ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

3350 86

**ZBIGNIEW RUDNICKI** 

ANALIZA RADIACYJNEGO PRZEPŁYWU ENERGII W KOMORZE WYPEŁNIONEJ NIEIZOTERMICZNYM GAZEM, PRZY WYKORZYSTANIU STOSUNKÓW OPROMIENIOWANIA OBLICZANYCH METODĄ MONTE CARLO

# ENERGETYKA

Z. 95 GLIWICE 1986

# POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 890

MLYDDIACUS MT

350

ZBIGNIEW RUDNICKI

P.3

GII W KOMORZE WYPEŁNIONEJ NIEIZOTER-MICZNYM GAZEM, PRZY WYKORZYSTANIU STOSUNKÓW OPROMIENIOWANIA OBLICZA-NYCH METODĄ MONTE CARLO

GLIWICE 1986

source of the local division of the local di

# OPINIODAWCY:

Prof. zw. dr inż. Jan Szargut Prof. dr hab. inż. Zygmunt Kolenda

# KOLEGIUM REDAKCYJNE

REDAKTOR NACZELNY		Prof. dr hab. inż. Wiesław Gabzdyl
REDAKTOR DZIAŁU	-	Doc. dr hab. inż. Gerard Kosman
SEKRETARZ REDAKCJI	-	Mgr Elżbieta Stinzing
CZŁONKOWIE KOLEGIUM	-	Prof. dr hab. inż. Adolf Macieiny
		Prof. dr inż. Stanisław Malzacher

- Prof. dr hab. inż. Bronisław Skinderowicz

OPRACOWANIE REDAKCYJNE Mgr Kazimiera Rymarz NYCH METODA MONTE CARLO

> Wydano za zgodą Rektora Politechniki Śląskiej

> > PL ISSN 0372-9508

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej ul. Kujawska 3, 44-100 Gliwice

Papier offset. kl. III. 70x100,78g Nakl. 160-85 Ark. wyd. 10,5 Ark. druk. 975 Oddano do druku 16.07.86 Podpis.do druku 1.09.86 Druk ukończ. we wrześniu 1986 Zam. 696 86 O-24 Cena zł 158,-

Skład, fotokopie, druk i oprawe

wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

LEAST STRATEGY CONTRACTOR STRATEGY CONT SPIS TREŜCI

0....

	ALCONTRACTOR AND A CONTRACTOR AND A CONTRACTOR OF A CONTRACT OF A CONTRA	otre
We	tçp	9
Sp	is oznaczeń stosowanych w pracy	11
1.	WPROWADZENIE	17
	1.1. Metoda równań całkowych	17
	1.2. Matoda powierzchni wyniany bezpośredniej i powierzchni	
	wymieny całkowitej	20
	1.3. Klasyczna metoda Monte Carlo	21
	1.4. Metoda stosunków opromieniowania	22
	1.5. Inna metody analizy radiacyjnego przepływu energii	23
2.	CEL PRACY	24
3.	ZAŁOŻENIA PRZYDĘTE W PRACY	25
4.	ZASTOSOWANIE PASMOWEGO MODELU EDWARDSA - BALAKRISHNANA	
0.5	W METODZIE MONTE CARLO	28
	4.1. Modele gazu stosomane w metodzie Monte Carlo	28
	4.2. Weryfikacja pssmowego modelu EDWARDSA - BALAKRISHNANA z denymi HOTTELA	29
5.	OPIS ZMODYFIKGWANEJ PROCEDURY PROBABILISTYCZNEJ MODELOWANIA PROMIENICWANIA CIEPLNEGO	32
6.	DOBÔR LICZBY PORCJI ENERGII EMITOWANYCH Z ELEMENTÔW UKŁADU W EKSPERYHENCIE MONTE CARLO	37
	6.1. Założenia	37
	6.2. Speadb opracowania wyników eksperymentów probabilistycz- nych	37
	6.3. Krytarium doboru liczby porcji emitowanych z elementów układu	40
	6.4. Badanie wpływu charakterystycznych parametrów układu na dobór liczby emitowanych porcii	42
	6.4.1. Wpływ gestości optycznał ośrodka	. 43
10	6.4.2. Wpływ geometrycznych rozmiarów ukłedu	48
	6.4.3. Wpływ temperatury	52
	6.4.4. Wpływ emisyjności ścian ograniczających układ	55
	6.5. Wnioski	õõ
7.	ANALIZA MODELI GAZÓW PROMIENIUJACYCH	61
	7.1. Założenia	61
	Total Builder Barriel States in construction of the second states and the second states	

Talaita Repairs women and a construction opposition of the

|--|

|--|

	7.2. Modele pasmowe	61
	7.2.1. Model peam szarych	62
	7.2.2. Model pasm czarnych	65
	7.3. Modele niepasmowe	67
	7.3.1. Model gazu szarego	67
	7.3 Model gazu nieszarego HOTTELA	68
	7.3.3. Model gazu o własnościach radiacyjnych uśrednionych za pomoca widma emitera	69
	7.4. Porównanie wyników obliczeń otrzymanych za pomoca modeli	0.5
	pasmowych i niepasmowych	73
10	7.5. Zależność stosunków opromianiowania od zalecanych transmi- syjności pasm	79
	7.6. Wpływ pasm "słabych" na wartości stosunków opromieniowania	84
8.	WSPÓŁZALEŻNOŚĆ MODELU PASMOWEGO I MODELU GAZU O WŁASNO <sup>4</sup> CIACH RADIACYJNYCH UŚREDNIONYCH ZA POMOCĄ WIDNA EMITERA	86
	8.1. Układ izotermicznej bryły gazowej otoczonej izotermiczna	
25	ścianą szarą	- 63
	8.2. Układ izotermicznej bryły gazowaj otoczonej zespołem izo- termicznych ścian szarych	88
	8.3. Układ nieizptermicznej bryły pazowej ctoczonej zespołam	00
24	izotermicznych ścian	90
9.	EFEKTYWNA METODA WYZNACZANIA STOSUNKÓW OPROMIENICHANIA	160
	9.1. Obliczanie stosunków opromieniowania całkowitego za pomocą	
11	stosunkow opromieniowania bezposredniego – metodz pier- wezego przejście	100
	9.1.1. Przypadek gazu szarego	101
	9.1.2. Przypadek pasmowej struktury gazu	108
	9.1.3. Analiza wyników obliczeń	114
10	3.2. Zależność stosunków opromieniowania od pola temperatury	440
		110
37	9.2.1. wpryw temperatory na radracyjne wraschword yazu	110
12	Wania	123
	9.2.3. Wnioski	126
10.	POSUMOWANTE REZULTATOW PRACY	127
LIT	RATURA	133
STR	SZCZENIA	138
Dec	tel 6 Zaletzeási ebezeltezyetyezzyet pozozetzáw poczewege	
Doc	modelu EDWARDSA - BALAKRISHNANA od temperatury	144
Doc	tek 2. Porównanie emisyjności CO <sub>2</sub> i H <sub>2</sub> O obliczonych za pomocę	
	pasmowego modelu EDWARDSA - BALAKRISHNANA z danymi	. 40
	HUTTELA	149
Doc	atek 3. Równania torów porcji w cylindrycznym układzie współ-	157
	rzęunych	100

	1	
	The Burnets angula this concentration when an and a first state	
	OC FORMATION	
	CONSTRAINE	
	to the second	
	Take Consummer purphetation provide a second structure and an an and an an an and an	Стр.
5	T.S. Danker mooth maniformer on playmouth on periodentary	0
BC:	тупление	a
Cm	исок обозначений	11
1.	ведение	17
	1.1. Метод интегральных уравнений	17
	1.2. Метод поверхности непосредственного обмена и поверхности	00
	полного обмена Констриктион составляется в составляется в составляется составляется в составляется состав	20
	1.3. Классический метод монте-карло	20
		23
	1.0. AFTINE METODE ARAANSA PARAGANONNOTO TELMOODECHA	20
2.	цель работы	24
3.	предположени. принятые в работе	25
A	ПРИЧЕНИЕ ПОЛОСОВОЙ МОЛЕЛИ ЭЛВАРИСА-БАЛАКРИШНАНА В МЕТСЛЕ МОНТЕ-	
	КАРЛО	28
	4.1. Модели газа применяемые в методе Монте-Карло	28
	4.2. Опенивание полосовой модели БДВАРДСА-БАЛАКРИЕНАНА с данными ХОЛТЕЛА	29
5.	описание ислифсинированной вероятисстной прожедури моделирования теплового издучения	32
6.	польор числа порых, энергии эмиттированных с элементов системы	
	В ЭКСПЕРИМЕНТЕ МОНТЕ-КАРЛО	37
	6.1. Предподсжения	37
	6.2. Метод обработки результатов версятностного эксперимента	37
	6.3. Критерий выбора числа порший эмиттированных из элементов	40
	6.4. Исстевовачие влияния нарактеристических нараметров системы на	
	выбор числа эмиттированных пориля	42
	6,4,1. Илияние плотности оптической среды	43
	6.4.2. Влияние геометрических размеров системы	48
	6.4.3. Влияние температуры	52
	6.4.4. Ллияние стемени герноты стен ограничивающих систему	55
	6.5. Виводы	00
7.	анализ моделей излучанена газов	61
	7.1. Предположения	61
	7.2. Полосовые модели	61
	7.2.1. Жодель серых полос	62
	7.2.2. Модель чёрных полос	65

Стр.	

	7.3.	Неполо	COBHE I	одели							67
		7.3.1.	Модель	cepord	rasi						57
		7.3.2.	Модель	незэро	ого газа	a XOTTE	A				66
		7.3.3.	Могель	rasa c	равна	th ohi Per	и свой	CIPCAME	осреднё	нных	
			CNERT	OM OM .	тера.		* * * * * *			*******	69
	7.4.	Сравне	низ рел	JILTATC	в расчі	ёта под	ученны	х при п	омощи п	OTOCOPHX	72
	7.5.	Sapre /	KOCTL	* nade ar	ACH OR	06 11 1 10	NFC CT	DOXONE	HTVPUUT		10
		процус	катель	HX CICC	OGHOCT	ей поло	C	******			79
	7.6.	Влеяни	е псла	бых" по	La SOL	звачен	ая коэ	ффициен	гов обл	учения	84
8.	ВЗАИМ	LOSABHC	NIOCTE ORCTBAM	NOJOCOB N JOPER	CAN HI	Enoloco Chektp	BOZ MO. CM BALA	IESZ PA PIEPA	SA C PA	диа-	86
	8.1.		а изоте	рмическ	oro ras	BOBOTO S	rexa.	OKTVZCH	LAR N30	герми-	
		ACCROS	cepod	стенкой				******			86
	8.2.	Спотем изотер	а изоте мически	рыплеск х серых	ого газ	BOBORO	rexa,	скружен •••••	ная сис	темоў	88
	8.3.	Слотем	а неизо	т рмиче	CKOFO	rasebor	o Texa	окруже	нная си	CTEMON	00
		изотер	n de c ka	I CIERO	K					*******	90
9.	0DØEH	(THBHP)	METOA	определ	ения ко	) 3 d d n tin	EHTOB (	OEDVIFIE	EH		100
	9.1.	Parver	OTFORE	ний пол	HOTO OC	блучени.	я при	покоци	отношен	нŻ	100
1.1	1000	Henocp	алина н	4010 00	MY GERH	- mero,	д перь	01.0 π50	rolta ee	*******	100
		7.1.1.	Cay ten	ceporo	I'dad a						101
	444	J. 1 2	Cay yax	HOROCO	BOA Cr	руктуры	. 838				100
	00	LAL, U.	ARGINS	pesyan opédaru	AUTOR (	Acvera					114
	3040	метрич	еских э	AGMONT O	B		HE OT 1	ноля тел	ane pary		113
		9.2.1.	Влиян	з темпе	ратуры	на рад	Ia de ohi	ные сво	астве га	ase	118
		9.2.2.	06pa6o	тка рез	ультато	ов расч	era ko	зф, ище:	нт св об.	лучения	123
		9.2.3.	BESOIN								125
10	WPOT	H DARO	PL							I TOWNER	197
10	HI OI	I FADU								*******	121
TIN	"ЕРАТУ	PA									133
00	ה אמיקז	nuq		N 108 13						22 August	130
0.0,	dist's det										100
До	бавлен	ше 1.	Зависим модели	ости ха ЗДВАРДС	partepa A-BAJila	истичес. Сришнан.	KHX HAJ	ра :e" рон гемпера:	гуры	CBOZ	144
In	бавлен	не 2. (	Сравлен	ие степ	ени чст	TOTH (	00. H H	E O BER	CACE INC	х пр	
	11.1		IOMOQU :	полосор	оч иоде	эле ЗДВ.	APACA-I	БАЛАКРИ	HAHA	с Данны-	149
To	бавлен	ие 3. 3	равнени	ия трае:	кторий	порик,	в цил	ндгиче	с ой си	теме	155
-		-									
											277
21.11	Park a	1		10.00	1924241	N. COMM	Yearpa	(*** (HIN)		Take High	
-		1.10040	444.44								
						14-1 000	- 0 XM	10.4100			
					******	* 09100	Riving.	the sheet	AN - Tak	1.5	

	T.L.L. & such a great and seven he had a state	
	CONTENTS	
	Fully, A model of one instrumentaries properties averaged	
	anteresterioristicities withe to writebal a we	
	T.4. Competians at results of souppliation ablained using have	age
Pr	6face	9
Sy	mbols	11
1.	INTRODUCTION	17
	1.1. A method of integral equations	17
	1.2. A method of direct exchange area and total exchange area	20
	1.3. Classic Monte Carlo method	21
	1.4. Irradiation factors method	22
	1.5, Other methods of radiant energy transfer analysis	23
2.	THE OBJECTIVE	24
		25
3.	ASSUMPTIONS	
4.	APPLICATION OF EDWARDS - BALAKRISHNAN'S BAND MODEL IN THE MONTE	28
	4 1 Gas models us d in the Monte Carlo method	28
	4.2. Verification of ECWARDS - BALAKRISHNAN's band model using	
	HOTTEL's data	29
5.	DESCRIPTION OF MODIFIED PROBABILISTIC PROCEDURE OF HEAT RADIA-	
	TION MODELING	32
6.	CHOICE OF A NUMBER OF BANDLES OF ENERGY EMITTED FROM ELEMENTS	
	OF THE SYSTEM IN THE MONTE CARLO EXPERIME'T	3/
	6.1. Assumptions	37
	6.2. A way of results elaboration of probabilistic experiments	3/
	F.3. A criterion to choose a number of bundles emitted from alements of the system	40
	6.4. Investigation of characteristic parameters influence upon	
	a choice of a number of emitted bundlas	42
	5.4.1. Influence of optical density of edium	45
	6.4.2. Influence of neometrical dimensions of the system	40
	6.4.3. Influence of temperature	55
	6.4.4. Influence of emissivity of bounding wells	60
	6,5, Conclusions	
7.	ANALYSIS OF RADIATIVE GASES MODELS	6.
	7.1. Assumptions	0.
	7.2. Band models	62
	7.2.1. A model of grey bands	65
	7.2.2. A model of black bands	05

Стр.

	7.3.	Непол	OCOBHE MO	одели						61
		7.3.1	. Модель	ceporo ra	as:					51
		7.3.2	. Модель	несорого	rasa X	OTTEJA .				68
		7.3.3	. Могель	таза с ра	адна цио	на ими се	OZCIPAN	и осред	нённых	
			спектро	M SN .Te:	pa		******	******	* * * * * * * *	•• 65
	7.4.	Сравно г неп	ениз ресу одосовых	иргатся р моделей .	pacyë-a	подучен	ных при	помоще	подесаса	•• 73
	7.5.	Завис пропу	шость в скательны	созффициен Способн	новобл ностей 1	тучения полос	ст реко	мендуем	5DX	79
	7.6.	Влиян	не пслас	ых" полос	о га зна	ченая к	03¢фа пя	CHTOB C	блучения	84
8.	ВЗАИМ ПИСНН	OSABKO	CHIOCTE I BOACTBAMN	OTOCOBCA	N HEIIOJ	IOCOBOŻ EKTPCM 3	MOJEJU MAPTEPA	ГАЗА С	РАДИА-	86
	8.1.	LCTEN HECKO	на изотер к серой с	мического тенкой			, OKĘYX	енная и	зотерии-	66
	8.2.	Систен взотеј	ма изотер ркических	мического серых сл	C FASOBO	Dro Texa	, скруж	енная с	нстемой	86
	8.3.	Crete: usorej	на неизот ринческих	рмическо стенок	Dro Fase	BOTO Te	ха окру	Уенная •••••	системой	90
9.	JODEK!	тивны	метод с	пределени	ия коэфа	C THENLING	B OEID'Y	FIHE		100
	9.1. 1	Расчёт непост	отгошен редс. всни	ий полнот	со облуч непя - в	иения пр иетод пе	н помоц рвого п	и отнош грохода	енн∦	100
		9.1.1.	Случай	ceporo ra	138					101
	:	9.1.2.	Случая	полосовой	структ	уры .аз	a			108
	1	£.1.3.	AHEJES	результат	os pace	iëta				114
	9.2.	авиои метрич	иость ко неских эл	эффицнент ементов	ов облу	чения о	т віля	темпера	туры изо	- 118
	5	9.2.1.	Влияни з	температ	уры на	PALIADE	онные с	войства	rasa	. 118
	5	9.2.2.	Ofpador	ка резуль	TATOB I	асчёта	коэф, иц	REHTCH	облучени	я 123
	5	9.2.3.	BESORN						* * * * * * * *	125
10	UPOPE	A DARC	าน							100
10	HI OI I	I FADC	/1.13k	*******	******	******	******			•• 161
IK.	"EPATYI	PA								. 133
00	TEDKAHL	1Q							11711.1	170
0.0,	dista ortin	TAT 888				******	*******	******		•• 100
До	бавлени	ne 1.	Зависимо модели Э,	оти харак ЦВ4РДСА-Б	теристи АЛАРИШ	ческих БАНА о	пара :e* т темпе	ров псл ратуры	осовой	. 144
До	бавлени	re 2.	Сравлени	е степени	SCT TOT	H CO.	E E O B	числен	BX IT	
	Wiele	1000	помоци п ми хотте.	олосорой ЛА	модели	здваріс.	А-БАЛАК	ришнана	с Данн	N- •• 149
Jot	бавлени	se 3.	Уравнени. координа	я траекто	рий пор	ци в ц	и."андуч	qec ož	Системе	155
6						-				-
0			and a state of the		STATES.					
3014			in the second	12111111	101050	Service.			ALASS -1.	
3							#2-410			
15						Hose a	cycleo at		1.00	
						6202 X	out the st	ration "I	Talla	

	and a substant and a	
	Table & month of gray ges called and stated	
	CONTENTS	
	legeners selfingers evilationeditic say is letter & .I.A.T	
	Contraction of the second	
	and price sensers recommended to states in most support and	Page
	the trade of the second state of the second state of a balance of the balance will write	
Pre	31369	9
Sya	abols	11
1.	INTRODUCTION	17
	1.1. A method of integral equations	17
	1.2. A method of direct exchange area and total exchange area	20
	1.3. Classic Monte Carlo method	21
	1.4. Irradiation factors method	22
	1.5, Other methods of radiant energy transfer analysis	23
2.	THE OBJECTIVE	24
3.	ASSUMPTIONS	25
	THE REPORT OF TOWNERS ON ANOTONNAME DAMA MODEL IN THE MONTE	
4.	APPLICATION OF EDWARDS - BALAKRISHNAN'S BAND MODEL IN THE PARTE CARLO METHOD	28
	4.1. Gas models used in the Monte Carlo method	28
	4.2. Verification of ECWARDS - BALAKRISHNAN's band model using	
	HOTTEL's data	29
5.	DESCRIPTION OF MODIFIED PROBABILISTIC PROCEDURE OF HEAT RADIA-	
	TION MODELING	32
6.	CHOICE OF A NUMBER OF BANDLES OF ENERGY EMITTED FROM ELEMENTS	77
	OF SYSTEM IN THE MONTE CARLU EXPERIMENT	37
	6.1. ASSUMPTIONS	37
	6.2. A way of results elaboration of probabilistic experiments	
	elements of the system	40
	6.4. Investigation of characteristic parameters influence upon	
	a choice of a number of emitted bundlas	42
	5.4.1. Influence of optical density of edium	43
	6.4.2. Influence of geometrical dimensions of the system	40
	6.4.3. Intluence of temperature	55
	6.4.4. Influence of emissivity of bounding walls	60
	6.5. Conclusion3	-
7.	ANALYSIS OF RADIATIVE GASES MODELS	6
	7.1. Assumptions	51
	7.2. Band models	62
	7.2.1. A model of grey bands	65
	7.2.2. A model of black bands	
	and the second	

