskog standarda i korišćenjem peći, koja je predstavljala model apsolutno

crnog tela. Temperaturna fluktuacija (stabilnost sistema) merena je sa još jednim dvobojnim pirometrom instaliranim blizu eksperimentalne postavke. Neizvesnost ovog izvora izračunava se iz maksimalne razlike temperatura dobijenih tokom postupka merenja.

Greške diskretizacije i numeričke kalkulacije nisu jednostavne za izvođenje, pa smo iz tog razloga morali da izvršimo niz simulacija u cilju procene osetljivosti rezultata na postupak segmentovanja rastojanja unutar kotla, kao i na sam iterativni postupak. Utvrđeno je da maksimalna neizvesnost metode ne prelazi 24 °C.

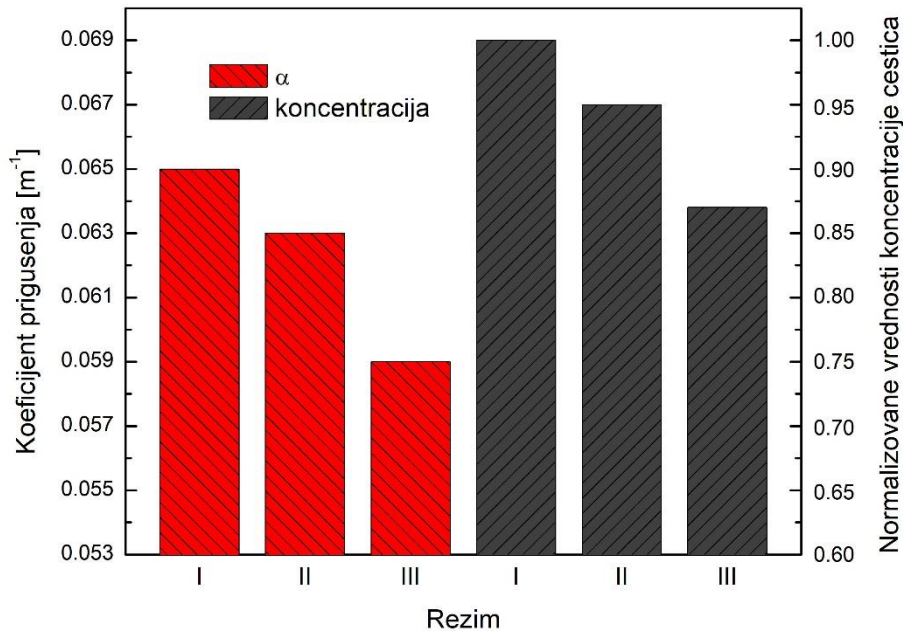
Treba napomenuti da najveći doprinos ukupnoj nesigurnosti dobijenog mernog rezultata, ipak dolazi usled greške koja nastaje pod (iii), koja se odnosi na procenjenu efektivnu temperaturu u kotlu koja se prati pomoću kontrolnog pirometra.

Što se tiče ostalih mernih tehnika, Rinaldi F. i Najafi B. [39] daju detaljnu diskusiju o greškama povezanim s merenjima temperature u ložištu koristeći različite tehnike, npr. termoparove, standardne pirometre i usisne (sukcione) pirometre. Naša procena neizvesnosti merenja pomoću Venturi pirometra sprovedena je na sličan način. Tom prilikom imali smo u vidu da su neki činioci koji utiču na neizvesnosti merenja različiti za Venturi pneumatski pirometar. Za ukupnu nesigurnost merenja smo pretpostavili da potiče od kombinacije sledećih činilaca:

- (i) nesigurnosti merenja prilikom kalibracije Venturi pneumatskog pirometra,
- (ii) standardnog odstupanja merenja,
- (iii) stabilnosti sistema (okruženja u kojem se vrši merenje).

U ovom slučaju, najveći doprinos greški merenja daće i neizvesnost kalibracije. Utvrđeno je da maksimalna nesigurnost merenja primenjene metode ne prelazi 31 °C.

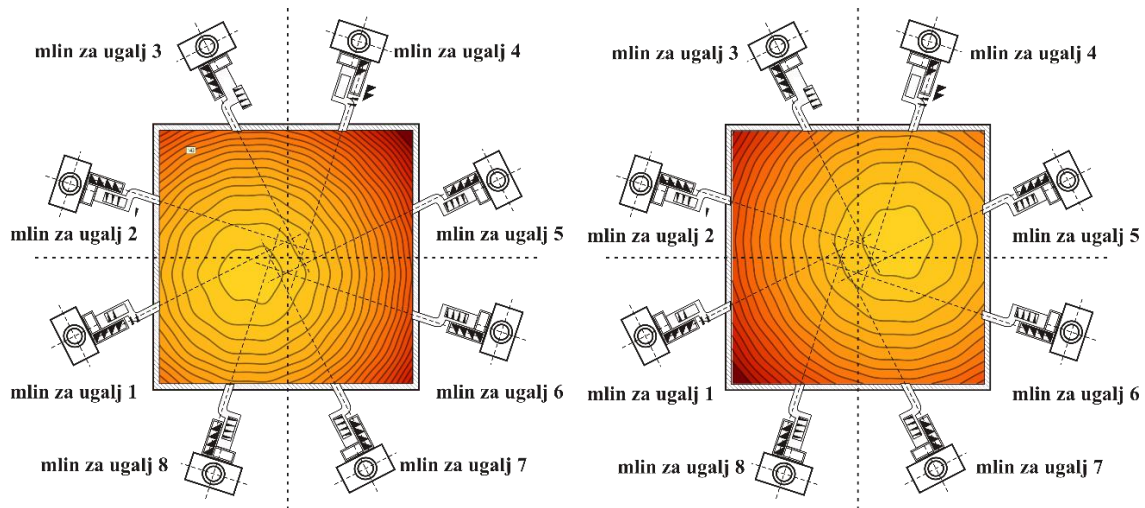
I pored toga, rezultati koje smo dobili pokazuju jako dobru usklađenost i poklapanje za sva tri režima opterećenja. Temperaturna kretanja su u oba slučaja jasna i prate poziciju termalnog fokusa, koji se kontroliše različitim opterećenjima rada naspramnih mlinova.



Slika 6.12. Zavisnost koeficijenta prigušenja i koncentracije čestica za različite režime rada mlinova.

Na slici 6.12 prikazane su "prosečne" vrednosti koeficijenta prigušenja za svaki od tri pomenuta režima. Njegova vrednost se kreće u intervalu od $0,065 m^{-1}$ za prvi režim rada do $0,059 m^{-1}$ za treći režim rada. Talasne dužine dvobojnog pirometra (960 nm i 1060 nm) su uzete u spektralnoj oblasti u kojoj uglavnom nema apsorpcionih i emisionih linija troatomskih molekula, koje bi mogle da utiču na dobijene vrednosti efektivnih temperatura, a samim tim i na izračunatu vrednost koeficijenta prigušenja. Iz tog razloga dominantan uticaj na koeficijent prigušenja u ovoj spektralnoj oblasti dolazi od nesagorelih čestica kao što su čađ, sitne čestice uglja i pepeo.

Isključenje pojedinih gorionika, odnosno mlinova ima izražen efekat na položaj centralnog vrtloga (režim I i III), pa samim tim i termalnog fokusa plamena, što utiče na oblik temperaturnog polja u ložištu kotla. U prvom režimu, mlin na levoj strani kotla radio je sa nešto nižem kapacitetom u odnosu na njemu naspramni mlin, tako da su plamen i termalni fokus bili pomereni prema polju nižeg pritiska - mlinu sa manjim opterećenjem (slika 6.13 - levo). Tom prilikom merenjem je zabeležena i veća koncentracija čestica, što je bilo i očekivano. Kada je režim opterećenja promenjen i kada je plamen pomeren bliže desnoj strani zida kotla (režim III), na levoj strani to je za posledicu imalo smanjenje koncentracije čestica (slika 6.13 - desno). Imajući u vidu da koeficijent prigušenja zavisi od koncentracije čestica to za posledicu ima i njegovu promenu, odnosno smanjivanje njegove vrednosti sa promenom režima od I do II i III.



Slika 6.13. Pomeran termalni fokus usled: Levo - smanjenog opterećenja rada mlina broj 1 (režim D); Desno - smanjenog opterećenja rada mlina broj 5 (režim III).

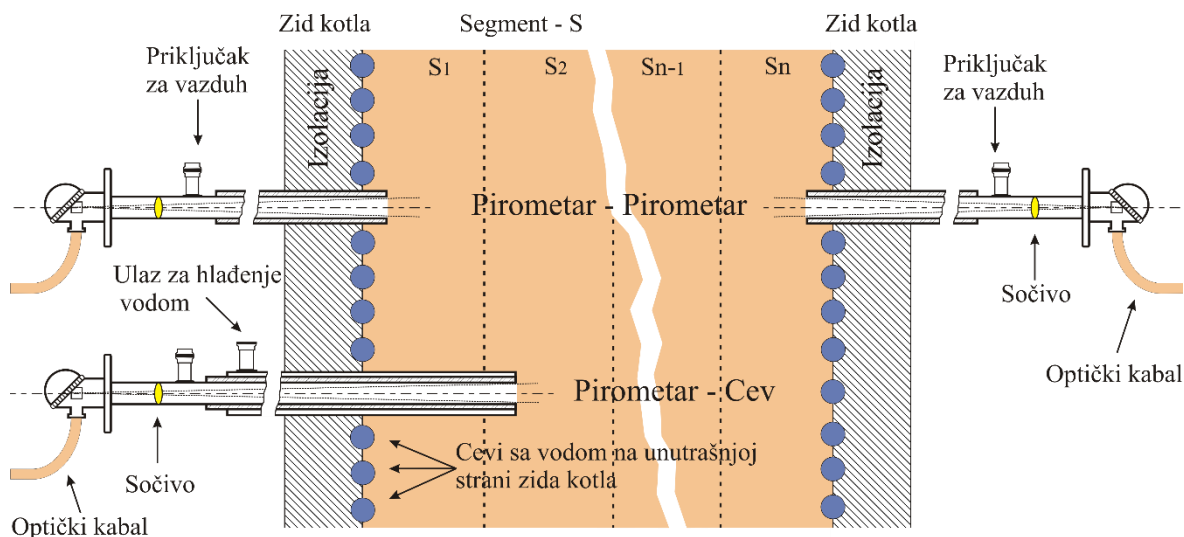
Rezultat merenja koncentracije čestica metodom ekstrakcije prikazan je na istom grafikonu na kojem su prikazane vrednosti koeficijenta prigušenja (slika 6.12). Normalizovane vrednosti koncentracije čestica kreću se od 1 za režim I, do 0,87 za režim III. Ovaj trend pokazuje nedvosmislenu vezu između izračunatog koeficijenta prigušenja i koncentracije čestica izmerenih metodom ekstrakcije.

7. Tomografska metoda pirometar - pirometar

U poglavlju 2.2.3 prikazana je tipična konfiguracija dvobojnih pirometara u termoelektranama na ugallj. Ona se sastoji od pirometara postavljenih po bočnim stranicama ložišta kotla, tako da se njihova vidna polja međusobno ukrštaju pod uglom od 90° , čineći mrežu u horizontalnoj ravni. Sa ovakvom konfiguracijom pirometara, sa prikupljenim informacijama moguće je izvršiti rekonstrukciju 2D temperaturnog polja na zadatoj visini u ložištu kotla. Da bi se dobila 3D temperaturna raspodela potrebno je postaviti više ovakvih mreža na različitim visinama. Time se postiže bolja preglednost procesa sagorevanja u unutrašnjosti kotla.

Međutim, ovakav način raspodele pirometara po obodima ložišta ima i svoje nedostatke. Glavni nedostatak je činjenica da se za pronalaženje pozicije termalnog fokusa potreban veći broj mernih instrumenata, što merni sistem čini složeniji i skuplji. Pored toga, konstrukcioni uslovi često ne dozvoljavaju instaliranje većeg broja mernih uređaja.

Merna konfiguracija optičke metode koju mi predlažemo zasniva se na uparenom pirometarskom sistemu, koji se sastoji od dva dvobojna pirometra postavljena na suprotnim stranicama kotla. Oni su orijentisani tako da se nalaze duž optičkog pravca unutar vidnog polja svog naspramnog para (slika 7.1). Informacije o temperaturi koji oni priključuju se potom objedinjuju, kako bi se izvršila karakterizacija plamena duž optičke linije koja povezuje ta dva merna instrumenta. Uz odgovarajuće pretpostavke fizičkog modela, koji opisuje zračenje unutar vidnog polja pirometra, to bi trebalo da da informacije o položaju termalnog fokusa unutar 1D profila, kao i vrednost koeficijenta prigušenja. Ovo naročito dolazi do izražaja kada je potrebno izvršiti karakterizaciju plamena u sistemima kod kojih u horizontalnoj ravni nije moguće postaviti veći broj mernih uređaja.



Slika 7.1. Upareni pirometrski sistem koji se sastoji od dva dvobojna pirometra, postavljenih jedan naspram drugog duž zajedničke optičke ose. Kontrola dobijenih rezultata je vršena pomoću pirometar - cev mernog instrumenta.

Takođe, tamo gde to uslovi dozvoljavaju, ova metoda omogućava umrežavanje više 1D pirometrskih sistema. Time je moguće dobiti složeniji merni sistem koji bi dao 2D, odnosno 3D sliku unutrašnjosti kotla tokom procesa sagorevanja, naročito kod sistema gde uobičajene mreže pirometara ili nekih drugih temperaturnih senzora nisu pogodne za postavljanje.

Za merni postupak kod koga je vršeno određivanje temperaturnog profila i vrednosti koeficijenta prigušenja primenom pirometar - cev metode, kao kontrolni instrument korišćen je Venturi pneumatski pirometar. Imajući u vidu veoma dobro poklapanje na oba instrumenta, za proveru ispravnosti podataka dobijenih pomoću metode pirometar - pirometar, uporedo je korišćen pirometar - cev merni instrument (slika 7.1). Rezultati pozicije termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja proveravani su do dubine koju nam je dozvoljavala upotreba ovog sistema (dužina pirometar - cev sistema je iznosila 8 m).

7.1. Koeficijent simetrije plamena

U ovom poglavlju utvrđena je veza između položaja segmenta sa maksimalnom temperaturom ($S_{T_{max}}$) i koeficijenta prigušenja (α), na osnovu poznatih vrednosti temperatura u graničnim segmentima (prvom i poslednjem), kao okvirne vrednosti maksimalne temperature (T_{max}).

S obzirom na ograničen broj merenja i podataka koji smo bili u mogućnosti da obezbedimo (ukupno 6 merenja) na kompleksu TENT - a, potvrde naše metode izračunavanja vršene su i kroz postupak simulacija. Monte Karlo simulacije su vršene u programskom paketu *Mathematica*, po 10000 za svaku vrednost parametara: koeficijenta prigušenja i položaja temperaturnog maksimuma u kotlu, odnosno segmenta sa maksimalnom temperaturom. Pri tome smo pošli od sledećih pretpostavki:

- Temperatura T je konveksna funkcija rastojanja između zidova peći. Kao model za temperaturni profil i za određivanje vrednosti temperature u pojedinačnim segmentima, poslužila je polinomna funkcija petog reda:

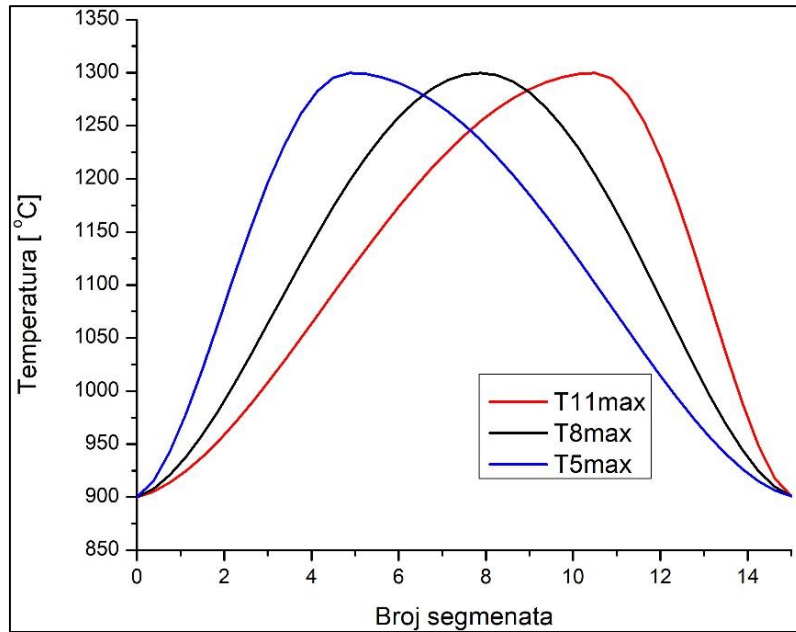
$$T(x) = a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + a_4x^4 + a_5x^5. \quad (7.1)$$

Variranjem vrednosti koeficijenata a_1, a_2, \dots, a_5 postiže se menjanje oblika funkcije $T(x)$, čime se postiže simuliranje različitih temperaturnih profila unutar peći. Takođe, njihovim variranjem je moguće postići i pomeranje temperaturnog maksimuma od jednog segmenta ka drugom (slika 7.2).

- Temperature u pojedinačnim segmentima određivane su nasumično, pomoću generatora slučajnih brojeva (*Mersenne Twister*), pri čemu se raspon njihovih vrednosti kretao u opsegu:

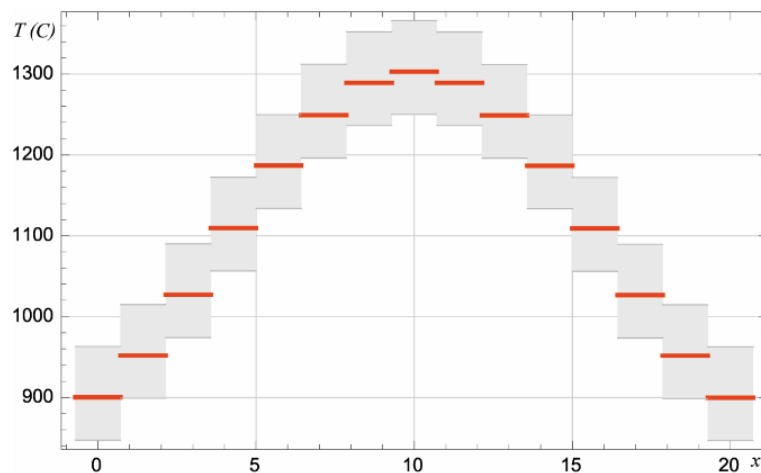
$$T(x) \pm (T_{\max} - T_{\min}) / j, \quad (7.2)$$

gde j predstavlja redni broj segmenta ($S_j = S_{T_{max}}$) sa maksimalnom temperaturom (slika 7.3).



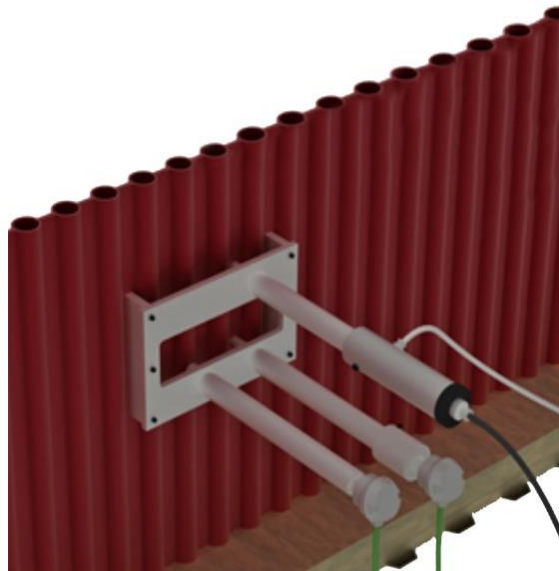
Slika 7.2. Temperaturni profil generisan pomoću polinomne funkcije za različite pozicije segmenta sa maksimalnom temperaturom T_{max} .

- Korišćenjem termopara moguće je imati informaciju o lokalnim temperaturama u graničnim segmentima (prvom i n -tom), odnosno poznata je vrednost T_{min} (slika 7.4). Greška merenja temperature termopara data je u Prilogu 10.4.



Slika 7.3. Raspon mogućih temperatura unutar pojedinačnih segmenata za slučaj kada se temperaturni maksimum nalazi u centralnom $j = 8$ segmentu. Uzeto je da je ukupan broj segmenata $n = 15$.

- Da bi se ispunio uslov konveksnosti uvedeno je ograničenje da je temperatura u određenom segmentu S_i ($i = 1, \dots, n$) manja ili jednaka temperaturi u narednom segmentu S_{i+1} (kako se ide ka segmentu S_j sa T_{max}), odnosno da je temperatura u datom segmentu S_i veća ili jednaka od temperature u narednom segmentu S_{i+1} (kako se ide od segmenta S_j sa T_{max}).

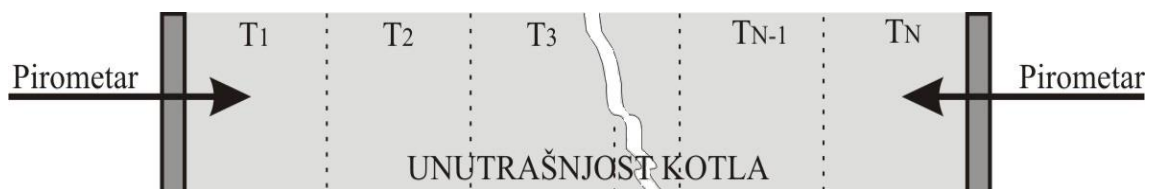


Slika 7.4. Ilustracija kombinovanog sistema na zidu kotla koji se sastoji od dva termopara i dvobojnog pirometra.

- Temperature u graničnim segmentima su približno jednake. U realnom slučaju za termoelektranu TENT B2 snage 630 MW u normalnom režimu rada to znači da je $\Delta T = |T_{minL} - T_{minD}| \leq 5\%$ od razlike T_{max} i minimalne izmerene temperature na krajevima kotla. Temperature T_{minL} i T_{minD} odnose na temperature izmerene na levom, odnosno desnom kraju kotla. $T_{minL} \approx T_{minD}$ za posledicu ima asimetriju temperaturnog gradijenta u odnosu na položaj termalnog fokusa u slučajevima kada se temperaturni maksimum ne nalazi u centru ložišta (plava i crvena kriva na slici 7.2).
- Okvirno je poznata maksimalna temperatura unutar peći T_{max} . Naime poznavanjem režima rada (operativnog broja mlinova i njihove brzine), trenutne snage bloka, vrste i kvaliteta uglja, moguće je poznavati temperaturni raspon u kojem će se naći maksimalna temperatura T_{max} tokom procesa sagorevanja uglja.

- Dvobojni pirometri su postavljeni jedan naspram drugog unutar vidnog polja svog naspramnog para (slika 7.5).
- Vrednost koeficijenta prigušenja α je poznata na osnovu prethodnog izvršenog merenja u kojem su za izračunavanje korišćeni dvobojni pirometar - cev sistem, zajedno sa Venturi pirometrom kao kontrolnim instrumentom.

Uzimajući u obzir navedene pretpostavke, urađene su simulacije za različite raspodele temperatura i pozicije segmenta sa temperaturnim maksimumom, naravno uzimajući u obzir da su vrednosti efektivnih temperatura T_{eff} očitavane sa pirometara koji se nalaze jedan naspram drugog.



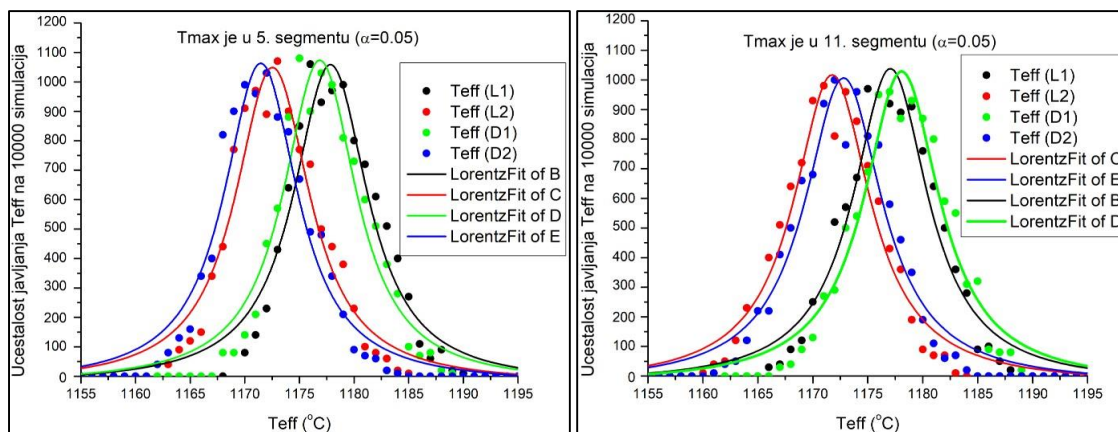
Slika 7.5. Ilustracija pojedinačnih segmenata sa temperaturama T_i ($i = 1, \dots, n$) i naspramne orijentacije pirometara.

Vrednosti α menjane su u opsegu od 0,01 do 0,09 u koracima od po 0,02. Posle izvršenih 10000 simulacija za svaku vrednost ponaosob u kojima su bile izračunavane T_{eff} na levom i desnom pirometru na obe talasne dužine λ_1 i λ_2 , grafički su prikazane dobijene učestalosti pojavljivanja određenih vrednosti efektivnih temperatura (slika 7.6).

Uočeno je da ukoliko je plamen više asimetričan, odnosno što je termalni fokus više pomeren u odnosu na centar kotla, veće su i razlike očitanih efektivnih temperatura na istoj talasnoj dužini. Ukoliko je termalni fokus bliže centru kotla, to su i razlike u očitavanju naspramnih pirometara na istim talasnim dužinama manje.

Iako ovaj zaključak na prvi pogled deluje intuitivno, njega je bilo teško sagledati na osnovu malog broja merenja kojima smo raspolagali. Pomenuti rezultat je jedino bilo moguće uočiti nakon velikog broja simulacija i njihovog fitovanja adekvatnom funkcijom (Lorentz-ova). Na slici 7.6 $T_{eff}(L1)$ označava efektivnu temperaturu dobijenu na levom pirometru na talasnoj dužini λ_1 , $T_{eff}(L2)$ označava efektivnu temperaturu na levom pirometru na talasnoj dužini λ_2 , analogno je i za desnu stranu. $T_{eff}(D1)$ označava

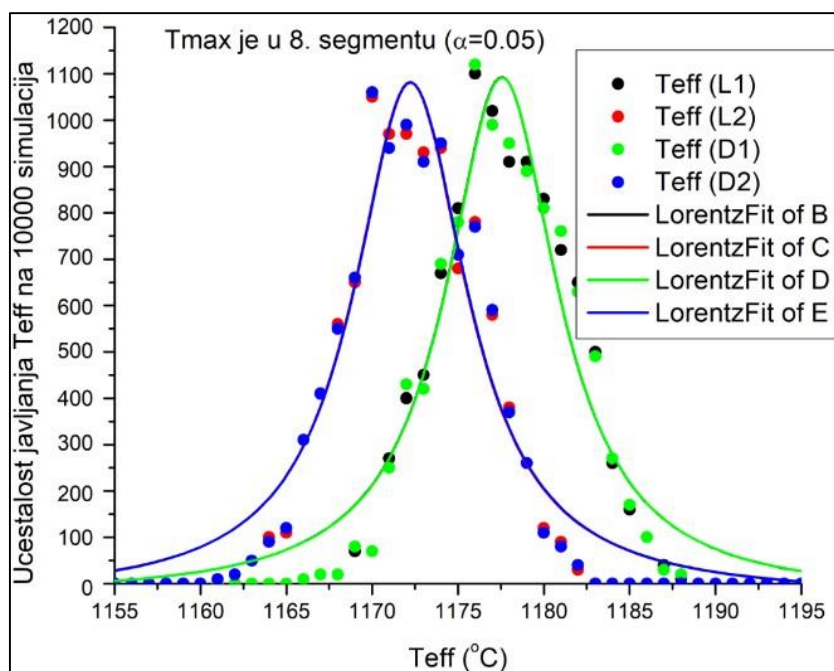
temperaturu dobijenu na desnom pirometru na talasnoj dužini λ_1 , $T_{eff}(D2)$ označava temperaturu na desnom pirometru na talasnoj dužini λ_2 . Sa slike se može uočiti da su T_{eff} koje registruje pirometar koji je bliži segmentu sa T_{max} na prvoj λ_1 i na drugoj λ_2 (zeleni i plavi linija), veće nego što su vrednosti T_{eff} koje pokazuje pirometar koji se nalazi dalje od segmenta sa T_{max} (crna i crvena linija).