7.3. Nonband models	
7.3.1. A model of grey gas	•••••••
7.3.2. HOTTEL's model of nongrey gas	
7.3.3. A model of gas with radiative by a spectrum of emiter	properties averaged
7.4. Comparison of results of computation and nonband models	obtained using band
7.5. Irradiation factors as functions of tivities of bands	recommended transmi-
7.6. An influence of "weak" bands upon in	radiation factors 84
8. CONSISTENCY OF THE BAND MODEL AND THE MOD TIVE PROPERTIES AVERAGED BY A SPECTRUM OF	EL OF GAS WITH RADIA- EMITER
8.1. Isothermal gas body system confined	by isothermal grey
	••••••••••••••••••••••••
grey walls	by a set of isothermal
8.3. A system of nonisothermal gas body c isothermal walls	onfined by a set of 90
9. EFFECTIVE METHOD OF IRRADIATION FACTORS A	SSIGNMENT
9.1. Computation of total irradiation fac	tors using indirect
irradiation factors - a method of fi	rst passage 1.00
9.1.1. A case of grey gas	
9.1.2. A case of band gas structure	108
9.1.3. Analysis of computation resul	114
9,2. Irradiation factors as functions of of isothermal elements	a field of temperature
9.2.1. An influence of temperature up ties of gas	pon radiation proper- 118
9.2.2. Elaboration of computation real factors	sults for irradiation 123
9.2.3. Conclusions	
10. SUMMARY OF RESULTS	
BIBLIOGRAPHY	133
	A MARINA MADIC TRAVEL SALA
SUMMARIES	
Appendix 1. Characteristic parameters of EDA band model as a function of tempe	ARDS - BALAKRIGHNAN's Brature
Appendix 2. Comparison of CO, and H,O emissiv	vity computed by the
EDWARDS - BALAKRISHNAN's band mode	al with HOTTEL's data 149
Appendix 3. Equations of bandles trajectories	s in the cylindrical
a and a second s	THE REAL PROVIDENCE AND A
and an and a second second second second second	Yo Depos A
proversion of the second states and shade	

Przedstawiona rozprawa jest rezultatem wielcletnich badań autora dotyczących rozwiązywanie zagadnień radiacyjnego przepływu energii przy zastosowaniu metod probabilistycznych. Opracowana nowa metoda obliczania rozdziału energii radiacyjnej w układzie zamkniętym nieizotermicznej bryły gazowej, otoczonej nieizotermicznę powierzchnię, polega na wykorzystaniu bezwymiarowych stosunków opromieniowania. Przedstawione zagadnienie stanowi teoretyczne uogólnienie problemów radiacyjnego przepływu energii w komorach przemysłowych pieców grzejnych o działaniu ciągłym. Część problemów zawartych w niniejszej rozprawie opracowano w remach pracy naukowobadawczej, pt. "Opracowanie metod obliczeniowych i programów na EMC w zakresie optymalizacji procesów cieplnych w piecach grzejnych komorowych i przeciwprądowych", będącej zadaniem programu rządowego PR-8. Pracę tę wykonano w. Instytucie Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach w latach 1981-1985 na zlecenie Ośrodka Badawczo-Rozwojowego Gospodarki Energetycznej w Katowicach. Dużą pomocą dla autora była sprzyjająca badaniom naukowym atmosfera panująca w Instytucie Techniki Cieplnej, kierowanym przez Członka Korespondenta PAN, Prof. zw. dr inż. Jana SZARGUTA.

WSTEP

Panu Profesorowi Janowi SZARGUTOWI wyrażam gorące podziękowanie za stworzenie w Instytucie odpowiednich warunków do przygotowania rozprawy oraz za okazaną życzliwość i cenne uwagi.

- annachromatyment partoni amingi amargit, H.a"

 Bradata, monochromatywana spatiali antiji pagaeonj potosa pasan, n.e<sup>-1</sup>

- babeystarden foresja systempiers a restaring the prove

· puls posteristics, s

- wysnicht walks s

· gestoid terrorite . Fam.

stareous overowi jessenist produced p. H.P.

1 - spectrum patters parents frings showing patters matters will

- stranial soluti.

# SPIS OZNACZEŃ

	- absorpcja pasmowa, a <sup>-1</sup>
A	<ul> <li>macierz współczynników układu równań definiujących jasności cząstkowe,</li> </ul>
AP	<ul> <li>sacierz współczynników układu równań definiujących cząstkowa jasności pasnowa,</li> </ul>
	- absorpcyjność,
ı <sup>₿</sup> ,k <sup>€</sup>	<ul> <li>mecierz wyrazów wolnych układu równań definiujących jasności cząstkowe przy i-tym emitarze powierzchniowym, przy k-tym</li> </ul>
	emitarze gazowym,
k CP	<ul> <li>macierz wyrazów wolnych układu równań definiujących cząstkowe jesności pesmowe przy k-tym emiterze gezowym,</li> </ul>
c	- moc porcji energii, W
c.,	= stała występująca w równaniu PLANCKA, c <sub>2</sub> = 1,4388 . $10^{-2}$ m.K,
É	- strumień emisji energii, W
é <sub>1→j</sub>	<ul> <li>strumień energii rediacyjnej wyemitowanej przez i-ty element</li> <li>i pochłoniętej w j-tym elemencie, W</li> </ul>
- blants	- destosc emisii enerdii. W.m <sup>-2</sup>
	- monochrowatyczna gęstość emisji energii, W.m <sup>-1</sup>
ē,	- średnia, monochromatyczna gęstość emisji pasmowej p-tego pasma W.m <sup>-1</sup>
£	<ul> <li>bezwymiarowa funkcja występująca w równaniach opisujących emisyjność i absorpcyjność gazu metodą sumy gazów szarych,</li> </ul>
F	- pole powierzchni, m <sup>2</sup>
н	- wysokość walca, m
6	- gestość jasności, W.m <sup>-2</sup>
Ť	- średnie gęstość jesności pesmowej, W.m <sup>-1</sup>
1 <sup>6</sup> 3'k <sup>6</sup> 3	- cząstkowa gęstość jasności j-tego elementu powierzchniowego przy i-tym emiterze powierzchniowym, przy k-tym emiterze gazo- wym. W.m <sup>-2</sup>
:	- esturio estaloli. W
1	- Brinwrait aireawhant

7.5. mellend andelst representation representation and and	
Table & depti of gree and accomposition and an and	
TARE, STREET a secol of secondary per conversion and the	
T.L.T. A working of gas will appropriate preservices meaninged	
The operation of results of resources of entropy of the bard	
Prindiganiave dependent of the failed with the provided and the principle of the principle	
cross representative secondar restacy rego pressing with the second	1370
san's and allos borns and enumoused . Spinsyletting of the unner	18.4
wight to account of the second of the second of the second bring of	
Winesers and an applied "Similar action presidente Conserve " Conserve	
mast attricted out indificient to an antiput of the state of the second second second second second second second	
l seorerezza uogoiniente produceta radiscritares orzeniyau maroil a ba- rech presevezzareb prece erezinyeb e seletare a seden Ocean proble-	ine i
colucion to the second of a local second a second of the s	
ta a profile "consecute and the second and the second of the second of the second	
A determined and the provide a regulation of the state of	
	100
sector terror of the sector of a local and a local and a local bars and a local bars	
and the second state of th	114
and the solowing the second state of the solowing the sol	
Ameridanty stores of state of a state of the state of a	10.1
1.1.2. Classifier II (.1)out (short).1.50m Lorg's descender as say	10.
and a second contraction and a second	
analighted as a second s	
Association of Longing to the second of the test of the second of the	

10.00

Ν.

NA

NE

Nim

liczba doświadczeń podstawowych lub współczynnik pochła- niania, Pa <sup>-1</sup> .m <sup>-1</sup>	sis;,si
średnia droga promienia, m	
liczba elementów gszowych lub graniczna liczba doświad-	
czeń podstawowych,	5,5,5,5
łączna liczbs porcji wysmitowanych z elementu,	T ] T
łęczna liczba porcji wyemitowanych z i-tego elementu,	Т
liozba porcji wyemitowanych z i-tego elementu i pochio-	t
niętych w j-tym elemencie,	×
liczba porcji wyemitowanych w granicach 🛛 – tego pasma.	z
liczba porcji wyemitowanych w obszarze przezroczystości	v
ośrodka,	×
iczba porcji wyemitowanych w doswiedczeniu podstawowym,	
liczba elementów powierzchniowych,	6
prawdopodobieństwo wyboru pasna,	1
prawdopodobieństwo wyboru pasme przy założeniu enisji	
azu netto, przy założeniu emisji gazu brutto,	5
ezwymiarowa funkcja równa stosunkowi emisji energii cia-	DITE-IT.
a czarnego w zakresie liczby falowej (0, $\omega$ ) do emisji	č
	"k(1,j)
isnienie skiaonikowe i-tego składnika, Pa	6
1CZDa losowa o rozkładzie równomiernym w przedziale O 1) lub	A
romień welca, m	F
efleksyjność lub	c .
romień bisżący, m	EB
dległość pomiędzy j-tym emiterem elementarnym oraz	17
-tym odbiorcą elementarnym, m	6
trumlen clepža, w	0
estość strumienia ciepła, które należy odprowadzić od	G
clany, aby zachować jej temperaturę na stałym poziomie	(1,1)
zystości gazu. W.m <sup>-2</sup>	
iczba przezroczystych pasm (okien) w widmie.	
owierzchnie wymieny całkowitej, przy uwzalednieniu od-	<sup>i5</sup> k→∞(i
ić od ścian oraz przy założeniu gazu szarego pomiędzy	

gazowymi, m<sup>2</sup> S<sub>1</sub>S<sub>1</sub>, S<sub>1</sub>G<sub>k</sub>, G<sub>k</sub>G<sub>1</sub> - powierzchnis wymiany całkowitej przy założeniu pasmowego modelu gazu, m<sup>2</sup>

elementami: powierzchniowymi, powierzchniowym i gazowym,

1k . 9k 91 - powierzchnie wymiany bezpośredniej, przy uwzględnieniu pierwszego przejścia (ściany czarne) oraz przy założeniu gazu szarego pomiędzy elementami: powierzchniowymi, powierzchniowym i gazowym, gazowymi, m<sup>2</sup> - powierzchnie wymiany bezpośredniej, przy uwzględnieniu 1.9,91 pasmowego medalu gazu, m<sup>4</sup> - temperatura bezwzględna, K - liczba aktywnych pasm w widmie, - współrzędna cylindrycznego układu współrzędnych, - udział mciowy, - objętość, m<sup>3</sup> - współczynnik pochłaniania, m<sup>-1</sup> lub kat płaski, rad - kat płaski pomiędzy normalną do elementu powierzchniowego a rozpatrywanym kierunkiem, rad lub bezwymiarowy parametr szerokości linii, - błąd względny lub przeciętna odchyłka względna - względny błęd jednosignowy wyznaczenia stosunków opromieniowania przy uwzględnieniu k kolejnych doświadczeń podstawowych, przy (1,j)-tym smiterze, - delta KRONECKERA, - przyrost bezwzględny, - emisyjność, - emisyjność gazu obliczona w oparciu o pasmowy model EDWARDSA - BALAKRISHNANA, - kęt płaski, rad - kat płaski, rad - stała STEFANA - BOLTZMANNA, 6 = 5,67.10<sup>-8</sup> W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-4</sup> - odchylenie standardowe k-kolejnych doświadczeń podsta--(1,1) wowych dla relacji: emiter - element (i,j), odbiorca -

- 13 -

<sup>6</sup>k→∞(1.j)→(1.1)

Sk(1.j)

- ustalona wartość odchylenia standardowego dla relacji: (1,j)--(1,1),

 macierz odchyleń standardowych k-kolejnych doświadczeń podstawowych przy (i,j)-tym emiterze,

element (1,1),

PP

Pc P.

r\_j1

41, 42

S, S, , S, G, , G

ò

m(1,1)	<ul> <li>macierz ustalonych wartości odchyleń standardowych przy (i,j)-tym emiterze,</li> </ul>
.1)→(1,1)	<ul> <li>odchylenie standardowe średnich wartości k-kolejnych doświedczeń podstawowych dla relacji: (i,j)-&gt;(1,1),</li> </ul>
.5)	<ul> <li>macierz odchyleń standardowych średnich wartości k-kolejnych doświadczeń podstawowych przy (i.j)-tym emiterze,</li> </ul>
	<ul> <li>założona wartość odchylenie standardowego wsrtości średniej (zał żona war cść błędu standardowego),</li> </ul>
	- transmisyjność (przepuszczalność),
	- macierz transmisyjności ośrodka gazowago,
	parametr grubości optycznej pasma dla pL = 10 <sup>5</sup> Pa.m., Pa <sup>-1</sup> .m <sup>-1</sup>
44.1	- kęt płaski, rad
	- stosunek konfiguracji pomiędzy elementami po ierz-
	chnlowymi i,j,
	<ul> <li>macierz kolumnowa bezwymiarowych jasności cząstkowych przy i-tym emiterze powierzchniowym, przy k-tym emi- terze gazowym,</li> </ul>
<sup>r</sup> X <sub>b</sub>	<ul> <li>macierz kolumnowa bezwymiarwych cząstkowych jasności pasmowych przy i-tym emiterze pow., przy k-tym lemiterze gazowym,</li> </ul>
k <sup>χ</sup> j	<ul> <li>bezwymiarowa, częstkowa jasność j-tego elementu po- wierzchniowego przy i-tym emiterze powierzchniowym, przy k-tym emiterze gazowym,</li> </ul>
*X-P	<ul> <li>bezwymiarowa, cząstkowe jasność pasmowa j-tego ele- mentu powierzchniowego przy i-tym emiterze powierz- chniowym, przy k-tym emiterze gazowym,</li> </ul>
Visick Vickel	<ul> <li>stosunki opromieniowanis całkowitego przy założeniu gazu szarego pomiędzy elementami: powierzchniowymi, powierzchniowym i gazowym, gazowymi,</li> </ul>
$\cdot {}_{s_1c_k} \cdot {}_{c_kc_1}$	- stosunki opromieniowania całkowitego przy założeniu pasmowego modelu gazu,
. 1618k . 18891	- stosunki opromieniowania bezpośredniego przy założenie gazu szarego,
W 18k W SkS1	<ul> <li>stosunki opromieniowania bezpośredniego przy założenie pasmowego modelu gazu,</li> </ul>
SiGk GkG1	- pasmowe stosunki opromieniowania całkowitego,
	sensis pers a



pasmowe stosunki upromieniowania całkowitego unormowane do jedności względem liczby porcji emitowanych w granicach p-tago pasma.



, V\_s\_19\_k, V\_{5\_k9\_1}

pasmowe stosunki opromieniowania bezpośredniego unormowane do jedności względem liczby porcji emitowanych w granicach p-tego pasma,

- stosunek opromieniowania dla ralacji: emiter - element

(i,j), odbiorca - element (1,1) otrzymany w k-tym do-

- stosunek opromieniowania pomiędzy elementami i.j.
- ₩k(1,j)→(1.1)

y sis

Vin

1k(1.1)

Wk(1, 1)

$$\overline{\psi}_{k(1,j) \rightarrow (1,1)}$$

- średni stosunek opromieniowania dla k-kolejnych doświadczeń podstawowych dla relacji: (i.j)-- (1,1)

doświedczeniu podstawowym przy (i,j)-tym emiterze,

- macierz stosunków opromieniowania otrzymanych w k-tym

- macierz średnich stosunków opromieniowania dla k-kolejnych doświadczeń podstawowych przy (i,j)-typ emiterze,
- ustalena wartość średniego stosunku oprozieniowania  $\forall_{k\to\infty}(i,j)\to(1,1)$ dla relacji: (1,j)--(1,1),
  - macierz ustalonych wartości średnich stosunków opromieniowania przy (i,j)-tym emiterze,
  - liczba falowa, m<sup>-1</sup>

świadczeniu podstawowym,

 $\omega', \omega''$ 

10

Wkamo(1,j)

- dolna i górna granice paema, e

6 ....

Bk(1

Gk(1

60

τ

7

ĩ.HI

q

411

1×.X

x٩.

124.

 $\begin{array}{c} \gamma_{s_1s_1}\\ \gamma_{s_1s_1}\\$ 

12g.

# Indeksy dotyczące:

energii radiacyjnej pochłoniętej,

- b ciała czarnego lub emisji energii gazu brutto,
- c pełnego widme (0,∞) lub środka pasma,
- d entalpii przy dopływie,
- e emisji energii lub emisji porcji energii,
- g gazu,
- i i-tego slementu,
- j j-tego elementu,
- k k-tego elementu gazowego lub k-tego doświedczenia podstewowego.
- 1 1-tego elementu gazowego,
  - m-tego doświadczenia podstawowego,
- n emisji energii gazu netto,
- p p-tego pasma (przedziału) widma,
- parametrów s-tego elementu gazowego pomiędzy emiterem a odbiorcą lub ścianki,
- entalpii przy wypływie,
- CO<sub>2</sub> dwutlenku węgla,
- H<sub>2</sub>O pary wodnej,
- λ ciepła przewodzonego.
- wielkości monochromatycznej odniesionej do jednostki liczby falowej.

### 1. WPROWADZENIE

Rozważenie przedstawione w pracy dotyczą przepływu energii radiacyjnej w układzie zamkniętym. Zakłada się, że układ nieizotermicznej bryły gazowej. otoczonej nieizotermiczną powierzchnią, został podzielony na różnicowe elementy izotermiczne. W wyniku tego podziału otrzymano m izotermicznych elementów objętościowych (gazowych) oraz n izotermicznych elementów powierzchniowych.

Zakłada się, że układ znajduje się w stanie ustalonym. Obowiązują prawa: LAMBERTA, KIRCHHOFFA, BOUGUERA – LAMBERTA. Pominięto konwekcyjny przepływ ciepła.

Poszukiwane pole temperatury otrzymuje się w wyniku rozwiązania układu m + n nieliniowych równań bilansu energii. Istnieje kilka metod formułowania tych równań, różniących się odmiennymi sposobami określania str ni energii radiacyjnej E<sub>a</sub>, pochodzącej od emisji wszystkich element, układu i pochłoniętej w bilansowanych elementach:

- metoda równań całkowych,
- metoda powierzchni wymiany bezpośredniej i powierzchni wymiany całkowitej,
- klasyczna metoda Monte Carlo,
- proponowana przez autora metoda stosunków opromieniowania.

W badaniach radiacyjnego przepływu energii znalazły zastosowanie również inne metody: metody strumieniowe oraz metoda jasności i stosunków konfiguracji.

# 1.1. Metoda równań całkowych

Układ równań bilansów energii elementów powierzchniowych, gdy osłona kontrolna znajduje się pod powierzchnią elementu, ma postać:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \dot{E}_{g}(i) = \dot{Q}_{g}(i) + \int_{F_{i}} \int_{\omega=0}^{\omega=0} \mathcal{E}_{\omega}(i)\dot{e}_{b\omega}(T_{i})d\omega dF_{i}, \qquad (1.1)$$

start in the second sec

Strumień energii  $E_{\mu}(i)$  wyraża się równaniem:

$$\dot{E}_{g}(i) = \sum_{j=1}^{j=n} \int_{\omega=0}^{\omega=\infty} \int_{F_{j}F_{i}} \frac{\dot{h}_{\omega}(j) \xi_{\omega}(i) \cos \beta_{i} \cos \beta_{i}}{\pi r_{ji}^{2}} ...$$

$$\exp\left(-\sum_{s} x_{\omega}(s)r_{s}\right) \cdot dF_{i}dF_{j}d\omega +$$

$$+ \sum_{k=1}^{\infty} \int_{\omega=0}^{\omega=0} \int_{V_{k}} \int_{F_{i}} \frac{\alpha_{\omega}(k) \cdot e_{b\omega}(T_{k})\cos\beta_{i}\ell_{\omega}(i)}{Tr_{ki}^{2}} \cdot$$

$$\sum_{s} \alpha(s)r_{s} \cdot dF_{1}dV_{k}d\omega.$$
 (1.2)

Układ równań bilansów energii elementów gazowych ma postać:

$$\bigwedge_{l=1,\ldots,m} \dot{\bar{\mathbf{t}}}_{g}(1) + \dot{\mathbf{I}}_{d}(1) = \dot{\mathbf{I}}_{w}(1) + 4 \int_{V_{1}} \int_{\omega=0}^{\omega_{m} \circ \circ} d_{\omega}(1) \dot{\bar{\mathbf{e}}}_{b\omega}(T_{1}) d\omega dV_{1}. \quad (1.3)$$

Strumień energii  $E_{R}(1)$  wyraża się zależnością:

$$\dot{\mathbf{E}}_{g}(1) = \sum_{j=1}^{j=n} \int_{\omega=0}^{\omega=\infty} \int_{F_{j}} \int_{V_{j}} \frac{\dot{\mathbf{h}}_{\omega}(\mathbf{j}) \mathbf{d}_{\omega}(1) \cos \beta_{\mathbf{j}}}{\pi r_{\mathbf{j}1}^{2}} \cdot$$

• 
$$\exp(-\sum_{\alpha} \alpha_{\omega}(\alpha)r_{\alpha})$$
 •  $dv_1 dF_j d\omega +$ 

$$\sum_{k=1}^{k=m} \int_{\omega=0}^{\omega=\infty} \int_{V_{k}} \int_{V_{1}} \frac{\alpha_{\omega}(1) \cdot \alpha_{\omega}(k) \cdot e_{b\omega}(T_{k})}{\pi r_{k1}^{2}}$$

$$\cdot \exp(-\sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{\omega}(k) r_{s}) dV_{1} dV_{k} d\omega \cdot (1.4)$$

Jasności elementów powierzchniowych, występujące w równaniach (1.2) oraz (1.4), stanowią rozwięzanie następującego układu równań:

$$\begin{split} & \bigwedge_{i=1,\ldots,n} \int_{F_{i}} \bigcup_{\omega=0}^{\omega} h_{\omega}(i) d\omega dF_{i} = \sum_{j=1}^{j=n} \bigcup_{\omega=0}^{\omega} \int_{F_{j}} F_{i} \\ & \frac{h_{\omega}(j) \cos\beta_{i} \cos\beta_{i}(1-\xi_{\omega}(i)) \cdot \exp(-\sum_{\alpha} q_{i}(s)r_{s})}{r_{1}} \cdot dF_{i} dF_{j} d\omega + \\ & + \sum_{k=1}^{k=m} \bigcup_{\omega=0}^{\omega} \int_{V_{k}} \int_{F_{i}} \frac{\alpha_{\omega}(k)}{r_{k}} \frac{b\omega(T_{k}) \cos\beta_{i}}{r_{k}^{2}} \cdot \\ & (1-\xi_{\omega}(i)) \exp(-\sum_{\alpha} \zeta_{\omega}(s)r_{s}) dF_{i} dV_{k} d\omega + \\ & a \\ f \ \omega = \infty \end{split}$$

- 19 -

W równaniach od (1.1) do (1.5) posłużono się emisję gazu brutto. Strumień monochromatycznej emisji energii brutto różniczkowego elementu objętościowego dV, o temperuturze T<sub>1</sub> wyraża się równaniem:

 $\mathcal{E}_{\omega(1)}e_{b\omega}(T_{1})d\omega dF$ .

ω=0

$$d\hat{\mathsf{E}}_{\mathsf{b}}(\mathsf{T}_1) = \operatorname{Ad}_{\omega}(\mathsf{T}_1)\hat{\mathsf{e}}_{\mathsf{b}\omega}(\mathsf{T}_1)\mathsf{d}_{\omega} \quad (1.6)$$

(1.5

Przy założeniu pasmowego modelu gazu całkowania po pelnym widmie, prjawiijące si, w równaniach od (1.1) do (1.5), należy zastąpić sumowaniem własności pasmowych w zakresie nieprzeżroczystońci gazu. W równaniach tych pojawią się śradnie gęstości emisji pasmowej oraz średnie gestości seności asmowej.

Średnią monochromatyczną gęstość emisji pasmowej określa zależność:

$$\overline{\tilde{e}}_{bp}(T) = \frac{\Delta \omega_p}{\Delta \omega_p} = \frac{P(T,p)GT^4}{\Delta \omega_p}, \qquad (1.7)$$

pr y czym Jezwymiarowa funkcja P(T,p) zdefiniowana zależnością:

$$P(T, \mu) = \frac{\int_{0}^{0} e_{b\omega}(T) d\omega}{GT^{*}}$$
(1.8)

nazwana została prawdopodobieństwem wyboru p-tego pasma w przypadku emitera powierzchniowego.

Ze względu na temperaturowe zależności własności radiacyjnych ośrodka oraz konieczność znajomości temperatury przy obliczaniu emisji pasmowych rozwiązanie układów równań (1.1) oraz (1.3) otrzymuje się w wyniku obliczeń iteracyjnych.

Przykłady sformułowania zagadnienia radiacyjnego przepływu energii za pomocę metody równań całkowych podaję BEVANS i DUNKLE [2] oraz HOTTEL i SAROFIM [22].

Potrzeba wielokrotnego, numerycznego całkowania (ze względu ne geometrię układu) łącznie z dużym wpływem temperatury na wartosci emisji pasmowych powoduję, że metoda równań całkowych jest bardzo pracochłonna i nie znalazła praktycznego zastosowania.

# 1.2. <u>Metoda powierzchni wymiany bezpośredniej</u> <u>i powierzchni wymiany całkowitej</u>

HOTTEL oraz COHEN [24] opracowali metodę powiarzchni wymiany bezpośredniej i powierzchni wymiany całkowitej, często zwaną metodą strefową. Układ równań bilansów energii elementów powierzchniowych przyjmuje postać:

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,n} \sum_{j=1}^{j=n} \overline{s_j s_j} GT_j^4 + \sum_{k=1}^{k=m} \overline{s_k s_j} GT_k^4 = Q_{\lambda}(i) + F_1 \varepsilon_1 GT_1^4.$$
(1.9)

Dla elementów gazowych otrzymuje się następujący układ równań bilansów energii:

$$\bigwedge_{l=1,\ldots,r_{m}} \sum_{j=1}^{j=n} \overrightarrow{s_{j}G_{1}} GT_{j}^{4} + \sum_{k=1}^{k=n} \overrightarrow{G_{k}G_{1}} GT_{k}^{4} + i_{d}(1) = i_{w}(1) + 4 V_{1}GT_{1}^{4} \cdot \sum_{p=1}^{p=t} \alpha_{p}(1) \cdot P(T_{1},p).$$
(1.10).

Założono, że elementy powierzchniowe są ciałami szarymi, natomiast emisja gazu posiada strukturę pasmową składającą się z obszarów przezroczystości oraz t pasm szarych.

Szczegółowe sposoby wyznaczania powierzchni całkowitej wymiany: SS, SG, GS oraz GG przedstawiono w pracach: [24], [23], [56]. JOHNSON, BEER [7] zastosowali tę metodę w przypadku świecących promieni. PIERI, SAROFIM oraz HOTTEL [45] uwzględnili w metodzie strefowej możliwość zmiany koncentracji składników gazowych. Wpływ różnych modeli przepływu gazów przez calinoryczną komorę pieca na radiacyjny przepływ ciepła był przedmiotem pracy HOTTELA oraz SAROFIMA [22]. Szereg innych autorów stosowało metodę strefową do badania radiacyjnego przepływu ciepła [59]. [36]. [43]. [31].

Miedogodnością tej metody jest konieczność numerycznego całkowania przy obliczaniu powierzchni wymiany bezpośredniej ss, sg, gs, gg.

Dla przypadku jednakowych rozmiarów elementów różnicowych HOTTEL oraz SAROFIM [23] podają tablice oraz wykresy służące do wyznaczania tych powierzchni wymiany.

# 1.3. Klasyczna metoda Monte Carlo

is

Innym sposobem wyrażenia strumieni energii radiacyjnej absorbowanej w bilansowanych elementach jest zastosowanie metody Monte Carlo [33]. [21], [3]. Zasady wykorzystania tej metody do badania radiacyjnego przepływu ciepła podał HOMELL [26], [64]. W klasycznym ujęciu strumienie energii absorbowanej w rozpatrywanych elementach przedstawiane sę jako iloczyny liczby pochłoniętych porcji oraz mocy pojedynczej porcji. Układy równań bilansów energii elementów powierzchniowych (równania (1.11)) oraz elementów gazowych (równania (1.12)) mają postać:

$$N_{a}(i) \cdot c = Q_{\lambda}(i) + F_{i} \varepsilon_{i} GT_{i}^{4}, \qquad (1.11)$$

$$\bigwedge_{l=1,...,m} N_{a}(1) \cdot c + i_{d}(1) = i_{w}(1) + 4V_{1}GT_{1}^{4} \sum_{p=1}^{p=t} \alpha_{p}(1)P(T_{1},p).$$
(1.12)

Moc pojedynczej porcji oraz liczbę porcji emitowanych z i-tego elementu powierzchniowego oblicza się z równań:

$$\sum_{i=1}^{i=n} F_{i} \hat{\varepsilon}_{i} G T_{i}^{4} + \sum_{l=1}^{l=m} 4 V_{l} \alpha_{l} G T_{l}^{4}$$
(1.13)

$$N_{e}(i) = ENT(\frac{F_{i}\hat{c}_{i}GT_{i}^{4}}{G} + 0.5).$$
(1.14)

W podobny sposób oblicza się liczbę porcji emitowanych z l-tago elementu gazowego.

A COMPANY

Wstępnie założone pole temperatury ma w tej metodzie duży wpływ na wyniki eksperymentów probabilistycznych. Z tego powodu procas iteracyjnego obliczania pole temperatury charakteryzuje się słaba zbieznością. HOWELL oraz FERLMUTTER zastosowali metodę Nonte Carlo w przypadku równoległych ścinn rozdzielonych córodkiem absorbującym [27] oraz w przypadku nieskończenie długich, koncentrycznych pomierzchał cylindrycznych [44]. Ci sami autorzy [28] rozpetrzyli przypadek gezu rzeczywisteco o własnościach zależnych od temperatury i długości fali. CD LETT [5] pradak radiacyjny przepływ ciepłe w próżni, natomiast TCOR oraz VISKAWIA [74] uwzględnili przypadek, gdy własności radiacyjne powierzchni zaleją od kierunku oraz długości fali. Klasyczną metodę Nonte Garló zestosowali STEWARD oraz CANNON [4], [65] przy analizie radiacyjnego przepływu ciepłe w procu cylindrycznym, SZARGUT oraz RUDNICKI [71] przeprowe zili rzważania dotyczące komory prostopadłościennej wypełnionej gazem o strukturze pasmowej.

1.4. Metoda stosunków opromieniowania

Niedogodności klasycznej metody Monte Carlo pozna wyeliminować przez wprowadzenie stosunków opromieniowania,

Stosunek opromieniowania został zdefiniowany jako iloraz strumienia energii radiacyjnej pochodzącej od i-tego elementu, która bezpośrednic lub po kolejnych odbicisch została pochłonięta przez j-ty element, do całkowitej emisji i-tego elementu.

$$\mathbf{j}_{i \to j} = \frac{\mathbf{d}_{i}}{\mathbf{E}_{i}} = \frac{1in(\frac{N_{i} \to i}{N_{i}})}{N_{i} \to \sigma} \approx (\frac{N_{i} \to i}{N_{i}}) \qquad (1.15)$$

Bezwymiarowę formę zapisu rozdziału energii radiacyjnej puchadzecej od emisji wybranego elementu wprowadzili PERLMATTER oraz HOWELL [24], przy czym zasadnicze rozważania przeprowedzili weglug zosad klasycznej metody Monte Carlo.

Stosunki opromieniowanie wprowedzone zostały do metody Monte Carlo przez RUDNICKIEGO [1].

Równania bilancu energii dln i-tago elementu powierzchniowego oraz l-tego elementu gazowago mają postać:

$$\sum_{j=1}^{j=n} \Im_{\vec{s}_{j}\vec{s}_{1}}^{j} F_{j} \varepsilon_{j} \sigma T_{j}^{4} + \sum_{k=1}^{k=n} \Im_{\vec{b}_{k}\vec{s}_{1}}^{j} 4V_{k} \sigma_{k} \sigma T_{k}^{4} = \hat{Q}_{j}(1) + F_{1} \varepsilon_{1} i T_{1}^{4}, \quad (1.16)$$

$$\sum_{j=1}^{j=n} \Im_{\vec{s}_{j}\vec{s}_{1}}^{j} F_{j} \varepsilon_{j} \sigma T_{j}^{4} + \sum_{k=1}^{k=n} \Im_{\vec{b}_{k}\vec{s}_{1}}^{j} 4V_{k} \sigma_{k} \sigma T_{k}^{4} + \hat{I}_{d}(1) = \hat{I}_{w}(1) + 4V_{1} \sigma_{1} \sigma T_{1}^{4}. \quad (1.17)$$

Stosunki opromieniowania zostały wykorzystane przy analizie radiacyjnego przepływu ciepła w piecach o działaniu ciągłym. GRUSZKA, NADZIAKIE-WICZ, RUDNICKI oraz SZARGUT [40], [19], [41], [34], [35], [18], [46] włączyli matodę stosunków opromieniowania do matematycznych modeli procesów cieplnych zachodzących w piecach grzejnych. Zasady wyznaczania stosunków opromieniowania dla pieców o geometrii cylindrycznej opracował RUDNICKI [77]. Zasady te w postani odpowiednich algorytmów uraz procedur obliczaniowych zostały wykorzystane prz z NEIDELA, PAL.A, RUDNICKIEGO oraz SCHIERA [58], [37].

# 1.5. Inne merody analizy radiacyinego przeplywu energii

Na uwagę zasługują metody strumieniowe oparte na równaniach transportu s.rumienia energii radiacyjnej w ośrodku absorbująco-rozpraszającym. Równania rózniczkowe transportu energii radiacnjnej łatwo mogą być włączone do układu równań różniczkowych opisujących zjawiska: przepływu substancji, spalania oraz przepływu ciepła.

Dla zagadnień jednow Jarowych rozpatruje się transport energii radiaovjnej w kierunku ujemnego i dodatniego zwrotu osi współrzędnych, przy czym mówi pie o metodzie doustrumienickej. W zagadmieniach trójwymierowych występuje odpowiednio metrde sześciostrumieniowa.