Slika 7.6. Levo - temperaturni maksimum se nalazi na 5. segmentu. Desno - temperaturni maksimum je na 11. segmentu (od ukupno 15 segmenata). Koeficijent prigušenja u oba slučaja je $\alpha = 0.05$.

Takođe, uočeno je da vrednosti efektivnih temperatura dobijenih na istim talasnim dužinama na levom i desnom pirometru jako malo odstupaju jedna od druge u slučaju kada je reč o simetričnim temperaturnim raspodelama (slika 7.7). Zapravo, ovo odstupanje je najmanje u slučaju kada se temperaturni maksimum nalazi centralno pozicioniran u središnjem segmentu, odnosno kada imamo potpunu simetriju plamena u ložištu kotla. Odstupanja izmerenih efektivnih vrednosti na naspramnim pirometrima na istoj talasnoj dužini veća su što je temperaturni maksimum više pomeren od središnjeg segmenta i što je profil plamena više asimetričan.

Treba istaći da s obzirom na postojeće konfiguracije pirometara koje se koriste u termoelektranama u kojima se pirometri nalaze bočno i formiraju 2D i 3D mrežu mernih tačaka (videti poglavlje 2.2.3.), pomenuti rezultat nije ni mogao biti uočen, niti je takav zaključak do sada zabeležen u literaturi koja se bavi problematikom sagorevanja uglja u kotlovima i njihovom optimizacijom.



Slika 7.7. Temperaturni maksimum se nalazi u centru ložišta kotla (na 8. segmentu od ukupno 15 segmenata). Koeficijent prigušenja $\alpha = 0,05$.

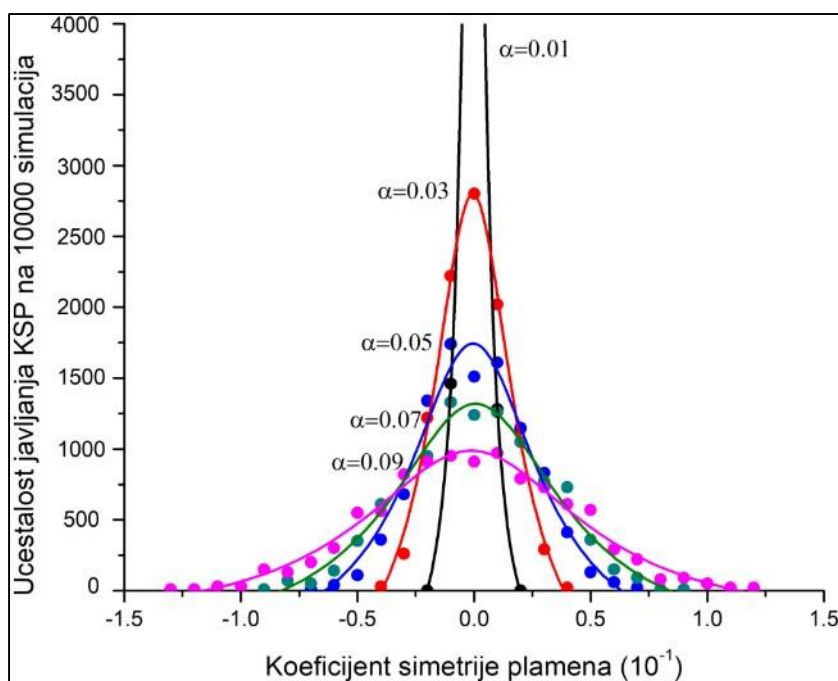
U cilju što boljeg iskorišćenja pojave odstupanja izmerenih efektivnih, uveli smo bezdimenzionu veličinu koju smo nazvali koeficijent simetrije plamena - KSP (eng. *Flame Symmetry Coefficient - FSC*). Vrednost ovog koeficijenta se dobija poznavanjem efektivnih vrednosti temperatura uparenih dvobojnih pirometara i definisali smo ga preko izraza:

$$FSC = \ln \left| \frac{Teff_{Desni}(\lambda_1) - Teff_{Levi}(\lambda_2)}{Teff_{Levi}(\lambda_1) - Teff_{Desni}(\lambda_2)} \right|. \quad (7.3)$$

On posredno ukazuje na prostorni oblik plamena kao i njegov temperaturni profil, pokazuje na kojoj poziciji i na kom segmentu se nalazi temperaturni maksimum te samim tim i udaljenosti temperaturnog maksimuma od zidova cevi kotla. Takođe, na osnovu dobijenih rezultata razvijen je i softver koji za poznatu vrednost koeficijenta prigušenja, vrši upoređivanje KSP-a dobijenih menjanjem položaja segmenta sa T_{max} na različitim temperaturnim raspodelama i bira onu koja najmanje odstupa od izračunate vrednosti dobijene sa pirometara. Na taj način, osim preciznog pozicioniranja segmenta sa T_{max} , moguće je izvršiti i procenu temperaturnog profila po segmentima unutar peći. To se postiže kontinuiranim praćenjem efektivnih temperatura izračunavanjem trenutne vrednosti KPS-a.

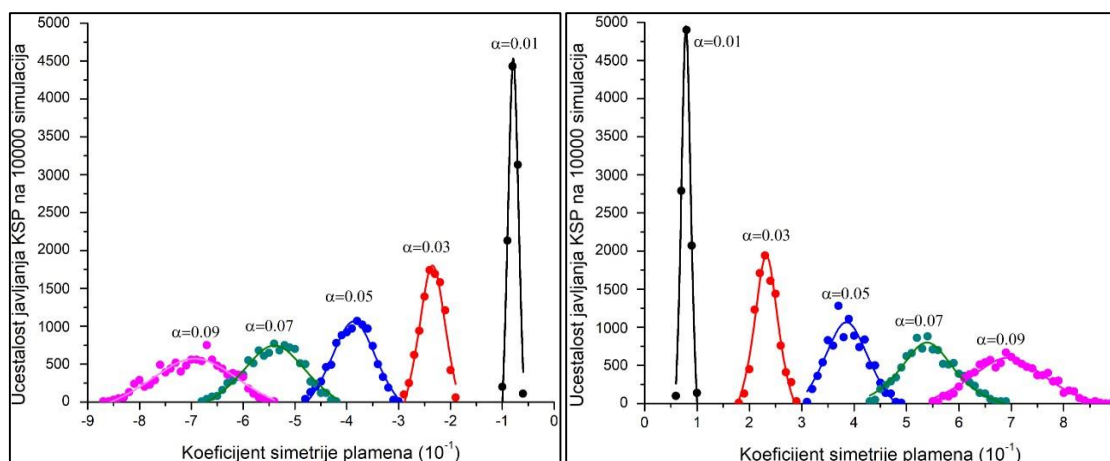
U daljem tekstu predstavljeni su rezultati simulacije (po 10000 za svaku promenu vrednosti parametara) na TENT-u blok B2 u režimu snage od 630 MW i rasponu temperatura $T_{min} = 900$ °C - okvirna donja temperatura i $T_{max} = 1300$ °C - okvirna gornja temperatura za broj segmenata 15.

Na slici 7.8 je prikazano kako se menja učestalost pojavljivanja vrednosti koeficijenta simetrije plamena u zavisnosti od vrednosti koeficijenta prigušenja α . Sa povećanjem vrednosti koeficijenta prigušenja, vrednosti koje se dobijaju za KSP će se nalaziti u širem rasponu vrednosti, pa je za $\alpha = 0,09$ u 95,5 % slučajeva KSP u intervalu $(-0,132; 0,132)$, dok je u istom procentu za $\alpha = 0,01$ KSP u intervalu $(-0,021; 0,021)$.



Slika 7.8. Prostorna raspodela vrednosti koeficijenta simetrije plamena za središnji segment za različite vrednosti koeficijenta prigušenja α .

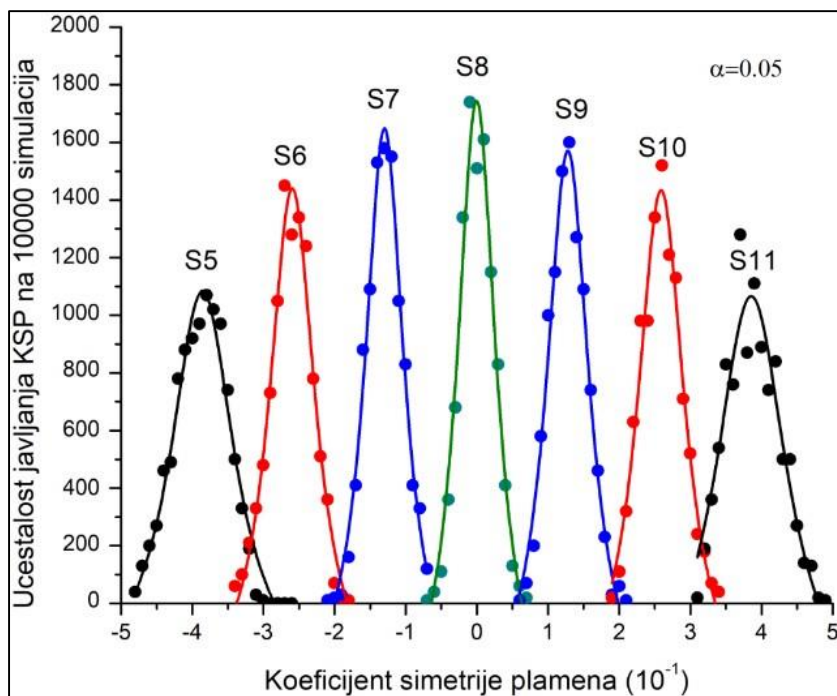
Na slici 7.9 je prikazano kako se menja učestalost pojavljivanja vrednosti koeficijenta simetrije plamena u zavisnosti od vrednosti koeficijenta prigušenja α u slučajevima kada je se T_{max} nalazi na segmentima koji nisu središnji.



Slika 7.9. Promena učestalosti pojavljivanja vrednosti KSP-a za različite vrednosti koeficijenta prigušenja. Levo je slučaj kada je segment sa T_{max} 5. po redu, a desno 11. (od ukupno 8).

Na slici 7.9 (levo) redni broj segmenta na kojem se nalazi T_{max} je 5, dok desno na istoj slici redni broj segmenta sa T_{max} iznosi 11. Primećuje se povećanje vrednosti KPS-a i njegove rasutosti oko neke dominantne vrednosti sa povećanjem vrednosti α , sa tom razlikom da ukoliko se maksimalna temperatura nalazi u segmentu koji je bliže levom pirometru u tom slučaju KSP ima negativan predznak, dok ukoliko se maksimalna temperatura nalazi u segmentu koji je bliže desnom pirometru, tada KPS ima pozitivan predznak.

Različite vrednosti KSP-a za vrednosti koeficijenta prigušenja $\alpha = 0,05$ za segmente od broja 5 do 11, prikazane su na slici 7.10. Za savršeno simetričan plamen sa konveksnom temperaturnom raspodelom vrednost koeficijenta definisanog jednačinom (7.3) treba da bude jednaka nuli. Što je termalni fokus pomeren više u levo to je i vrednost KPS manja, dok što se termalni fokus nalazi bliže desnom pirometru njegova vrednost će biti veća. Sa slike 7.10 se može zaključiti da poznavanjem tačne vrednosti koeficijenta simetrije plamena i uz uslove navedene sa početka poglavlja, sa velikom pouzdanošću se može odrediti pozicija temperaturnog maksimuma plamena.

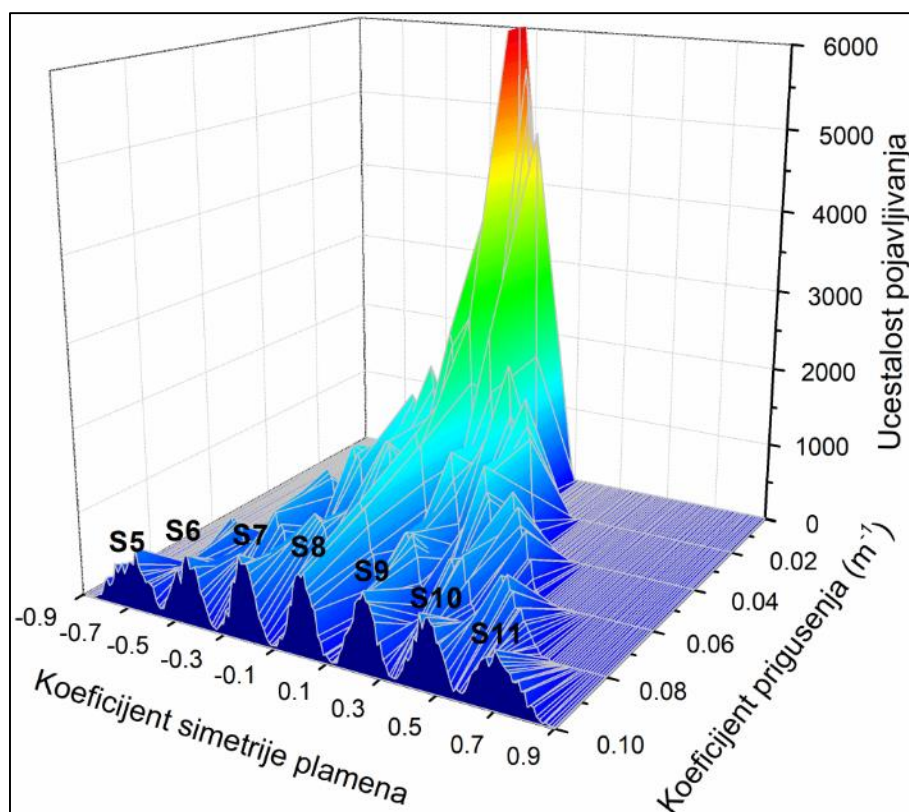


Slika 7.10. Prostorna raspodela vrednosti koeficijenta simetrije plamena za segmente od 5. do 11. za vrednost koeficijenta prigušenja $\alpha = 0,05$.

Učestalost pojavljivanja vrednosti KSP-a za pozicije T_{max} koje odgovaraju različitim pozicijama (segmentima) u kotlu i različitim vrednostima koeficijenta prigušenja, dobijene Monte Karlo simulacijama prikazane su na slici 7.11. Za svako T_{max} koje odgovara različitim pozicijama (segmentima) u kotlu vršeno je po 10000 simulacija.

Sa povećanjem vrednosti koeficijenta prigušenja sa slike 7.11 se mogu uočiti dva, međusobno protivurečna efekta. Prvi efekat koji se može uočiti je da sa povećanjem vrednosti koeficijenta prigušenja dolazi do povećanja KSP-a po apsolutnoj vrednosti. Takođe, uočena je i veća diferencijacija KSP-a za različite pozicije termalnog fokusa. Pomenuti efekat doprinosi preciznijem proračunu pozicije segmenta sa temperaturnim maksimumom.

Drugi efekat se odnosi na prostornu raspodelu mogućih vrednosti KSP-a, koji se sa povećanjem koeficijenta prigušenja pojavljuju u širem intervalu vrednosti. Ovaj efekat u određenim slučajevima dovodi do preklapanja vrednosti KSP-a iz susednih segmenata, što može da utiče na preciznost određivanja pozicije segmenta sa termalni fokusom sa greškom od \pm jednog segmenta. Sličan efekat je uočen i na slikama 7.8 i 7.9.



Slika 7.11. Prostorna raspodela vrednosti koeficijenta simetrije plamena za segmente koji se nalaze u okolini središnjeg segmenta S8 za različite vrednosti koeficijenta prigušenja.

Imajući u vidu rezultate dobijene na osnovu izvršenih simulacija, u mogućnosti smo da sa velikom sigurnošću pomoću uparenog pirometarskog sistema utvrdimo položaj termalnog fokusa i izvršimo 1D rekonstrukciju temperaturnog profila plamena. Dalji pravac razvoja ove metode uključivao bi nadogradnju 1D sistema umrežavanjem više parova pirometarskih sistema u jednoj ravni. To bi omogućilo tomografsku rekonstrukciju 2D temperaturne raspodele u horizontalnoj ravni u kotlu. Takođe, postavljanje dodatnih detektora duž visine kotla bi upotpunilo sliku o toplotnim procesima unutar peći. Time bi se dopunio presek stanja u 3D prostoru uz mogućnost vizuelizacije temperaturne raspodele procesa sagorevanja.

7.2. Algoritam za određivanje položaja termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja

Veoma često su u realnim slučajevima tokom procesa sagorevanja uglja poznate samo okvirne vrednosti koeficijenta prigušenja α . Odnosno, poznat je interval vrednosti u kome se nalazi njegova egzaktna vrednost. U tim slučajevima da bi se uspešno primenio koeficijent simetrije plamena, neophodno je precizno poznavanje α . U ovom poglavlju predstavljen je algoritam sa iterativnim postupkom za izračunavanje pozicije temperaturnog maksimuma (S_{max}) i koeficijenta prigušenja u ložištu termoelektrane u slučaju kada postoji simetrija temperaturnog gradijenta u odnosu na položaj termalnog fokusa. Prikazan je postupak za dobijanje nepoznatih veličina (S_{max} i α) u slučaju kada su lokalne temperature u graničnim segmentima (prvom i n -tom) različite, tj. $T_{\min L} \neq T_{\min D}$, odnosno $\Delta T = |T_{\min L} - T_{\min D}| \geq 5\%$ od razlike T_{max} i minimalne izmerene temperature na krajevima kotla.

I ovde smo krenuli od sličnih pretpostavki kao i prethodnom poglavlju, sa tom razlikom da nam nije poznata tačna vrednost α , već interval u kojem se on nalazi i da su poznate vrednosti lokalnih temperatura u graničnim segmentima različite ($T_{\min L} \neq T_{\min D}$). Takođe su nam poznate okvirne vrednosti za T_{max} , kao i to da je temperatura konveksna funkcija rastojanja između zidova peći.

Algoritamski postupak za dobijanje S_{max} i α je sledeći:

- S obzirom da se vrednost koeficijenta prigušenja nalazi u intervalu $\alpha \in (\alpha_{\min}, \alpha_{\max})$, za probnu vrednost koeficijenta prigušenja $\alpha^{(1)}$ uzima se srednja vrednost intervala u kojem se pretpostavlja da se on nalazi:

$$\alpha^{(1)} = \frac{\alpha_{\min} + \alpha_{\max}}{2}, \quad (7.4)$$

gde ⁽¹⁾ označava redni broj iterativnog ciklusa.

- Izračuna se koeficijent simetrije plamena (FSC). Njegov predznak može da bude – ili +. Predznak minus znači da je segment (S_{max}) sa maksimalnom

temperaturom (T_{max}) bliže levoj strani kotla, dok predznak plus znači da je bliže desnoj strani kotla.

- U slučaju da je predznak minus, vrši se dodavanje segmenata sa temperaturom $T_1^{(1)}$ i sa koeficijentom prigušenja $\alpha^{(1)}$:

$$T_j^{(i)} = T_{\min L} - 2j \left(\frac{T_{\max} - T_{\min D}}{N - 1 + n^{(i-1)}} \right), \quad (j = 1, \dots, n^{(i)}), \quad (7.5)$$

gde je: N - broj segmenata u kotlu, i redni broj iteracije, $n^{(i)}$ predstavlja broj dodatih segmenata (van kotla) u i -toj iteraciji ($n^{(i-1)} = 0$ za $i = 1$). U slučaju da je predznak plus, gornja relacija bi glasila isto izuzev što bi $T_{\min L}$ i $T_{\min D}$ zamenili mesta. Segmenti sa temperaturom $T_j^{(i)}$ se dodaju sa istom onom debljinom Δx kolika nam je debljina jednog segmenta u kotlu. Debljina Δx nam određuje rezoluciju temperaturne raspodele unutar komore za sagorevanje. Njeno izračunavanje se vrši pomoću izraza:

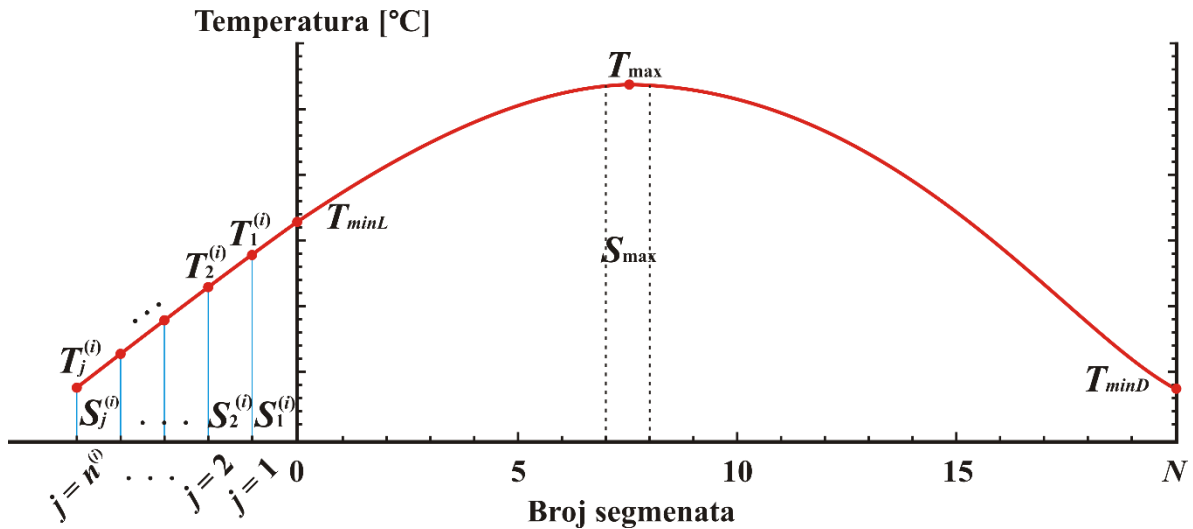
$$\Delta x = \frac{L}{N}, \quad (7.6)$$

gde je L širina ložišta kotla (m).

- Segmenti se dodaju (slika 7.12) sve dok vrednost nove $FSC^{(1)}$ ne promeni znak, odnosno u ovom slučaju pređe u plus. Pozicija segmenta sa maksimalnom temperaturom ($S_{max}^{(1)}$) za pretpostavljenu vrednost koeficijenta prigušenja $\alpha^{(1)}$ se dobija iz izraza:

$$S_{\max}^{(1)} = \frac{1}{2} (N - n^{(1)}). \quad (7.7)$$

- Za privremenu poziciju segmenta sa maksimalnom temperaturom $S_{max}^{(1)}$ se potom odredi koeficijent prigušenja $\alpha^{(2)}$ na osnovu prethodno izvršenih simulacija, odnosno poznatih vrednosti FSC za različite vrednosti α .



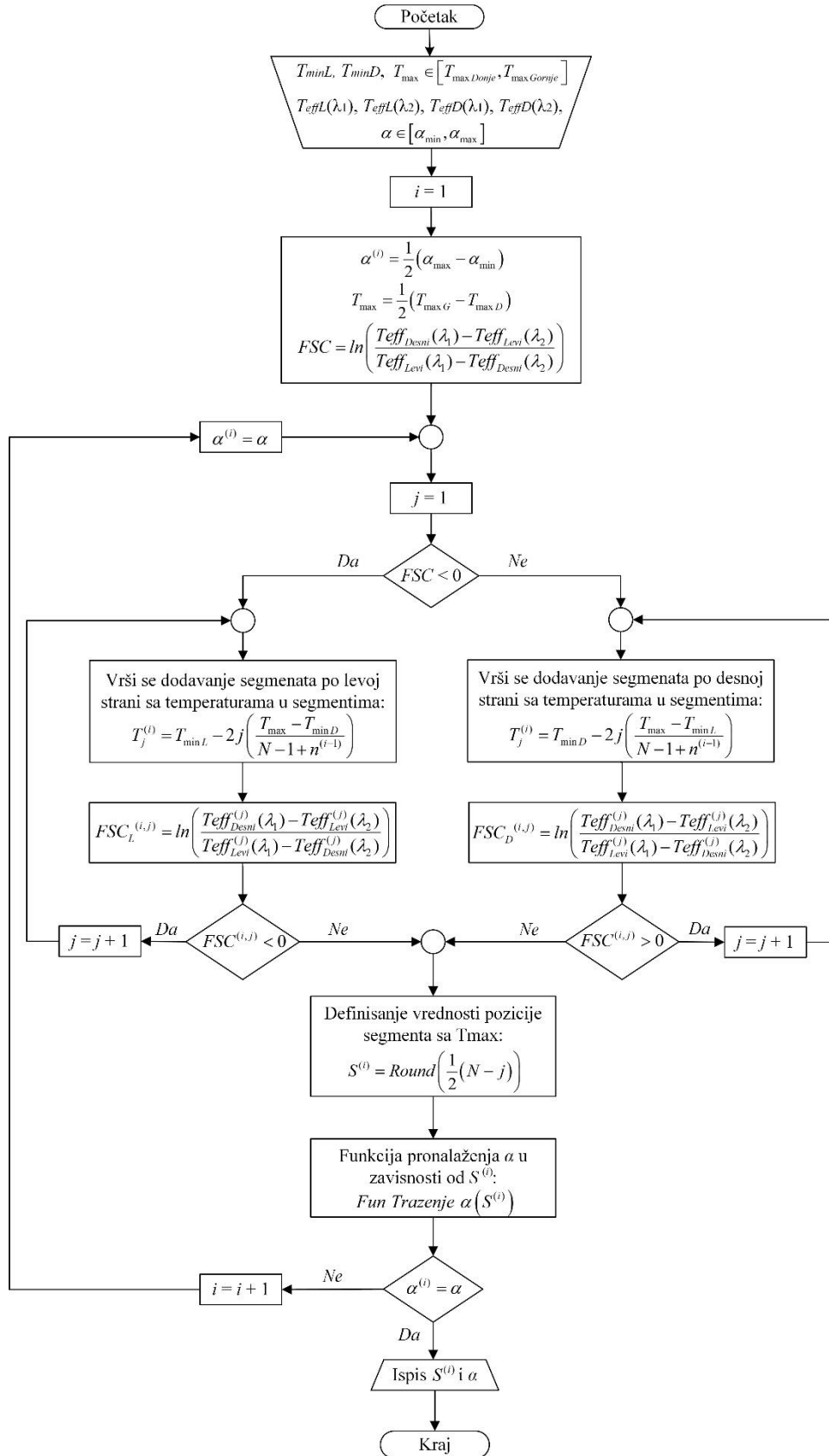
Slika 7.12. Skica dodavanja segmenata po levoj strani na kojoj je temperatura T_{minL} viša od temperature T_{minD} na desnoj strani.