SELCUK, SIDDAL oraz BEER [53], [60], [61], [52] zastosowali metodę dwustrumienicwą do anality rediacujnego przepływu energii z geometrii cylindrycznej. SIBSON oraz MONAHAN [17] analizowali tę metodę spalania oyłu weglowego w komorze cylindrycznej.

WEBER [76] zastosował metodę uwustrumieniowę do modelowania dyfuzyjnego płomienia grzowego w przestrzeni zamkniętej. GRZEGÓŁKA, MODLIŃSKI, ZE-ERZUSKI [20] zastosowali metodę sześciostrumieni wę przy anulizie trójwymiałowego przepływu recyrkulacyjnego ze spalaniem.

W przypadku izotermicznej bryły gazowej otoczonoj zesoołem izotermicznych elens tów powierichniowych analizę radiacyjnego przepływu ciepła łatto można przeprowadzić wykorzystując metodę jasności oraz stosunków konfiguracii. Przykładem zastosowania te' retody . prace SZARGUTA [70], [69] poświęcone moderowi radiacyjnego przepływu ciepła w piecu komorowym. Zasto\_owanie metody jasacści oraz stosunkow konfiguracji w przypadku, kiedy w bryle gazowej panuje jednowymiarowe pole temperatury, ma charaktor analizy uproszczonej. Sytuacja taka vystępuje w piecech o działaniu ciągłym, Upruszczenie pologa na założeniu, że powierzchnie rozdzielające izotermiczne były gazowe Lachowują się jak ciała podlegającu prawu LAMBERTA. W rzaczywistości radiacyjne strumienie przepływające przez te powie.zchnie mają charakter kierunkowy wynikają y z ucytuowania emitera oriz odbiorc. Czereg prec o. Www.econych modelowaniu radiacyjnego przepływu energii w piecach, w których wykorzystano matody jacności oraz stocunków konfiguracți, wykonano w Instytucie Techniki Ciepine; w Gliwicach [42] , [55] . 78, 38 33.

## 2. CEL PRACY

Rozpatruje się układ złożony z m-izotermicznych elementów gazowych otoczonych zespołem n-izotermicznych elementów powierzchniowych. Radiacyjne strumienie energii przepływające: pomiędzy dowolnymi elementami układu mogę być łatwo obliczone za pomocę stosunków opromieniowania.

Celem niniejszej pracy jest rozwiązanie zespołu następujących problemów:

- opracowanie zmodyfikowanej procedury probabilistycznej modelowania rozdziału rediacyjnych strumieni energii pomiędzy izotermicznymi elementemi układu,
- sformulowanie kryterium doboru liczby śledzonych porcji energi w matematycznym eksperymencie Monte Carlo,
- ustalenie wpływu różnych modeli gazu na wartości stosunków opromieniowania,
- opracowanie efektywnej metody obliczania stosunków opromieniowania.

# 3. ZAŁOŻENIA PRZYJĘTE W PRACY

Do rozważań przyjęto model komory cylindrycznej o promieniu R i wysokości H. Ścianki komory podzielono na n = 10 izotermicznych elementów powierzchniowych, natomiast bryłę gazowę na m = 12 izotermicznych elementów objętościowych. Sposób podziału oraz oznaczenie elementów przedstawiono ma rysunku 3.1. W kierunku osłowym wyróżniono cztery etrefy. Indeks numeru etrefy przyjmuje wartości i = 1,2,3,4. Oznaczenia elementów w etrefie są następujące:

j=1	- cylindryczny element gazowy o promieniu k(1) i wysokości zn.	
j=2	- pierścieniowy element gazowy o rozmiarach R(1), R(2), AH,	
j=3	<ul> <li>pierścieniowy element gazowy o rozmiarach R(2), R, ΔH,</li> </ul>	
j=4	- pierścieniowy element powierzchniowy o rozmiarach R, AH,	
j=5	- kołowy element powierzchniowy o promieniu R(1),	
j=6	- pierécieniowy element powierzchniowy o rozmiarach R(1), R(2),	

j=7 - pierścieniowy element powierzchniowy o rozmiarach R(2), R,

j=8,9,10 - elementy powierzchniowe o rozmiarach identycznych jak odpowiednio elementy 5,6,7, lecz usytuowane na przeciwległym dnie cy-

lindra.

Identyfikacji elementów dokonuje się przez podanie pary liczb (i,j). Komorę wypełniono gazem emitująco-absorbującym o ciśnieniu sumarycznym p<sub>c</sub> = 100 kPa, składającym się z dwutlenku węgla oraz gazu nie emitującego i nie absorbującego promieniowanie, zwanego gazem neutralnym.

Ponadto przyjęto następujące założenia:

- przepływ gazu ma charakter tłokowy,
- udział molowy dwutlenku węgla nie ulega zmianie,
- w układzie panuje stan ustalony,
- przepływ energii radiacyjnej analizowano za pomocą zmodyfikowanej me-
- tody Nonte Carlo metody Exodus, którę zastosowano jedynie do wyeliminowania losowania liczby falowej,
- pominięto przepływ ciepła na drodza konwakcji,
- radiacyjne właściwości gazu opisano za pomocą pasmowego modelu EDWARDSA, BALAKRISHNANA [50].
- słuszne są prawa: LAMBERTA, KIRCHHOFFA, BOUGUERA LAMBERTA,
- posłużono się emisją gazu brutto [23], [69], [56],
- elementy powierzchniowe są ciałami szarymi.



Rys. 3.1. Podział komory cylindrycznej na elementy różnicowe Fig. 3.1. Division of cylindrical enclosure into difference elements

Charakterystyczne parametry układu nalezą do następujących przedziałów: - promień komory cylindrycznej

R € [0,3 m, 7,5 m].

- wysokość komory cylindrycznej

H & [0,8 m, 20,0 m],

- udział molowy CO,

$$c_{0_2} \in [0,018, 1,0]$$
.

- emisyjność ścian

εε [0,1, 1,0],

- temperatury elementów izotermicznych

T € [800 K, 2000 K].

W dalezych rozważaniech posłużono się pojęcier stændardowego stanu układu. Stan ton charakteryzuje się parametrami, które nazwano standardowymi.

Przyjmują one następujące wartości:

- R = 1,5 m, przy czym: R(1) = 0,5 m, R(2) = 1,0 m,

- H = 4,0 m przy czym AH = 1,0 m = idem,
- średnia droga promieniowa L\_ = 0,6 m = idem,
- $= z_{CO_2} = 0,18,$
- E= 0,7,
- wartości temperatur przedstawiono w tablicy 3.1.

Tablica 3.1

# Standardowe wartości temperatury elementów różnicowych, K

Numer strefy i numer elementu i	1	2	3	
1	1500	1450	1400	1350
2	1450	1400	1350	1300
3	1400	1350	1300	2250
4	1300	1250	1200	1150
5	1450	-		
6	1400	-	en sectors ma	-
7	1350	-	Codd-al-dyra	
8	-		- 1504	1300
ç	-	-		1250
10	-		1000 HT	1200

gan temper printer -

4. ZASTOSOWANIE PASMOWEGO MODELU EDWARDSA - BALAKRISHNANA W METODZIE MONTE CARLO

# 4.1. Modele gazu stosowane w metodzie Monte Carlo

W pierwszych przecach dotyczących zastosowania metody Monte Carlo do badanie radiacyjnego przepływu ciepła w ośrodku aktywnym Lakładano modal gazu szarego [27], [44]. Przy tym założeniu wszystkie porcje emitowane z elementów układu przechodziły przez ośrodek gazowy z możliwościę pochłonięcia. Nie było potrzeby, przy równoczesnym założeniu szarości ścian, losowania liczby falowaj.

W dalszych pracach uwzględniono pasmową strukturę emisji gazu. CANNON [4] oraz STEWART, CANNON [65] zastosowali metodę sumy gazów szarych przedstawioną w pracy HOTTELA i SAROFIMA [23], pozwalającą przedstawić emisyjność oraz absorpcyjność gazu w postaci sumy członów wykładniczych:

$$E_{g} = \sum_{p=1}^{p=T} f_{p}(T_{g}) \left[ 1 - \exp(-k_{p}(T_{g})pL_{m}) \right], \qquad (4.1)$$

$$h_{g} = \sum_{p=1}^{p-1} f_{p}(T_{g}) \left[ 1 - \exp(-k_{p}(T_{g})pL_{m}) \right].$$
 (4.2)

W metodzie tej nie losuje się rzeczywistych pasm, lecz modelowe obszary widma, w których obowiązują współczynniki pochłaniania k<sub>c</sub>(T<sub>g</sub>).

Wadą metody sumy gazów szarych jest brak związku pomiędzy pasmową strukturą modelu a rzeczywistymi pasmami gazu, zaletą zaś – prostota obliczeń.

Metoda t: została wykorzystana przez HOTTELA i SAROFIMA [23], [22] oraz innych badaczy: NEIDELA i PAULA [36]. PAULA [45]. TAYLORA i FOSTERA [72] do analizy radiacyjnego przepływu energii za pomocę metody powierzchni wymiany bezpośredniej i powierzchni wymiany całkowitej.

Kolejnym krokiem było zastosowanie modeli pasm rzeczywistych. RUDNICKI [57] e następnie SZARGUT, RUDNICKI [71] zastosowali w motodzie Monte Carlo fizyczny, trójpasmowy model pary wodnej oparty ne badaniach THOMSONA [73] oraz doświadczeniach HOWARDA [25]. Dla dwutlenku węgla przyjęli model EDWARDSA [13]. Dalsze prace dotyczące modeli pasmowych prowadzone były głównie przez EDWARDSA oraz współpracuwników [12], [11], [10], [9], [8], [7], [6]. Prace te pozwoliły wyeliminować szereg błędów występujących w poprzednio istniejących modelech i doprowadziły do opracowania przez EDWARD-SA oraz BALAKRISHNANA [14] eksperymentalno-teoretycznego modelu pasmowego. Model ten został opracowany dla: dwutlenku węgla, pary wodnej, tlenku węgla, tlenku azotu, dwutlenku siarki oraz metanu. Pozwala on w zależności od gęstości optycznej (pL<sub>m</sub>) i temperatury gazu określić granice pasm, absorpcję pasmową oraz współczynniki pochłaniania poszczególnych pasm. Obszerne tablice absorpcji przedziałowych A[m<sup>-1</sup>] dla H<sub>2</sub>O orsz CO<sub>2</sub> zostały opracowane przez RUDNICKIEGO i zamieszczone w pracy [56]. Uproszczone zależności ułatwiające wykorzystanie tego modelu zostały opracowane przez WANDRASZA [75], SZARGUTA i WANDRASZA [68] oraz KARASIŃ-SKIEGO [30].

# 4.2. Weryfikacja casmowego modelu EDWARDSA - BALAKRISHNANA z danymi HOTTELA [80], [54], [53]

ale signings' chick of the second a managered oracle dabre country ale

W niniejszej pracy przeprowadzono weryfikację, którą objęto promieniowanie pary wodnej. uwzględniając następujące pasma: rotacyjne, 6,3μ, 2,7μ, 1,87μ oraz 1,38μ oraz promieniowanie dwutlanku węgla, uwzględniając pasma: 15μ, 10,4μ, 9,4μ, 4,3μ, 2,7μ oraz 2,0μ.

a I zavo (T) G = 6 Tokonze/us al

utable state w jalydobo ittyfan

Charakterystyczne parametry pasm szarych przyjęto według wskazówek EDWARDSA oraz NELSONA [12], które różnię się od wartości przyjętych przez EDWARDSA oraz BALAKRISHNANA [14], obowiązujących dle pasm czarnych. Ponieważ eksperymentalne dane dla rotacyjnego pasma  $H_2O$  uwzględniają widmo powyżej 50000 m<sup>-1</sup> [14], wobec tego wartość tę przyjęto jako dolną granicę pasma.

pasma. Przyjęto, ze sumaryczne ciśnienie gazu wynosi  $p_c = 101$  kPą. Dla przeciętych udziałów molowych CO<sub>2</sub> oraz H<sub>2</sub>O w spalinach występujących w piacach przemysłowych przyjęto wartości  $z_{CO_2} = 0,12$ ,  $z_{H_2O} = 0,17$ . Wpływ ciśnień składnikowych oraz ciśnienia sumarycznego na emisyjnosć gazu odczytaną z wykresów HOITELA określono za pomocą poprawek zaproponowanych przez HOITELA i SAROFIMA [23]. Gęstość optyczną ośrodka zróżnicowano zgodnie z wartościami prozentowanymi na wykresach zamieszczonych w pracy [23]. Dla dwutlenku węgla:

0,3088 kPa.m ≤ pL<sub>m</sub> ≤ 1544,0 kPa.m, oraz dla pary wodnaj:

1,5 kPa.m  $\leq$  pL<sub>m</sub>  $\leq$  2316,0 kPa.m.

Temperaturę bezwzględną gazu przyjmowane z zakresu:

500 K  $\leq$  T  $\leq$  2000 K ze zmianą co 100 K.

- 29 -

Wykonano obliczenia wpływu temperatury gazu na zmienność bezwymiarowego parametr. szerokości linii 🏟 oraz wpływu temperatury na zmienność parametru grubości optycznej

wools, thomas ators, debtined wherit orac matany, Formals on a sa

- 30 -

 $\tilde{e}_{H1}$  przy  $\eta_{L} = 10^3$  Pa.m.

Wykreślną zależność  $\beta = \beta$  (T) orez  $\tilde{\iota}_{H1} = \tilde{\iota}_{H1}$  (T) podeją EDWARDS i BALA - KRISHNAN [14] orez WANDRASZ [75].

W pracy [14] powinięto dle  $CO_2$  pasma 2.0 $\mu$ , 9.4 $\mu$  oraz 10.4 $\mu$ , natomiast w przypadku H<sub>2</sub>O pominięto pasma 1.38 $\mu$  oraz 1.87 $\mu$ . W pracy [75] pominięto w przypadku CO<sub>2</sub> pasma 9.4 $\mu$  oraz 10.4 $\mu$ . Wartości liczbowa parametrów č<sub>H1</sub> oraz (a. obliczone w niniejszej pracy, dobrz. zgadzaję się z wynikami otrzymanymi w pracach [14] 1 [75], z wyjętkiem pasma 2.7 $\mu$  Wartości parametru a sę w tym przypadku około dwa razy większe od wartości prezentowanych w pracach [14] 1 [75]. Powyższe przyczyny były powodem, ie zależności a  $\beta$  (T) oraz ( $\mu_1 = \ell_{H1}$ (T) dla wszystkich uwzględnionych pasm zamieszczono w dodatku 1.

Princiętnę d byłkę względną dla N porównywanych wartości obliczono Z równiania:

the margine basis of the outpoint of the basis of the second seco

nieg sould's a protection entry andre . [42] " a 00000 gesenon

 $\frac{J=N}{\Sigma} \left[ \frac{\xi_{EB} - \xi}{\xi_{EB}} \right] \frac{100\%}{\xi_{EB}}$ -seen all ensb enletnesy reporte term (4.3)

5=

stales granter

W przypadku CO<sub>2</sub> największe procentowe odchylenia emisyjności obliczonej na podstawie modelu pasmowego w stosunku do danych HOTTELA występują dla pL<sub>R</sub> < 1,85 kPa.m oraz zakresu temperatur 600 K < T < 1000 K. W tym obszarze odchyłka wynosi (25-35)%. Dla pL<sub>R</sub> < 4,63 kPa.m oraz 500 < T < 1700 K odchyłki są również duże i wynoszą przeciętnie (15-25)%.

W obszarze pL<sub>m</sub> > 4,63 kPa.m. niezależnie od temperatury. odchyłki są mniejsze od 5%. Nieco inaczej przedstawia się sytuacja odchyłek dla H<sub>2</sub>O. Najwiękaze odchyłki rzędu (25-35)% występują dla niskich temperatur gazu 500 K < T < 700 K. Odchyłki rzędu (14-18)% występują dla temperatur gazu 1100 K < T < 2000 K. Wpływ pL<sub>m</sub> jest słabszy riż w przypadku CO<sub>2</sub>. Obszar małych odchyłek w miarę wzrostu pL<sub>m</sub> przesuwa się w kierunku wyższych temperatur. Porównanie emisyjności CO<sub>2</sub> oraz H<sub>2</sub>O obliczonych w oparciu o pasmowy model EDWARDSA - BALAKRISHNANA z danymi HOTTELA przedstawiono na wykresach zamieszczonych w dodatku 2.

Na podstawie przeprowadzonych obliczeń wycięgnąć można następujące wnioski:

 pesmowy model EDWARDS/. - BALAKRISHNANA dobrze opisuje emisyjność H<sub>2</sub>O i CO<sub>2</sub> w szerokich przedziałach pL<sub>m</sub> oruz temperatury, - w obezarze praktycznej zmienności pL<sub>m</sub> oraz temperatur wystepujących w piecach przemysłowych dla CO<sub>2</sub>:

3,088 kPa.m  $\leq$  pL<sub>m</sub>  $\leq$  463,2 kPa.m, 800 K  $\leq$  1  $\leq$  2000 K

przeciętna odchyłka 5 = 3,9%

dla H<sub>2</sub>G:

9,264 kPa.m  $\leq$  pL<sub>m</sub>  $\leq$  370,56 kPa.m, 800 K  $\leq$  T  $\leq$  2000 K

przeciętna odchyłka o = 13,5%,

 przedziały większych odchyłek występują dla parametrów leżących poza obszarami o praktycznym znaczeniu,

 lepszę zgodność z darymi HOTTELA otrzymuje się dla pasm szarych niż dla pasm czarnych przyjętych przez EDWARDSA oraz BALAKFISHNANA [14].