- Sa tom novom vrednošću koeficijenta prigušenja vrši se ponovo dodavanje segmenata i izračunavanje $FSC^{(2)}$. Na isti način se vrši dodavanje segmenata, odnosno segmenti se dodaju sve dok $FSC^{(2)}$ ne promeni svoj predznak. Nova pozicija segmenta sa maksimalnom temperaturom ($S_{max}^{(2)}$) za pretpostavljenu vrednost koeficijenta prigušenja $\alpha^{(2)}$ se opet određuje iz izraza:

$$S_{max}^{(2)} = \frac{1}{2}(N - n^{(2)}). \quad (7.8)$$

- Za novu privremenu poziciju temperaturnog maskimuma $S_{max}^{(2)}$ se na osnovu prethodno izvršenih simulacija ponovo određuje koeficijent prigušenja $\alpha^{(3)}$.
- Iterativni postupak se ponavlja sve dok ne dođe do konvergencije veličina $S_{max}^{(i)}$ i $\alpha^{(i)}$, odnosno sve dok se ne ispune uslovi da je $S_{max}^{(i-1)} = S_{max}^{(i)}$ i $\alpha^{(i-1)} = \alpha^{(i)}$.
- Postupak je istovetan i za slučaj da je predznak $FSC +$.

Skica toka algoritma data je na slici 7.13.



Slika 7.13. Skica toka algoritamskog rešenja za dobijanje pozicije segmenta sa temperaturnim maksimumom S_{Tmax} i koeficijenta prigušenja α .

U prvom iteracionom ciklusu ($i = 1$) za $j = 1$ efektivne temperature $T_{effLevi}(\lambda_1)$, $T_{effLevi}(\lambda_2)$, $T_{effDesni}(\lambda_1)$, $T_{effDesni}(\lambda_2)$ koje „vide“ levi i desni pirometar na talasnim dužinama λ_1 i λ_2 , se dobijaju na osnovu sledećih jednačina:

- Za levi pirometar:

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{effLevi}^{(1)}(\lambda_1)}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_1^{(1)}}} + e^{-\Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{effLevi}(\lambda_1)}}, \quad (7.9)$$

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{effLevi}^{(1)}(\lambda_2)}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_1^{(1)}}} + e^{-\Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{effLevi}(\lambda_2)}}. \quad (7.10)$$

- Za desni pirometar:

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{effDesni}^{(1)}(\lambda_1)}} = e^{-N \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_1^{(1)}}} + e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{effDesni}(\lambda_1)}}, \quad (7.11)$$

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{effDesni}^{(1)}(\lambda_2)}} = e^{-N \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_1^{(1)}}} + e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{effDesni}(\lambda_2)}}, \quad (7.12)$$

gde $T_l^{(1)}$ predstavlja temperaturu u prvom dodatom segmentu $S_l^{(1)}$ sa strane na kojoj se nalazi niža temperatura (u ovom slučaju leve). U narednom koraku u istoj iteraciji ($i = 1$) za $j = 2$, vrši se dodavanje drugog segmenta $S_2^{(1)}$ sa temperaturom $T_2^{(1)}$, tako da su jednačine za levi i desni pirometar sledeće:

- Za levi pirometar:

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{effLevi}^{(1)}(\lambda_1)}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_2^{(1)}}} + e^{-\Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_1^{(1)}}} + e^{-2 \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{effLevi}(\lambda_1)}}, \quad (7.13)$$

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{effLevi}^{(1)}(\lambda_2)}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_2^{(1)}}} + e^{-\Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_1^{(1)}}} + e^{-2 \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{effLevi}(\lambda_2)}}. \quad (7.14)$$

- Za desni pirometar:

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{effDesni}^{(1)}(\lambda_1)}} = e^{-(N+1) \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_2^{(1)}}} + e^{-N \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_1^{(1)}}} + e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{effDesni}(\lambda_1)}}, \quad (7.15)$$

$$e^{-(N+1) \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_2^{(1)}}} + e^{-N \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_1^{(1)}}} + e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{effDesni}(\lambda_2)}} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{effDesni}^{(1)}(\lambda_2)}}. \quad (7.16)$$

Dodavanjem segmenta, dolazi i do porasta vrednosti dobijenih efektivnih temperatura koje „vide“ pirometri postavljeni na naspramnim stranama.

U opštem obliku za i -tu iteraciju, gde se j kreće u intervalu $j = 1, \dots, n^{(i)}$, može se pisati:

- Za levi pirometar:

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_1)}} = \sum_{k=1}^j e^{-(j-k) \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_k^{(i)}}} + e^{-j \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_1)}}, \quad (7.17)$$

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_2)}} = \sum_{k=1}^j e^{-(j-k) \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_k^{(i)}}} + e^{-j \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_2)}}. \quad (7.18)$$

- Za desni pirometar:

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_1)}} = \sum_{k=1}^j e^{-(N+k-1) \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_k^{(i)}}} + e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_1)}}, \quad (7.19)$$

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_2)}} = \sum_{k=1}^j e^{-(N+k-1) \cdot \Delta x \cdot \alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_k^{(i)}}} + e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_2)}}. \quad (7.20)$$

Prethodne jednačine (7.17 – 7.20) se mogu predstaviti i kao proizvod matrica:

$$M_1 \cdot M_2 = M_3, \quad (7.21)$$

čiji su elementi dati sa:

$$M_1 = \begin{bmatrix} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_1)}} & e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_1)}} & e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_1^{(i)}}} & \dots & e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_k^{(i)}}} \\ e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_2)}} & e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{\text{eff}}^{(i)}(\lambda_2)}} & e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_1^{(i)}}} & \dots & e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_k^{(i)}}} \end{bmatrix}, \quad (k = 1, \dots, j), \quad (7.22)$$

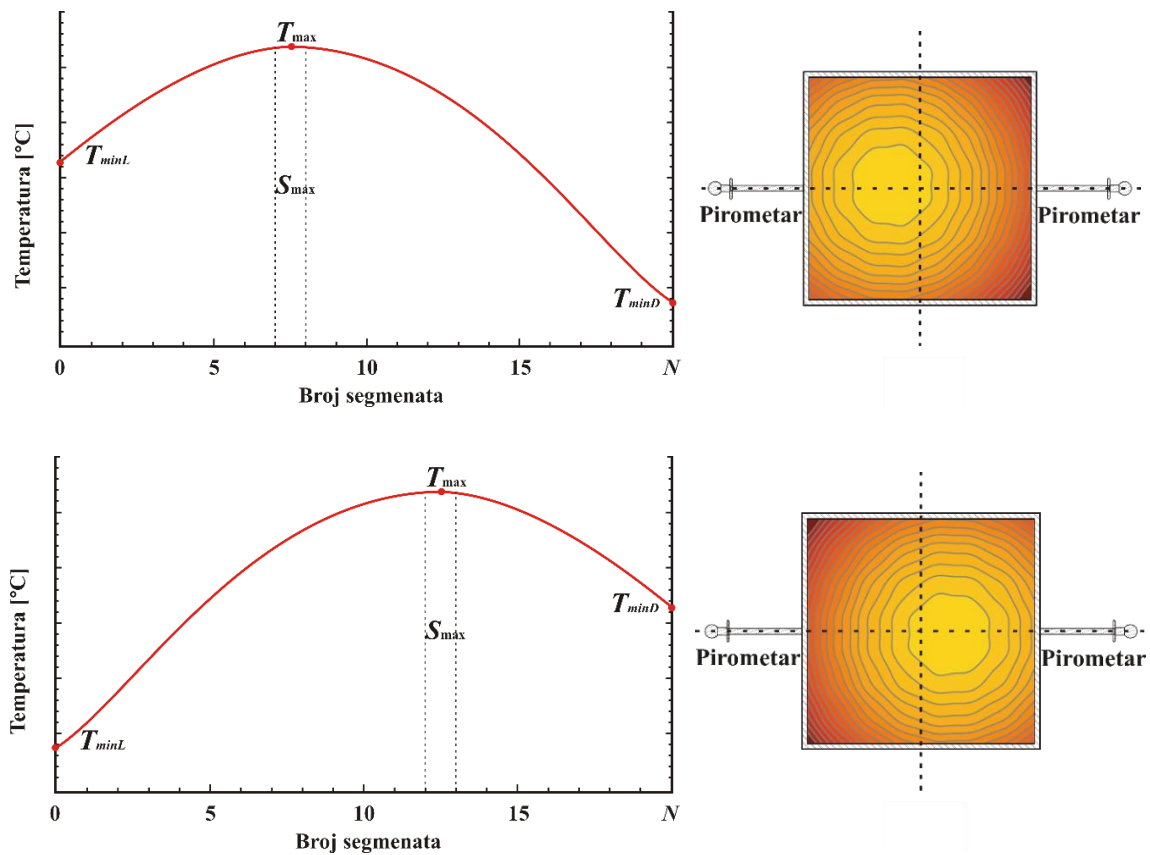
$$M_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-j \cdot \Delta x \cdot \alpha} \\ e^{-N \cdot \Delta x \cdot \alpha} & \vdots \\ e^{-(N+1) \cdot \Delta x \cdot \alpha} & e^{-2 \cdot \Delta x \cdot \alpha} \\ \vdots & e^{-\Delta x \cdot \alpha} \\ e^{-(N+k-1) \cdot \Delta x \cdot \alpha} & 1 \end{bmatrix}, \quad (7.23)$$

$$M_3 = \begin{bmatrix} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{eff}^{(i)}(\lambda_1)}} & e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{eff}^{(i)}(\lambda_1)}} \\ e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{eff}^{(i)}(\lambda_2)}} & e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{eff}^{(i)}(\lambda_2)}} \end{bmatrix}. \quad (7.24)$$

U matrici M_3 predstavljene su nepoznate veličine - efektivne temperature nastale dodavanjem segmenata. Rešavanjem ovog matičnog problema, dobijaju se četiri nepoznate vrednosti - efektivne temperature za oba pirometra (dve za levi i dve za desni), na obe talasne dužine (λ_1 i λ_2). Pomoću njih se potom izračunava $FSC^{(i)}$ u datom iteracionom ciklusu i iterativni postupak se nastavlja sve dok izračunate vrednosti za S_{max} i α ne počnu da konvergiraju ka nekoj konačnoj vrednosti. U većini slučajeva, konačno rešenje se dobija posle svega par iterativnih ciklusa.

7.3. Rezultati i diskusija

Opisani algoritam je eksperimentalno proveren korićenjem metode pirometar - cev u dva režima rada (režim I i III). Režimi I i III su dobijeni isključenjem pojedinih gorionika, odnosno mlinova, što dovodi do pomeranja pozicije termalnog fokusa. Za I režim položaj termalnog fokusa se nalazio na poziciji segmenta sa rednim brojem 7 (slika 7.14 - gore), dok se za III režim, položaj termalnog fokusa nalazio na poziciji segmenta sa rednim brojem 13 (slika 7.14 - dole).



Slika 7.14. Položaji termalnog fokusa: za I režim (slika gore) i III režim (slika dole) rada kotla TE.

U tabeli 7.1 prikazani su ulazni podaci i dobijene vrednosti za S_{max} i α . Poznati podaci su: efektivne temperature izmerene pomoću dva dvobojna pirometra postavljena jedan naspram drugom na suprotnim stranama kotla, temperature u graničnim segmentima dobijene upotrebom termopara ugrađenih na zidove kotla (neposredno pored pirometara), srednja vrednost koeficijenta prigušenja i procenjena maskimalna temperatura. U oba režima pretpostavljeno je da se okvirna vrednost koeficijenta

prigušenja kreće u intervalu 0,050 – 0,075. Na osnovu ovoga, uzeta je srednja vrednost za α , koja je korišćena kao ulazni podatak u prvom iteracionom ciklusu.

Tabela 7.1. Izračunate vrednosti pozicije termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja, dobijenih primenom predložene metode i opisanog algoritma.

Režim	Poznate vrednosti							Izračunate vrednosti		
	T_{effL}^1 [K]	T_{effL}^2 [K]	T_{effD}^1 [K]	T_{effD}^2 [K]	T_{minL} [K]	T_{minD} [K]	$\approx T_{max}$ [K]	FSC	S_{max}	α [m ⁻¹]
I	1470,1	1463,0	1428,9	1420,0	1409,0	1173,1	1623	-0,3847	7	0,061
I	1471,7	1464,5	1430,5	1421,4	1399,7	1172,8	1623	-0,3882	7	0,062
III	1439,9	1431,4	1477,6	1470,9	1173,0	1399,4	1623	0,3949	13	0,055
III	1440,0	1431,6	1477,8	1471,2	1170,8	1402,5	1623	0,3915	13	0,056

Prosečne vrednosti koeficijenta prigušenja kretale su se u intervalu od 0,065 m⁻¹ za prvi režim rada, do 0,059 m⁻¹ za treći režim rada. Primenom novog algoritma, u oba režima rada posle svega dva iterativna postupka uspešno su pronađene pozicije termalnih fokusa $S_7^{(2)}$ i $S_{13}^{(2)}$ i izračunate vrednosti koeficijenata prigušenja $\alpha^{(2)}$ I režim = 0,061 m⁻¹ i $\alpha^{(2)}$ III režim = 0,063 m⁻¹, što predstavlja jasnu potvrdu ispravnosti prikazanog algoritamskog postupka.

Tabela 7.2. Poređenje podataka dobijenih pomoću pirometar - cev i pirometar - pirometar mernog postupka.

Režim	Pirometar – cev metoda		Pirometar – pirometar metoda		Greška merenja		
	S_{max}	α [m ⁻¹]	S_{max}	α [m ⁻¹]	ΔS	$\Delta \alpha$ [m ⁻¹]	$\delta \alpha$ (%)
I	7	0,065	7	0,061	0	0,004	6,2
I	7	0,065	7	0,062	0	0,003	4,6
III	13	0,059	13	0,055	0	0,004	6,8
III	13	0,059	13	0,056	0	0,003	5,1

U tabeli 7.2 izvršeno je poređenje podataka dobijenih pomoću pirometar - cev i pirometar - pirometar metode. Može se uočiti izuzetno dobro poklapanje pozicije termalnog fokusa, kao i izračunatih vrednosti koeficijenta prigušenja sa greškom koja je

manja od 7%. Podaci dobijeni pomoću pirometar - cev mernog postupka dobijeni su u toku stabilnog režima rada kotla TE, u kojima temperaturne fluktuacije u pojedinačnim segmentima ložišta nisu bile veće od $\Delta T = \pm 10 \text{ K}$.

Podaci koji su tabelarno prikazani predstavljaju potvrdu mogućnosti korišćenja pirometara u predloženoj konfiguraciji. Takođe, dobijeni rezultati predstavljaju potvrdu ispravnosti primenjenog algoritma za određivanje termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja.

8. Zaključak

Predviđanja U.S. Energy Information Administration (EIA) International Energy Outlook 2017 (IEO2017) i 2016 Global Clean Coal Technology Report [212], nagoveštavaju da će uprkos štetnim uticajima na životnu sredinu ugalj ostati najveće pojedinačno gorivo koje se koristi za proizvodnju električne energije širom sveta. I pored strategija za ekonomičniju upotrebu uglja i smanjenje njegove upotrebe, veliki deo istraživanja ide u pravcu usavršavanja postojećih i stvaranja novih tehnologija čistog i efikasnog sagorevanja uglja, kako bi se smanjio njegov uticaj na okolinu. U tome naročito imaju interes zemlje u razvoju kao što je Kina, Indija i druge s obzirom na planiran broj novih kapaciteta termoelektrana do 2030 godine. Plan za povećanje proizvodnje električne energije u Kini u proseku predviđa gradnju jedne nove termoelektrane na svakih 10 dana [213].

Naše metode predstavljaju iskorak u primeni postojećih tehničkih rešenja, ali na nov način i sa novim pristupom. Sa njima se omogućava efikasnija komercijalna i prihvatljivija ekološka upotreba, kako postojećih tako i novih industrijskih peći za duži niz godina, pri čemu je važno naglasiti sledeće:

- Metoda generisanja spektralnog profila predstavlja prvi korak u originalnom rešavanju inverznog problema koji se nalaze u osnovi tomografskih metoda za rekonstrukciju slike temperaturnih profila. Osnovni cilj prikazanog načina rešavanja inverznog problema je realizacija LED izvora svetlosti, koji bi se koristio za simulaciju zračenja crnog tela i kalibraciju optičkih radijacionih pirometara u opsegu temperatura od 800 °C do 1300 °C i spektralnog intervalu od 700 nm do 1070 nm, što grubo odgovara opsegu oseljivosti PIN dioda.
- Razvijena numerička metoda za određivanje koeficijenta doprinosa pojedinačnih LED u ukupnom simuliranom spektru testirana je na ravnom spektru i upoređena sa drugim metodama na poznatim i simuliranim spektrima, dajući izvanredne rezultate.
- Prikazni postupak rešavanja inverznog problema je korišćen i kod utvrđivanja doprinosa zračenja pojedinačnih LED i u simulaciji zračenja crnog tela. Simulacije su izvršene za široki temperaturni i spektralni interval, čime je

potvrđena mogućnost izrade spektralno podesivog kalibracionog izvora za optičke radijacione pirometre sa PIN diodama kao senzorima u bliskom infracrvenom domenu.

- Matematički postupak određivanja pojedinačnog doprinosa zračenja LED realizovan je i predstavljen u programskom jeziku C, čime je detaljno objašnjen nov model rešavanja inverznog problema. Ovaj princip rešavanja moguće je primeniti i u tomografiji, odnosno gde god postoji temperaturni ili neki drugi gradijent.
- Predstavljene su i dve nove merne tehnike, koje zajedno sa odgovarajućim algoritamskim postupkom vrše karakterizaciju plamena unutar ložišta termoelektrane.
- Prva predložena merna tehnika je pirometar - cev metoda, koja predstavlja nov merni postupak za merenje temperaturnih profila u ložištu kotla TE, koje kao pogonsko gorivo koriste ugalj. Opisanim postupkom istovremeno je izvršeno i određivanje koeficijenta prigušenja u spektralnom opsegu pirometra u tri režima rada mlina.
- Za potvrdu ispravnosti dobijenih vrednosti temperaturnih profila i koeficijenta prigušenja, istovremeno je korišćen Venturi pneumatski pirometar. Dobijeni rezultati merenja vrednosti koeficijenta prigušenja imaju jako dobro slaganje prilikom promena režima rada mlinova. Relativne koncentracije nesagorelih čestica, koje su uzete ekstrakcionim postupkom imaju isti trend porasta (opadanja) u poređenju sa izračunatim vrednostima koeficijentima prigušenja. Iz toga se može zaključiti da se naša metoda potencijalno može koristiti i za praćenje koncentracije čestica. Osim toga, posedovanjem informacije o nesagorelim česticama može se izvršiti bolja optimizacija procesa sagorevanja. Metoda i opisani merni postupak se mogu prilagoditi i za određivanje raspodele koeficijenta prigušenja po dubini peći, pri čemu bi se u tom slučaju uzimanje uzoraka čestica obavljalo na nekoliko dubina ubacivanjem sonde za ekstrakciju.
- U poređenju sa drugim optičkim tehnikama, naša metoda daje direktnije, neposrednije rezultate. Kod CCD senzora zračenje se dobija iz gotovo celokupne komore za sagorevanje, pri čemu se raspodela temperature dobija rešavanjem inverznog problema čime se dobijaju relativne, umesto realnih temperatura, što predstavlja njihov glavni nedostatak [16,29,214].

- Novim pristupom omogućava se direktno merenje temperature raspodele unutar industrijskih peći i termoelektrana koje kao gorivo koriste ugalj. Sistem koji je potrebno instalirati da bi se sproveo merni postupak je manje zahtevan i uz manje eksploatacione troškove nego trenutno dostupne konvencionalne metode. Istovremeno, navedenim postupkom se mogu dobiti dodatne informacije o koncentraciji čestica u plamenu. Promene temperaturnog profila koje mogu nastati tokom primene opisanog mernog postupka (unošenjem cevi u unutrašnjost komore za sagorevanje), su jako male i srazmerne su promenama vrednostima temperatura konvencionalnih invazivnih metoda. Osim toga, kalibracija dvobojnog pirometra daleko je jednostavnija od kalibracije Venturi pneumatskih ili usisnih pirometara.
- Relativan nedostatak predstavljene metode je to da je pogodnija za primenu u komorama za sagorevanje nešto manjih dimenzija. Dugačke cevi mogu biti nepodesne i nezgodne za upotrebu zbog visokih termo-mehaničkih naprezanja. Takođe, merenje temperature podrazumeva stabilan režim rada i proces sagorevanja bez velikih oscilacija u izmerenim efektivnim temperaturama, što je ponekad veoma teško postići zbog varijabilnosti u kvalitetu uglja koji se doprema u ložište termoelektrane.
- Druga predložena merna tehnika je metoda pirometar - pirometar. Razvojem i implementacijom uparenog pirometarskog sistema koji se sastoji od dva naspramno orijentisana dvobojna pirometra dobijen je relativno jeftin, praktičan i pouzdan sistem. Tehnologija koja je korišćena ima prednosti u odnosu na do sada korišćene metode zbog manjeg narušavanja integriteta kotla, kao i troškova ugradnje i eksploatacije. Pored toga, implementirana tehnologija ima i ekološku dimenziju zbog mogućnosti za korišćenje u poboljšanju efikasnosti procesa sagorevanja, čime se doprinosi manjem ispuštanju različitih zagađivača (NO_x, CO, pepela) u okolinu.
- Preliminarni rezultati ukazuju da je metod pouzdan i pogodan za nadgledanje i dijagnostiku procesa sagorevanja u realnom vremenu i da se 1D profil pouzdano može odrediti ovim sistemom pirometara.
- Predloženi algoritam za dobijanje termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja sa iterativnim postupkom, pokazao se veoma pouzdanim kod dobijanja pozicije

segmenta sa maskimalnom temperaturom i sa malim odstupanjem kada je reč o koeficijentu prigušenja ($< 7\%$).

- Dalji rad predviđa analizu svih režima rada u kotlu i drugih podataka vezanih za sagorevanje. Opisana metoda zajedno sa postupkom rekonstrukcije temperaturnog profila realizovanim kroz algoritamsko rešenje, predstavljaju veoma dobru osnovu za rekonstrukciju 1D temperaturne raspodele, pozicije termalnog fokusa i koeficijenta prigušenja. To praktično znači da se kombinovanjem više uparenih dvobojnih pirometara može dobiti pozicioniranje plamena i njegova rekonstrukcija u pećima, na potpuno nov način.
- Naredni deo istraživanja je usmeren ka dodatnom usavršavanju postojeće metode i ostvarenju daljeg tehnološkog doprinosa. Prikazana 1D metoda trebalo bi da posluži kao vredna referenca za dalje unapređenje procesa vizuelizacije i rekonstrukcije temperaturne raspodele u višedimenzionalnim 2D i 3D sistemima, kao i njene implementacije u različitim tipovima peći/komora za sagorevanje.

9. Literatura

- [1] Q. Fang, H. Wang, Y. Wei, L. Lei, X. Duan, and H. Zhou, “Numerical simulations of the slagging characteristics in a down-fired, pulverized-coal boiler furnace,” *Fuel Process. Technol.* **91**, 88–96 (2010).
- [2] M. Kuang, Z. Li, Y. Zhang, X. Chen, J. Jia, and Q. Zhu, “Asymmetric combustion characteristics and NO_x emissions of a down-fired 300MW utility boiler at different boiler loads,” *Energy* **37**, 580–590 (2012).
- [3] J. Ballester and T. García-Armingol, “Diagnostic techniques for the monitoring and control of practical flames,” *Prog. Energy Combust. Sci.* **36**, 375–411 (2010).
- [4] W. Huajian, H. Zhifeng, W. Dundun, L. Zixue, S. Yipeng, F. Qingyan, L. Chun, and Z. Huaichun, “Measurements on flame temperature and its 3D distribution in a 660 MWe arch-fired coal combustion furnace by visible image processing and verification by using an infrared pyrometer,” *Meas. Sci. Technol.* **20**, 114006 (2009).
- [5] H. C. Hottel and F. P. Broughton, “Determination of True Temperature and Total Radiation from Luminous Gas Flames: Use of Special Two-Color Optical Pyrometer,” *Ind. Eng. Chem. - Anal. Ed.* **4**, 166–175 (1932).
- [6] H. C. Zhou, Y. B. Hou, D. L. Chen, and C. G. Zheng, “An inverse radiative transfer problem of simultaneously estimating profiles of temperature and radiative parameters from boundary intensity and temperature measurements,” *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **74**, 605–620 (2002).
- [7] P. M. Brisley, G. Lu, Y. Yan, and S. Cornwell, “Three-dimensional temperature measurement of combustion flames using a single monochromatic CCD camera,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54**, 1417–1421 (2005).
- [8] G. Gilibert, G. Lu, and Y. Yan, “Three dimensional visualisation and reconstruction of the luminosity distribution of a flame using digital imaging

- techniques,” *J. Phys. Conf. Ser.* **15**, 167–171 (2005).
- [9] H. C. Zhou, P. Yuan, F. Sheng, and C. G. Zheng, “Simultaneous estimation of the profiles of the temperature and the scattering albedo in an absorbing, emitting, and isotropically scattering medium by inverse analysis,” *Int. J. Heat Mass Transf.* **43**, 4361–4364 (2000).
- [10] **M. Lukovic**, M. Vicic, Z. Popovic, L. Zekovic, B. Kasalica, and I. Belca, “**Two-color pyrometer based method for measuring temperature profiles and attenuation coefficients in a coal power plant,**” *Combust. Sci. Technol.* 190, 2018–2029 (2018).
- [11] S. Sato, “Three-dimensional modeling of the instantaneous temperature distribution in a turbulent flame using a multidirectional interferometer,” *Opt. Eng.* **46**, 15601 (2007).
- [12] M. P. Lee, B. K. McMillin, and R. K. Hanson, “Temperature measurements in gases by use of planar laser-induced fluorescence imaging of NO.,” *Appl. Opt.* **32**, 5379–5396 (1993).
- [13] S. Roy, T. R. Meyer, R. P. Lucht, V. M. Belovich, E. Corporan, and J. R. Gord, “Temperature and CO₂ concentration measurements in the exhaust stream of a liquid-fueled combustor using dual-pump coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) spectroscopy,” *Combust. Flame* **138**, 273–284 (2004).
- [14] M. Bramanti, E. A. Salerno, A. Tonazzini, S. Pasini, and A. Gray, “An acoustic pyrometer system for tomographic thermal imaging in power plant boilers,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **45**, 159–167 (1996).
- [15] M. M. Hossain, G. Lu, D. Sun, and Y. Yan, “Three-dimensional reconstruction of flame temperature and emissivity distribution using optical tomographic and two-colour pyrometric techniques,” *Meas. Sci. Technol.* **24**, 74010 (2013).
- [16] H. C. Zhou, C. Lou, Q. Cheng, Z. Jiang, J. He, B. Huang, Z. Pei, and C. Lu, “Experimental investigations on visualization of three-dimensional temperature distributions in a large-scale pulverized-coal-fired boiler furnace,” *Proc. Combust. Inst.* **30**, 1699–1706 (2005).

-
- [17] H. Jiang, T. McComiskey, Y. Qian, Y. I. Jeong, K. T. Rhee, and J. C. Kent, "A New High-Speed Spectral Infrared Imaging Device Applied for Flame Studies," *Combust. Sci. Technol.* **90**, 341–356 (1993).
- [18] Y. Huang, Y. Yan, and G. Riley, "Vision-based measurement of temperature distribution in a 500-kW model furnace using the two-colour method," *Meas. J. Int. Meas. Confed.* **28**, 175–183 (2000).
- [19] F. Birol, "Key World Energy Statistics 2017," *Int. Energy Agency*, 80 (2017).
- [20] D. Nabagło and P. Madejski, "Combustion process analysis in boiler OP-650K based on acoustic gas temperature measuring system," in *3rd Int. Conf. Contemp. Probl. Therm. Eng. CPOTE 2012*, (Gliwice, 2012).
- [21] H. Yan, Z. Peng, K. Cui, and L. Zhang, "Acoustic travel-time measurement in acoustic temperature field monitoring," in *Proc. World Congr. Intell. Control Autom.*, (2008).
- [22] D. Husson, S. D. Bennett, and G. S. Kino, "Remote temperature measurement using an acoustic probe," *Appl. Phys. Lett.* **41**, 915–917 (1982).
- [23] P. Liu, B. Huang, B. Yang, and G. He, "TDLAS for measurement of temperature in combustion environment," in *SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.*, (2013).
- [24] H. Arimoto, N. Takeuchi, S. Mukaihara, T. Kimura, R. Kano, T. Ohira, S. Kawashima, and K. Iwakura, "Applicability of tdlas gas detection technique to combustion control and emission monitoring under harsh environment," *Int. J. Technol.* **2**, 1–9 (2011).
- [25] L. Xu, C. Liu, W. Jing, Z. Cao, X. Xue, and Y. Lin, "Tunable diode laser absorption spectroscopy-based tomography system for on-line monitoring of two-dimensional distributions of temperature and H₂O mole fraction," *Rev. Sci. Instrum.* **87** (2016).
- [26] J. Y. Wang, "Laser absorption methods for simultaneous determination of temperature and species concentrations through a cross section of a radiating flow.," *Appl. Opt.* **15**, 768–773 (1976).

- [27] A. D. Sappey, P. Masterson, E. Huelson, J. Howell, M. Estes, H. Hofvander, and A. Jobson, "Results of closed-loop coal-fired boiler operation using a tdlas sensor and smart process control software," *Combust. Sci. Technol.* **183**, 1282–1295 (2011).
- [28] C. Lou, H. C. Zhou, P. F. Yu, and Z. W. Jiang, "Measurements of the flame emissivity and radiative properties of particulate medium in pulverized-coal-fired boiler furnaces by image processing of visible radiation," *Proc. Combust. Inst.* **31 II**, 2771–2778 (2007).
- [29] H. C. Zhou, S. D. Han, F. Sheng, and C. G. Zheng, "Visualization of three-dimensional temperature distributions in a large-scale furnace via regularized reconstruction from radiative energy images: Numerical studies," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **72**, 361–383 (2002).
- [30] R. E. Bedford, "Reference tables for platinum-40% rhodium/platinum-20% rhodium thermocouples," *Rev. Sci. Instrum.* **36**, 1571–1580 (1965).
- [31] E. R. G. Eckert and R. J. Goldstein, *Measuremen in heat transfer* (Hemisphere, 1976).
- [32] B. R. Jethra, "Improving Temperature Measurement in Power Plants," *Power Eng.*, 2013, <www.power-eng.com>.
- [33] M. Idris and U. Renz, "Two colour pyrometer technique for coal particle temperature measurements in pressurised pulverised coal flame," *J. Energy Inst.* **80**, 185–191 (2007).
- [34] S. M. Godoy and F. C. Lockwood, "Development of a two-colour infrared pyrometer for coal particle temperature measurements during devolatilisation," *Fuel* **77**, 995–999 (1998).
- [35] X. Xiao, C. W. Choi, and I. K. Puri, "Temperature measurements in steady two-dimensional partially premixed flames using laser interferometric holography," *Combust. Flame* **120**, 318–332 (2000).
- [36] M. V. Heitor and A. L. N. Moreira, "Thermocouples and sample probes for

- combustion studies,” in *Prog. Energy Combust. Sci.* **19** (1993).
- [37] Y. Matsushita, K. Sugawara, Y. Morozumi, H. Aoki, T. Miura, and H. Tominaga, “A Numerical investigation of temperature measurement error upon insertion of a suction pyrometer into a combustor,” *Kagaku Kogaku Ronbunshu* **32**, 494–499 (2006).
- [38] M. B. Khalil, F. M. El-Mahallawy, and S. A. Farag, “Accuracy of temperature measurements in furnaces,” *Lett. Heat Mass Transf.* **3**, 421–431 (1976).
- [39] F. Rinaldi and B. Najafi, “Temperature measurement in WTE boilers using suction pyrometers,” *Sensors (Switzerland)* **13**, 15633–15655 (2013).
- [40] B. W. Butler and B. W. Webb, “Local temperature and wall radiant heat flux measurements in an industrial scale coal fired boiler,” *Fuel* **70**, 1457–1464 (1991).
- [41] W. A. Nazeer, R. E. Jackson, J. A. Peart, and D. R. Tree, “Detailed measurements in a pulverized coal flame with natural gas reburning,” *Fuel* **78**, 689–699 (1999).
- [42] Q. yan FANG, H. chun ZHOU, H. jian WANG, B. YAO, and H. cai ZENG, “Flexibility of a 300 MW Arch Firing Boiler Burning Low Quality Coals,” *J. China Univ. Min. Technol.* **17**, 566–571 (2007).
- [43] A. M. Godridge, R. Jackson, and G. G. Thurlow, “The Venturi pneumatic pyrometer,” *J. Sci. Instrum.* **35**, 81–88 (1958).
- [44] D. W. Moore, “A pneumatic method for measuring hightemperature gases,” *Aeronaut. Eng. Rev.* **7**, 30–34 (1948).
- [45] G. G. T. A.M.Godrid, R.Jackson, “The Venturi pneumatic pyrometer,” *J. Sci. Instrum.* **35** (1958).
- [46] R. A. Rahim, K. S. Chan, S. Ibrahim, S. Sulaiman, and M. S. A. Manaf, “Fire–Flame Imaging Using Electrical Capacitance Tomography,” *J. Teknol.* **45**, 135–152 (2006).

- [47] A. K. Sehra and W. Whitlow, "Propulsion and power for 21st century aviation," *Prog. Aerosp. Sci.* **40**, 199–235 (2004).
- [48] G. A. Richards, M. M. McMillian, R. S. Gemmen, W. A. Rogers, and S. R. Cully, "Issues for low-emission, fuel-flexible power systems," *Prog. Energy Combust. Sci.* **27**, 141–169 (2001).
- [49] S. Liu, Q. Chen, X. Xiong, Z. Zhang, and J. Lei, "Preliminary study on ECT imaging of flames in porous media," *Meas. Sci. Technol.* **19** (2008).
- [50] R. C. Waterfall, R. He, and C. M. Beck, "Visualizing combustion using electrical impedance tomography," *Chem. Eng. Sci.* **52**, 2129–2138 (1997).
- [51] T. P. Jenkins and R. K. Hanson, "Soot pyrometry using modulated absorption/emission," *Combust. Flame* **126**, 1669–1679 (2001).
- [52] H. Zhao and N. Ladommatos, "Optical diagnostics for soot and temperature measurement in diesel engines," *Prog. Energy Combust. Sci.* **24**, 221–255 (1998).
- [53] S. Di Stasio and P. Massoli, "Influence of the soot property uncertainties in temperature and volume-fraction measurements by two-colour pyrometry," *Meas. Sci. Technol.* **5**, 1453–1465 (1994).
- [54] K. Chrzanowski, "Influence of object-system distance on accuracy of remote temperature measurement with IR systems," *Infrared Phys. Technol.* **36**, 703–713 (1995).
- [55] K. Chrzanowski, "Experimental verification of a theory of the influence of measurement conditions on temperature measurement accuracy with IR systems.," *Appl. Opt.* **35**, 3540–3547 (1996).
- [56] A. G. Worting, "Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry," in *Temp. Radiat. Emiss. Emit.* (Reinhold Publ.Co., New York, 1941).
- [57] "www.schreder-cms.com," *Austrian Calibration Meas. Softw. Co. Light an Radiat. Appl.*, 1998, <http://www.schreder-cms.com/en/detectors_monochromator.htm> (28 July 2018).

- [58] G. F. Warnkw, "Temperature: its measurement and control in science and industry," in *Commer. Pyrometers* (Instruments society of America, Pittsburgh, 1972).
- [59] L. Michalski, K. Eckersdorf, J. Kucharski, and J. McGhee, *Temperature Measurement*, second (John Wiley & Sons Ltd., Chichester, 2001).
- [60] I. Bonefacic and P. Blecich, "Two-color temperature measurement method using BPW34 PIN photodiodes," *Eng. Rev.* **35** (2015).
- [61] L. Zeković and I. Belča, "Pirometarski sistemi i postupak za merenje i kontrolu raspodele temperature plame u ložištima kotla termoelektrane," 50088B (Srbija, 2009).
- [62] Siemens, "Catalog Das Digital-Strahlungspyrometer," *Ardom. MPZ.*, 1998, <www.industry.siemens.com> (30 July 2018).
- [63] **M. Lukovic**, V. Lukovic, I. Belca, B. Kasalica, I. Stanimirovic, and M. Vivic, "LED-based Vis-NIR spectrally tunable light source - the optimization algorithm," *J. Eur. Opt. Soc.* **12** (2016).
- [64] P. C. Nordine, "The Accuracy of Multicolor Pyrometry," *High Temp. Sci.* **21**, 97–109 (1986).
- [65] G. Ruffino, "Increasing precision of two-colour pyrometry," in *Temp. Meas.* **26**, (The Institute of Physics, London, 1975).
- [66] J. L. Gardner, T. P. Jones, and M. R. Davies, "SIX WAVELENGTH RADIATION PYROMETER.," *High Temp. - High Press.* **13**, 459–466 (1981).
- [67] Gang Lu, Yong Yan, S. Cornwell, and G. Riley, "Temperature Profiling of Pulverised Coal Flames Using Multi-Colour Pyrometric and Digital Imaging Techniques," *2005 IEEE Instrumentation and Meas. Technol. Conf. Proc.* **3**, 1658–1662 (2005).
- [68] P. A. Bejarano and Y. A. Levendis, "Single-coal-particle combustion in O₂/N₂ and O₂/CO₂ environments," *Combust. Flame* **153**, 270–287 (2008).

-
- [69] N. Gat, "The Effect of Rapid Heating Rate on Coal Nitrogen and Sulfur Release," 2nd Quarterly Report, 1982.
- [70] R. Khatami and Y. A. Levendis, "On the deduction of single coal particle combustion temperature from three-color optical pyrometry," *Combust. Flame* **158**, 1822–1836 (2011).
- [71] S. F. Green, "An acoustic technique for rapid temperature distribution measurement," *J. Acoust. Soc. Am.* **77**, 759–763 (1985).
- [72] S. F. Green, "Acoustic temperature and velocity measurement in combustion gases," in *Int. heat Transf. Conf.*, (San Francisco (CA) USA, 1986).
- [73] J. P. Lefebvre, P. Lasaygues, and S. Mensah, "Acoustic Tomography, Ultrasonic Tomography," in *Mater. Acoust. Handb.* (2010).
- [74] B. von der Heide, "SNCR Process - Best Available Technology for NO_x Reduction in Waste To Energy Plants," in *POWER-GEN Eur.*, (Milan, 2008).
- [75] M. Deuster, "Acoustic Gas Temperature Measurement," in *Proc. Wissenforum Temp. Meas. Tech. Aldenhoven*, (2009).
- [76] B. Moss, G. Leen, E. Lewis, K. Bremer, and A. Niven, "Temperature measurement of gases using acoustic means," in *2009 6th Int. Multi-Conference Syst. Signals Devices, SSD 2009*, (2009).
- [77] A. Schwarz, "Three-Dimensional Reconstruction of Temperature and Velocity Fields in a Furnace," *Part. Part. Syst. Charact.* **12** (1995).
- [78] M. Deuster and G. Hentschel, "Die akustische Gastemperaturmeßtechnik - ein automatisches, berührungsloses Meßverfahren," in *Tagung der VDI/VDE-Gesellschaft Meß- und Autom.*, (Düsseldorf, 1992).
- [79] W. Derichs, U. König, and K. Dewenter, "Die Schallpyrometrie - Möglichkeiten und Grenzen eines Meßverfahrens zur Bestimmung der Temperaturverteilung in Kesselfeuerungen," in *15. Dtsch. Flammentag*, (Bochum, 1991).
- [80] A. Triichtler, "Use of Symmetries in Tomography," in *ECAPT 93*, (Karlsruhe,

- 1993).
- [81] M. Baran and et al., “Mathematical Aspects of Measurement of Temperature Fields in Gases and Flames,” in *Temp. '92*, (Diisseldorf, 1992).
- [82] E. J. Mohamad, R. A. Rahim, S. Ibrahim, S. Sulaiman, and M. S. Manaf, “Flame imaging using laser-based transmission tomography,” *Sensors Actuators, A Phys.* **127**, 332–339 (2006).
- [83] L. Wondraczek, A. Khorsandi, U. Willer, G. Heide, W. Schade, and G. H. Frischat, “Mid-infrared laser-tomographic imaging of carbon monoxide in laminar flames by difference frequency generation,” *Combust. Flame* **138**, 30–39 (2004).
- [84] F. Wang, K. F. Cen, N. Li, J. B. Jeffries, Q. X. Huang, J. H. Yan, and Y. Chi, “Two-dimensional tomography for gas concentration and temperature distributions based on tunable diode laser absorption spectroscopy,” *Meas. Sci. Technol.* **21** (2010).
- [85] P. Monkhouse, “On-line diagnostic methods for metal species in industrial process gas,” in *Prog. Energy Combust. Sci.* **28** (2002).
- [86] A. Lawitzki, I. Plath, W. Stricker, J. Bittner, U. Meier, and K. Kohse-Höinghaus, “Laser-induced fluorescence determination of flame temperatures in comparison with CARS measurements,” *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.* **50**, 513–518 (1990).
- [87] C. B. F, T. Nielsen, M. Burrows, and P. Andresen, “Picosecond planar laser-induced fluorescence measurements of OH A 2 + ($\hat{\nu}^{\text{TM}} = 2$) lifetime and energy transfer in atmospheric pressure flames,” *Appl Opt* **36**, 6129–6140 (1997).
- [88] M. P. Lee, R. Kienle, and K. Kohse-Höinghaus, “Measurements of rotational energy transfer and quenching in OH A 2 σ^+ , $v' = 0$ at elevated temperature,” *Appl. Phys. B Laser Opt.* **58**, 447–457 (1994).
- [89] K. Kohse-Höinghaus, “Laser and probe diagnostics in fundamental combustion research,” *Isr. J. Chem.* **39**, 25–39 (1999).

- [90] K. Kohse-Höinghaus, R. S. Barlow, M. Aldén, and J. Wolfrum, "Combustion at the focus: Laser diagnostics and control," *Proc. Combust. Inst.* **30**, 89–123 (2005).
- [91] V. Ebert, T. Fernholz, C. Giesemann, H. Pitz, H. Teichert, J. Wolfrum, and H. Jaritz, "Simultaneous diode-laser-based in situ detection of multiple species and temperature in a gas-fired power plant," *Proc. Combust. Inst.* **28**, 423–429 (2000).
- [92] M. D. Hanson R, Jeffries JB, Zhou X, Liu X, Li H, "Smart sensors for advanced combustion systems," *GCEP Tech. Rep.* (2005).
- [93] A. A. Kosterev, F. K. Tittel, C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, A. Y. Cho, S. Wehe, and M. G. Allen, "Thermoelectrically cooled sensor for the continuous monitoring of ambient atmospheric carbon monoxide," *Appl. Opt.* **41**, 1169–1173 (2002).
- [94] H. Teichert, T. Fernholz, and V. Ebert, "Simultaneous in situ measurement of CO, H₂O, and gas temperatures in a full-sized coal-fired power plant by near-infrared diode lasers," *Appl. Opt.* **42**, 2043 (2003).
- [95] J. R. Frish, M. B.; Laderer, M. C.; Wainner, R. T.; Wright, A. O.; Patel, A. H.; Stafford-Evans, J.; Morency, "The next generation of TDLAS analyzer," *SPIE* **6765** (2007).
- [96] M. B. Frish, R. T. Wainner, B. D. Green, J. Stafford-Evans, M. C. Laderer, and M. G. Allen, "Progress in reducing size and cost of trace gas analyzers based on tunable diode laser absorption spectroscopy," *SPIE Opt. East Adv. Environ. Chem. Biol. Sens. Technol. II*, 76–82 (2004).
- [97] J. a. Silver, "Frequency-modulation spectroscopy for trace species detection: theory and comparison among experimental methods.," *Appl. Opt.* **31**, 707–717 (1992).
- [98] L. C. Philippe and R. K. Hanson, "Laser diode wavelength-modulation spectroscopy for simultaneous measurement of temperature, pressure, and velocity in shock-heated oxygen flows," *Appl. Opt.* **32**, 6090 (1993).

- [99] R. K. Hanson and P. K. Falcone, "Temperature measurement technique for high-temperature gases using a tunable diode laser," *Appl. Opt.* **17**, 2477–2480 (1978).
- [100] M. A. Bolshov, Y. A. Kuritsyn, and Y. V. Romanovskii, "Tunable diode laser spectroscopy as a technique for combustion diagnostics," *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **106**, 45–66 (2015).
- [101] V. Ebert, H. Teichert, P. Strauch, T. Kolb, H. Seifert, and J. Wolfrum, "Sensitive in situ detection of CO and O₂ in a rotary kiln-based hazardous waste incinerator using 760 nm and new 2.3 μm diode lasers," *Proc. Combust. Inst.* **30**, 1611–1618 (2005).
- [102] M. G. Allen, "Diode laser absorption sensors for gas-dynamic and combustion flows," in *Meas. Sci. Technol.* **9** (1998).
- [103] W. Von Drasek, A. Pubill-melsió, E. Fauve, K. Mulderink, S. E. Ave, M. Allen, P. Mulhall, M. Frish, C. O'Connell, et al., "Tunable Diode Laser Sensors for Monitoring and Control of Harsh Combustion Environments," 2006.
- [104] J. B. Jeffries and R. K. Hanson, "Tunable Diode Laser Sensors for Practical Combustion Applications," in *Conf. Lasers Electro-Optics* **1**, (2004).
- [105] Y. Deguchi, M. Noda, M. Abe, and M. Abe, "Improvement of combustion control through real-time measurement of O₂ and CO concentrations in incinerators using diode laser absorption spectroscopy," *Proc. Combust. Inst.* **29**, 147–153 (2002).
- [106] E. Schlosser, T. Fernholz, H. Teichert, and V. Ebert, "In situ detection of potassium atoms in high-temperature coal-combustion systems using near-infrared-diode lasers," in *Spectrochim. Acta - Part A Mol. Biomol. Spectrosc.* **58**, (2002).
- [107] F. Wang, K. F. Cen, N. Li, Q. X. Huang, X. Chao, J. H. Yan, and Y. Chi, "Simultaneous measurement on gas concentration and particle mass concentration by tunable diode laser," *Flow Meas. Instrum.* **21**, 382–387 (2010).
- [108] H. Xia, Z. Xu, R. Kan, Y. He, J. Liu, and G. Zhang, "Numerical study of two-

- dimensional water vapor concentration and temperature distribution of combustion zones using tunable diode laser absorption tomography,” *Infrared Phys. Technol.* **72**, 170–178 (2015).
- [109] G. M. Rieker GB, Liu JTC, Jeffries JB, Hanson RK, Mathur T, “Diode laser sensor for gas temperature and H₂O concentration in a scramjet combustor using wavelength modulation spectroscopy,” *Join Propuls. Conf. Exhib.* (2005).
- [110] M. G. Jeon, Y. Deguchi, T. Kamimoto, D. H. Doh, and G. R. Cho, “Performances of new reconstruction algorithms for CT-TDLAS (computer tomography-tunable diode laser absorption spectroscopy),” *Appl. Therm. Eng.* **115**, 1148–1160 (2017).
- [111] E. Bryner, M. Sharma, G. Diskin, J. McDaniel, C. Goyne, M. Snyder, E. Martin, and R. Krauss, “Tunable Diode Laser Absorption Technique Development for Determination of Spatially Resolved Water Concentration and Temperature,” in *AIAA*, (2010).
- [112] S. T.Sanders, D. W.Mattison, J. B.Jeffries, and R. K.Hanson, “Sensors for high pressure, harsh combustion environments using wavelength-agile diode lasers,” *Proc. Combust. Inst.* **29**, 2661–2667 (2002).
- [113] C. Lou and H. C. Zhou, “Deduction of the two-dimensional distribution of temperature in a cross section of a boiler furnace from images of flame radiation,” *Combust. Flame* **143**, 97–105 (2005).
- [114] Y. Huang, Y. Yan, and G. Riley, “Vision-based measurement of temperature distribution in a 500-kW model furnace using the two-colour method,” *Meas. J. Int. Meas. Confed.* **28**, 175–183 (2000).
- [115] M. G. Allen, C. T. Butler, S. A. Johnson, E. Y. Lo, and F. Russo, “An imaging neural network combustion control system for utility boiler applications,” *Combust. Flame* **94**, 205–214 (1993).
- [116] J. S. Marques and P. M. Jorge, “Visual inspection of a combustion process in a thermoelectric plant,” *Signal Processing* **80**, 1577–1589 (2000).

- [117] M. Chimenti, C. Di Natali, G. Mariotti, E. Paganini, G. Pieri, and O. Salvetti, "An IR image processing approach for characterising combustion instability," *Infrared Phys. Technol.* **46**, 41–47 (2004).
- [118] G. Lu, G. Gilibert, and Y. Yan, "Vision based monitoring and characterisation of combustion flames," *J. Phys. Conf. Ser.* **15**, 194–200 (2005).
- [119] G. Gilibert, G. Lu, and Y. Yan, "Three dimensional visualisation and reconstruction of the luminosity distribution of a flame using digital imaging techniques," *J. Phys. Conf. Ser.* **15**, 167–171 (2005).
- [120] C.-G. Z. Huai-Chun Zhou, Feng Sheng, Shu-Dong Han, Yong-Li Huang, "Reconstruction of Temperature Distribution in a 2-D Absorbing-Emitting System from Radiant Energy Images.," *JSME Int. Journal, Ser. B* **43**, 104–109 (2000).
- [121] C. Lou and H. C. Zhou, "Deduction of the two-dimensional distribution of temperature in a cross section of a boiler furnace from images of flame radiation," *Combust. Flame* **143**, 97–105 (2005).
- [122] H. C. Zhou, S. D. Han, C. Lou, and H. Liu, "A new model of radiative image formation used in visualization of 3-D temperature distributions in large-scale furnaces," *Numer. Heat Transf. Part B Fundam.* **42**, 243–258 (2002).
- [123] J. P. Holloway, S. Shannon, S. M. Sepke, and M. L. Brake, "A reconstruction algorithm for a spatially resolved plasma optical emission spectroscopy sensor," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **68**, 101–115 (2001).
- [124] G. Lu, Y. Yan, G. Riley, and H. Chandr Bheemul, "Concurrent measurement of temperature and soot concentration of pulverized coal flames," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **51**, 990–995 (2002).
- [125] H. Zhou, G. Mo, D. Si, and K. Cen, "Numerical simulation of the NO_x emissions in a 1000 MW tangentially fired pulverized coal boiler: Influence of the multi-group arrangement of the separated over fire air," *Energy and Fuels* **25**, 2004–2012 (2011).

- [126] I. E. A. IEA, *Energy Technology Perspectives 2008*, in *Energy Technol. Policy Div.* (2008).
- [127] R. G. Narula, D. Koza, and H. Wen, *Ultra-Supercritical Coal Power Plants*, in *Ultra-Supercritical Coal Power Plants* (2013).
- [128] International Energy Agency, “Energy Technology Perspectives 2015,” *Int. Energy Agency*, 412 (2015).
- [129] M. B. Limited, “Introduction to China of supercritical boilers and emerging CCTs, Report No. COAL R219 DTI/Pub URN 02/996,” 2002.
- [130] “Elektroprivreda Srbije,” <http://www.eps.rs/Poslovanje-EE/Pages/Termoelektrane.aspx>, 2018, <<http://www.eps.rs/Poslovanje-EE/Pages/Termoelektrane.aspx>>.
- [131] M. Gulić, L. Brkić, and P. Perunović, *Parni kotlovi* (Univerzitet u Beogradu, Mašinski fakultet, Beograd, 1991).
- [132] P. J. Smith, W. A. Sowa, and L. D. Smoot, “FURNACE DESIGN AND COMPREHENSIVE COAL COMBUSTION MODELS.,” *Am. Soc. Mech. Eng. Appl. Mech. Div. AMD* **81**, 1–10 (1986).
- [133] L. Brkić, T. Živanović, and D. Tuc, *termički proračuni parnih kotlova* (Univerzitet u Beogradu, Mašinski fakultet, 1990).
- [134] W. R. Madych, “Radon’s Inversion Formulas,” *Trans. Am. Math. Soc.* **356**, 4475–4491 (2004).
- [135] L. P. Horwitz, J. A. LaVita, and J. P. Marchand, “The inverse decay problem,” *J. Math. Phys.* **12**, 2537–2543 (1971).
- [136] S. M. Cheung and H. Hochstadt, “An inverse spectral problem,” *Linear Algebra Appl.* **12**, 215–222 (1975).
- [137] N. N. Bojarski, “Inverse black body radiation,” *IEEE Trans. Antennas Propag.* **30**, 778–780 (1982).
- [138] X. Sun and D. L. Jaggard, “The inverse blackbody radiation problem: A

- regularization solution,” *J. Appl. Phys.* **62**, 4382–4386 (1987).
- [139] D. M. Ming, T. Wen, X. X. Dai, J. X. Dai, and W. E. Evenson, “Generalized emissivity inverse problem,” *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* **65**, 4 (2002).
- [140] T. F. Xu, “Uniqueness of inversion problems described by first-kind integral equations,” *Chinese Phys. Lett.* **19**, 147–149 (2002).
- [141] T. Wen, D. Ming, X. Dai, J. Dai, and W. E. Evenson, “Type of inversion problem in physics: An inverse emissivity problem,” *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* **63** (2001).
- [142] **M. Lukovic**, A. Kalezić-Glišović, B. Nedeljković, and S. Antić, “A tomographic method for determining the distance between standing wave anti-nodes and the frequency of electromagnetic radiation inside a microwave oven,” in *Tech. Informatics Educ. 7th Int. Conf.*, (Faculty of Technical Sciences, Čačak, Serbia, Cacak, 2018).
- [143] K. Stråhlén, “Studies of vector tomography” (Bremen, 1999).
- [144] F. Natterer and F. Wübbeling, *Mathematical methods in image reconstruction*, in *Med. Phys.* **5** (2001).
- [145] I. Niiniluoto, “Abduction, tomography, and other inverse problems,” *Stud. Hist. Philos. Sci. Part A* **42**, 135–139 (2011).
- [146] C. Richmond, “Engineer who invented computed tomography and won the Nobel prize for medicine,” *Br. Med. J.* (2004).
- [147] E. Seeram, “Computed tomography: Physical principles and recent technical advances,” in *J. Med. Imaging Radiat. Sci.* **41** (2010).
- [148] L. Banks, “CT scan,” *Bupa, United Kingdom*, 2016.
- [149] D. Chiumello, P. Taccone, and L. Gattinoni, “Computed tomography scanning in ARDS,” *Int. J. Intensive Care* **10**, 14–18 (2003).
- [150] C. C. Miller and Y. Ohno, “Total luminous flux calibrations of LEDs at NIST,”

- in *Proc. Compd. Semicond. Manuf. Expo.*, (2001).
- [151] C. C. Miller and Y. Ohno, “Luminous intensity measurements of Light Emitting Diodes at NIST,” in *Proc. CIE 2nd Expert Symp. LED Meas.*, (2001).
- [152] J. Schanda, G. Schanda, and K. Muray, “Light emitting diode standards,” in *Proc. CIE 2nd Expert Symp. LED Meas.*, (2001).
- [153] H. Ries, I. Leike, and J. Muschaweck, “Optimized additive mixing of colored light-emitting diode sources,” *Opt. Eng.* **43**, 1531–1536 (2004).
- [154] A. Wenger, T. Hawkins, and P. Debevec, “Optimizing Color Matching in Lighting Reproduction System for Complex Subject and Illuminant Spectra,” in *ACM Int. Conf. Proceeding Ser.*, (2003).
- [155] I. Fryc, S. W. Brown, G. P. Eppeldauer, and Y. Ohno, “A spectrally tunable solid-state source for radiometric, photometric, and colorimetric applications,” in *Opt. Sci. Technol. SPIE 49th Annu. Meet.*, (2004).
- [156] C. Jones and Y. Ohno, “Colorimetric Accuracies and Concerns in Spectroradiometry of LED-s,” in *Proc. CIE Symp.*, (1999).
- [157] G. Zaid, S.-N. Park, S. Park, and D.-H. Lee, “Differential spectral responsivity measurement of photovoltaic detectors with a light-emitting-diode-based integrating sphere source,” *Appl. Opt.* **49**, 6772–6783 (2010).
- [158] S. W. Brown, G. P. Eppeldauer, and K. R. Lykke, “Facility for spectral irradiance and radiance responsivity calibrations using uniform sources,” *Appl. Opt.* **45**, 8218–8237 (2006).
- [159] S. Brown, B. Johnson, and G. Eppeldauer, “Spectrally tunable solid-state light source,” US10836191 (USA, 2004).
- [160] I. Fryc, S. W. Brown, G. P. Eppeldauer, and Y. Ohno, “A Spectrally Tunable Solid-State Source for Radiometric, Photometric and Colorimetric Applications,” in *Opt. Sci. Technol. SPIE 49th Annu. Meet.*, (International Society for Optics and Photonics, 2004).