5. OPIS ZMODYFIKOWANEJ PROCEDURY PROBABILISTYCZNEJ MODELOWANIA PROMIENIOWANIA CIEPLNEGO

Klasyczne zasady metody Monte Carlo, wykorzystanej do badania promieniowania cieplnego, podał HOWELL [26]. Poniżej przedstawiono ogólny opis klasycznej metody Monte Carlo, ze ponocę której wyznaczono stosunki opromieniowanie w wielopowierzchniowym układzie zamkniętym, wypełnionym gazem aktywnym [56].

w celu stworzenia losowago modelu radiacyjnego przepływu ciepła fizyczne zjawisko emisji fal elektromagnetycznych zastępiono probabilistycznym modelem emisji skończonej liczby elementarnych porcji energii. Założono. że każda porcje reprezentuje określoną liczbę falową. Jeżeli wszystkie elementy układu są ciałami szarymi, wówczas porcii nie jest przypisana liczba falowa. Metodę Monte Carlo łączy się zwykle z setoda różnicowa. Układ dzieli się na powierzchniowe i gazowe elementy izotermiczne. Emista porcji następuje z punktów należących do wyróżnionych slementów przy czym wapółrzedne tych punktów ustale się w sposób losowy. Porcje wysyłane sa we wszystkich możliwych kierunkach w zakresie kąta przestrzennego 297 w przypadku emisji z elementu powierzchniowego oraz w zakresie kąta 4% przy enisji z elementu gazowego. Wybór kierunku następuje, zgodnie z prawem LAMBERTA, przy emisji z elementu powierzchniowego oraz w sposób równomierny w przypadku emisji z gazu o izotropowych właściwościach radiacyjnych. Gaz wypełniający układ może być traktowany jako szary lub posiadający strukturę pasmową. W dalszym opisie przedstawiono przypadek, kiedy radiacyjne właściwości gazu określone są za pomocą modelu pasm szarych.

Porcja wyemitowana ze ściany może przechodzić przez układ z możliwością pochłonięcia lub też przejść przez układ jak przez ośrodek przezroczysty. Porcja emitowana z gazu przechodzi zawsze z możliwością pochłonięcia, Przypadek pochłaniania zachodzi wtedy, gdy liczba falowa, którą reprezentuje porcja, mieści się w granicach jednego z pasm gazu. Prawdopodobieństwo pochłonięcia porcji określone jest absorpcyjnością odcinka pomiędzy punktem emisji porcji a rozpatrywanym punktem przestrzeni. Pochłonięcie porcji w gazie lub ścianie kończy jej historię. W następnym kroku przystępuje się do śledzenia kolejnej porcji. W przypadku, gdy porcje przechodzi przez ośrodek w zakresie przezroczystości gazu lub dotarła do ściany nie ulegając pochłonięciu, wówczes następuje zderzenie ze ścianą. Na powierzchni ściany może następić pochłonięcie lub odbicie. Prawdopcobienstwo pochłonięcia porcji określone jest absorpcy nością ściany, natomiast prawdopodobieństwo odbicie – refleksyjnością ściany. W przypadku odbicia należy wylosować nowy kierunek poruszania się porcji, zachowując wcześniej wylosowaną liczbę falowę. W wyniku opisanego eksperymentu otrzymuje się liczby porcji zaabeorbowane w poszczególnych elementach układu. Liczby te wykorzystuje się do obliczenia stosunków opromieniowania.

Szczegółowy opis postępowania w praktycznym wykorzystaniu klasycznej matody Nonte Carlo zamieszczono w pracach [57], [71]. [69]. W niniejszym rozdziele przedstawiono rozważania dotyczące jedynie innego ujęcia pewnych problemów lub dotyczące nowych elementów metody. Dotychczas moc porcji wyznaczano na podstawie równania (1.13), natomiast liczbę porcji, które należało wyemitować z poszczególnych elementów układu określano za pomocą równań typu (1.14). Ten sposób postępowania powodował, że strumienie-energii radiacyjnej emitowanej – N<sub>e</sub>. c jak również absorbowanej – N<sub>e</sub>. c silnie zależały od pola temperatury. Pogarszało to zbieżność iteracyjnego procesu wyznaczania pola temperatury.

Nowe podejście zakłada, że niezależnie od rodzaju elementu oraz jego temperatury z każdego elementu wysyła się taką samą liczbę porcji. Rezygnuje się z określenia mocy pojedynczej porcji oraz z przedstawienia energii emitowanej, a także absorbowanej w postaci iloczynów N<sub>e</sub>.c. N<sub>a</sub>.c. Wyniki eksperymentu probabilistycznego przedstawiane są w postaci bezwymiarowych liczb zwanych stosunkami opromieniowania. Strumienie ener gii radiacyjnej abeorbowanej w elementach układu wyrażane są członami typu  $\sum_{i=1}^{k} \dot{E}_{1}$ .

Jak wykazały późniejsze badania, wartości stosunków opromieniowania nie se czułe na zmiany pola temperatury.

W klasycznej metodzie Monte Carlo liczba falowa porcji emitowanej z elementu powierzchniowego, przy znanej wartości zmiennej losowej R<sub>w</sub>, wynika z rozwiązania równania całkowego:

$$\omega = \int_{0}^{1} e_{b\omega}(T) d\omega$$
(5.1)
$$\int_{0}^{1} e_{b\omega}(T) d\omega$$

Numeryczną postać równania (5.1) przedstawiono w formie tablic w [23], [64]. Linicwa interpolacja pomiędzy wartościami tablicowymi wprowadzała bład i wydłużała czas obliczeń.

Obecnie rezygnuje się z losowania liczby falowej porcji emitowanej z elementu powierzchniowego przyjmując, że całkowita liczba porcji rozdziela się na obszary pasm przezroczystych (okien) oraz obszar nieprzezroczystości gazu przylegającego do rozpatrywanego elementu powierzchniowego. Liczbę porcji wyemitowanych z elementu powierzchniowego w granicach p-tego pasma obliczono za pomocą równenia:

$$NA_{p} = ENT[P(T,p)N + 0,5],$$
 (5.2)

- 33 -

- 34 -

gdzie:

$$P(T,p) = PP(T, \omega_{p}^{*}) - PP(T, \omega_{p}^{'}), \qquad (5,3)$$

$$PP(T, \omega_{p}) = \frac{0}{2} \qquad (5,4)$$

Bezwymiarową funkcję PP(T,  $\omega_p$ ) określono na podstawie zrleżności opracowanych przez WIEBELTA [71].

ebu(T)dw

$$x = \frac{1}{1} \ge 2,$$

$$PP(T, \omega_p) = \frac{15}{a^2} \sum_{j=0}^{j=\infty} \frac{-xj}{4} \left\{ [(jx + 3)jx + 6]jx + 6], (5.5) \right\},$$

dla x < 2,

PP(

D)

C. 0.

$$T, \omega_{p} = 1 - \frac{15}{\pi^{4}} x^{3} (\frac{1}{3} - \frac{x}{8} + \frac{x^{2}}{60} + \frac{x^{4}}{5040} - \frac{x^{6}}{272160} - \frac{x^{8}}{13305600}).$$
(5.6)

Liczba porcji wyemitowanych w obszarze przezroczystości gazu wynika z różnicy łącznej liczby emitowanych porcji i rumy porcji wyemitowanych w grenicach wszystkich pasm:

$$NP = N - \sum_{p=1}^{p=t} NA_{p}$$
(5.7)

W przypadku smisji porcji energii z gazu rezygnuje się rómnież z losowania liczby falowej. Liczby porcji emitowanych w granicach poszczególnych pasm wyznacza się z zależności (5.2).

Prawdopodobieństwa wyboru pasm P(T,p) mogą być obliczone za pomocą emisji energii gazu netto lub brutto. Strumiań emisji energii brutto gazu o temperaturze T i objętości V określony jest zależnością:

$$\tilde{E}_{b}(T) = 4 V \sum_{p=1}^{p=1} \alpha_{p} \int \tilde{e}_{bc}(T) d\omega = 4V \alpha_{0} T^{4}.$$
 (5.8)

Scrumien amisji energii netto gazu o temperaturze T i o polu powierzchni F otaczającej objętość V-wyraża się równaniem:

$$\dot{\epsilon}_{n}(T) = F \sum_{p=1}^{p=\tau} \kappa_{p} \int_{\omega_{p}} \dot{\kappa}_{b\omega}(T) d\omega = F \epsilon_{g} G T^{4}.$$
 (5.9)

Przy załrżeniu emisji gazu netto prewdopodobienstwo wyboru p-tego pasma obliczono za pomocą równania:

$$P(T,p) = P_{n}(T,p) = \frac{\sum_{p=1}^{p} \sum_{\substack{\omega p \\ \omega \varphi \\ \omega \varphi}} e_{b\omega}(T)d\omega}{\sum_{p=1}^{p=1} \sum_{\substack{\omega \varphi \\ \omega \varphi}} e_{b\omega}(T)d\omega},$$
(5.10)

natomiast w przypadku emisji gazu brutto za pomocę równania:

$$P(T,p) = P_{b}(T,p) = \frac{x_{p} \int_{a_{b}\omega}^{a_{b}\omega} (T)d\omega}{\sum_{p=1}^{p} \sigma_{p} \int_{b_{b}\omega}^{a_{b}\omega} (T)d\omega}$$

Lobec braku obszaru przezroczystości przy emisji porcji z gazu liczby Ma spełnieją zależność:

$$N = \sum_{p=1}^{p=1} N_{p}^{a}$$
 (5.12)

(5.12)

Współczynniki pochłaniania w gazie wyznaczono za pomocą zeleżności:

$$1 = \exp(-\alpha_{p}L_{m}) = \frac{A_{p}}{\omega \omega_{p}} = \frac{A_{p}}{\omega''_{p} - \omega'_{p}}$$
(5.13)

Przedstawiony algoryth postępowania posieda znamiona metody Exodus, oprecowanej przez EMERYEGO oraz CARSONA [15]. Częściowe zastosowania metody Excdus, polagające na zanischaniu losowania elementu – emitera i wysyłuniu porcji kolejne z wszystkich elementów układu, przedstawiono w pracach [57]. [71]. Matoda Exodus została również wykorzystana przez SZARGURA [67] do obliczania jamości w układzie wielopowierzchniowym. Zastosowanie metody Exodus do rozdziału porcji mergii ne poszczególne pasma widma eliminuje wielokrotne odwoływanie się do odpowiednich podprogramów i skraca czas obliczeń. Dalsze rozszerzenie tej metody na obszar wyboru kierunków, po których zdążaję porcje, jest nieopłacelne, gdyż wymaga znacznego zwiększenie liczby śledzonych porcji.

the second se

and the state of the second se

21.000

And the second state of th

and the second second in the second of the little little of a second second second second second second second

The second second second states and the second seco

6. DOBÓR LICZBY PORCJI ENERGII EMITOWANYCH Z ELEMENTÓW UKŁADU W EKSPERYMENCIE MONTE CARLO

# E.1. Założenia

Eksperymenty probabilistyczne przeprowadzono w cylindrycznej komorze, której przekrój wzdłużny pokazano na rysunku 3.1. Polegały one na śledzaniu skończonej liczby porcji, które były emitowane z wszystkich izotermicznych elementów układu. Założono, że porcje poruszaję się po torach prostoliniowych. Zestaw odpowiednich równań opisujących tory porcji względem cylindrycznego układu współrzędnych zamieszczono w dodatku 3.

W początkowych badaniach porcje wysyłano z elementów gszowych oraz z elementów powierzchniowych. Okazsło się, że stosunki opromieniowania pomiędzy elementem gazowym a pozostałymi elementami układu silnie zależą od zalecanych transmisyjności pasm. W krańcowym przypadku, przy załozeniu pasm czernych oraz emisji gazu brutto, wartości tych stosunków zmierzają do zera. Równocześnie zaobserwowano, że wpływ zalecanych transmisyjności pasm na wartości stosunków opromieniowania pomiędzy elementem powierzchniowym a pozostałymi elementami układu jest bardzo mały. Z tego powodu we wszystkich badaniach opisanych w rozdziale 6 rozpatrywano przypadki, kiedy emiterem porcji był element powierzchniowy.

Szczegółowy opis wpływu zalecanych transmisyjności pasm na wartości stosunków opromieniowanie przedstawiono w punkcie 7.5.

# 6.2. Sposób opracowanie wyników eksperymentów probabilistycznych

Doświadczenie podstawowe w rozpatrywanym eksperymencie polegało na wysłaniu N = 1000 porcji z (i,j)-tego elementu powierzchniowego oraz wyznaczeniu macierzy stosunków opromieniowania pomiędzy tym elementem a wszystkimi elementami układu. Macierz ta przyjmuje postac:

$$\Psi_{k(\mathbf{i},\mathbf{j})} = \begin{bmatrix} \Psi_{k(\mathbf{i},\mathbf{j})\to(\mathbf{1},\mathbf{1})}, \Psi_{k(\mathbf{i},\mathbf{j})\to(\mathbf{1},2)}, \dots, \Psi_{k(\mathbf{i},\mathbf{j})\to(\mathbf{1},10)} \\ \Psi_{k(\mathbf{i},\mathbf{j})\to(\mathbf{2},1)}, & \Psi_{k(\mathbf{i},\mathbf{j})\to(\mathbf{2},10)} \\ \Psi_{k(\mathbf{i},\mathbf{j})\to(\mathbf{4},1)}, \dots, & \Psi_{k(\mathbf{i},\mathbf{j})\to(\mathbf{4},10)} \end{bmatrix}$$
(6.1)

Eksperyment podstawowy powtórzono m-razy. W ten sposób otrzymano cięg macierzy stosunków opromieniowania:

$$\gamma_{1(1,j)}, \gamma_{2(1,j)}, \dots, \gamma_{k(1,j)}, \gamma_{m(1,j)}$$
(6.2)

Następnie utworzono cięg macierzy średnich wartości stosunków opromieniowania według schematu:

$$\overline{\Psi}_{1}(i,j) = \Psi_{1}(i,j) 
\overline{\Psi}_{2}(i,j) = \left[\Psi_{1}(i,j) + \Psi_{2}(i,j)\right]/2 
\overline{\Psi}_{k}(i,j) = \left[(k-1)\overline{\Psi}_{k-1}(i,j) + \Psi_{k}(i,j)\right]/k 
\vdots 
\overline{\Psi}_{m}(i,j) = \left[(m-1)\overline{\Psi}_{m-1}(i,j) + \Psi_{m}(i,j)\right]/m$$
(5.3)

Macierz srednich wartości stosunków opromieniowania obliczonych dla k kolejnych doświadczeń podstawowych przyjmuje postac:

$$\overline{\varphi}_{k(i,j)} = \begin{bmatrix} \overline{\varphi}_{k(i,j) \to (1,1)} & & & \\ \vdots & & & \\ \overline{\varphi}_{k(i,j) \to (4,1)} & & & \vdots \\ \overline{\varphi}_{k(i,j) \to (4,1)} & & & & \\ \overline{\varphi}_{k(i,j) \to (4,1)} & & & & \\ \end{array},$$
(6.4)

gdzie: 2 4 k 4 m.

Średnie wartości stosunków upromieniowanie obliczone na podstawie znajomości wyników doświadczeń podstawowych są równocześnie wartościami, jakie mozna otrzymać analizując sumaryczną liczbę doświadczeń.

W związku z tym wnioski wynikające z analizy zależności;

$$k(1,j) = f_1(k)$$
 (6.5)

mogą być pożyteczne przy określeniu wymaganej liczby porcji, jaką nalezy prześledzie w układzie.

Cięg wartości macierzy stocunków opromieniowania (11) potraktowano jako cięg wartości liczbowych zmiennej losowej. Postawionu hipotezę, że zwo ten ma charakter rozkładu normalnego. W celu zbadania słuszności przyjecia tej nigoteky zastosowane test istorności 2.2 [32]. Rozpetrzono cięg m = 50 doświadczeń podstawowych. Testem objęto zbiór wartości stosunków opromieniowania pomiędzy powierzchniowym elementem (2,4) oraz elementem (2,4). Szczegółowe wyniki obliczeń [77] upoważnieją do stwierdzenia: nie istnieją zostrzeżenia odnośnie do przyjęcia hipotezy, że rozpatrywana próbka stosunków opromieniowania pochodzi z populacji o rozkładzie normalnym. Spostrzeżenie o normalnym rozkiadzie cięgu stosunków opromieniowania wykorzystano przy oszacowaniu błędu wyznaczanie stosunków opromieniowania. Zgodnie z teorią estymacji [32] średnia arytmetyczne jest oszacowaniem wartości oczekiwanej zmiennej losowej. Tak więc macierz  $\widehat{w}_{k(1,j)}$  jest oszacowanium macierzy  $\widehat{v}_{k\to or}$  (1,j). Oszacowenie to można dowolnie uwiarygodnić, zwiększając w miarę możliwości liczbę doświadczeń podstawowych k. innym parametrem charakteryzującym zmielną losową wartości stosunków opromieniowania jest orichylenie stendardowe.

Odchylenia standardowa obliczeno, biorąc pod uwagę zwiększającą się liczbę wyników doświadczeń podstawowych. Otrzywano następujący cieg macierzy odchyleń standardowych:

$$6_{2(1,j)}, 6_{3(1,1)}, \dots, 6_{k(1,j)}, \dots, 6_{n(1,j)}, \dots, 0_{n(1,j)}, \dots, 0_{n(1,$$

Macierz ouchyle, standardowych 🤞 kolejnych doświadczeń podstawowych przyjmuje postać:

gdzie  $2 \leq k \leq a$ .