- [161] I. Fryc, S. W. Brown, and Y. Ohno, "A spectrally tunable LED sphere source enables accurate calibration of tristimulus colorimeters," *Proc. SPIE* **6158**, 61580E (2004).
- [162] K. Muray, B. Kranicz, Y. Ohno, and J. Schanda, "Comparison Measurements of LEDs: Spectral power distribution," in *Proc. CIE 2nd Expert Symp. LED Meas.*, (2001).
- [163] C. F. Wall, A. R. Handson, and J. A. Taylor, "Construction of a programmable light source for use as a display calibration artifact," *Photonics West 2001-Electronic Imaging*, 259–266 (2001).
- [164] S. W. Brown, C. Santana, and G. P. Eppeldauer, "Development of a tunable LED-based colorimetric source," *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **107**, 363–371 (2002).
- [165] J. M. Hirvonen, T. Poikonen, A. Vaskuri, P. Kärhä, and E. Ikonen, "Spectrally adjustable quasi-monochromatic radiance source based on LEDs and its application for measuring spectral responsivity of a luminance meter," *Meas. Sci. Technol.* **24**, 115201–115208 (2013).
- [166] B. V. Kasalica, I. D. Belca, S. D. J. Stojadinovic, L. J. D. Zekovic, and D. Nikolic, "Light-emitting-diode-based light source for calibration of an intensified charge-coupled device detection system intended for galvanoluminescence measurements," *Appl. Spectrosc.* **60**, 1090–1094 (2006).
- [167] L. Zekovic and I. Belča, *Stacionarni radijacioni pirometri PIRO-08* (proizvođač Grampex Beograd, korisnik JP EPS PD Termoelektrane Nikola Tesla, ugovor broj 0708/07, Beograd, Serbia, 2007).
- [168] Roithner Lasertechnik, "Roithner Lasertechnik - LEDs," 2014, <<http://www.roithner-laser.com/led.html>> (9 April 2014).
- [169] C.-J. Lin, "Projected gradient methods for nonnegative matrix factorization.," *Neural Comput.* **19**, 2756–2779 (2007).
- [170] R. Bro and S. Jong, "A fast non-negativity-constrained least squares algorithm,"

- J. Chemom.* **11**, 393–401 (1997).
- [171] G. H. Golub, P. C. Hansen, and D. P. O’Leary, “Tikhonov Regularization and Total Least Squares,” *SIAM J. Matrix Anal. Appl.* **21**, 185–194 (1999).
- [172] M. W. Berry, M. Browne, A. N. Langville, V. P. Pauca, and R. J. Plemmons, “Algorithms and applications for approximate nonnegative matrix factorization,” *Comput. Stat. Data Anal.* **52**, 155–173 (2007).
- [173] E. M. A. Hussein, *Computed Radiation Imaging*, in *Comput. Radiat. Imaging* (2011).
- [174] I. Fryc, S. W. Brown, and Y. Ohno, “Spectral matching with an LED-based spectrally tunable light source,” *Fifth Int. Conf. Solid State Light.* **5941**, 300–308 (2005).
- [175] S. W. Brown, J. P. Rice, J. E. Neira, B. C. Johnson, and J. D. Jackson, “Spectrally Tunable Sources for Advanced Radiometric Applications,” *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **111**, 401–410 (2006).
- [176] “A flexible charting library for .NET - CodeProject,” <<http://www.codeproject.com/Articles/5431/A-flexible-charting-library-for-NET>> (5 March 2014).
- [177] “Zedgraph Resources and Information,” <<http://zedgraph.org/>> (5 March 2014).
- [178] “Zedgraph class documentation,” <<http://zedgraph.sourceforge.net/documentation/default.html>> (5 March 2014).
- [179] F. James, “Monte Carlo theory and practice,” *Reports Prog. Phys.* **43**, 1145–1189 (1980).
- [180] S. Vukadinović, *Metoda – Monte Karlo* (Saobraćajni Fakultet Univerziteta u Beogradu, 1995).
- [181] S. Savović, *Osnovi Monte Karlo metoda sa primerima primene u nuklearnoj fizici* (PMF Kragujevac, 2003).
- [182] M. Matsumoto and T. Nishimura, “Mersenne twister: a 623-dimensionally

- equidistributed uniform pseudo-random number generator,” in *ACM Trans. Model. Comput. Simul.* **8** (1998).
- [183] A. Cable, “Thorlabs,” 1989, <<https://www.thorlabs.com/>>.
- [184] M. Planck, “Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum,” in *Verhandlungen der Dtsch. Phys. Gessellschaft* **2** (1900).
- [185] G. Kramm and N. Mölders, “Planck’s blackbody radiation law: Presentation in different domains and determination of the related dimensional constants,” *J. Calcutta Math. Soc.*, 25 (2009).
- [186] “OSI Optoelectronic,” *Dual Sandw. Detect. Ser.*, <<http://www.osioptoelectronics.com/standard-products/silicon-photodiodes/two-color-sandwich-detectors.aspx>> (17 April 2016).
- [187] M. P. Bonin and M. Queiroz, “Local particle velocity, size, and concentration measurements in an industrial-scale pulverized coal-fired boiler,” *Combust. Flame* **85**, 121–133 (1991).
- [188] K. L. Cashdollar, “Three-wavelength pyrometer for measuring flame temperatures.,” *Appl. Opt.* **18**, 2595–2597 (1979).
- [189] G. Lu and Y. Yan, “Temperature profiling of pulverized coal flames using multicolor pyrometric and digital imaging techniques,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **55**, 1303–1308 (2006).
- [190] D. Bäckström, D. Gall, M. Pushp, R. Johansson, K. Andersson, and J. B. C. Pettersson, “Particle composition and size distribution in coal flames - The influence on radiative heat transfer,” *Exp. Therm. Fluid Sci.* **64**, 70–80 (2015).
- [191] D. L. Black and M. Q. McQuay, “Particle characteristics in the radiant section of a coal-fired utility boiler,” *Combust. Sci. Technol.* **132**, 37–74 (1998).
- [192] K. Andersson, R. Johansson, F. Johnsson, and B. Leckner, “Radiation intensity of propane-fired oxy-fuel flames: Implications for soot formation,” *Energy and Fuels* **22**, 1535–1541 (2008).

- [193] W. Zhang, F. Johnsson, and B. Leckner, "Momentum probe and sampling probe for measurement of particle flow properties in CFB boilers," *Chem. Eng. Sci.* **52**, 497–509 (1997).
- [194] S. Hjærtstam, K. Andersson, F. Johnsson, and B. Leckner, "Combustion characteristics of lignite-fired oxy-fuel flames," *Fuel* **88**, 2216–2224 (2009).
- [195] G. R. . Matthews, K. J., Parr, M. K., Stern, "A water cooled smoke meter for estimation of soot concentrations in natural gas flames C," *J. Inst. Fuel* **42** (1969).
- [196] I. Colbeck and A. M. Godridge, "Particles in hot gases—sampling and sample preparation," *Anal. Proc.*, 19–21 (1988).
- [197] J. Chedaille and Y. Braud, *Industrial Flames*, Volume 1 (Edward Arnold, London, 1972).
- [198] F. R. A. Jorgensen and M. Zuiderwyk, "Two-colour pyrometer measurement of the temperature of individual combusting particles," *J. Phys. E.* **18**, 486–491 (1985).
- [199] T. Joutsenoja, J. Stenberg, R. Hernberg, and M. Aho, "Pyrometric measurement of the temperature and size of individual combusting fuel particles.," in *Appl. Opt.* **36** (1997).
- [200] B. C. Young, D. P. McCollor, B. J. Weber, and M. L. Jones, "Temperature measurements of Beulah lignite char in a novel laminar-flow reactor," *Fuel* **67**, 40–44 (1988).
- [201] A. R. Schroeder, D. M. Thompson, G. G. Daves, R. O. Buckius, H. Krier, and J. E. Peters, "Simultaneous particle morphology and temperature measurements of burning pulverized coal," *Symp. Combust.* **24**, 1161–1169 (1992).
- [202] B. Müller and U. Renz, "Development of a fast fiber-optic two-color pyrometer for the temperature measurement of surfaces with varying emissivities," *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 3366–3374 (2001).
- [203] Y. A. Levendis, K. R. Estrada, and H. C. Hottel, "Development of multicolor

- pyrometers to monitor the transient response of burning carbonaceous particles,” *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 3608–3622 (1992).
- [204] D. Liu, F. Wang, J. H. Yan, Q. X. Huang, Y. Chi, and K. F. Cen, “Inverse radiation problem of temperature field in three-dimensional rectangular enclosure containing inhomogeneous, anisotropically scattering media,” *Int. J. Heat Mass Transf.* **51**, 3434–3441 (2008).
- [205] H. Y. Li, “A two-dimensional cylindrical inverse source problem in radiative transfer,” *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **69**, 403–414 (2001).
- [206] Q. Cheng, X. Zhang, Z. Wang, H. Zhou, and S. Shao, “Simultaneous measurement of three-dimensional temperature distributions and radiative properties based on radiation image processing technology in a gas-fired pilot tubular furnace,” in *Heat Transf. Eng.* **35**, (2014).
- [207] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*, in *SpringerReference* (1960).
- [208] G. G. T. A.M.Godrid, R.Jackson, “The Venturi pneumatic pyrometer,” *J. Sci. Instrum.* **35** (1958).
- [209] “BAK Produkte,” <http://www.bak-ag.com/assets/Uploads/download/datasheets/datasheets-hot-air-blowers/Datasheet-BAK-Compact.pdf>.
- [210] A. Ranganathan, “The Levenberg-Marquardt Algorithm,” *Internet httpexcelsior cs ucsb educoursescs290ipdfL MA pdf* **142**, 1–5 (2004).
- [211] J. Iqbal, A. Iqbal, and M. Arif, “Levenberg-Marquardt method for solving systems of absolute value equations,” *J. Comput. Appl. Math.* **282**, 134–138 (2015).
- [212] Anon, “Annual Energy Outlook 2016,” *Energy Inf. Adm.* (2016).
- [213] CAT, “Climate Action Tracker - China,” *Clim. Action Tracker*, 2015, http://climateactiontracker.org/assets/publications/briefing_papers/CAT_Coal_Gap_Briefing_COP21.pdf.

- [214] C. Lou, H. C. Zhou, P. F. Yu, and Z. W. Jiang, "Measurements of the flame emissivity and radiative properties of particulate medium in pulverized-coal-fired boiler furnaces by image processing of visible radiation," *Proc. Combust. Inst.* **31 II**, 2771–2778 (2007).
- [215] J. A. Carvalho and W. F. N. dos Santos, "Radiation errors in temperature measurements with thermocouples in a cylindrical combustor," *Int. Commun. Heat Mass Transf.* **17**, 663–673 (1990).
- [216] Mingchun Luo, "Effects of Radiation on Temperature Measurement in a Fire Environment," *J. Fire Sci.* **15**, 443–461 (1997).
- [217] C. R. Shaddix, "Correcting thermocouple measurements for radiation loss: a critical review," *Proc. 33rd Natl. Heat Transf. Conf.*, HTD99-282 (1999).
- [218] K. B. Brady, X. Hui, K. E. Niemeyer, and C.-J. Sung, "Counterflow ignition of n-butanol at atmospheric and elevated pressures," *Combust. Flame* **162** (2015).
- [219] R. Siegel and J. R. Howell, "Thermal Radiation Heat Transfer," *Library (Lond)*. **1**, 134 (2002).

10. Prilog

U ovom poglavlju predstavljani su podaci dobijeni metodom najmanjih kvadrata (MNK), Tikhonov-ljevom regularizacionom metodom, koji su upoređeni sa podacima dobijenim našom metodom. Zbog lakšeg poređenja rezultati su predstavljani tabelarno, odakle je moguće izvršiti njihovu uporednu analizu koja ide u prilog naše opisane metode.

Takođe, dat je kompletan program predložene metode za rešavanje inverznog problema, napisane u programskom jeziku C. Ovaj program je korišćen za proračune date u poglavlju 5. Dati su kodovi u celosti za fajl zaglavlja Led.h i izvršni fajl Led.cpp. U poslednjem poglavlju predstavljena je greška merenja temperature pomoću termopara.

10.1. Tabelarni pregled dobijenih rezultata

Kao što je već napomenuto u poglavlju 5, sistem jednačina:

$$\begin{aligned} a_1 \cdot M_{11} + a_2 \cdot M_{12} + \dots + a_n \cdot M_{1n} &= I_1 \\ a_1 \cdot M_{21} + a_2 \cdot M_{22} + \dots + a_n \cdot M_{2n} &= I_2 \\ &\dots \\ a_1 \cdot M_{m1} + a_2 \cdot M_{m2} + \dots + a_n \cdot M_{mn} &= I_m \end{aligned}, \quad (10.1)$$

može se predstaviti u matričnom obliku:

$$\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & \dots & M_{1n} \\ M_{21} & M_{22} & \dots & M_{2n} \\ & & \dots & \\ M_{m1} & M_{m2} & \dots & M_{mn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \dots \\ I_m \end{bmatrix}, \quad (10.2)$$

pri čemu su poznate matrice M i I , a nepoznata je matrica A (vektor A):

$$A = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_n \end{bmatrix}. \quad (10.3)$$

Matrica M predstavlja matricu realnih vrednosti zračenja LED prikazanih u tabeli 5.1 (na strani 55).

Tikhonov-ljeva regularizaciona metoda definisana je relacijom:

$$A = (M^T M + \gamma^2 J)^{-1} M^T \cdot I, \text{ gde je } J \text{ jedinična matrica } J = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ & & \dots & \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{bmatrix}, \quad (10.4)$$

dok se metod najmanjih kvadrata MNK (Least Square - LS method) u matričnoj formi može predstaviti sa:

$$A = (M^T \cdot M)^{-1} M^T \cdot I. \quad (10.5)$$

Korišćenjem Tikhonov-ljeve regularizacione metode, za minimalnu vrednost standardne devijacije σ pri kojoj su sve vrednosti koeficijenata a_1, a_2, \dots, a_n nenegativne (odnosno $a \geq 0$) vrednost parametra γ za ravnu krivu iznosi:

$$\gamma = 0,08504968007455407. \quad (10.6)$$

Podaci dobijeni pomoću navedenih metoda za različite oblike krivih predstavljeni su tabelama od 10.1 do 10.7.

Tabela 10.1. Podaci dobijeni za ravan oblik krive (normirana vrednost intenziteta $I = 1$).

Spektralni opseg 700 nm - 1070 nm				
LED	koeficijenti	MNK metod	regularizaciona metoda	naš metod
L680	a_1	0,783	0,067	0,825
L690	a_2	0,015	0,247	0,002
L700	a_3	0,558	0,525	0,559
L710	a_4	0,261	0,258	0,261
L720	a_5	0,410	0,412	0,410
L735	a_6	0,560	0,558	0,560
L750	a_7	0,344	0,352	0,346
L760	a_8	0,330	0,318	0,327
L770	a_9	0,180	0,197	0,186
L780	a_{10}	0,486	0,472	0,479
L800	a_{11}	0,460	0,480	0,479
L810	a_{12}	0,435	0,400	0,401
L820	a_{13}	-0,036	0	0
L830	a_{14}	0,365	0,356	0,354
L850	a_{15}	0,630	0,628	0,633
L870	a_{16}	0,242	0,251	0,240
L890	a_{17}	0,605	0,591	0,607
L910	a_{18}	0,280	0,296	0,279
L940	a_{19}	0,731	0,717	0,731
L970	a_{20}	0,012	0,033	0,012
L980	a_{21}	0,570	0,554	0,569
L1020	a_{22}	0,482	0,483	0,482
L1050	a_{23}	0,324	0,328	0,325
L1070	a_{24}	0,815	0,810	0,815
σ (standardna devijacija)		0,020843	0,020927	0,020861
max odstupanje (%)		5,65	5,81	5,69

Tabela 10.2. Podaci dobijeni za oblik krive koja je predstavljena Planck-ovim zakon zračenja crnog tela (temperatura 800 °C). Vrednost parametra γ dobijenog Tikhonov-ljevom metodom iznosi: $\gamma = 0,15653761591706958$.

Spektralni opseg 700 nm - 1070 nm				
LED	koeficijenti	MNK metod	regularizaciona metoda	naš metod
L680	a_1	0,077	0,002	0,023
L690	a_2	-0,014	0,006	0
L700	a_3	0,012	0,012	0,013
L710	a_4	0,012	0,010	0,010
L720	a_5	0,013	0,015	0,015
L735	a_6	0,032	0,030	0,030
L750	a_7	0,019	0,022	0,021
L760	a_8	0,032	0,027	0,029
L770	a_9	0,012	0,019	0,015
L780	a_{10}	0,058	0,051	0,054
L800	a_{11}	0,055	0,067	0,065
L810	a_{12}	0,093	0,072	0,074
L820	a_{13}	-0,021	0	0
L830	a_{14}	0,082	0,079	0,076
L850	a_{15}	0,189	0,181	0,190
L870	a_{16}	0,071	0,091	0,072
L890	a_{17}	0,327	0,292	0,323
L910	a_{18}	0,150	0,191	0,156
L940	a_{19}	0,669	0,633	0,663
L970	a_{20}	-0,013	0,047	0
L980	a_{21}	0,717	0,672	0,706
L1020	a_{22}	0,800	0,790	0,801
L1050	a_{23}	0,572	0,620	0,571
L1070	a_{24}	2,272	2,214	2,273
σ (standardna devijacija)		0,022106	0,023043	0,022124
max odstupanje (%)		4,70	5,11	4,65

Tabela 10.3. Podaci dobijeni za oblik krive koja je predstavljena Planck-ovim zakon zračenja crnog tela (temperatura 900 °C). Vrednost parametra γ dobijenog Tikhonov-ljevom metodom iznosi: $\gamma = 0,15230259063456536$.

Spektralni opseg 700 nm - 1070 nm				
LED	koeficijenti	MNK metod	regularizaciona metoda	naš metod
L680	a_1	0,436	0,008	0,130
L690	a_2	-0,096	0,031	0
L700	a_3	0,078	0,068	0,069
L710	a_4	0,053	0,046	0,048
L720	a_5	0,070	0,076	0,073
L735	a_6	0,148	0,143	0,147
L750	a_7	0,094	0,107	0,096
L760	a_8	0,141	0,119	0,136
L770	a_9	0,053	0,084	0,064
L780	a_{10}	0,254	0,226	0,241
L800	a_{11}	0,236	0,285	0,280
L810	a_{12}	0,386	0,301	0,306
L820	a_{13}	-0,087	0	0
L830	a_{14}	0,332	0,319	0,308
L850	a_{15}	0,730	0,704	0,734
L870	a_{16}	0,290	0,356	0,292
L890	a_{17}	1,164	1,052	1,155
L910	a_{18}	0,556	0,688	0,570
L940	a_{19}	2,250	2,134	2,235
L970	a_{20}	-0,029	0,162	0
L980	a_{21}	2,318	2,173	2,293
L1020	a_{22}	2,493	2,471	2,499
L1050	a_{23}	1,781	1,908	1,778
L1070	a_{24}	6,559	6,403	6,561
σ (standardna devijacija)		0,069061	0,071524	0,069108
max odstupanje (%)		4,60	5,22	4,68

Tabela 10.4. Podaci dobijeni za oblik krive koja je predstavljena Planck-ovim zakon zračenja crnog tela (temperatura 1000 °C). Vrednost parametra γ dobijenog Tikhonov-ljevom metodom iznosi: $\gamma = 0,1470903650831692$.

Spektralni opseg 700 nm - 1070 nm				
LED	koeficijenti	MNK metod	regularizaciona metoda	naš metod
L680	a_1	1,516	0,032	0,215
L690	a_2	-0,332	0,121	0,012
L700	a_3	0,320	0,277	0,325
L710	a_4	0,203	0,181	0,168
L720	a_5	0,277	0,294	0,297
L735	a_6	0,550	0,533	0,542
L750	a_7	0,349	0,392	0,362
L760	a_8	0,500	0,427	0,479
L770	a_9	0,195	0,293	0,231
L780	a_{10}	0,879	0,791	0,835
L800	a_{11}	0,818	0,970	0,955
L810	a_{12}	1,261	0,994	1,008
L820	a_{13}	-0,273	0	0
L830	a_{14}	1,083	1,034	1,002
L850	a_{15}	2,280	2,214	2,298
L870	a_{16}	0,935	1,109	0,93
L890	a_{17}	3,410	3,116	3,401
L910	a_{18}	1,663	2,007	1,682
L940	a_{19}	6,250	5,946	6,226
L970	a_{20}	-0,047	0,452	0
L980	a_{21}	6,226	5,847	6,188
L1020	a_{22}	6,490	6,450	6,498
L1050	a_{23}	4,621	4,903	4,617
L1070	a_{24}	16,029	15,679	16,032
σ (standardna devijacija)		0,181360	0,186778	0,181485
max odstupanje (%)		4,72	5,27	4,79

Tabela 10.5. Podaci dobijeni za oblik krive koja je predstavljena Planck-ovim zakon zračenja crnog tela (temperatura 1100 °C). Vrednost parametra γ dobijenog Tikhonov-ljevom metodom iznosi: $\gamma = 0,1424285247831346$.

Spektralni opseg 700 nm - 1070 nm				
LED	koeficijenti	MNK metod	regularizaciona metoda	naš metod
L680	a_1	4,457	0,108	0,415
L690	a_2	-0,934	0,404	0,139
L700	a_3	1,041	0,906	1,054
L710	a_4	0,639	0,580	0,530
L720	a_5	0,891	0,935	0,950
L735	a_6	1,691	1,645	1,666
L750	a_7	1,073	1,191	1,111
L760	a_8	1,466	1,271	1,408
L770	a_9	0,595	0,860	0,696
L780	a_{10}	2,533	2,298	2,415
L800	a_{11}	2,355	2,754	2,716
L810	a_{12}	3,465	2,764	2,797
L820	a_{13}	-0,721	0	0
L830	a_{14}	2,957	2,818	2,744
L850	a_{15}	6,041	5,893	6,095
L870	a_{16}	2,517	2,912	2,486
L890	a_{17}	8,553	7,883	8,561
L910	a_{18}	4,220	5,000	4,227
L940	a_{19}	14,955	14,269	14,937
L970	a_{20}	-0,039	1,083	0
L980	a_{21}	14,467	13,610	14,434
L1020	a_{22}	14,690	14,630	14,698
L1050	a_{23}	10,412	10,966	10,408
L1070	a_{24}	34,384	33,692	34,387
σ (standardna devijacija)		0,415491	0,426184	0,415826
max odstupanje (%)		4,85	5,34	4,90

Tabela 10.6. Podaci dobijeni za oblik krive koja je predstavljena Planck-ovim zakon zračenja crnog tela (temperatura 1200 °C). Vrednost parametra γ dobijenog Tikhonov-ljevom metodom iznosi: $\gamma = 0,1377295006126138$.

Spektralni opseg 700 nm - 1070 nm				
LED	koeficijenti	MNK metod	regularizaciona metoda	naš metod
L680	a_1	11,265	0,303	3,770
L690	a_2	-2,268	1,134	0
L700	a_3	2,899	2,532	2,727
L710	a_4	1,713	1,579	1,570
L720	a_5	2,446	2,545	2,532
L735	a_6	4,459	4,351	4,417
L750	a_7	2,830	3,106	2,906
L760	a_8	3,717	3,260	3,592
L770	a_9	1,560	2,175	1,786
L780	a_{10}	6,318	5,775	6,051
L800	a_{11}	5,880	6,786	6,700
L810	a_{12}	8,272	6,682	6,754
L820	a_{13}	-1,642	0	0
L830	a_{14}	7,034	6,702	6,547
L850	a_{15}	14,028	13,736	14,156
L870	a_{16}	5,892	6,687	5,804
L890	a_{17}	18,948	17,597	19,004
L910	a_{18}	9,407	10,975	9,371
L940	a_{19}	31,782	30,410	31,796
L970	a_{20}	0,044	2,281	0,029
L980	a_{21}	29,962	28,245	29,972
L1020	a_{22}	29,742	29,669	29,740
L1050	a_{23}	20,980	21,959	20,981
L1070	a_{24}	66,493	65,259	66,492
σ (standardna devijacija)		0,854175	0,873255	0,855004
max odstupanje (%)		4,94	5,40	5,00

Tabela 10.7. Podaci dobijeni za oblik krive koja je predstavljena Planck-ovim zakon zračenja crnog tela (temperatura 1300 °C). Vrednost parametra γ dobijenog Tikhonov-ljevom metodom iznosi: $\gamma = 0,1335913219064023$.

Spektralni opseg 700 nm - 1070 nm				
LED	koeficijenti	MNK metod	regularizaciona metoda	naš metod
L680	a_1	24,882	0,745	7,190
L690	a_2	-4,774	2,790	0
L700	a_3	7,076	6,208	7,077
L710	a_4	4,049	3,787	3,591
L720	a_5	5,900	6,094	6,151
L735	a_6	10,393	10,169	10,285
L750	a_7	6,595	7,170	6,772
L760	a_8	8,369	7,418	8,094
L770	a_9	3,614	4,892	4,087
L780	a_{10}	14,022	12,898	13,471
L800	a_{11}	13,060	14,902	14,735
L810	a_{12}	17,669	14,435	14,568
L820	a_{13}	-3,351	0	0
L830	a_{14}	14,976	14,272	13,985
L850	a_{15}	29,273	28,746	29,534
L870	a_{16}	12,331	13,795	12,148
L890	a_{17}	37,963	35,475	38,077
L910	a_{18}	18,895	21,770	18,822
L940	a_{19}	61,367	58,860	61,396
L970	a_{20}	0,280	4,356	0,251
L980	a_{21}	56,549	53,411	56,569
L1020	a_{22}	55,025	54,959	55,021
L1050	a_{23}	38,631	40,234	38,632
L1070	a_{24}	118,234	116,197	118,234
σ (standardna devijacija)		1,608761	1,640576	1,610584
max odstupanje (%)		5,03	5,45	5,08

Može se primetiti da naša metoda u poređenju sa Tikhonov-ljevom metodom daje bolje rezultate za standardnu devijaciju i maksimalno odstupanje, dok pojedini MNK rezultati imaju nešto nižu vrednost koja je posledica činjenice da neki od dobijenih koeficijenata zračenja LED imaju negativnu vrednost, što ne odgovara realnim slučajevima.

10.2. Fajl zaglavlja Led.h

Led.h

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>
#include <time.h>
#include <math.h>

#define MAXD 600
#define MAXK 100
#define MAXV 600
#define MAXT 200

typedef struct{
    int nm;
    double L680;
    double L690;//
    double L700;
    double L710;//
    double L720;
    double L735;
    double L750;//
    double L760;
    double L770;//
    double L780;
    double L800;
    double L810;
    double L820;//
    double L830;
    double L850;
    double L870;
    double L890;
    double L910;
    double L940;
    double L970;
    double L980;
    double L1020;
    double L1050;
    double L1070;
    double L1200;
    double L1300;
    double L1450;
    double L1550;
} Diode;

//Struktura u kojoj se nazivu diode pridruzuje vrednost npr. nazivu L780 pridruzuje se
vrednost 780
typedef struct {
    char naziv[10];
```



```

&niz[i].L980, &niz[i].L1020, &niz[i].L1050, &niz[i].L1070, &niz[i].L1200,
&niz[i].L1300, &niz[i].L1450, &niz[i].L1550);
    i++;
}
n = i;

return n;

}

void upisRezultata1(FILE *dat, double korak, double sigmamin, double Isr, double
maxOdst, DiodeNazivi diode[], int i, double **matD, int brojDioda){
    int j;
        fprintf(dat, "%.2f\t%f\t%f%.2f\t", korak, sigmamin, Isr, maxOdst);
        for (j=0; j<brojDioda; j++){
            fprintf(dat, "%d(%s)=%.2f\t", j+1, diode[j].naziv, matD[i][j]);
        }
        fprintf(dat, "\n");
}

void upisRezultata(FILE *dat, double korak, double sigmamin, double Isr, double
maxOdst, double p, int i, double **matD, int brojDioda){
    int j;
        if (i == 0) fprintf(dat, "korak\t%sigmin\tIsr\tmaxOst\t%p\n");
        fprintf(dat, "%.3f\t%f\t%f\t%.2f\t%f\t", korak, sigmamin, Isr, maxOdst,
p);
        for (j=0; j<brojDioda; j++){
            fprintf(dat, "%.3f\t", matD[i][j]);
        }
        fprintf(dat, "\n");
}

void ispisTabele(FILE *out, int n, Diode niz[]){

    for(int i=0; i<n; i++){
        printf("%d %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f %f\n", niz[i].nm, niz[i].L680,
niz[i].L690, niz[i].L700, niz[i].L710, niz[i].L720, niz[i].L735, niz[i].L750, niz[i].L760,
niz[i].L770, niz[i].L780, niz[i].L800, niz[i].L810, niz[i].L820, niz[i].L830, niz[i].L850,
niz[i].L870, niz[i].L890, niz[i].L910, niz[i].L940, niz[i].L970, niz[i].L980, niz[i].L1020,
niz[i].L1050, niz[i].L1070, niz[i].L1200, niz[i].L1300, niz[i].L1450, niz[i].L1550);
        //fprintf(out, "%d %f %f %f %f %f %f %f %f %f\n", niz[i].nm, niz[i].L830,
niz[i].L850, niz[i].L870, niz[i].L890, niz[i].L910, niz[i].L940, niz[i].L970);
    }

}

//-----varijacijeSaPonavljanjem--- begin---

/*Funkcija koja vraca indeks niza cija je vrednost manja od maksimuma,
pretraga se vrsi od kraja ka pocetku, a u koliko ne postoji takav element
vraca se -1*/

```

```

int NadjiIndex(int nizInd[],int max,int k)
{
    while(k--){
        if(max>nizInd[k])
            return k;
    }
    return k;
}

```

/*Funkcija koja postavlja na nulu sve elemente od kraja niza do određenog indeksa*/

```

void PostaviNaNulu(int nizInd[],int max,int start)
{
    while(max>start)
        nizInd[--max]=0;
}

```

/*Funkcija koja postavlja sve elemente niza počev od zadnjeg na 0*/

```

void MakeFirst(int nizInd[],int k)
{
    while(k--)
        nizInd[k]=0;
}

```

/*Funkcija koja stampa elemente skupa sa indeksima vrednosti elemenata niza*/

```

void FormirajKoeficijente(double skup[], int nizInd[], int k, double a[])
{
    int i;
    for(i=0;i<k;i++){
        a[i] = skup[nizInd[i]];
    }
}

```

/*Funkcija koja stampa elemente skupa sa indeksima vrednosti elemenata niza*/

```

void FormirajKoeficijenteOkoline(double **skupOkoline, int nizInd[], int k, int m,
double a[])
{
    int i;
    for(i=0;i<m;i++){//broj razlicitih skupova m = k
        a[i] = skupOkoline[i][nizInd[i]];
    }
}

```

/*Funkcija koja uvecava odredjeni element niza za 1 i poziva funkciju PostaviNaNulu*/

```

void NapraviSledecu(int nizInd[],int k,int start)
{
    nizInd[start]++;
}

```

```

        PostaviNaNulu(nizInd,k,start+1);
    }

/*Funkcija za unosenje elemenata skupa*/
void FormiranjeSkupaVrednosti(double skup [], double donjaG, double gornjaG)
{
    skup[0] = donjaG;
    skup[1] = (gornjaG-donjaG)/2;
    skup[2] = gornjaG;
}

//----varijacijeSaPonavljanjnem----end---

//trazenje koeficijenata u svojoj okolini--- NOVO-----
void FormiranjeSkupaVrednostiOkoline(double **skupOkoline, double a[], int m,
double donjaG, double gornjaG, int index, double beta, int i){

    double koef, donjaG1, gornjaG1;

    int j;

    for(j=0;j<m;j++){//broj razlicitih skupova jednak je broju elemenata niza
        skupOkoline[j][0] = 0;
        skupOkoline[j][1] = 0;
        skupOkoline[j][2] = 0;
    }

    for(j=0;j<m;j++){//broj razlicitih skupova jednak je broju elemenata niza a

        if(a[j+index] <= donjaG){//koeficijent u prethodnom koraku
            skupOkoline[j][0] = donjaG;
            skupOkoline[j][1] = donjaG+((gornjaG-
donjaG)/2)*pow(beta,i*log((double)(i+1)));
            skupOkoline[j][2] = donjaG+(gornjaG-
donjaG)*pow(beta,i*log((double)(i+1)));
            //printf("skup[%d]=%lf ",j, skup[j]);

        }
        else if (a[j+index] >= gornjaG){

            skupOkoline[j][0] = gornjaG;
            skupOkoline[j][1] = gornjaG-((gornjaG-
donjaG)/2)*pow(beta,i*log((double)(i+1)));
            skupOkoline[j][2] = gornjaG-(gornjaG-
donjaG)*pow(beta,i*log((double)(i+1)));
            //printf("skup[%d]=%lf ",j, skup[j]);
        }
    }
}

```



```

        else {
            if(a[j+index]-((gornjaG-
donjaG)/2)*pow(beta,i*log((double)(i+1)))>0)
                skupOkoline[j][0] = a[j+index]-((gornjaG-
donjaG)/2)*pow(beta,i*log((double)(i+1)));
            else
                skupOkoline[j][0] = 0.0;

            skupOkoline[j][1] = a[j+index];
            skupOkoline[j][2] = a[j+index]+((gornjaG-
donjaG)/2)*pow(beta,i*log((double)(i+1)));

        }
    }
}

```

//generisanje matrice na osnovu tabele iz fajla Tabela.txt u zavisnosti od koriszenih dioda i donje i gornje granice talasnih duzina u nm
int generisanjeMatriceX(Diode niz[], int brvrsta, double **matricaX, int dg, int gg, int brDioda, int diodeRedni[]){

```

    int i,k=0, brvrstaX, index;
    //formiranje novog niza od odgovarajuch kolona tabele
    for(i=0; i<brvrsta; i++){
        if(niz[i].nm >=dg && niz[i].nm <=gg){
            for(int j=0; j<brDioda; j++){
                index = diodeRedni[j];
                switch (index){
                    case 1:
                        matricaX[k][j] = niz[i].L680;
                        break;
                    case 2:
                        matricaX[k][j] = niz[i].L690;
                        break;
                    case 3:
                        matricaX[k][j] = niz[i].L700;
                        break;
                    case 4:
                        matricaX[k][j] = niz[i].L710;
                        break;
                    case 5:
                        matricaX[k][j] = niz[i].L720;
                        break;
                    case 6:
                        matricaX[k][j] = niz[i].L735;
                        break;
                    case 7:
                        matricaX[k][j] = niz[i].L750;
                        break;
                }
            }
        }
    }
}

```

```
case 8:
    matricaX[k][j] = niz[i].L760;
    break;
case 9:
    matricaX[k][j] = niz[i].L770;
    break;
case 10:
    matricaX[k][j] = niz[i].L780;
    break;
case 11:
    matricaX[k][j] = niz[i].L800;
    break;
case 12:
    matricaX[k][j] = niz[i].L810;
    break;
case 13:
    matricaX[k][j] = niz[i].L820;
    break;
case 14:
    matricaX[k][j] = niz[i].L830;
    break;
case 15:
    matricaX[k][j] = niz[i].L850;
    break;
case 16:
    matricaX[k][j] = niz[i].L870;
    break;
case 17:
    matricaX[k][j] = niz[i].L890;
    break;
case 18:
    matricaX[k][j] = niz[i].L910;
    break;
case 19:
    matricaX[k][j] = niz[i].L940;
    break;
case 20:
    matricaX[k][j] = niz[i].L970;
    break;
case 21:
    matricaX[k][j] = niz[i].L980;
    break;
case 22:
    matricaX[k][j] = niz[i].L1020;
    break;
case 23:
    matricaX[k][j] = niz[i].L1050;
    break;
case 24:
    matricaX[k][j] = niz[i].L1070;
```

```

        break;
    case 25:
        matricaX[k][j] = niz[i].L1200;
        break;
    case 26:
        matricaX[k][j] = niz[i].L1300;
        break;
    case 27:
        matricaX[k][j] = niz[i].L1450;
        break;
    case 28:
        matricaX[k][j] = niz[i].L1550;
        break;
    }

    }
    k++;
}
}

    brvrstaX=k;
    return brvrstaX;
}

int brojVrstaPodMatrice(Diode niz[], int brvrsta, int dg, int gg, int kk, DiodeNazivi
diode []){
    int br=0;
    for(int i=0; i<brvrsta; i++){
        if(niz[i].nm >=dg && niz[i].nm<=diode[kk-1].vrednost &&
niz[i].nm<=gg){
            br++;
        }
    }
    return br;
}

//*****
//izdvajanje podmatrice podMatricaX iz matriceX (brvrstaX*brDioda). Ova matrica ima
sirinaK kolona
void generisanjePodMatriceX(double** matricaX, double** podMatricaX, int br, int
pk, int kk){
    int k;
    for(int i = 0; i < br; i++){
        k = 0;
        for(int j=pk; j<kk; j++){
            podMatricaX[i][k] = matricaX[i][j];
            k++;
        }
    }
}

```

```

}
//*****
//upis dobijenih intenziteta u tekstulani fajl radi grafickog predstavljanja
void upisIntenzitetaFajl(FILE *out, int brvrsta, Diode niz[], int dg, int gg, double I[]){
    int i;
    int k=0;
    for (i = 0; i<brvrsta; i++){
        if(niz[i].nm >= dg && niz[i].nm <= gg){
            //printf("%d\t%f\n", niz[i].nm, I[k]);
            fprintf(out, "%d\t%f\n", niz[i].nm, I[k]);
            k++;
        }
    }
}

void ispisMatrice(FILE* out, double** X, int m, int n){
    int i,j;
    printf("\nMatrica X izdvojena iz fajla Tabela.txt je:\n");
    //fprintf(out, "\nMatrica X izdvojena iz fajla Tabela.txt je:\n");
    for (i = 0; i<m; i++){
        for(j = 0; j<n; j++){
            printf("%10f ", X[i][j]);
            fprintf(out, "%10f ", X[i][j]);
        }
        putchar('\n');
        fprintf(out, "\n");
    }
}

/*
//PROBA
void ispisMatriceSkupa(double skup[][MAXK], int m, int n){
    int i,j;
    printf("\nMatrica skupa koeficijenata u okolini prethodno dobijenih koeficijenata
je:\n");
    //fprintf(out, "\nMatrica X izdvojena iz fajla Tabela.txt je:\n");
    for (i = 0; i<m; i++){
        for(j = 0; j<n; j++){
            printf("%10f ", skup[i][j]);
            //fprintf(out, "%10f ", skup[i][j]);
        }
        putchar('\n');
        //fprintf(out, "\n");
    }
}
*/
void ispisNiza(double I[], int n){
    int i;
    printf("\n\nNiz intenziteta pri kojima je postignuto ( $\sigma/Isr$ )min je:\n");
    //fprintf(out, "\n\nNiz intenziteta pri kojima je postignuto ( $\sigma/Isr$ )min je:\n");
}

```

```

        for (i = 0; i<n; i++){
            printf("I[%d]=%f\n",i+1, I[i]);
            //fprintf(out, "I[%d]=%f\n",i+1, I[i]);
        }
    }

/*
//PROBA
void ispisNizaSkupa(double skup[], int n){
    int i;
    printf("\n\nIspis vrednosti elemenata skupa je:\n");
    //fprintf(out, "\n\nNiz intenziteta pri kojima je postignuto (sigma/Isr)min je:\n");
    for (i = 0; i<n; i++){
        printf("skup[%d]=%f\n",i+1, skup[i]);
        //fprintf(out, "I[%d]=%f\n",i+1, I[i]);
    }
}

//PROBA
void ispisNizaKoeficijenata(double a[], int n){
    int i;
    printf("\n\nKoeficijenti su:\n");
    //fprintf(out, "\n\nNiz intenziteta pri kojima je postignuto (sigma/Isr)min je:\n");
    for (i = 0; i<n; i++){
        printf("a[%d]=%f\n",i+1, a[i]);
        //fprintf(out, "I[%d]=%f\n",i+1, I[i]);
    }
}

//PROBA
void ispisNizaIndeksa(int nizInd[], int n){
    int i;
    printf("\n\nNiz indeksa je:\n");
    //fprintf(out, "\n\nNiz intenziteta pri kojima je postignuto (sigma/Isr)min je:\n");
    for (i = 0; i<n; i++){
        printf("nizInd[%d]=%d\n",i+1, nizInd[i]);
        //fprintf(out, "I[%d]=%f\n",i+1, I[i]);
    }
}

*/
//srednja vrednost intenziteta
double srVrednost(double I[], int brvrstaX){
    int i;
    double sr=0;
    for(i = 0; i<brvrstaX; i++){
        sr+=I[i];
    }
    return sr/brvrstaX;
}

```

```

//izracunavanje intenziteta
void mnozenjeXA(double** matricaX, int brvrstaX, int brDioda, double a[], double
I[]){
    int i, j;
    double suma = 0;
    for(i = 0; i<brvrstaX; i++){
        suma = 0;
        for(j = 0; j<brDioda; j++){
            suma += matricaX[i][j]*a[j];
        }
        I[i] = suma;
    }
}

double SumaRazlikaKoefSadaPre(double **matD, int i, int brDioda){
    int j;
    double suma = 0.0;

    for(j= 0; j<brDioda; j++){
        suma += abs(matD[i][j]-matD[i-1][j]);
    }
    return suma;
}

double parametar(double I[], double It[], int brvrstaX){
    int i;
    double sumaR=0, sumaT=0;
    for(i = 0; i<brvrstaX; i++){
        sumaR += abs(I[i] - It[i]);
        sumaT+=It[i];
    }

    return sumaR/sumaT;
}

double stanDevijacija(double I[], double It[], int brvrstaX){
    int i;
    double sumaKv=0, stanDev;
    for(i = 0; i<brvrstaX; i++){
        sumaKv += pow(I[i] - It[i],2);
    }
    stanDev = sqrt(sumaKv/brvrstaX);
    return stanDev;
}

int maxOstupanje(double I[], double It[], int brvrstaX){
    double max = abs(I[0]-It[0])/It[0];
}

```

```

    int ind = 0;
    int i;
    for(i = 1; i<brvrstaX; i++){
        if (max < abs(I[i]-It[i])/It[i]){
            max = abs(I[i]-It[i])/It[i];
            ind = i;
        }
    }
    return ind;
}
//Citanje fajla Tabela funkcija kojoj se tezi i formiranje It u zadatom opsegu talasnih
duzina u nm
int citanjeExpFunkcije(FILE *in, Itacno niz[], double It[], int dg, int gg){

    int i=0, n, k=0;
    while(!feof(in)){
        fscanf(in,"%d%lf",&niz[i].nm, &niz[i].It);
        i++;
    }
    n = i;
    for(i = 0; i<n; i++){
        if(niz[i].nm >=dg && niz[i].nm <= gg){
            It[k] = niz[i].It;
            //fprintf(out, "%d%\t%f\n",niz[i].nm, niz[i].It);
            k++;
        }
    }
    return n;
}

void upisExpFunkcije(FILE *out, Itacno niz[], int dg, int gg, int n){
    int i;
    for(i = 0; i<n; i++){

        if(niz[i].nm >=dg && niz[i].nm <= gg){
            fprintf(out, "%d%\t%f\n",niz[i].nm, niz[i].It);
        }
    }
}

//izracunavanje minimalne vrednosti nekog niza
double minVr(double niz[], int n, int &imin){
    int i;
    double min = niz[0];
    imin=0;
    for(i = 1; i<n; i++)
        if (niz[i]<min){

```

```
        min = niz[i];
        imin = i;
    }
    return min;
}
```


10.3. Izvršni fajl Led.cpp

Led.cpp

```

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>
#include <math.h>
#include "Led.h"
#define MAXD 600
#define MAXK 100
#define MAXV 600
#define MAXT 200
// #define MAXKOM 1000

int main(){

    FILE *dat,*gGran, *in, *inExp, *out, *outG, *outIsr, *outG0, *outIsr0, *outG1,
    *outIsr1, *outG2, *outIsr2, *outG3, *outIsr3, *outG4, *outIsr4, *outG5, *outIsr5,
    *outG6, *outIsr6, *outG7, *outIsr7, *outDG, *outT, *outTn, *outImax, *outImax0,
    *outImax1, *outImax2, *outImax3, *outImax4, *outImax5, *outImax6, *outImax7;
    double gornjaG, donjaG, korak, korak1, koef, maxO, beta;
    double broj = 3.0, broj1=3.0;
    int startInd, i, j, s, brDioda, dg, gg, brvrsta, brvrstaXn, brvrstaX, brkolonaX,
    imin, brKom, brKom1, brKoeff, sirinaK,sirinaKu,sirinaKm, sirinaKum, duzRepa, pk, kk,
    indexO;****;
    int k;
    Diode* niz = (Diode*) malloc (MAXD*sizeof(Diode));
    DiodeK* diodeKoeff = (DiodeK*) malloc(MAXK*sizeof(DiodeK)); ****
    Itacno* nizI = (Itacno*) malloc(MAXD*sizeof(Itacno));
    int* diodeRedni = (int*) malloc(MAXK*sizeof(int));
    int* nizInd = (int*) malloc(MAXK*sizeof(int));
    DiodeNazivi* diode = (DiodeNazivi*) malloc(MAXK*sizeof(DiodeNazivi));
    char* nizZaglavlja = (char*) malloc(MAXK*sizeof(char));

    double **matricaX = (double**)malloc(MAXV*sizeof(double*));
    for(int i=0; i<MAXV;i++)
        matricaX[i] = (double*)malloc(MAXK*sizeof(double));

    double **podMatricaX = (double**)malloc(MAXV*sizeof(double*));
    for(int i=0; i<MAXV;i++)
        podMatricaX[i] = (double*)malloc(MAXK*sizeof(double));

    double **matricaXn = (double**)malloc(MAXV*sizeof(double*));
    for(int i=0; i<MAXV;i++)
        matricaXn[i] = (double*)malloc(MAXK*sizeof(double));

    double **skupOkoline = (double**)malloc(MAXK*sizeof(double*));
    for(int i=0; i<MAXK;i++)
        skupOkoline[i] = (double*)malloc(MAXK*sizeof(double));

```

```

double* skup = (double*) malloc(MAXK*sizeof(double));
double* a = (double*) malloc(MAXK*sizeof(double));
double* b = (double*) malloc(MAXK*sizeof(double));
double* c = (double*) malloc(MAXK*sizeof(double));
double* d = (double*) malloc(MAXK*sizeof(double));
double* aPom = (double*) malloc(MAXK*sizeof(double));
double* aNaj = (double*) malloc(MAXK*sizeof(double));
double* I = (double*) malloc(MAXV*sizeof(double));
double* It = (double*) malloc(MAXV*sizeof(double));
double* Itn = (double*) malloc(MAXV*sizeof(double));
double* In = (double*) malloc(MAXV*sizeof(double));

double **matD = (double**)malloc(500*sizeof(double*));
for(int i=0; i<500;i++)
    matD[i] = (double*)malloc(MAXK*sizeof(double));

double sv, sd, minDev, Isr, Itsr, Isrn, Itsrn;
TabelaRezultata* rezultat =
(TabelaRezultata*)malloc(MAXT*sizeof(TabelaRezultata));
char odg [3];/**
char diodeString[50];// za unos rednih brojeva dioda kao string sa jednim ili vise
razmaka

printf("");

printf("Lista raspolozivih dioda:\n");
printf("1. L680\t\t11. L800\t\t21. L980\n2. L690\t\t12. L810\t\t22. L1020\n3.
L700\t\t13. L820\t\t23. L1050\n4. L710\t\t14. L830\t\t24. L1070\n5. L720\t\t15. L850\t\t25.
L1200\n6. L735\t\t16. L870\t\t26. L1300\n7. L750\t\t17. L890\t\t27. L1450\n8. L760\t\t18.
L910\t\t28. L1550\n9. L770\t\t19. L940\n10.L780\t\t20. L970\n\n");
printf("Uneti sa liste dioda ukupan broj dioda koje zelite da iskoristite:\n");
scanf("%d",&brDioda);

printf("Unesite po redu redne brojeve dioda cije koeficijente zelite da
dobijete:\n");

for(i = 0; i<brDioda; i++){
    scanf("%d", &diodeRedni[i]);
    switch (diodeRedni[i]){
        case 1:
            strcpy(diode[i].naziv, "L680");
            diode[i].vrednost = 680;
            break;
        case 2:
            strcpy(diode[i].naziv, "L690");
            diode[i].vrednost = 690;
            break;
        case 3:
            strcpy(diode[i].naziv, "L700");

```

```
        diode[i].vrednost = 700;
        break;
case 4:
    strcpy(diode[i].naziv, "L710");
    diode[i].vrednost = 710;
    break;
case 5:
    strcpy(diode[i].naziv, "L720");
    diode[i].vrednost = 720;
    break;
case 6:
    strcpy(diode[i].naziv, "L735");
    diode[i].vrednost = 735;
    break;
case 7:
    strcpy(diode[i].naziv, "L750");
    diode[i].vrednost = 750;
    break;
case 8:
    strcpy(diode[i].naziv, "L760");
    diode[i].vrednost = 760;
    break;
case 9:
    strcpy(diode[i].naziv, "L770");
    diode[i].vrednost = 770;
    break;
case 10:
    strcpy(diode[i].naziv, "L780");
    diode[i].vrednost = 780;
    break;
case 11:
    strcpy(diode[i].naziv, "L800");
    diode[i].vrednost = 800;
    break;
case 12:
    strcpy(diode[i].naziv, "L810");
    diode[i].vrednost = 810;
    break;
case 13:
    strcpy(diode[i].naziv, "L820");
    diode[i].vrednost = 820;
    break;
case 14:
    strcpy(diode[i].naziv, "L830");
    diode[i].vrednost = 830;
    break;
case 15:
    strcpy(diode[i].naziv, "L850");
    diode[i].vrednost = 850;
    break;
```

```
case 16:
    strcpy(diode[i].naziv, "L870");
    diode[i].vrednost = 870;
    break;
case 17:
    strcpy(diode[i].naziv, "L890");
    diode[i].vrednost = 890;
    break;
case 18:
    strcpy(diode[i].naziv, "L910");
    diode[i].vrednost = 910;
    break;
case 19:
    strcpy(diode[i].naziv, "L940");
    diode[i].vrednost = 940;
    break;
case 20:
    strcpy(diode[i].naziv, "L970");
    diode[i].vrednost = 970;
    break;
case 21:
    strcpy(diode[i].naziv, "L980");
    diode[i].vrednost = 980;
    break;
case 22:
    strcpy(diode[i].naziv, "L1020");
    diode[i].vrednost = 1020;
    break;
case 23:
    strcpy(diode[i].naziv, "L1050");
    diode[i].vrednost = 1050;
    break;
case 24:
    strcpy(diode[i].naziv, "L1070");
    diode[i].vrednost = 1070;
    break;
case 25:
    strcpy(diode[i].naziv, "L1200");
    diode[i].vrednost = 1200;
    break;
case 26:
    strcpy(diode[i].naziv, "L1300");
    diode[i].vrednost = 1300;
    break;
case 27:
    strcpy(diode[i].naziv, "L1450");
    diode[i].vrednost = 1450;
    break;
case 28:
    strcpy(diode[i].naziv, "L1550");
```