Odchylanis standardowe standwigce elementy macierzy (5.7) obi.czono [32] za pomocą zfleżności.:

dla 
$$k < 30$$
  $G_k = \sqrt{\frac{1}{k-1} \sum_{j=1}^{j=k} (\psi_j - \overline{\psi}_k)^2}$ 

(6.8)

dle 
$$k \ge 30$$
  $\vec{\sigma}_{k} = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{\kappa}} \sum_{j=1}^{\frac{1-k}{\kappa}} (\vec{\sigma}_{j} - \vec{\psi}_{k})^{2}}.$ 

(6.9)

Wplyw liczby doświadczeń podstawowych na wartości odchyleń standardowych wyrazone za pomocą zależności:

- 40 -

$$f_{k(1,j)} = f_{2}(k).$$
 (6.10)

Sadanie tej zależności odgrywa dużą rolę przy określaniu wymaganej liczby śledzonych porcji. Dla dużych liczb k elementy macierzy 6, ustalają się. Ustalone wartości odchyleń standardowych, wynikające z analizy zależności (6.10), oznaczono symbolem 6, (i.j). Macierz ustalonych wartości odchyleń standardowych przyjmuje postac:

$$\mathbf{k} \rightarrow \infty (\mathbf{1}, \mathbf{j}) \longrightarrow (\mathbf{1}, \mathbf{1})^{m \cdots n} \mathbf{k} \rightarrow \infty (\mathbf{1}, \mathbf{j}) \longrightarrow (\mathbf{1}, \mathbf{10})$$

$$\mathbf{k} \rightarrow \infty (\mathbf{1}, \mathbf{j}) \longrightarrow (\mathbf{1}, \mathbf{1})^{m \cdots n} \mathbf{k} \rightarrow \infty (\mathbf{1}, \mathbf{j}) \longrightarrow (\mathbf{1}, \mathbf{10})$$

$$\mathbf{k} \rightarrow \infty (\mathbf{1}, \mathbf{j}) \longrightarrow (\mathbf{1}, \mathbf{1})^{m \cdots n} \mathbf{k} \rightarrow \infty (\mathbf{1}, \mathbf{j}) \longrightarrow (\mathbf{1}, \mathbf{10})$$

$$\mathbf{k} \rightarrow \infty (\mathbf{1}, \mathbf{j}) \longrightarrow (\mathbf{1}, \mathbf{1})^{m \cdots n} \mathbf{k} \rightarrow \infty (\mathbf{1}, \mathbf{j}) \longrightarrow (\mathbf{1}, \mathbf{10})$$

# 6.3. Kryterium doboru liczby porcji enitowanych z elementów układu

Cięp Macierzy średnich wartości stosunków opromieniowanie potraktowano jako zmienną losową. Rozproszenie średnich stosunków opromieniowania wyraze macierz odchyleń standardowych próbki wartości srednich. Macierz ta przyjmuje postać:

$$\vec{G}_{k(1,j)} = \begin{bmatrix} \vec{\phi}_{k(1,j) \rightarrow (1,1)} & \cdots & \vec{\phi}_{k(1,j) \rightarrow (1,10)} \\ \\ \vec{\phi}_{k(1,j) \rightarrow (4,1)} & \cdots & \vec{\phi}_{k(1,j) \rightarrow (4,10)} \end{bmatrix}$$
(6.12)

gdzie  $2 \leq k \leq n$ .

w dalszych rozważaniach wykorzystane związek pomiędzy odchyleniem standardowym ciągu doświadczeń podstawowych a cdchyleniem standardowym próbki wartości średnich [32].

Związek ten wyraża równanie:

(6.13)

W rozdziale 6.2 uzasadniono przyjęcie hipotezy, że cięg stosunków opromieniowania ma charakter rozkładu normalnego. Odchylenie standardowe próbki wartości średnich, zwane również standardowym błędem, zostało wykorzystane do określenia błędu obliczenia średnich wartości stosunków opromieniowania.

Względne błędy jednosigmowe wyznaczenia stosunków opromieniowania określono jako ilorazy błędów standardowych do średnich wartości stosunków opromieniowania:

$$S_{k}(i,j) = \frac{S_{k}(i,j)}{\Psi_{k}(i,j)} 100\%.$$

Kryterium doboru liczby porcji emitowanych z elementów układu sformułowano następująco: w układzie należy prześledzić taką liczbę porcji, aby błąd standardowy wyznaczania stosunków opromieniowania nie przekroczył założonej wartości.

Algorytm postępowania zmierzającego do ustalenia niezbędnej liczby porcji przyjmuje postac:

- z rozpatrywanego slementu wysyła się odpowiednią liczbę porcji, przy liczebności doświadczenia podstawowego N<sub>n</sub>,
- sporządza się wykresy zależności odchyleń standardowych k kolejnych doświadczeń podstawowych od liczby tych doświadczeń,
- na podstawie analizy tych wykresów określa się ustalone wartości odchyleń standardowych 6 (1,i);
- zakładając błąd standardowy wyznaczenia stosunków opromieniowania na poziomie o oblicza się liczbę doświadczeń podstawowych z równania:

$$\int_{k}^{2} \frac{\delta_{k\to\infty}^{2}(1,1)\to(11,11)}{\delta_{0}^{2}}$$
(6.13a)

przy czym (11,j1) oznacza element, w stosunku do którego 🆓 k(1,j)-->(11,j1) przyjmuje największe wartości,

- niezbędna liczba emitowanych porcji wynosi wówczas:

 $S_{k(i,j)\rightarrow(i1,j1)} = \overline{\overline{\psi}_{k(i,j)\rightarrow(i1,j1)}}$ 

$$N = k \cdot N_{-}$$
 (6.15)

- 100%.

Rozkład stosunków opromieniowania jest taki, że największe wartości otrzymuje się dla elementów położonych najbliżej emitera. W miarę oddalania się od emitera stosunki te szybko maleją. Błąd wyznaczenia stosunku opromieniowania względem najbliższego (największa wartość stosunku) elementu wynosi wówczas:

and - alementants [2,4], (3,4] news [1,7], 2 periods coppleryments rot-

(6.14)

Błędy obliczeń stosunków opremieniowania względem pozostałych elementów będą większe i wyrażoją się zależnościa:

- 42 -

$$\tilde{\delta}_{k}(1,j) \rightarrow (12,j2) = \frac{\tilde{\delta}_{k \to \infty} (1,j) \rightarrow (12,j2)}{\sqrt{k} \psi_{k}(1,j) \rightarrow (12,j2)} 100\%.$$
(6.14b)

and the part of the second second as a device of the second second

Należy pogodzic się z większym od założonego błędem wyznaczenia stosunków opromieniowanie względem elementów odległych, tym bardziej, że ich udział w radiacyjnym przepływio energii jest niewielki.

Błąd metody Monte Carlo jest proporcjonalnym do wyrazenia  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ , Spostrzeżenie to wynika z analizy równań (6.13a) oraz (6.14°, pokrywa się również z opinię BUSLENKI [3].

Błąd ten można dowolnie zmniejszyć odpowiednio dobierając liczbę śledzonych procji. Dowolność w tym względzie nie jest uzasedniona, gdyż prowadzi do ponoszenia dużych kosztów obliczen komputerowych. W punkcie 6.4 przedstewiono rozważanie pozwalające określić granicznę liczbę porcji, których emisja zapewni wyznaczenie stosunków opromieniowanie z założonym błędem, przy czym dalszy wzrost liczby śledzonych porcji nie będzie powodował istotnego zmniejszania się błędów.

# 6.4. Bedanie wpływu charakterystycznych parametrów układu na dobór liczby emitowanych porcii

W eksperymentach probabilistycznych prowadzonych przez autora [77], [51],[50] liczba porcji emitowanych z wybranego elementu wynosiła N = = 50000. Rozpatrywanc również przypadki, kiedy liczba ta osięgała wartość 100 000.

Zaobserwowano, że średnie wartości stosunków opromieniowania, rozpatrywane w zależności od liczby wysłanych porcji, po poczętkowym okresie silnych zmian ustalaję się.

Podobny charakter wykazują odchylenia standardowe rozpatrywane w zależności od liczby śledzonych porcji. Uogólnienie tych spostrzezeń nabiera dużego z maczenia w świetle uwag odnoszących się do kosztów obliczeń komputerowych oraz dokładności metody.

Postanowiona zbadać, czy charakterystyczne parametry układu: gęstość optyczna ośrodka, średnia droga promienia, pole temperatury oraz emisyjność sciem mają istotny wpływ na pojawienie się progów obszarów ustalonych wartości stosunków opromieniowania w miarę wzrostu liczby śledzonych porcji.

Wpływ każdego parametru analizowano na podstawie wyników k = 5° doświadczeń przetawowych. Rozważania przeprowadzone w punkcie 6.4 dotyczą w ziaływak womiędzy emiterem - elementem pobocznicy walca (2,4) a odbiorsami - elementemi: {2.4), (3,4) oraz (1,7). Z powodu rozpatrywania różnych relacji emiter - odbiorca liczbowe wnioski dotyczące doboru liczby porcji, progów obszarów wartości ustalonych oraz błędów obliczania stosunków opromieniowania określono za pomocą przedziałów.

Na rysunkach zamieszczonych w niniejszym rozdziałe przedstawionu jedynie wyniki obliczem dotyczące reiecji  $(2,4) \rightarrow (2,4)$  oraz  $(2,4) \rightarrow (3,4)$ .

# 5.4.1. Wpływ gęstaści optycznej córcdka

Gęstość optyczna czyli iloczyn ciśnienia składnikowego gazu aktywnego oraz średniej drogi promienia charakteryzuje ośrodak gazowy pod względea zdolności do emisji oraz absorpcji energii radiacyjnej. Ciśnienie składnikowa dwutlenku węgla wypełniającego układ przyjęto na podstawie przeciątnego składu spalin występujących w piecach grzejnych, uwzględniając różne rodzeje paliwa i różne współczynniki nadmiaru powietrza. Dolną granice pi<sub>m</sub> przyjęto dziesięciokrotnie niższą od wartości określonej dla ciśnienia przeciętnego. Górną granice pi<sub>m</sub> przyjęto dla przypadku, kiedy układ wypełniony jrst wyłącznie dwutlenkiem węgla. We wszystkich przypadkach założono, że pozostałe parametry układu nie zmieniają się i przyjmują wartości określone dla warunków standardowych. Cbliczenia wykonano przyjmujac następujące liczbowe wartości gęstości optycznej:

-  $pL_{m} \approx 0.001$  MPa.m przy  $z_{c0_{2}} \approx 0.018$ , -  $pL_{m} \approx 0.01$  MPa.m przy  $z_{c0_{2}} \approx 0.18$ , -  $pL_{m} \approx 0.06$  MPa.m przy  $z_{c0_{2}} \approx 1.0$ .

Na rysunku 6.1 przedstewiono zależność sredniej wartości stosunku opromieniowania  $\overline{\psi}_{k}(2,4) \rightarrow (2,4)$  od liczby doświadczeń podstawowych k, przy różnych wartościach gęstości optycznej ośrodka. Na rysunku 6.2 pokazam rależność odchylenia standarGowego stosunków opromieniowania  $\psi_{k}(2,4) \rightarrow (2,4)$ od liczby doświadczcń podstawowych ', przy różnych wartościach pL<sub>m</sub>. Fodobne rezultaty obliczeń, lecz dla stosunków opromieniowania pomiędzy elementami (2,4) oraz (3,4), przedstawiono na rysunkach 6.3 i 6.4.

Wpływ gęstości optycznej ośrodka na bezwzględna wartości storunków opromieniowania jest wyrażnie widoczny. Przy małych wartościach gęstości rptycznej ośrodek pochłania słabo, wobec tego wartości stosunków opromieniowania  $\Psi_{(2,4)}$  (2,4) są znacznie większe niz w przypadku dużych wartości pt. Zjawisko to można wytłumaczyć, uwzclędniając pasmowę struktarę emisji gazu. Zwiększenie pi. spowoduje wzrost szerokości pesm "mocnych", które posiadają stałe absorpcyjności (równiaż stałe zaleczne transmisyjności). W przypadku pesm "słabych", które nają stałe szerokości, wzrost się spowoduje wzrost ich absorpcyjności. W obu przypadkach zgodnie z oczekiwa niami wzrost pt. powoduje większe pochłanianie w gazia.



- 46 -



Fig. 6.2. Zależność odchylenia standardowego G<sub>k</sub>(2,4)→(2,4) od liczby doświadczeń podstawowych k oraz gęstości optycznej pL<sub>m</sub>
 Fig. 6.2. Standard deviation G<sub>k</sub>(2,4)→(2,4) as a function of a number ot basic experiments k and optical density pL<sub>m</sub>

- 45 -



Pye. 6.3. Zależność średniej wartości stosunku opromieniowanie  $k(2,4) \rightarrow (3,4)$  od liczby doświadczeń podstawowych k oraz gestości optycznej plm Fig. 6.3. Average value of irradiation factor  $\frac{1}{2}k(2,4) \rightarrow (3,4)$  as a func-

tion of a number of basic experiments k and optical density  $pL_{\underline{n}}$ 

Na podstawie analizy zalezności przedstawionych ne rysunkach 6.1, 6.2, 6.3 i 6.4 sformułowano następujące wnioski:

 odchylenie standardowe oraz srednie wartości stosunków opromieniowanie ustalaję się wraz ze zwiekszaniem liczby doświedczeń podstawowych k,

- pierwszy próg obszaru wartości ustalonych występuje w otoczeniu k = 10, następny w przybliżeniu przy k = 20,
- osstośc optyczne ośrodke pl<sub>n</sub> nie na istotnego wpływu na popawienze sze obszarów wartości ustalonych rozpatrywanych wisikości,



47

Rys. 6.4. Zależność odchylenia standardowego G<sub>k</sub>(2,4)→(3,4) od liczby doświadczeń podstawowych k oraz gęstości oprycznej pL<sub>m</sub> Fig. 6.4. Standard deviation G<sub>k</sub>(2,4)→(3,4) as a function of a number of basic experiments k and optical density pL<sub>m</sub>

- przy założonym błędzie standardowym 0 = 0,004 niszbędna liczba porcji miaści się w przedziele:

N € (8000, 12000),

natomiast przy

5 = 0.003

N € (14000, 21000),

- przy założeniu liczby śledzonych porcji

N = 10000

blęd jednosigmowy opliczenia stosu ków opromieniowania mieści się w przedziała

je(1,7, 3,9)%,
przy zakiżeniu:
N = 20000

Se(0.95, 2.7%.

## - 48 -

# 6.4.2. Wpływ geometrycznych rozmiarów układu

Rozmiary rozpatrywanego układu dobrano m ten sposób, że średnie drogi promienia są identyczne dla wszystkich elementów objętościowych.

Założono, że układy otrzymane w wyniku znian rozmiarów są geometrycznie podobne. Dzięki temu średnię drogę promienia potraktowano jako parametr charakteryzujący rozmiary układu. Obliczenia wykonano przyjmując następujące wartości liczbowe średniej drogi promienie:

- L\_ = 0,6 s.
- L\_ = 3,0 p.

Przyjęto, że pozostała parametry układu nie zmieniają się i przyjmują wortości określone dla warunkow standardowych.

Zeleżności funkcyjne • f.(k) oraz •  $f_2(k)$  dl=  $L_m = 0.6$  E. zostały przedstawione na rysunkech 6.1. 6.2. 6.3. 6.4. Przypodek ten dotyszy standardowej wartości średniej drogi promienia. Z tego powodu zarówno w tym punkcie jak również w punktach 6.4.3 oraz 6.4.4 nie będą prezentowane zależności dotyczące przypadku warunków standardowych. Na rysunku 6.5 przedstawiono zależność średniej wartości stosunku opromieniowania • (2.4)-(2.4) od liczby doświadczeń podstawowych k, przy różnych wartościach średniej drogi promienia L na odchylenie standardowe etosunkow opromieniowania  $\psi_{k}(2.4)-(2.4)$  pokazeno na rysunku 6.6. Na rysunkach 6.7 i 6.8 przedstawiono podobne za szności, lecz odpowiadające stosunkom opromieniowania pomiędzy elementami (2.4) i (3.4).

Rozmiary geometryczne układu maję istotny wpływ na radiacyjny prupływ energii nie tylko pomiędzy elementani powierzchniowymi, ale również w gazie. Dłuższa lub krótsza droga porcji w pazie zmienia szansę zaobsorbowania jej. Z tego powodu dla mełych wartości L stosunki opromieniewania są większe od odpowiednich wartości dla dużych L.

w wyniku enalizy zależności  $f_1(k)$  oraz  $f_2(k)$ , przedstawionych na rysunkach 6.5, 6.6. 6.7 oraz 5.6, opracowano wnioski:

- średnie wartości stosunków opromieniowania oraz odchylenia standardowego ustalają się wraz ze wzrostem liczby doświadczen podstawowych - k,
- obserwuje się wyrażny próg obszaru wartości ustalonych przyk = 10 oraz mniej wyrażny przyk = 20,
- parametr sredi i orogi promienia nie wpływa w istotny sposób na pojawienie się obszarów ustalonych wielkości – oraz 0<sub>1</sub>,
- przy założonya błędzie standardowym 0 = 0,004 miezbedna liczba porci. mieści się w przedziale:

177.1 102.040

n (10,000, 13000),



Rys. 6.5. Zależność średniej wartości stosunku opromieniowania  $k(2,4) \rightarrow (2,4)$  od liczby doświadczeń podstawowych k oraz średniej dro-

Fig. 6.5. Average value of irradiation factor  $\Psi_k(2,4) \rightarrow (2,4)$  as a function of a number of basic experiments k and average mean beam lenght  $L_m$ 







8

51 -

tonunku Rys. 6.8. Zależność or chylenia standardowego doświad- <sup>6</sup>k(2.4)-->(<u>3.4)</u> od liczby doświadczeń podstawowych k i promie-

Rys. 6.7. Zeleżność średniej wartości etonunku opromianiowania  $\gamma_k(2, 4) \rightarrow (3, 4)$  od liczby doświadczeń podstawowych k oraz średniej drogi promienie L Fig. 6.7. Average value of irradiation factor  $\overline{\gamma}_k(2,4) \rightarrow (3, 4)$  es a function of a number of basic experiments k end everage mean beam lenght L

Fig. 6.8. Standard deviation  $\mathcal{G}_{k(2,4)\longrightarrow(3,4)}$  as a function of a number of basic experiments k and average mean beam lenght  $L_m$ 

natomiast przy:

6 = 0.003

N 6 (17000, 23000),

przy założeniu liczby śledzonych porcji

N = 1000, bžęd jednosigmowy obliczania stosunków opromieniowania mieści

910

de (1.9, 3.9)%.

\*

przedziale

przy założeniu:

N = 20000

Se 10.95, 2,8 )%.

# 6.4.3. Wpłym temperatury

Badania radiscyjnego przepływu ciepła przy za tosowaniu metody Monte Carlo wymagaję założenia pola temperatury elementów układu. Temperatury ta aę potrzebne do wyznaczania granic paem aktymnych, do obliczanie współczynników pochłaniania oraz wyznaczania przedopodobieńste wyboru pasm.

w niniejszym rozdziałe przedsiewiono wpływ temperatury elementow izotermicznych na dobór liczby porcji emitowanych z elementów układu.

Obliczenia przeprowadzono dla następujących przypadków

3=1....,4 Т(1,5) = воо к, 3=1.....10

standardowego pole temperatury.

1+1,...,4 T(1,j) = 2000 K.

3=1 .... ,10

Założono, że pozostałe parametry układu nie zmieniaję się i przyjmuję wartości określone dla werunków standardowych.

Standardowe wartości temperatury przyjęto sposobem intuicyjnym, kierujec się znajonoście warunków ponujących w komersch pieców przemycłowych. Ne rysunku 6.9 przedstationo zależność średniej wartości stosunku opromieniowanie  $\sqrt[4]{k(2,4)} \rightarrow (2,4)$  od liczby doświadczeń podstawowych k.

przy różnych wartościach pola tenperatury. Wpływ liczby k oraz temperatury no odchylenie tenderdowe  $\mathcal{I}_{k(2,4)-(2,4)}$  stosunktw opromieniewania  $\mathbb{N}_{k(2,4)-(2,4)}$  stosunktw opromieniewania  $\mathbb{N}_{k(2,4)-(2,4)}$  przedstawiono na rysunku 6.10. Ne rystakach 6.11 1 6.12 przedstawiono podobne zależności, lecz odpo-

wiede jęce storunkom opromieniowenie pomiędzy elementami (2,4) i (3,4).







Rys. 6.10. Zależność odchylenia standardowego <sup>G</sup>k(2,4)->(2,4) od liczby doświadczeń podstawowych k oraz temperatury

Fig. 6.10. Standard deviation  $\vec{\sigma}_{k(2,4)} \rightarrow (2,4)$  as a function of a number of basic experiments k and a temperature

- 52 -

រ

ŧ



Zmiany temperatury mają istotny wpływ na rozkłady widna prozieniujących elementów układu. Zmieniają się również radiacyjne parametry pasm aktywnych. Jak wynika z enalizy zależności przedstawionych na rysunkach ö.9 1 6.11, wpływ temperatury na wartości stosunków oprozieniowania jest niewielki.

- 55 -

Opis szczegółowy analizy wpływu pola temperatury na własności radiacyjne gazu oraz wartości stosunkow opromieniowania przedstawiono w rozdziala 9.7.

Na podstawie analizy wykresów przedstawionych na rysunkach 6.9, 6.10, 6.11 i 6.12 sformułowano następujące wnioski:

- średnie wartości stosunków opromieniowania i odchylenia standardowego ustalaję się przy wzrastającej liczbie doświadczeń podstawowych - k,
- chszary wartości ustalonych zlokalizowane są podobnie jak na wykresach zamieszczonych w punktach 6.4.1 oraz 6.4.2,
- pole temperatury nie ma istotnego wpływu na pojawienie się obszarów wartości ustalonych,
- przy założonym błędzie standardowym σ<sub>0</sub> = 0,004 niezbędna liczba porcji mieści się w przedziale:

N € (8000, 12000),

natomiest przy

- 6 = 0,003
- N € (14000, 21000),

- przy założeniu liczby śledzonych porcji

N = 10000

błąd jednosigmowy obliczania stosunków opromieniowania mieści się w przedziałe

δε(1,5, 4,3)%.

przy założeniu:

N = 20000

SE(0,95, 3,0)%.

6.4.4. Wpływ emisyjności ścianek ograniczających układ

Przyjęto, że w standardowym stanie rozpatrywanego układu emisyjności wszystkach elementów powiarzchniowych są identyczne, niezależne od liczby falowej, temperatury i wynoszą 0,7. Liczba ta odpowiada przeciętnej wartości emisyjności materiałów ogniotrwałych, z których wykonane są ściany pieców przemysłowych. Rozważania przeprowadzone przyjmując następujące wartości emisyjności ścian:



Rys. 6.13. Zależność średniej wartości stosunku opromieniowania <sup>™</sup> k(2,4)→(2,4) od liczby doświadczeń podstawowych k oraz emisyjności scian Fig. 6.13. Average value of irradistion factor <sup>™</sup> k(2,4)→(2,4) as a function of a number of basic experiments k and a wall emissivity

1k

0,256

0,248

0,240

0,232

0,178

0,170

0,162

0,154

2

2

 $\overline{\Psi}_k$ 



$$\begin{array}{c}
 - \bigwedge_{j=1,\ldots,4} & \epsilon(i,j) = 0,1 \\
 j=4,\ldots,10 & \\
 1 = 1,\ldots,4 & \\
 j=4,\ldots,10 & \\
 1 = 1,\ldots,4 & \\
 j=4,\ldots,10 & \\
 1 = 1,\ldots,4 & \\$$

£ (i,j) = 1,0. i=1,...,4 j=4,...,10

Wartości liczbowe emisyjności ścian mają duży wpływ na bezwzględne wartości stosunków opromieniowania. Dla niskich wartości emisyjności, porcje częściej odbijają się od ścian i rośnie szansa pochłonięcia ich w elementach gazowych.

58

W przypadku ścian czarnych odbicia nie występują a wartości stosunków opromieniowania pomiędzy elementami powierzchniowymi rosną. Na rysunku 6.13 przedstawiono zależność średniej wartości stosunków opromieniowania  $\overline{\Im}_k(2,4) \rightarrow (2,4)$  od liczby doświadczeń podstawowych k przy różnych emisyjnościach ścian. Wpływ k oraz emisyjności na odchylenie standardowe  $\overline{\Im}_k(2,4) \rightarrow (2,4)$  pokazano na rysunku 6.14. Podobne zależności, lecz odpowiadające stosunkom opromieniowania pomiędzy elementami (2,4) i (3,4) przedstawiono na rysunkach 6.15 i 6.16.

Na podstawie analizy zależności  $\overline{\Psi}_k = f_1(k)$  oraz  $\overline{G}_k = f_2(k)$ , przedstawionych na rysunkach 6.13, 6,14, 6.15 oraz 6.16 sformułowano następujące wnioski:







Rys. 6.16. Zależność cdchylenia standa dowego  $\mathcal{G}_{k(2,4)\rightarrow(3,4)}$  od liczby doświadczeń podstawowych k oraz emisyjności ścian Fig. 6.16. Standard de iation  $\mathcal{G}_{k(2,4)\rightarrow(3,4)}$  as a function of a number of basic experiments k and a wall emissivity

- obserwuje się pojawienie się obszarów ustalonych wartości  $\Psi_k$  oraz  $G_k$  w miarę wzrostu liczby doświadczeń podstałowych k,
- pojawieję się progi obstarów wartości ustalonych zlokalizowane podobnie jak w przypadkach analizowanych w punktach 6.4.1, 6.4.2 i 6.4.3,
- emisyjność ścian układu nie ma istotnego wpływu na ukształtowanie się ustalonych obszarów średnich wartości stosunków opremieniowania oraz odchylenia standardowego,
- przy założonym błędzie standardowym
  - G. = 0,004, ninzbędna liczba porcji mieści się w przedziala:

N  $\epsilon$  (5000, 12000), natrmiast przy  $G_{p} = 0,003$ 

N € (9000, 21000),

- 59 -

- przy założeniu liczby śledzonych porcji

N = 10000

bląć jednosigmowy obliczania stosunków opromieniowania mieści się w przedziale

δε(1,4, 3,9)%,

przy założeniu

N = 20000

EE (0,9, 2,7)%.

# 6.5. Wnieski

W wyniku analizy rezultatów badań przedstawionych w rozdziale 6 sformużowano następujące wnioski:

- Ustalono krytarium doboru liczby porcji emitowanych z elementów układu w eksperymencie Monte Carlo.
- Opracowano algorytm doboru liczby porcji wraz z odpowiednimi zależnościami matematycznymi,
- Niezależnie od: gęstości optycznej ośrodka, rozmiarów geometrycznych elementów, pola temperatury oraz emisyjności ścian, zalezności średnich stosunków opromieniowania oraz odchyleń standardowych od liczby doświadczeń podstawowych posiadają: wyraźny próg obszaru wartości ustalonych, odpowiadający liczbie śledzonych porcji N = 10000 oraz mniej wyraźny, reczej rozmyty próg obszaru wartości ustalonych odpowiadający liczbie śledzonych porcji N € (9000, 23000).
- Uwzględniając zmieny wymienionych wcześniej charakterystycznych parametrów układu, przy założeniu liczby śladzonych porcji N = 10000, można oczekiwać, że błąd jednosigmowy & wyznaczania stosunków opromieniowania mieści się w przedziałe (1,4-4,3)%. Przy założeniu, że,liczba śledzonych porcji wynosi N = 20000, błąd ten mieści się w przedziałe (0,95-3,0)%.

 Zaleca się przeprowadzać eksperymenty Monte Carlo, emitując z poszczególnych elementów co najmniej 10000 porcji energii.

Anna Lite, minimum and an and breather and the state of t

7. ANALIZA MODELI GAZÓW PROMIENIUJĄCYCH

Rozważa się radiacyjny przepływ energii w układzie zamkniętym wypełnionym gazem emitująco-absorbującym.

Własności radiacyjne gazu oraz ścian mogę być rozpatrywane z uwzględnieniem pasmowej struktury widma lub potraktowane jako ciała szare. Założono, że ściany otaczające bryłę gazową są szare, natomiast własności radiacyjne gazu wyrażono za pomocę różnych modeli gazu promieniującego. Rozpatrzeno możliwości zastosowania tych modeli w równaniach radiacyjnego przepływu energii, a w szczególności przy obliczaniu stosunków opromiemiowania za pomocę metody Monte Carlo. Przeprowadzono analizę błędów obliczania stosunków opromieniowania przy wykorzystaniu różnych sposobów uśredniania transmisyjności gazu.

# 7.1. Założenia

W niniejszym rozdziale obowiązują założenia przyjęte i opisane w rozdziale 3. Prócz tego założono, że charakterystyczne parametry cylindrycznej komory przyjmują wartości standardowe. Z poszczególnych elementów różnicowych emitowano N = 10 000 porcji energii.

Strumienie energii radiacyjnej pochłoniętej w poszczególnych elementach układu są proporcjonalne do stosunków opromieniowania. Z tego powodu informacje otrzymane w wyniku analizy stosunków opromieniowania pomiędzy wybranymi elementami układu zostały wykorzystane przy ocenie przydatności poszczególnych modeli gazu promieniującego. Zastosowanie modelu pasm szarych przy rozwiązywaniu zagadnień radiacyjnego przepływu energii, przy obecnym stanie wiedzy, uważa się ze najbardziej dokładne. Założono, że względna różnica stosunków opromieniowania obliczonych najpierw przy uwzględnieniu modelu pasm szarych a następnie przy uwzględnieniu modelu rozpatrywanego będzie błędem obliczenia stosunku opromieniowania przy wykorzystaniu modelu rozpatrywanego.

# 7.2. Modele pasmowe

Struktura widma promieniującego gazu ma charakter pasmowy. Zakłada się, że w granicach pasm gaz jest aktywny, natomiast na zewnątrz tych obszarów jest przezroczysty. Wyróżnia się dwa przypadki szczegółowe: model pasm szarych oraz model pasm czarnych.

-

destant start failure and

# 7.2.1. Model pesm szarych

Pasmo traktowane jest jako szare, jeżeli jego absorpcyjność nie zalezy od liczby falowej. Absorpcyjność pasma zdefiniowano za pomocą równanie:

$$\rho = \frac{\int_{\omega_p}^{\omega_p} \left[1 - \exp(-\alpha_{\omega'}(T_g)L_m)\right] \dot{\mathbf{e}}_{b\omega}(T_g) d\omega}{\int_{\omega_p}^{\omega_p} \dot{\mathbf{e}}_{b\omega}(T_g) d\omega}.$$
 (7.1)

przy czym założono, że emiterem jest ciało czarne o temperaturze T<sub>s</sub> Przy założeniu, że pesmo jest szare, równanie (7.1) przyjmuje postać:

$$e_p = 1 - \exp(-\alpha_p(T_g)L_g) = 1 - T_p^{\circ}$$
 (7.2)

Przekształcając równanie (7.1) innym sposobem otrzymano związek pomiędzy bezwymiarową absorpcyjnością pasma i jego absorpcją:

$$= \frac{\frac{\omega_{p}}{\omega_{p}} \frac{\omega_{p}}{\Delta \omega_{p}} \int_{\omega_{p}} \left[1 - \exp(-\omega_{\omega}(T_{g})L_{m})\right] d\omega}{\int_{\omega_{p}} \frac{\omega_{p}}{\omega_{p}} \frac{\omega_{p}}{\omega_{p}} \frac{\omega_{p}}{\omega_{p}}}{\int_{\omega_{p}} \frac{\omega_{p}}{\omega_{p}} \frac{\omega_{p}}{\omega_{p}}} = \frac{A_{p}}{\Delta \omega_{p}}.$$
 (7.3)

Równamie, które definiuje absorpcję pasmową, ms postać:

$$A_{g} = \int_{\omega_{m}}^{\omega_{p}} \left[ 1 - \exp(-\alpha_{\omega}(T_{g})L_{m}) \right] d\omega . \qquad (7.4)$$

W praktycznych obliczeniach absorpcję pasmową A<sub>p</sub> wyznaczeno za pomocą sksperymentalno-teoretycznego pasmowego modelu EDWARDSA-BALAKRISHNANA [14].

Wartości charakterystycznych parametrów pasm pary wodnej oraz dwutlenku wegla, przyjęte zgodnie ze wskazaniami EDWARDSA i NELSONA [12], przedstawiono w tablicy 7.1. Pasma, które dominują w zjawisku przekazywania energii, nazwano "mocnymi". W tym przypadku przyjęto jako znanę i niezmienną jedną z granic pasma lub połczenie jego środka oraz transmisyjność pasma. Brekujące granice pasm obliczano z zależności: lub

14

4

$$v_{p}^{\mu} = \omega_{ep} + \frac{A_{0}}{2(1 - v_{p})},$$
 (7.6)

$$v'_{p} = \omega_{cp} - \frac{A_{p}}{2(1 - v'_{p})}$$
 (7.7)

Tablica 7.1

(7.5)

Warlości charakterystycznych parametrów pasm pary wodnej oraz dwutlenku węgla

Rodzaj gazu		Pasmo [10 <sup>-6</sup> m]	ω' [m <sup>-1</sup> ]	ω <sub>c</sub> [m <sup>-1</sup> ]	ω" [m <sup>-1</sup> ]	ĩ
	1	rotacyjne	50000			0
-	2	6,3			161000	0,2
H <sub>2</sub> O	3	2,7	1000	380000		0,3
new little	4	1,87	462000	reterioreto.	620000	
	5	1,38	620000		810000	
	1	15,0		66700		0,11
	2	10,4	84900		101300	
	3	9,4	101300		114100	
CO2	4	4,3	w .3 005.1 1		246000	0,11
	5	2,7	printer for		263000	0,12
- ,	6	2,0	440000	LITENCE DE	600000	

Pasma, których absorpcja " porównaniu z absorpcją pasm "mocnych jest niewielka, nazwano pasmami "słałymi". Założono, że granice pasm "słabych są znane i niezmienne. Transmisyjności tych pasm obliczano za pomocą zależności (7.5), nitomiast współczynniki pochłaniania za pomocą równania (7.2). Wielkości te wyznaczono dla wszystkich elementów gazowych przy uwzględnieniu założonego pola temperatury. Gaomat yczna intorpretację absorpcji A<sub>p</sub> pasma szarego, dla którego założono niezmienne połcżenie jego śrocka w<sub>cl</sub>, przedstawiono na rysunku 7.1. Na rysunku tym pokazano również geometryczną interpretację odpowiedniego pasma czarnego.

Zakłada się, że porcje reprezentujące p-te pasmo widwa przemierzają przez ośrodok z ciągzą mużliwością pochłonięcia.



- 64 -

Rys. 7.1. Geometryczna interpretacja absorpcji A<sub>p</sub> pasma szarego oraz pasma czarnego przy  $\omega_{cp}$  = idem Fig. 7.1. Geometric interpretation of band absorptance A<sub>p</sub> of grey and black bands when  $\omega_{cp}$  = idem

Przyjęcie powyższego założenia jest usprawiedliwione, gdyż, jak wykazały obliczenia, względna zmiana szerokości pasm dwutlenku węgla, przy zmianie temperatury gazu od 1300 do 1700 K, wynosi jedynie (1,4-6,0)% (punkt 9.2.1). W rzeczywistości, uwzględniając wpływ temperatury na granice pasm oraz przypisując konkretnej porcji określoną liczbę falowę, może występić sytuacja, że do pewnego miejsca porcja zdąże z pochłanianiem a następnie dalszę drogę przemierze baz pochłaniania.

Wykorzystując wyniki eksperymentów probabilistycznych, przeprowadzonych przy założeniu pasmowago modelu gazu i przyjęciu emisyjności ścian  $\mathcal{E} = 0,7$ , obliczono stosunki opromieniowania całkowitego pomiędzy wszystkimi elementami układu. Otrzymano następujące zbiory:

ATTENANT STA DIRECT DE LES DESERTENTES DE LES DE LE

$$\begin{array}{c} & & & & & & & & \\ i=1,\dots,n & j=1,\dots,n & & & & \\ i=1,\dots,n & i=1,\dots,n & & & & \\ k=1,\dots,m & j=1,\dots,n & & & & \\ k=1,\dots,m & & & & & \\ \end{array} \right)$$

Wybrane wartości stosunków opromieniowania całkowitego przedstawiono w punkcie 9.1.3.

Podobne obliczenia wykonano przy założeniu emisyjności ścian E= 1.0. Otrzymano następujące zbiory stosunków opromieniowania bezpośredniego:

$$\begin{array}{c} & & & & & \\ \mathbf{i} = 1, \dots, n & \mathbf{j} = 1, \dots, n & \overset{\forall \mathbf{y}_{\mathbf{s}_{1} \mathbf{s}_{j}}}{\prod} \\ & & & & \\ \mathbf{i} = 1, \dots, n & \mathbf{l} = 1, \dots, n & \overset{\forall \mathbf{y}_{\mathbf{s}_{1} \mathbf{g}_{l}}}{\prod} \\ & & & \\ \mathbf{k} = 1, \dots, m & \mathbf{j} = 1, \dots, n & \overset{\forall \mathbf{y}_{\mathbf{s}_{k} \mathbf{s}_{j}}}{\prod} \\ & & & \\ \mathbf{k} = 1, \dots, m & \mathbf{l} = 1, \dots, m & \overset{\forall \mathbf{g}_{\mathbf{k}} \mathbf{g}_{l}}{\prod} \end{array}$$

Wybrane wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego przedstawiono w punkcie 7.4.

7.2.2. Model pasm czarnych

Pasmo trektowane jest jako czarne, jeżeli jego absorpcyjność równa jest jedności. Dysponując parametrami modelu pasm szarych można utworzyć model pasm czarnych. Przyjmuje się następujące założenie:



- 65 -

(7.8)

(7.8a)

Równanie (7.9) określa nową szerokość pasma przy zachowaniu stałej wartości absorpcji pasmowej A<sub>p</sub>. Granice pasm czarnych wyznacza się w identyczny sposób jak w punkcie 7.2.1.