```

        diode[i].vrednost = 1550;
        break;
    }
}

//*****

printf("\nU kom rasponu talasnih duzina u nanometrима zelite da ispeglate
krivu?\n");
printf("Donja granica u nm: ");
scanf("%d", &dg);
printf("Gornja granica u nm: ");
scanf("%d", &gg);

printf("\nUnesi donju granicu raspona brojnih vrednosti koeficijenata: ");
scanf("%lf",&donjaG);
printf("Unesi okvirnu gornju granicu raspona brojnih vrednosti koeficijenata: ");
scanf("%lf",&gornjaG);

printf("Unesite sirinu klizaca: ");
scanf("%d", &sirinaK);
sirinaKm = sirinaK-1;
//*****

dat = fopen("TabelaRezultata.txt","w");
if (dat == NULL){
    printf("Datoteka TabelaRezultata.txt nije otvorena!\n");
    getchar();
    return 1;
}

int brojIzvršavanja = 0;

do{
    //OTVARANJE DATOTEKA ZA UPIS I CITANJE
    //

gGran = fopen("GornjaGranica.txt","w");
if (gGran == NULL){
    printf("Datoteka GornjaGranica.txt nije otvorena!\n");
    getchar();
    return 1;
}

in = fopen("Tabela.txt","r");
if (in == NULL){
    printf("Datoteka Tabela.txt nije otvorena!\n");
    getchar();
    return 1;
}

```

```
}
inExp = fopen("TabelaExp.txt","r");
if (in == NULL){
    printf("Datoteka TabelaExp.txt nije otvorena!\n");
    getchar();
    return 1;
}
out = fopen("Rezultat.txt","w");
if (out == NULL){
    printf("Datoteka Rezultat.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}
outG = fopen("Intenziteti.txt","w");
if (outG == NULL){
    printf("Datoteka Intenziteti.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outT = fopen("IntenzitetiT.txt","w");
if (outT == NULL){
    printf("Datoteka IntenzitetiT.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outIsr = fopen("Isr.txt","w");
if (outIsr == NULL){
    printf("Datoteka Isr.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outG0 = fopen("Intenziteti0.txt","w");
if (outG0 == NULL){
    printf("Datoteka Intenziteti0.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outIsr0 = fopen("Isr0.txt","w");
if (outIsr0 == NULL){
    printf("Datoteka Isr0.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outG1 = fopen("Intenziteti1.txt","w");
if (outG1 == NULL){
```

```
        printf("Datoteka Intenziteti1.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }

    outIsr1 = fopen("Isr1.txt","w");
    if (outIsr1 == NULL){
        printf("Datoteka Isr1.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }

    outG2 = fopen("Intenziteti2.txt","w");
    if (outG2 == NULL){
        printf("Datoteka Intenziteti2.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }

    outIsr2 = fopen("Isr2.txt","w");
    if (outIsr2 == NULL){
        printf("Datoteka Isr2.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }

    outG3 = fopen("Intenziteti3.txt","w");
    if (outG3 == NULL){
        printf("Datoteka Intenziteti3.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }

    outIsr3 = fopen("Isr3.txt","w");
    if (outIsr3 == NULL){
        printf("Datoteka Isr3.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }

    outG4 = fopen("Intenziteti4.txt","w");
    if (outG4 == NULL){
        printf("Datoteka Intenziteti4.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }

    outIsr4 = fopen("Isr4.txt","w");
    if (outIsr4 == NULL){
        printf("Datoteka Isr4.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }
```

```
}

outG5 = fopen("Intenziteti5.txt","w");
if (outG5 == NULL){
    printf("Datoteka Intenziteti5.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outIsr5 = fopen("Isr5.txt","w");
if (outIsr5 == NULL){
    printf("Datoteka Isr5.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outG6 = fopen("Intenziteti6.txt","w");
if (outG6 == NULL){
    printf("Datoteka Intenziteti6.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outIsr6 = fopen("Isr6.txt","w");
if (outIsr6 == NULL){
    printf("Datoteka Isr6.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outG7 = fopen("Intenziteti7.txt","w");
if (outG7 == NULL){
    printf("Datoteka Intenziteti7.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outIsr7 = fopen("Isr7.txt","w");
if (outIsr7 == NULL){
    printf("Datoteka Isr7.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outDG = fopen("DonjaGornja.txt","w");
if (outDG == NULL){
    printf("Datoteka DonjaGornja.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}
```



```
outImax = fopen("MaxOdstupanje.txt","w");
if (outImax == NULL){
    printf("Datoteka MaxOdstupanje.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outImax0 = fopen("MaxOdstupanje0.txt","w");
if (outImax0 == NULL){
    printf("Datoteka MaxOdstupanje0.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outImax1 = fopen("MaxOdstupanje1.txt","w");
if (outImax1 == NULL){
    printf("Datoteka MaxOdstupanje1.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outImax2 = fopen("MaxOdstupanje2.txt","w");
if (outImax2 == NULL){
    printf("Datoteka MaxOdstupanje2.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outImax3 = fopen("MaxOdstupanje3.txt","w");
if (outImax3 == NULL){
    printf("Datoteka MaxOdstupanje3.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outImax4 = fopen("MaxOdstupanje4.txt","w");
if (outImax4 == NULL){
    printf("Datoteka MaxOdstupanje4.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outImax5 = fopen("MaxOdstupanje5.txt","w");
if (outImax5 == NULL){
    printf("Datoteka MaxOdstupanje5.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
    return 1;
}

outImax6 = fopen("MaxOdstupanje6.txt","w");
if (outImax6 == NULL){
    printf("Datoteka MaxOdstupanje6.txt nije kreirana!\n");
    getchar();
```

```

        return 1;
    }

    outImax7 = fopen("MaxOdstupanje7.txt","w");
    if (outImax7 == NULL){
        printf("Datoteka MaxOdstupanje7.txt nije kreirana!\n");
        getchar();
        return 1;
    }

    fprintf(gGran,"%f", gornjaG);

    printf("\n-----REZULTAT IZVRSAVANJA PROGRAMA -----
    -----\n\n");
    fprintf(out, "\n-----REZULTAT IZVRSAVANJA PROGRAMA -----
    -----\n\n");
    fprintf(out,"Raspon talasnih duzina za peglanje %d-%dnm\n\n", dg,gg);
    fprintf(outDG,"%d %d", dg,gg);
    fprintf(out, "Donja i gornja granica raspona koeficijenata: donjaG = %.2f,
    gornjaG = %.2f\n\n", donjaG, gornjaG);

    //generisanje i ispis matrice X
    //-----
    brvrsta = citanjeTabele(in,niz);
    brvrstaX=generisanjeMatriceX(niz,brvrsta,matricaX,dg,gg,brDioda,diodeRedni)
;
    //Ova prosirena matrica se generise radi kompletnog grafickog prikaza krive
    brvrstaXn=generisanjeMatriceX(niz,brvrsta,matricaXn,dg-
    80,gg+80,brDioda,diodeRedni);
    ispisMatrice(out, matricaX, brvrstaX, brDioda);
    //-----

    int ne = citanjeExpFunkcije(inExp,nizI,It,dg,gg);
    upisExpFunkcije(outT,nizI,dg-80,gg+80, ne);

    //-----NOVO-----
    printf("\nUnesi koeficijent beta (0<B<1):");
    scanf("%lf",&beta);

    //odredjivanje pocetnog koraka
    korak = (gornjaG-donjaG)/2;
    //-----

    //
    //-----
    ----
    //-----TRAZENJE KOEFICIJENATA PRI KOJIMA SE POSTIZE MIN
    VREDNOST StanDev/It za pocetni korak

```

```

-----
----

rezultat[0].korak = korak;

//broj razlicitih vrednosti koeficijenata
//broj =(float)(ceilf((gornjaG-donjaG)/korak + 1));

/*
//ukupan broj varijacija sa ponavljanjem od n elemenata klase r je n na r-ti
stepen
//u nasem slucaju n je (gornjaG-donjaG)/korak + 1, a r je brDioda
printf("Ukupan broj varijacija sa ponavljanjem koeficijenata sa korakom %.2f
iznosi %.0f\n", korak, pow(broj, brDioda));
printf("Uneti broj varijacija sa ponavljanjem za generisanje slucajnih vrednosti
koeficijenata:\n");
scanf("%d", &brKom);
*/

/**
int br;
int pomeraj=0;
int index;
int brIzv = (int)(ceilf((brDioda-sirinaK)/2.0 + 1)) ;//ceilf (x) najmanji ceo broj
koji nije manji od x

int ostatak = 0;
if ((brDioda-sirinaK)%2!=0){
    ostatak = 1;
}

int l = 0; //brojac za niz c u kome ce se cuvati sve dobijene vrednosti
koeficijenata

printf("\n ----- \n");
printf("\nTrazenje koeficijenata koji daju (sigma)min za korak = %.1f \n",
korak);
printf("\n ----- \n");

fprintf(out, "\n ----- \n");
fprintf(out, "\nTrazenje koeficijenata koji daju (sigma)min za korak = %.1f \n",
korak);
fprintf(out, "\n ----- \n");

//Formiranje skupa mogucih vrednosti koeficijenata za prvi korak
FormiranjeSkupaVrednosti(skup, donjaG, gornjaG);

//---POCETAK CIKLUSA POMERANJA KLIZACA
do{

```

```

        brKom = pow(broj, sirinaK);
        //brKom1 = pow(broj, sirinaKu);
        double ** nizKombinacija = (double**)
malloc(brKom*sizeof(double*));
        double * nizSD = (double*) malloc(brKom*sizeof(double));

        if (pomeraaj == 0){
            //dinamicka alokacija memorije za niz kombinacija sirinaK
koeficijenata i niz njihovih SD/Isr
            for(i=0;i<brKom;i++){

                *(nizKombinacija+i)=(double*)malloc((sirinaK)*sizeof(double));/**
                    }
                }
            else if (pomeraaj == brIzv-1 && ostatak == 1){
                for(i=0;i<brKom;i++){

                    *(nizKombinacija+i)=(double*)malloc((sirinaK+2*pomeraaj-
1)*sizeof(double));/**
                        }
                    }
                else{
                    for(i=0;i<brKom;i++){

                        *(nizKombinacija+i)=(double*)malloc((sirinaK+2*pomeraaj)*sizeof(double));/**
**
                            }

                        }

                    k=0;

                    if (pomeraaj == 1){
                        aPom[0] = aNaj[0];
                        aPom[1] = aNaj[1];
                        c[l++] = aNaj[0];
                        c[l++] = aNaj[1];
                    }
                    else{
                        for (j=0; j<pomeraaj*2;j++){
                            if(j<l)
                                aPom[j] = c[j];
                            else{
                                aPom[j] = aNaj[j];
                                c[l++] = aNaj[j];
                            }
                        }
                    }

                }

                //-----

```

```

//generisanje sirinaK koeficijenata, odnosno sirinaK-1 u poslednjem
prolasku za ostatak=1
    if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv-1)){
        MakeFirst(nizInd,sirinaKm);

    }
    else{
        MakeFirst(nizInd,sirinaK);

    }
//-----

//---POCETAK CIKLUSA ZA NALAZENJE NAJBOLJE
KOMBINACIJE KOEFICIJENATA
do{

    //pridruzivanje prethodnih najboljih elemenata novoj kombinaciji

    for (j=0; j<pomeraj*2;j++){
        *(* (nizKombinacija + k)+j) = aPom[j];

    }

    //generisanje sirinaK koeficijenata, odnosno sirinaK-1 u
poslednjem prolasku za ostatak=1
    if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv-1)){

        FormirajKoeficijente(skup, nizInd, sirinaKm, a);/**
        //ispisNizaSkupa(skup,broj);
        /*Nalazenje indeksa niza koji odgovara uslovu da je manji
od maksimuma i provera da li je veci od -1*/
        startInd = NadjiIndex(nizInd,broj-1,sirinaKm);
        if (startInd >=0)

            NapraviSledecu(nizInd,sirinaKm,startInd);//Pravljenje indeksa sledece varijacije
        }
        else{

            FormirajKoeficijente(skup, nizInd, sirinaK, a);

            //if(pomeraj == 0 && k == 0) ispisNizaSkupa(skup,broj);

            /*Nalazenje indeksa niza koji odgovara uslovu da je manji
od maksimuma i provera da li je veci od -1*/
            startInd = NadjiIndex(nizInd,broj-1,sirinaK);
            if (startInd >=0)

                NapraviSledecu(nizInd,sirinaK,startInd);//Pravljenje indeksa sledece varijacije
        }
}

```

```

//upisivanje dobijenih koeficijenata u k-tu kombinaciju
if (pomeraj == 0){
    for(j=0;j<sirinaK;j++){
        (*(nizKombinacija + k)+j) = a[j];
    }
}
//upisivanje ostalih koeficijenata u k-tu kombinaciju
else{
    if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv-1)){
        for(j=0;j<sirinaKm;j++){
            (*(nizKombinacija + k)+j+pomeraj*2) =
a[j];
            aPom[j+pomeraj*2] = a[j];
        }
    }
    else{
        for(j=0;j<sirinaK;j++){
            (*(nizKombinacija + k)+j+pomeraj*2) =
a[j];
            aPom[j+pomeraj*2] = a[j];
        }
    }
}

//generisanje podMatrice i mnozenje podMatrice i niza
koeficijenata da bi se dobili intenziteti
if (pomeraj == 0){
    pk = 0;
    kk = sirinaK;
    br = brojVrstaPodMatrice(niz,brvrsta,dg,gg,kk,diode);

    generisanjePodMatriceX(matricaX,podMatricaX,br,pk,kk);
    mnozenjeXA(podMatricaX,br,sirinaK,a,I);//****broj dioda
je sirinaK
}
else{
    if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv-1)){
        pk= 0;
        kk= sirinaK+pomeraj*2-1;
        br =
brojVrstaPodMatrice(niz,brvrsta,dg,gg,kk,diode);

        generisanjePodMatriceX(matricaX,podMatricaX,br,pk,kk);

```

```

    mnozenjeXA(podMatricaX,br,sirinaK+2*pomeraj-1,aPom,I);/**broj dioda je
sirinaK+2*pomeraj-1

```

```

    }
    else{
        pk = 0;
        kk = sirinaK+2*pomeraj;
        br =
brojVrstaPodMatrice(niz,brvrsta,dg,gg,kk,diode);

        generisanjePodMatriceX(matricaX,podMatricaX,br,pk,kk);

```

```

    mnozenjeXA(podMatricaX,br,sirinaK+2*pomeraj,aPom,I);/**broj dioda je
sirinaK+2*pomeraj
    }
}

```

```

    sd=stanDevijacija(I,It,br);
    *(nizSD +k)= sd;
    k++;
//}while(k<1000);
}while(startInd>=0);
//---KRAJ CIKLUSA ZA NALAZENJE NAJBOLJE KOMBINACIJE
KOEFIICIENATA

```

```

    brKom1 = k;
    printf("\nBroj varijacija je: %d\n",k);
    //pronalazenje najminimalnijeg odstupanja
    minDev=minVr(nizSD, brKom1, imin);

    printf("\n\nZa korak %.3f i pomeraj klizaca %d (sigma)min = %f\n",
korak, pomeraj, minDev);
    fprintf(out, "\n\nZa korak %.3f i pomeraj klizaca %d (sigma)min = %f\n",
korak, pomeraj, minDev);

```

```

    printf("Za korak %.3f i pomeraj klizaca %d koeficijenti pri kojima je
postignuto (sigma)min su:\n", korak, pomeraj);
    fprintf(out, "Za korak %.3f i pomeraj klizaca %d koeficijenti pri kojima
je postignuto (sigma)min su:\n", korak, pomeraj);

```

```

/**
//upis najboljih koeficijenata u niz aNaj
//ukupan broj koeficijenata je sirinaK+pomeraj*2
if (pomeraj == 0){
    for(j=0;j<sirinaK;j++){
        aNaj[j]=*(nizKombinacija + imin)+j);
        printf("a%d=%.3f ", j+1, aNaj[j]);
        fprintf(out, "a%d=%.3f ", j+1, aNaj[j]);
    }
}

```

```

poslednji pomeraj //upis poslednjih koeficijenata u niz c ako je pomeraj 0
if (pomeraj == brIzv - 1){
    for(j=0;j<sirinaK;j++){
        c[l++] = aNaj[j];
    }
}
else{
    if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv - 1)){
        for(j=0;j<sirinaK+pomeraj*2-1;j++){
            aNaj[j]=*(*(nizKombinacija + imin)+j);
            printf("a%d=% .2f ", j+1, aNaj[j]);
            fprintf(out,"a%d=% .2f ", j+1, aNaj[j]);
        }
        //upis poslednjih koeficijenata u niz c
        for(j=pomeraj*2;j<sirinaK+pomeraj*2-1;j++){
            c[l++] = aNaj[j];
        }
    }
    else{
        for(j=0;j<sirinaK+pomeraj*2;j++){
            aNaj[j]=*(*(nizKombinacija + imin)+j);
            printf("a%d=% .2f ", j+1, aNaj[j]);
            fprintf(out,"a%d=% .2f ", j+1, aNaj[j]);
        }
        if (pomeraj == brIzv - 1){//
            for(j=pomeraj*2;j<sirinaK+pomeraj*2;j++){
                c[l++] = aNaj[j];
            }
        }
    }
}

//dealokacija zauzete memorije
for(int i=0;i<brKom;i++)
    free(*(nizKombinacija+i));
free(nizKombinacija);
free(nizSD);
pomeraj++;

} while(pomeraj < brIzv);
//---KRAJ CIKLUSA POMERANJA KLIZACA

int h = 0;

```



```

printf("\n\nZa pocetni 0. korak %.3f koeficijenti pri kojima je postignuto
(sigma)min su:\n", korak);
fprintf(out, "\n\nZa pocetni 0. korak %.3f koeficijenti pri kojima je postignuto
(sigma)min su:\n", korak);
for(j=0;j<brDioda;j++){
    printf("a%d(%s)=%.3f ", j+1, diode[j].naziv, c[j]);
    fprintf(out, "a%d(%s)=%.3f ", j+1, diode[j].naziv, c[j]);
    matD[h][j]= c[j];
}
h++;

//generisanje intenziteta pri kojima je postignuto (sigma)min
mnozenjeXA(matricaX,brvrstaX,brDioda,c,I);
Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
//ispis ovih intenziteta
//ispisNiza(I,brvrstaX);
rezultat[0].Isr = Isr;
indexO = maxOstupanje(I,It,brvrstaX);
rezultat[0].maxOst = (abs(It[indexO]-I[indexO])/It[indexO])*100;
//min sigma je sigma za nadjene intenzitete
rezultat[0].sigmamin = stanDevijacija(I,It,brvrstaX);
rezultat[0].p = parametar(I,It,brvrstaX);

printf("\n\nZa pocetni 0. korak %.3f (sigma)min=%f, Isr =%f, ImaxOst =
%.2f%%, p =%f\n", korak, rezultat[0].sigmamin, Isr, rezultat[0].maxOst,rezultat[0].p);
fprintf(out, "\n\nZa pocetni 0. korak %.3f (sigma)min=%f, Isr =%f, ImaxOst =
%.2f%%, p =%f\n", korak, rezultat[0].sigmamin, Isr, rezultat[0].maxOst,rezultat[0].p);

//---generisanje fajlova za crtanje grafika-----
/**upis intenziteta i srednje vrednosti u fajl za crtanje grafika**
mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda,c, In);
Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
upisIntenzitetaFajl(outG, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
fprintf(outIsr, "%f", Isr);
fprintf(outImax,"%f %f", It[indexO], I[indexO]);

//-----
//-----
----
//-----TRAZENJE KOEFICIJENATA -----
-----
//-----U SVOJOJ OKOLINI SA -----
//-----
----

printf("\n ----- \n");
printf("\nTrazenje koeficijenata koji daju (sigma)min u svojoj okolini\n");
printf("\n ----- \n");

for(j=0;j<brDioda;j++){

```

```

    d[j] = c[j];
}
i=1;
do{
    //-----NOVO-----
    korak = (gornjaG-donjaG)/2*pow(beta,(i-1)*log((double)i));
    korak1 = (gornjaG-donjaG)/2*pow(beta,i*log((double)(i+1)));
    //-----

    pomeraj=0;/**
    l = 0; //brojac za niz d u kome ce se cuvati sve dobijene vrednosti
koeficijenata

    rezultat[i].korak = korak1;

    printf("\n ----- \n");
    printf("\nTrazenje koeficijenata koji daju (sigma)min za korak = %.3f
\n",korak1);
    printf("\n ----- \n");
    //---POCETAK CIKLUSA POMERANJA KLIZACA
    do{
        //ponovna alokacija memorije za novi skup kombinacija koeficijenata u
svojoj okolini
        brKom = pow(broj1, sirinaK);
        double** nizKombinacija = (double**) malloc(brKom*sizeof(double*));
        double* nizSD = (double*) malloc(brKom*sizeof(double));

        if (pomeraj == 0){
            //dinamicka alokacija memorije za niz kombinacija sirinaK
koeficijenata i niz njihovih SD/Isr
            for(j=0;j<brKom;j++){

                *(nizKombinacija+j)=(double*)malloc((sirinaK)*sizeof(double));/**
                }
            }
            else if (pomeraj == brIzv-1 && ostatak == 1){
                for(j=0;j<brKom;j++){

                    *(nizKombinacija+j)=(double*)malloc((sirinaK+2*pomeraj-
1)*sizeof(double));/**
                }
            }
            else{
                for(j=0;j<brKom;j++){

                    *(nizKombinacija+j)=(double*)malloc((sirinaK+2*pomeraj)*sizeof(long
double));/**
                }
            }
        }
    }
}

```

```

    }

    k = 0;

    if (pomeraj == 1){
        aPom[0] = aNaj[0];
        aPom[1] = aNaj[1];
        d[l++] = aNaj[0];
        d[l++] = aNaj[1];
    }
    else{
        for (j=0; j<pomeraj*2;j++){
            if(j<1)
                aPom[j] = d[j];
            else{
                aPom[j] = aNaj[j];
                d[l++] = aNaj[j];
            }
        }
    }

    //generisanje sirinaK koeficijenata, odnosno sirinaK-1 u poslednjem
    prolasku za ostatak=1
    if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv-1)){
        MakeFirst(nizInd,sirinaKm);
    }
    else{
        MakeFirst(nizInd,sirinaK);
    }

    //---POCETAK CIKLUSA ZA NALAZENJE NAJBOLJE
    KOMBINACIJE KOEFICIJENATA
    do{

        //pridruzivanje prethodni najboljih elementa novoj kombinaciji
        for (j=0; j<pomeraj*2;j++){
            (*(nizKombinacija + k)+j) = aPom[j];
        }

        //generisanje sirinaK koeficijenata, odnosno sirinaK-1 u
        poslednjem prolasku za ostatak=1
        if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv-1)){

            FormiranjeSkupaVrednostiOkoline(skupOkoline,d,sirinaKm,donjaG,gornjaG,pomeraj*2,beta,i);

            //ispisMatriceSkupa(skupOkoline,sirinaKm,broj1);

```

```

FormirajKoeficijenteOkoline(skupOkoline, nizInd,
sirinaKm, sirinaKm, a);/**

/*Nalazenje indeksa niza koji odgovara uslovu da
je manji od maksimuma i provera da li je veci od -1*/
startInd = NadjiIndex(nizInd,broj1-1,sirinaKm);
if (startInd >=0)

NapraviSledecu(nizInd,sirinaKm,startInd);//Pravljenje indeksa sledece varijacije

//trazenjeKoeficijenataSaPomerajem(d, korak, korak1,
pomeraj*2, donjaG, gornjaG, sirinaKm, a);

}
else{
//trazenje niza a u okolini niza d
//trazenjeKoeficijenataSaPomerajem(d, korak, korak1,
pomeraj*2, donjaG, gornjaG, sirinaK, a);

FormiranjeSkupaVrednostiOkoline(skupOkoline,d,sirinaK,donjaG,gornjaG,pom
eraj*2,beta,i);
//if(pomeraj == 0 && k == 0)
ispisMatriceSkupa(skupOkoline,sirinaK,broj1);
FormirajKoeficijenteOkoline(skupOkoline, nizInd,
sirinaK, sirinaK, a);/**
//if(pomeraj == 0 && k == 0)
ispisNizaKoeficijenata(a,sirinaK);
/*Nalazenje indeksa niza koji odgovara uslovu da
je manji od maksimuma i provera da li je veci od -1*/
startInd = NadjiIndex(nizInd,broj1-1,sirinaK);
if (startInd >=0){

NapraviSledecu(nizInd,sirinaK,startInd);//Pravljenje indeksa sledece varijacije
//if(pomeraj == 0 && k == 0)
ispisNizaIndeksa(nizInd,sirinaK);
}

}

//upisivanje dobijenih koeficijenata u k-tu kombinaciju
kombinaciju
if (pomeraj == 0){
for(j=0;j<sirinaK;j++){
*(*(nizKombinacija + k)+j) = a[j];
}
}
else{
if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv-1)){

```

```

                                for(j=0;j<sirinaKm;j++){
                                    (*(nizKombinacija + k)+j+pomeraj*2) =
a[j];
                                    aPom[j+pomeraj*2] = a[j];
                                }
                            }
                            else{
                                for(j=0;j<sirinaK;j++){
                                    (*(nizKombinacija + k)+j+pomeraj*2) =
a[j];
                                    aPom[j+pomeraj*2] = a[j];
                                }
                            }
                        }

//generisanje podMatrice i mnozenje podMatrice i niza
koeficijenata da bi se dobili intenziteti
        if (pomeraj == 0){
            pk = 0;
            kk = sirinaK;
            br = brojVrstaPodMatrice(niz,brvrsta,dg,gg,kk,diode);

            generisanjePodMatriceX(matricaX,podMatricaX,br,pk,kk);
            mnozenjeXA(podMatricaX,br,sirinaK,a,I);/**broj dioda
je sirinaK

        }
        else{

            if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv-1)){
                pk= 0;
                kk= sirinaK+pomeraj*2-1;
                br =
brojVrstaPodMatrice(niz,brvrsta,dg,gg,kk,diode);

                generisanjePodMatriceX(matricaX,podMatricaX,br,pk,kk);

                mnozenjeXA(podMatricaX,br,sirinaK+2*pomeraj-1,aPom,I);/**broj dioda je
sirinaK+1

            }
            else{
                pk = 0;
                kk = sirinaK+2*pomeraj;
                br =
brojVrstaPodMatrice(niz,brvrsta,dg,gg,kk,diode);

                generisanjePodMatriceX(matricaX,podMatricaX,br,pk,kk);

```

mnozenjeXA(podMatricaX,br,sirinaK+2*pomeraj,aPom,I);/**broj dioda je sirinaK+2

```

    }
}

sd=stanDevijacija(I,It,br);
*(nizSD +k)= sd;
k++;

//}while(k<1000);
}while(startInd>=0);//izmena
//---KRAJ CIKLUSA ZA NALAZENJE NAJBOLJE KOMBINACIJE
KOEFI CIJENATA

```

```

brKom1 = k;//izmena
printf("Broj varijacija je: %d\n",k);
//pronalazenje najminimalnijeg odstupanja
minDev=minVr(nizSD, brKom1, imin);
printf("\n\nZa korak %.3f i pomeraj klizaca %d (sigma)min = %f\n",
korak1, pomeraj,minDev);
printf("Za korak %.3f i pomeraj klizaca %d koeficijenti pri kojima je
postignuto (sigma)min su:\n", korak1, pomeraj);
fprintf(out, "\n\nZa korak %.3f i pomeraj klizaca %d (sigma)min =
%f\n", korak1, pomeraj,minDev);
fprintf(out, "Za korak %.3f i pomeraj klizaca %d koeficijenti pri kojima
je postignuto (sigma)min su:\n", korak1, pomeraj);

```

```

/**
//upis najboljih koeficijenata u niz aNaj
if (pomeraj == 0){
    for(j=0;j<sirinaK;j++){
        aNaj[j]=*(nizKombinacija + imin)+j);
        printf("a%d=%.3f ", j+1, aNaj[j]);
        fprintf(out,"a%d=%.3f ", j+1, aNaj[j]);
    }

//upis poslednjih koeficijenata u niz d ako je pomeraj 0
poslednji pomeraj
    if (pomeraj == brIzv - 1){
        for(j=0;j<sirinaK;j++){
            d[l++] = aNaj[j];
        }
    }
}
else{
//upis poslednjih koeficijenata u niz d
if ((ostatak == 1) && (pomeraj == brIzv - 1)){
    for(j=0;j<sirinaK+pomeraj*2-1;j++){

```

```

        aNaj[j]=*(*(nizKombinacija + imin)+j);
        printf("a%d=%f ", j+1, aNaj[j]);
        fprintf(out, "a%d=%f ", j+1, aNaj[j]);
    }
    for(j=pomeraj*2;j<sirinaK+pomeraj*2-1;j++){
        d[l++] = aNaj[j];
    }
}
else{
    for(j=0;j<sirinaK+pomeraj*2;j++){
        aNaj[j]=*(*(nizKombinacija + imin)+j);
        printf("a%d=%f ", j+1, aNaj[j]);
        fprintf(out, "a%d=%f ", j+1, aNaj[j]);
    }
    if (pomeraj == brIzv -1){//
        for(j=pomeraj*2;j<sirinaK+pomeraj*2;j++){
            d[l++] = aNaj[j];
        }
    }
}
}

//dealokacija zauzete memorije
for(int j=0;j<brKom;j++)
    free(*(nizKombinacija+j));
free(nizKombinacija);
free(nizSD);
pomeraj++;

} while(pomeraj < brIzv);
//---KRAJ CIKLUSA POMERANJA KLIZACA

printf("\n\nZa %d. korak %f koeficijenti pri kojima je postignuto (sigma)min
su:\n", i, korak1);
fprintf(out, "\n\nZa %d. korak %f koeficijenti pri kojima je postignuto
(sigma)min su:\n", i, korak1);
for(j=0;j<brDioda;j++){
    printf("a%d(%s)=%f ", j+1, diode[j].naziv, d[j]);
    fprintf(out, "a%d(%s)=%f ", j+1, diode[j].naziv, d[j]);
    matD[h][j]= d[j];
}
h++;
//generisanje intenziteta pri kojima je postignuto (sigma)min
mnozenjeXA(matricaX,brvrstaX,brDioda,d,I);
Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
//ispis ovih intenziteta
//ispisNiza(I,brvrstaX);
rezultat[i].Isr = Isr;

```

```

indexO = maxOstupanje(I,It,brvrstaX);
rezultat[i].maxOst = (abs(It[indexO]-I[indexO])/It[indexO])*100;
rezultat[i].sigmamin = stanDevijacija(I,It,brvrstaX);
rezultat[i].p = parametar(I,It,brvrstaX);

printf("\n\nZa %d. korak %.3f (sigma)min=%f, Isr=%f, ImaxOst = %.2f%%, p
=%f\n", i, korak1, rezultat[i].sigmamin, Isr, rezultat[i].maxOst, rezultat[i].p);
fprintf(out, "\n\nZa %d. korak %.3f (sigma)min=%f, Isr=%f, ImaxOst =
%.2f%%, p=%f\n", i, korak1, rezultat[i].sigmamin, Isr, rezultat[i].maxOst,
rezultat[i].p);

//----generisanje fajlova za crtanje grafika-----
/**upis intenziteta i srednje vrednosti u fajl za crtanje grafika**
//-----
/*
switch (i){
case 0:
mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda,d, In);
Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
Itsr = srVrednost(It,brvrstaX);
upisIntenzitetaFajl(outG0, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
fprintf(outIsr0, "%f", Isr);
fprintf(outImax0,"%f %f", It[indexO], I[indexO]);
break;
case 1:
mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda, d, In);
Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
Itsr = srVrednost(It,brvrstaX);
upisIntenzitetaFajl(outG1, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
fprintf(outIsr1, "%f", Isr);
fprintf(outImax1,"%f %f", It[indexO], I[indexO]);
break;
case 2:
mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda, d, In);
Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
Itsr = srVrednost(It,brvrstaX);
upisIntenzitetaFajl(outG2, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
fprintf(outIsr2, "%f", Isr);
fprintf(outImax2,"%f %f", It[indexO], I[indexO]);
break;
case 3:
mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda, d, In);
Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
Itsr = srVrednost(It,brvrstaX);
upisIntenzitetaFajl(outG3, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
fprintf(outIsr3, "%f", Isr);
fprintf(outImax3,"%f %f", It[indexO], I[indexO]);
break;
case 4:
mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda, d, In);

```



```

        Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
        Itsr = srVrednost(It,brvrstaX);
        upisIntenzitetaFajl(outG4, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
        fprintf(outIsr4, "%f", Isr);
        fprintf(outImax4, "%f %f", It[indexO], I[indexO]);
    break;
    case 5:
        mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda, d, In);
        Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
        Itsr = srVrednost(It,brvrstaX);
        upisIntenzitetaFajl(outG5, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
        fprintf(outIsr5, "%f", Isr);
        fprintf(outImax5, "%f %f", It[indexO], I[indexO]);
    break;
    case 6:
        mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda, d, In);
        Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
        Itsr = srVrednost(It,brvrstaX);
        upisIntenzitetaFajl(outG6, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
        fprintf(outIsr6, "%f", Isr);
        fprintf(outImax6, "%f %f", It[indexO], I[indexO]);
    break;
    case 7:
        mnozenjeXA(matricaXn,brvrstaXn,brDioda, d, In);
        Isr = srVrednost(I,brvrstaX);
        Itsr = srVrednost(It,brvrstaX);
        upisIntenzitetaFajl(outG7, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
        fprintf(outIsr7, "%f", Isr);
        fprintf(outImax7, "%f %f", It[indexO], I[indexO]);
    break;
}
*/
i++;
//}while(SumaRazlikaKoefSadaPre(matD,i-1,brDioda) != 0);
}while(korak1 > 0.001);

int n = i;//ukupan broj razlicitih koraka

printf("\n -----\n");
printf("\n -----Sumarna tabela rezultata-----\n");
printf("\n -----\n");
fprintf(out,
"\n*****\n");
fprintf(out, "\n      Sumarna tabela rezultata      \n");
fprintf(out,
"\n*****\n");

printf("\n      korak  (sigma)min      Isr  maxOdst(%%)      p");
printf("\n -----\n");
fprintf(out, "\n      korak  (sigma)min      Isr  maxOdst(%%)      p");

```

```

    fprintf(out, "\n-----\n");
    for (i = 0; i < n; i++) {
        printf("%15.3f%15f%15f%15.2f%15f\n", rezultat[i].korak,
rezultat[i].sigmamin, rezultat[i].Isr, rezultat[i].maxOst, rezultat[i].p);
        fprintf(out, "%15.3f%15f%15f%15.2f%15f\n", rezultat[i].korak,
rezultat[i].sigmamin, rezultat[i].Isr, rezultat[i].maxOst, rezultat[i].p);
        //upis rezultata zajedno sa nizom dobijenih koeficijenata u pojedinim
koracima

        upisRezultata(dat, rezultat[i].korak, rezultat[i].sigmamin, rezultat[i].Isr, rezultat[i].
maxOst, rezultat[i].p, i, matD, brDioda);
    }

    fprintf(out, "SirinaK = %d, beta = %.3f, %d-%dnm, granice: %.1f-%.1f\n",
sirinaK, beta, dg, gg, donjaG, gornjaG);
    fprintf(out, "Diode: ");
    for (i = 0; i < brDioda; i++) {
        fprintf(out, "%d ", diodeRedni[i]);
    }
    fprintf(out, "\n");

    fprintf(dat, "SirinaK = %d, beta = %.3f, %d-%dnm, granice: %.1f-%.1f\n",
sirinaK, beta, dg, gg, donjaG, gornjaG);
    fprintf(dat, "Diode: ");
    for (i = 0; i < brDioda; i++) {
        fprintf(dat, "%d ", diodeRedni[i]);    }
    fprintf(dat, "\n");

//----generisanje fajlova za crtanje grafika u poslednjem koraku -----
//***upis intenziteta i srednje vrednosti u fajl za crtanje grafika***
//-----

mnozenjeXA(matricaXn, brvrstaXn, brDioda, d, In);
Isr = srVrednost(I, brvrstaX);
Itsr = srVrednost(It, brvrstaX);
upisIntenzitetaFajl(outG0, brvrsta, niz, dg-80, gg+80, In);
fprintf(outIsr0, "%f", Isr);
fprintf(outImax0, "%f %f", It[indexO], I[indexO]);

brojIzvravanja++;

getchar();
getchar();

fclose(in);
fclose(gGran);
fclose(out);
fclose(outT);
fclose(outG);

```

```
fclose(outIsr);
fclose(outG0);
fclose(outIsr0);
fclose(outImax0);
fclose(outG1);
fclose(outIsr1);
fclose(outImax1);
fclose(outG2);
fclose(outIsr2);
fclose(outImax2);
fclose(outG3);
fclose(outIsr3);
fclose(outImax3);
fclose(outG4);
fclose(outIsr4);
fclose(outImax4);
fclose(outG5);
fclose(outIsr5);
fclose(outImax5);
fclose(outG6);
fclose(outIsr6);
fclose(outImax6);
fclose(outG7);
fclose(outIsr7);
fclose(outImax7);
} while(brojIzvravanja<1);

return 0;

}
```

10.4. Greška temperature merene termoparom

U idealnom slučaju temperatura koju će izmeriti termopar, po uspostavljanju temperaturne ravnoteže zavisi pretežno od prenosa toplote koji se odigrava konvekcijom, odnosno prenosom toplote. Međutim, u realnim okruženjima kakva su zidovi ložišta kotla u kojima se nalazi ugrađeni termoparovi, temperatura koju će beležiti instrumenti potiče ne samo od procesa prenošenja toplote, već i od zračenja koje se prima/predaje sa lokalnim okruženjem. To se pre svega odnosi na primljenu količinu toplote nastale zračenjem od strane zidova, plamena, i gasova koji nastaju kao proizvod procesa sagorevanja uglja. Kao rezultat toga, u spoju žice unutar termopara će se javiti razlika potencijala čija će vrednost u milivoltima biti nešto viša, nego u slučaju kada doprinos izmerene temperature zavisi samo od prenosa toplote nastale konvekcijom.

To za posledicu ima pojavu greške pri merenju realne (stvarne) temperature, zbog čega je u našem slučaju lokalna izmerena temperatura u graničnim segmentima (prvom i poslednjem) znatno viša od stvarne.

Po uspostavljanju toplotne ravnoteže, procena greške pri merenju temperature pomoću termopara se može izvesti polazeći od osnovne relacije prenosa toplote [215]:

$$\dot{q} = \dot{q}_{Provo} + \dot{q}_{Zrače} + \dot{q}_{Prenoš} , \quad (10.7)$$

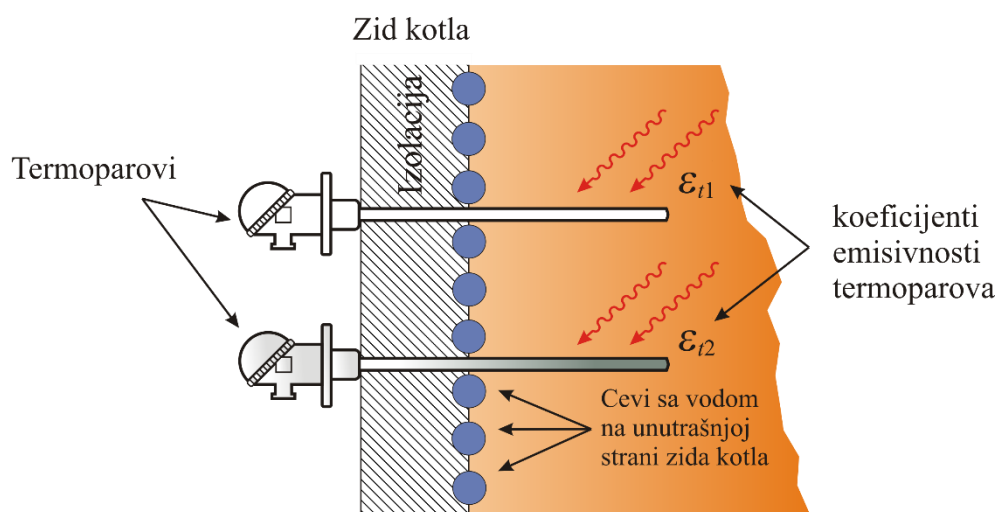
gde \dot{q}_{Provo} predstavlja brzinu promene toplote koja se prenosi provođenjem do termopara ili od njega, $\dot{q}_{Zrače}$ predstavlja brzinu promene toplote razmenjenu zračenjem, a $\dot{q}_{Prenoš}$ se odnosi na toplotu koju termopar dobija prenosom toplote od strane gasa iz okruženja. Poslednji član u jednačini (10.7) se može zanemariti, s obzirom da je njegov doprinos u ukupnoj brzini promene unutrašnje energije spoja termopara (\dot{q}) mnogo manji od prva dva člana [216].

Brzina razmene toplote termopara koji nastaje kao posledica provođenja toplote, može se predstaviti izrazom:

$$\dot{q}_{Provo} = \pi \cdot \frac{Nu}{R_t} \cdot k_g \cdot (T_g - T_t) R_t = \pi \cdot Nu \cdot k_g \cdot (T_g - T_t) , \quad (10.8)$$

gde Nu je Nusselt-ov broj čija se vrednost može izračunati poznavanjem osnovnih karakteristika termopara, konfiguracije i R_t prečnika žice [217,218]; k_g predstavlja toplotnu povodljivost gasa; T_g je temperatura gasa, a T_t je temperatura žice termopara koja zapravo i predstavlja njegovu očitano temperaturu.

Koliki je doprinos drugog člana u jednačini (10.7) u velikoj meri zavisi i od koeficijenta emisivnosti materijala od kojeg su termopar i njegovo kućište izrađeni. Doprinos greške merenja koja potiče od ovog člana najlakše se može odrediti eksperimentalnim putem. U trenutku ubacivanja termopara u ložište kotla njegova emisivnost je veoma mala i leži u intervalu $\varepsilon_{t1} \approx 0,1-0,2$. Međutim, tokom vremena njegova emisivnost raste usled uslova koji vladaju u unutrašnjosti kotla (nakupljanja čađi i gareži) na vrednosti koje se kreću u intervalu $\varepsilon_{t2} \approx 0,8-0,9$. Postavljanjem novog termopara sa niskim koeficijentom emisivnosti uporedo pored termopara čija se emisivnost unutar ložišta kotla povećala, moguće je direktno dati procenu vrednosti greške izmerene temperature koja nastaje kao posledica razmene toplote nastale zračenjem (slika 10.1).



Slika 10.1. Termoparovi sa različitim koeficijentima emisivnosti na osnovu kojih je moguće proceniti doprinos greške pri merenju temperature u unutrašnjosti ložišta kotla nastale zračenjem.

Pod pretpostavkom da se termopar nalazi u termodinamičkoj ravnoteži sa okruženjem u kojem se nalazi, brzina razmene toplote koja se odnosi na prenos toplote zračenjem, može se predstaviti sa [219]:

$$\dot{q}_{Zrače} = \sigma \cdot \varepsilon_t \cdot \pi \cdot R_t \cdot \left[\sum \varepsilon_{z,i} \cdot F_{z-t,i} \cdot (1 - \alpha_a) \cdot T_{z,i}^4 + \varepsilon_g \cdot T_g^4 - T_t^4 + \varepsilon_p \cdot F_{p-t} \cdot T_p^4 \right], \quad (10.9)$$

gde je σ Štefan-Bolcmanova konstanta; ε_t , $\varepsilon_{z,i}$, ε_g i ε_p predstavljaju emisivnosti termopara i -tog elementa zida, gasa i plamena; $F_{z-t,i}$ i F_{p-t} su konfiguracioni faktori koji se odnose na i -ti element zid-termopar i plamen-termopar; $T_{z,i}$ i T_p su temperature i -tog elementa zida i plamena; α_a označava apsorpciju gasa koja je sa koeficijentom prigušenja α i koeficijentom rasejanja α_r povezana preko relacije:

$$\alpha = \alpha_a + \alpha_r . \quad (10.10)$$

Prvi član u jednačini (10.9) se odnosi na toplotu koju termopar dobije od zida ložišta, drugi član se odnosi na toplotu dobijenu od strane gasa. Treći član se odnosi na toplotu koju termopar emituje zračenjem, a poslednji član predstavlja toplotu dobijenu zračenjem od strane plamena.

Brzina promene unutrašnje energije termopara može napisati u obliku:

$$\dot{q} = \frac{\pi}{4} \cdot \rho_t \cdot C_t \cdot R_t^2 \cdot \frac{dT_t}{dt} , \quad (10.11)$$

gde je ρ_t gustina žice termopara, a C_t njen specifični toplotni kapacitet. Imajući u vidu da će u stanju toplotne ravnoteže izraz (10.11) biti jednak nuli, zamenom jednačina (10.8), (10.9) i (10.11) u izraz (10.7) dobija se:

$$0 = \sum \varepsilon_{z,i} \cdot F_{z-t,i} \cdot (1 - \alpha_a) \cdot T_{z,i}^4 + \varepsilon_g \cdot T_g^4 - T_t^4 + \varepsilon_p \cdot F_{p-t} \cdot T_p^4 + \frac{Nu \cdot k_g \cdot (T_g - T_t)}{\sigma \cdot \varepsilon_t \cdot R_t} . \quad (10.12)$$

Odnosno, uzimajući pretpostavku da je $T_g - T_t \ll T_g$ i da se $T_g^4 - T_t^4$ može napisati u obliku $4T_g^3(T_g - T_t)$, dobija se da se razlika između stvarne temperature gasa i temperature izmerene pomoću termopara može predstaviti pomoću izraza [216]:

$$\Delta T = |T_g - T_t| = \left| \frac{(1 - \varepsilon_g) \cdot T_g^4 - \left[\sum \varepsilon_{z,i} \cdot F_{z-t,i} \cdot (1 - \alpha_a) \cdot T_{z,i}^4 + \varepsilon_p \cdot F_{p-t} \cdot T_p^4 \right]}{4T_g^3 + \frac{Nu \cdot k_g}{\sigma \cdot \varepsilon_t \cdot R_t}} \right| . \quad (10.13)$$

Za razliku od nekih manjih ložišta gde je moguće napraviti određenu vrstu usisne grane u kojoj bi se nalazio termopar i koja bi služila kao neka vrsta zaštite od direktnog zračenja, u kotlovima termoelektrana to je tehnički dosta složenije izvesti. Iz tog

razloga, proračun greške pri merenju temperature pomoću termopara je jako važan kako bi se mogla što bolje proceniti njena stvarna vrednost u graničnim segmentima kotla.

Prilikom merenja koja smo mi vršili ustanovljeno je da greška pri merenju temperature koja je nastala kao posledica zračenja varira u zavisnosti od režima rada (snage kotla), kao i kvaliteta uglja, pa se kreće u rasponu od 80 °C - 200 °C.

11. Biografija autora

1. OSNOVNI BIOGRAFSKI PODACI

Kandidat Luković Milentije rođen je 23. novembra 1975. godine u Čačku, Republika Srbija. Osnovnu školu i Gimnaziju završio je u Čačku, kao odličan učenik. Više puta je učestvovao na opštinskim, regionalnim i republičkim takmičenjima iz matematike, fizike i hemije, na kojima je ostvario zapažene rezultate. Diplomirao je na Fizičkom fakultetu u Beogradu na smeru Teorijska i eksperimentalna fizika 2007 godine sa prosečnom ocenom u toku studija 8.41, čime je stekao zvanje diplomirani fizičar. Diplomski rad na temu: „Koeficijenti brzine pobuđivanja $a^3\Pi$ elektronskog stanja molekula CO“ iz oblasti fizike molekula pod mentorstvom dr Gorana Poparića, vanr. prof. odbranio je jula 2007. godine sa ocenom deset (10).

Od 2007. do 2014. je radio kao profesor fizike u više srednjih i osnovnih škola. Od 2013. godine do danas angažovan je kao mentor polaznicima Regionalnog centra za talente u Čačku, za predmet Fizika. Polaznici ovoga centra su pod njegovim mentorstvom postigli izuzetne rezultate. Od 2014-2016 godine bio je predsednik Podružnice Društva fizičara Srbije Moravičkog okruga.

Od oktobra 2014. godine pa do danas zaposen je na Fakultetu tehničkih nauka u Čačku na predmetima Fizika 1, Fizika 2 i Računarsko modelovanje fizičkih pojava, u zvanju asistenta za užu naučnu oblast Primenjena fizika na Katedri za Fiziku i materijale. Oblasti njegovog dosadašnjeg naučno-istraživačkog interesovanja i rada obuhvataju različita poglavlja primenjene fizike, simulacije zračenja apsolutno crnog tela i različitih svetlosnih izvora, Monte Karlo metode, fizike materijala, plazma-elektorilitčke oksidacije i oblasti obrazovanja.

Živi i radi u Čačku. Oženjen je i otac troje dece.

2. SPISAK OBJAVLJENIH RADOVA

[M22] **Milentije Lukovic**, Milos Vivic, Zoran Popovic, Ljubisa Zekovic, Becko Kasalica, Ivan Belca, „*Two-color pyrometer-based method for measuring temperature profiles and attenuation coefficients in a coal power plant*”, Combustion Science and Technology, Volume 190, Issue 11, pages 2018-2029, 2018, ISSN: 0010-2202, DOI:10.1080/00102202.2018.1481401.

[M22] **M. Lukovic**, V. Lukovic, I. Belca, B. Kasalica, I. Stanimirovic, and M. Vivic, „*LED-based Vis-NIR spectrally tunable light source - the optimization algorithm*”, Journal of the European Optical Society-Rapid Publications, vol. 12, pp. 1-19, 2016, ISSN 1990-2573, Doi 10.1186/s41476-016-0021-9, UDC: 535:(004+51-7).

[M33] **Milentije Lukovic**, Aleksandra Kalezić-Glišović, Borivoje Nedeljković, Sanja Antić, „*A tomographic method for determining the distance between standing wave anti-nodes and the frequency of electromagnetic radiation inside a microwave oven*”, Technics and Informatics in Education 7th International Conference, pp. 334-339, Faculty of Technical Sciences, Čačak, Serbia, 25-27th May 2018, ISBN: 978-86-7776-226-1, UDC: 530.1:004.42.

[M33] **Milentije Lukovic**, Sanja Antic, Vanja Lukovic: „*Simple electrical circuit to light up a gas discharge lamp*”, Technics and Informatics in Education 6th International Conference, pp. 57-62, Faculty of Technical Sciences, Čačak, Serbia, 28-29th May 2016, ISBN 978-86-7776-192-9, UDC: 621.326.71:621.39]:371.38.

[M33] Sanja Antic, Miroslav Bjekic, Milos Bozic, **Milentije Lukovic**: „*Torsional Resonance Compensation in an Electro-Mechanical System*”, Proceedings of 3rd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering IcETRAN 2016, pp. AUI2.6.1-6, Zlatibor, Serbia, 13-16th June 2016, ISBN 978-86-7466-618-0, UDC: 621.

[M63] **Milentije Luković**, Ivan Belča, Vanja Luković, Milos Vicić: „*Metoda dobijanja ciljane spektralne raspodele svetlosnog zračenja iz višestrukih svetlosnih izvora*“, 21st Conference and Exhibition YU INFO 2016, Kopaonik, 28. februar - 02. mart 2016, str. 179-184, ISBN 978-86-85525-17-9.

[M63] **Milentije Luković**, Vanja Luković, Ivan Stanimirović, Ivan Belča, Bećko Kasalica: „*Analiza opadajućih i periodično opadajućih funkcija u cilju optimizacije zračenja LED dioda na bazi GaAs, InGaAs i AlGaAs*“, 59. ETRAN konferencija, Sekcija za nove materijale, Zbornik radova na CD-u, Srebrno jezero, 8-11. jun 2015, str.NM1.6.1-6, ISBN 978-86-80509-71-6.

[M63] Borivoje Nedeljković, Nebojša Mitrović, Vladimir Pavlović, Marko Popović, **Milentije Luković**, Slobodan Djukić, Herbert Danninger: „*Karakterizacija FeCoV legure dobijene tehnologijom brizganja kompozita praha sa rastopljenim vezivom*“, 59. ETRAN konferencija, Sekcija za nove materijale, Zbornik radova na CD-u, Srebrno jezero, 8-11. jun 2015, str.NM1.4.1-6, ISBN 978-86-80509-71-6.

[M63] **Milentije Luković**, Ivan Belča, Vanja Luković, Bećko Kasalica: „*Algoritamsko rešenje optimizacije kalibracionog izvora za luminescentna merenja na tankim oksidnim slojevima*“, 58. ETRAN konferencija, Sekcija za nove materijale, Zbornik radova na CD-u, Vrnjačka banja, 2-5. jun 2014, str.NM1.3.1-6, ISBN 978-86-80509-70-9.

[M63] Bratislav Čukić, Nebojša Mitrović, Nebojša Labus, Borivoje Nedeljković, Marko Popović, **Milentije Luković**, Mihai Stoica: „*Korelacija procesa kristalizacije i termičkog širenja amorfnе masivne metalne legure FeCrMoGaPCB*“, 58. ETRAN konferencija, Sekcija za nove materijale, Zbornik radova na CD-u, Vrnjačka banja, 2-5. jun 2014, str.NM1.4.1-6, ISBN 978-86-80509-70-9.

[M63] Mirko Tadić, **Milentije Luković**, Ivan Belča, Bećko Kasalica, Stevan Stojadinović: „*Plazma elektrolitička oksidacija aluminijuma u vodenom rastvoru amonijum tartarata i magnezijum oksida*“, 57. ETRAN konferencija, Zlatibor, 3-6. jun 2013, str.NM1.2.1-6, ISBN 978-86-80509-68-6.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Милентије Луковић

број уписа _____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

ЕМИСИОНА ЈЕДНОДИМЕНЗИОНА ТОМОГРАФИЈА ТЕМПЕРАТУРНОГ
ПРОФИЛА У ЛОЖИШТУ КОТЛА ТЕРМОЕЛЕКТРАНЕ КОРИШЋЕЊЕМ
РАДИЈАЦИОНЕ ПИРОМЕТРИЈЕ

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, _____

Луковић Милентије

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Милентије Луковић

Број уписа _____

Студијски програм Физика

Наслов рада : „ЕМИСИОНА ЈЕДНОДИМЕНЗИОНА ТОМОГРАФИЈА
ТЕМПЕРАТУРНОГ ПРОФИЛА У ЛОЖИШТУ КОТЛА ТЕРМОЕЛЕКТРАНЕ
КОРИШЋЕЊЕМ РАДИЈАЦИОНЕ ПИРОМЕТРИЈЕ“

Ментор проф. Иван Белча

Потписани Милентије Луковић

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, _____

Луковић Милентије

Прилог 3:

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

**„Емисиона једнодимензиона томографија температурног профила у
ложишту котла термоелектране коришћењем радијационе приомерије“**

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду и доступну у отвореном приступу могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство – некомерцијално
- 3. Ауторство – некомерцијално – без прерада**
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прерада
6. Ауторство – делити под истим условима

Потпис докторанда

У Београду, _____

Луковић Милентије

1. Ауторство. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство – некомерцијално – без прерада. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прерада. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.