Strumień energii emitowanej w granicach pasma wyraża się zależnością:

$$\dot{e}_{ap}(T) = A_p \dot{\dot{e}}_{bp}(T),$$
 (7.10)

Jak wynika z równania (7.9), absorpcja pasmowa przy założeniu pasm czarnych jest taka sama jak przy z ożeniu pasm szarych, natomiast średnia gęstość emisji zmieni się z powcou zwężenia pasma.

Zmiany średniej wartości gestości emisji pasmowej są przyczyna odchyleń modelu pasm czarnych od modelu pasm szarych. Podobne rozumowanie można przeprowadzić analizując energię radiacyjną przepuszczoną przez bryłę gazowe. Zwiekszone pochłanianie promieniowania w pasmach, spowodowane ich czarnoście, jest częściowo rekompensowane zwiększonym obszarem ich przepuszczalności. Wykorzystanie metody Monte Carlo przy założeniu modelu pasm czarnych napotyka na trudności. Zawodzi w tym przypadku klasyczna metoda, gdyż wszystkie porcje emitowane z wewnetrznych punktów elementu gazowego będą w nim pochłonięte. Porcje energii należy wiec emitować z powierzchni elementu gazowego. Stosunki opromieniowania otrzymane tym sposobem będą odnosiły się do emisji gazu netto. Rozdział porcji emitowanych z powierzchni elementu gazowego, zgodnie z zasadą metody Exodus, będzie mógł być dokonany proporcionalnie do powierzchni otaczejacych bryłe gazowa. Porcje kierowane do sasiadujących elementów gazowych beda całkowicie w nich pochłaniane. Rozdział porcji kierowanych do ściany sasiadującej z elementem gazowym nastapi w zależności od emisyjności tej ściany. Pewna część (równa emisyjności ściany) porcji zostanie w ścianie pochłonieta, pozostała, równa 1 -  $\xi$ , zostanie zwrócona do elementu gazowego.

Porcje przypadające na obszar nieprzezroczystości gazu, w przypadku emisji ze ściany, będą całkowicie pochłaniane w przylegającym elemencis gazowym. Pozostałe porcje przechodzić będą przez ośrodek bez pochłaniania.

Zastosowanie modelu pasm czarnych w obliczeniach radiacyjnego przepływu ciepła, przy wykorzystaniu metody jasności oraz stosunków konfiguracji, dla prostych przypadków trójelementowych przedstawili WANDRASZ [75] oraz SZARGUT, WANDRASZ [68]. RUDNICKI [52] analizował dwupowierzchniowy układ zamknięty, wypełniony izotermiczną bryłą gazową. Obliczył, że względna różnica strumieni ciepła pochłanianego w elementach układu przy założeniu pasm szarych oraz czarnych wynosi około 6%.

Niewielki błąd w stosunku do modelu pasm szarych, prostsze zależności matemetyczne oraz łatwiejsza procedura metody Monte Carlo są zaletami modelu pasm czarnych.

W niniejszej pracy nie przeprowadzono szczegółowej analizy zastosowania modelu pasm czarnych w metodzie Monte Carlo. Nie wykonano też żadnych eksperymentów probabilistycznych przy założeniu pasm czarnych. Daleze badania prowadzone w tyn kierunku winny dostarczyć informacji o dokładności oraz ufektywności stosowanie rotody Monte Carlo przy udziale pasm czarnych w stosunku do rozwiązania otrzymanego przy założeniu pasm szarych.

- 67 -

# 7.3. Modele niepaamowe

We wszystkich tych przypadkach, kiedy własności radiacyjne gazu określone sę dla: zespołu pasm, obszaru nieprzezroczystości lub pełnego za kresu widme odpowiednie modele nazwano niepasmowymi. Wyróżniono trzy przypadki: model gazu szarego, model gazu nieszarego hOTTELA oraz model gazu o własnościach radiacyjnych usrednionych ze pomocę widme emitere.

7.3.1. Mcdel gazu szarego

Gaz, którego radiacyjne właściwości nie zalażą od liczby falowej, nazwano gazem szarym. Emisyjność bryły gazu szarego o temperaturze T<sub>g</sub>, której średnia droga promienia wynosi L<sub>m</sub>, zdefiniowano za pomocą równania:

$$\mathcal{E}_{g}(T_{g}) \stackrel{df}{=} \frac{\int_{0}^{\infty} \left[1 - \exp(-\infty_{\omega}(T_{g})L_{m})\right] \dot{\mathbf{e}}_{b\omega}(T_{g})d\omega}{\int_{0}^{\infty} \dot{\mathbf{e}}_{b\omega}(T_{g})d\omega} = 1 - \exp(-\infty(T_{g})L_{m}).$$
(7.11)

W podobny sposót określono absorpcyjność gazu szarego:

$$a_{q}(T_{q},T_{s}) = 1 - \exp(-\alpha(T_{q})L_{m}).$$
 (7.12)

Jak wynika z równań (7.11) oraz (7.12) emisyjność gazu szarego jest równa jego absorpcyjności. Transmisyjność gazu szarego wyznaczeno za pomocą równania:

$$\tilde{\ell}_{g}(T_{g},T_{s}) = 1 - \ell_{g}(T_{g}).$$
 (7.13)

Przy chwilowym założeniu pasmowej struktury gazu liczbową wartość emisyjności gazu wyznaczano za pomocę równanij.

$$\varepsilon_{g}(T_{g}) = \frac{\sum_{p=1}^{p=t} \frac{A_{p}}{\Delta \omega_{p}} \int_{\omega_{p}}^{\omega_{p}^{p}} \hat{e}_{b\omega}(T_{g})d\omega}{dT_{0}^{4}},$$
(7.14)
Zastosowanie modelu gazu szarago w metodzie Monte Carlo całkowicie eliminuje losowanie liczby falowej. Następuje uproszczenie programu obliczeniowego, jednak czas obliczeń w stosunku do modelu pasmowego wzraste. Współczynnik pochłanianie obliczono za pomocą równanie:

$$\alpha(T_{g}) = \frac{-\ln[1 - \ell_{g}(T_{g})]}{\ell_{m}}.$$
 (7.15)

Wykorzystując wyniki eksperymentów probabilistycznych przeprowadzonych przy założeniu gazu szarego i przyjęciu emisyjności ścian  $\mathcal{E} = 1.0$ , obliczono stosunki opromieniowania bezpośredniego pomiędzy wszystkimi elementami układu. Wybrane wartości tych stosunków opromieniowania przedstawiono w punkcie 7.4. Pełny zestaw obliczonych stosunków opromieniowania bezpośredniego wykorzystano w punkcie 9.1.1.

7.3.2. Model gazu nieszarego HOTTELA

Na ogół emisyjność gazu nieszarego różni się od jego absorpcyjności

$$\mathcal{E}_{g}(T_{g}) \neq a_{g}(T_{g}, T_{g}),$$
 (7.16)

W przypadku stanu równowagi termicznej zależność (7.16) przechodzi w równość. Absorpcyjność gazu nieszarego wyznacza się za pomocą zależności zaproponowanych przez HOTTELA [23]. Dla dwutlenku węgla obowiązuje równanie:

$$a_{g}(T_{g},T_{s}) = \mathcal{E}_{g}(T_{s}, pL_{m}, \frac{s}{T_{o}})(\frac{q}{T_{s}}) \qquad (7.17)$$

Podobna zależność, lecz z wykładnikiem potęgowym 0,45, obowiązuje dla pary wodnej.

Transmisyjność bryły gazowej oraz współczynniki pochraniania wyznacza się z równań:

$$\hat{c}_{g}(T_{g},T_{g}) = 1 - e_{g}(T_{g},T_{g}),$$
 (7.18)

$$e(T_{g}) = \frac{-\ln[1 - e_{g}(T_{g}, T_{g})]}{L_{m}}.$$
 (7.19)

Zastosowanie modelu gazu nieszarego w technice Monte Carlo niczym nie różni się od przypadku gazu szarego. Matodę tę zastosowano w pracy [41] do wyznaczenia stosunków opromieniowania całkowitego w geometrii prostopadłościennej. Model ten jest dokładniejszy od modelu gazu szarego, gdyż dzięki zaleznościom typu (7.17) transmisyjność gazu uzależniona jest również od temperatury emitera. RUDNICKI [52] obliczył, że błąd względny wyznaczenia strumieni ciepła pochłanianego w ścianach dwupowierzchniowego układu, przy założeniu modelu gazu nieszarego w stosunku do modelu pasm szarych, mieści się w przedziałe (14-19)%.

W miniejszej pracy nie przeprowadzono eksperymentów probabilistycznych przy założeniu modelu gazu mieszarego HOTTELA.

Transmisyjność elementu gazowego zależy od widma rozpatrywanego promieniowania, powinna więc być uśredniona za pomocą widma emitera, którym może być element powierzchniowy lub gazowy. Emisyjność gazu zależy od widma elementu gazowego i uśredniona może być jedynie za pomocą widma elementu gazowego.

Koncepcja określenia własności radiacyjnych gazu, uśrednionych za pomocą widma emitera, zrodziła się z chęci dysponowania wielkościami panchromatycznymi przy równoczesnym wykorzystaniu własności pasmowych. Wielkości te w sposób bardziej dokładny niż przy wykorzystaniu modelu gazu nieszarego HOTTELA opisują transmisyjność gazowych elementów różnicowych.

Inną przyczyną, powodującą rozwój badań w tym kierunku, była potrzeba sprawdzenia hipotezy, że strumienie ciepła pochłoniętego w ścianach układu wielopowierzchniowego, obliczone za pomocę modelu pasmowago, są równoważne wartościom otrzymanym przy wykorzystaniu modelu gazu o własnościach uśrednionych za pomocą widma emitera. Szczegółowe rozwinięcie tego ostatniego problemu przedstawiono w rozdziale 8. Sposób uśredniania zależy od tego czy emiterem jest element gazowy, czy element powierzchniowy. Inny jest tok postępowania, jeżeli ściany ograniczające układ są czarne, inny zaś, gdy sę szare.

Inaczej należy określać zastępcze właściwości gazu, gdy rozpatrujeny jego emisję, inaczej zaś, gdy rozpatrujemy strumień energii pochłoniętej lub przepuszczonej.

Emisja bryła gazowej netto opisana jest równaniem (5.9). Zastępcza emisyjność gazu, występująca w tym równaniu, została zdafiniowana za pomocą zależności (7.14). Uśrednianie radiacyjnych właściwości pasmowych przeprowadzono w tym przypadku za pomocą pełnego widma emitera gazowego.

Uśrednianie własności radiacyjnych w zakresie pełnego widma emitera oznacza, że całkowanie względem liczby falowej rozciąga się na obszar pomiędzy zerem a nieskończonością.

Emisja bryły gazowej brutto została określona za pomocą równania (5.8).

- 69 -

Zastępczy współczynnik pochłaniania &, występujący w równaniu (5.8), uśradniono za pomocą pałnego widma emitera gazowego zgodnie z równaniem:

- 70 -

$$= \frac{\sum_{p=1}^{p=1} \alpha_p(T_g) \int e_{b\omega}(T_g) d\omega}{sT_g}$$
(7.20)

Współczynnik of obliczony tym sporobem ma znaczenie wyłącznie formalne i nie może być użyty w metodzie Monte Carlo do analizy transportu porcji w ośrodku absorbującym.

Problem obliczania zestępczych transmisyjności gazu jest bardziej złożony. Zastępczą, uśrednioną transmisyjność j-tego elementu gszowego, przy założeniu, że emiterem jest ściana szara o temperaturze T, określa równamie:

$$(\tau_{1},\tau_{j}) = \frac{\int \tilde{\tau}_{\omega}(\tau_{j})h_{\omega}(\tau_{1})d\omega}{h(\tau_{1})}$$
(7.21)

W wyniku przekształceń równania (7.21) otrzymano zależność:

N

2

$$\mathcal{U}(\mathsf{T}_{i},\mathsf{T}_{j}) = 1 - \frac{\sum_{p=1}^{p=t} \overline{h}_{p}(\mathsf{T}_{i})A_{p}}{\sum_{p=1}^{p=t} \overline{h}_{p}(\mathsf{T}_{i})\Delta\omega_{p} + \sum_{p=t+1}^{p=t+s} \overline{h}_{p}(\mathsf{T}_{i})\Delta\omega_{p}}$$
(7.22)

Śradnie jasności pasmowe występujące w równaniu (7.22) wynikają z rozwiązania liniowego układu równań (7.23), dotyczącego obszaru nieprzezroczystości ośrodka oraz układu równań (7.24), dotyczącego obszaru przezroczystości.

$$\sum_{i=1,\dots,n}^{i} \sum_{p=1,\dots,n}^{k=n} \overline{\tilde{h}}_{p}(\tau_{i}) = \overline{\tilde{h}}_{p}(\tau_{i}) + \frac{r_{i}}{e_{i}} \left[ \sum_{j=1}^{j=n} \overline{\tilde{h}}_{p}(\tau_{j}) + \frac{r_{j}}{e_{j}} \right]$$

$$= \frac{p}{e_{j}e_{i}} + 4 \sum_{k=1}^{k=n} v_{k} \alpha_{p}(\tau_{k}) \overline{\tilde{a}}_{bp}(\tau_{k}) \psi \frac{p}{g_{k}e_{i}} \right]$$

$$(7.23)$$

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{p=t+1,\ldots,t+s} \overline{\tilde{h}}_{p}(T_{i}) = \mathcal{E}_{i} \overline{\tilde{e}}_{bp}(T_{i}) +$$

 $+ \frac{r_{i}}{s_{i}} \sum_{j=1}^{j=n} \bar{h}_{p}(T_{j}) \psi^{p}_{\frac{s_{j}}{s_{j}}}.$  (7.24)

Ten sposób uśredniania, za względu na konieczność dysponowania w tym momencie wartościami pasmowych stosunków opromieniowania bezpośredniego, jast bardzo uciążliwy. Nie nadaje się do praktycznego zastosowania w złożonych układach wielopowierzchniowych z niaizotermiczną bryłę gazową. Dak wynika z rozważań GEBHARTA [16] oraz HOTTELA, SAROFIMA [23], strumienie energii radiacyjnej absorbowanej w elementach układu mającego ściany szare mogą być wyrażone jako funkcje wartości otrzymanych dla przypadku ścian czarnych. Powyższe spostrzeżenie pomniejsza wagę trudności uśredniania transmisyjności gazu za pomocę jasności i sugeruje możliwość uśredniania za pomocę emisji emitera.

## 7.3.3.1. Model gazu o tranemisyjności uśrednionej w zakresie pełnego widma emitera

Zastępczą, uśrednioną transmisyjność j-tego elementu gazowego, przy emisji energii z i-tego powierzchniowego elementu czarnegc, obliczano za pomocę równania:

$$\tilde{i}(1,j) = 1 - \frac{\sum_{p=1}^{p=1} e_p(T_j) \int_{\Delta \omega_p} e_{b\omega}(T_j) d\omega}{GT_j}, \qquad (7.25)$$

Założono, że granice całkowania funkcji uśredniającej, występującej w równaniu (7.25), odpowiadaję szerokościom pasm j-tego elementu gazowego. Zestępcze, uśrednione współczynniki pochłaniania, wykorzystywene w procedurze Monte Carlo, wyznaczano za pomocą zależności;

$$t'(i,j) = \frac{-\ln \tilde{t}(i,j)}{L_{\mu}(j)}$$
(7.26)

W wyniku uśredniania wykonanego zgodnie z równaniem (7.25) otrzymano macierz  $\tilde{\ell}_{r.E}$  uśrednionych transmisyjności gazu:

$$\tilde{t}_{n,n} = \begin{bmatrix} \tilde{t}(1,1), \tilde{t}(1,2), \dots, \tilde{t}(1,n) \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \tilde{t}(n,1), \tilde{t}(n,2), \dots, \tilde{t}(n,n) \end{bmatrix}$$
(7.27)

Wykorzystując równanie (7.26), otrzymano macierz 🗙 "uśrednionych współczynników pochłaniania gazu o rozmiarach identycznych jak macierz T<sub>n.m</sub>.

W punkcie 7.4 przedstawiono wybrane wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego, obliczone za pomocą transmisyjności uśrednionych w makresie pełnego widma emitera.

## 7.3.3.2. Model gazu o transmisyjności usrednionej w zakresie nieprzezroczystości gazu

W przypadku emisji energii z i-tego, czarnego elementu powierzchniowego uśrednione transmisyjność j-tego elementu gazowego w zakresie nieprzezroczystości gazu określona jest równaniem:

$$\vec{e}(\mathbf{i},\mathbf{j}) = \mathbf{1} - \frac{\sum_{p=1}^{p=t} \mathbf{a}_{p}(\mathbf{T}_{j}) \int \mathbf{e}_{b\omega}(\mathbf{T}_{i}) d\omega}{\sum_{p=1}^{p=t} \int \mathbf{e}_{b\omega}(\mathbf{T}_{i}) d\omega}$$
(7.28)

Jeżeli emiterem jest i-ty element gazowy, wówczas ptrzymuje się zależność:

$$\tilde{\varepsilon}(\mathbf{i},\mathbf{j}) = \mathbf{1} - \frac{\sum_{p=1}^{p=t} a_p(T_{\mathbf{j}}) \alpha_p(T_{\mathbf{i}}) \int \dot{e}_{b\omega}(T_{\mathbf{j}}) d\omega}{\sum_{p=1}^{p=t} \alpha_p(T_{\mathbf{i}}) \int \dot{e}_{b\omega}(T_{\mathbf{j}}) d\omega}, \qquad (7.29)$$

Założono, że szerokości pasm emitere oraz rozpatrywanego elementu razowego są jednakowe. W rzeczywistości, z powodu wpływu temperatury gazu, szerokości pasm różnią się, lecz zmiany te sę niewielkie (punkt 7.2.1).

W wyniku uśredniania wykonanego zgodnie z równaniami (7.28) oraz (7.29) otrzymano macierz  $\mathcal{X}_{n+m,m}$  uśrednionych tramsmisyjności gazu:

$$\vec{\tau}_{n+m,m} = \begin{bmatrix} \vec{\iota}(1,1), \dots, \vec{\iota}(1,m) \\ \vdots \\ \vdots \\ \vec{\iota}(m+n,1), \dots, \vec{\iota}(m+n,m) \end{bmatrix}$$
(7.30)

Wykorzystując zależność (7.26) otrzymano macierz  $\alpha_{n+m,i}$  uśrednionych współczynników pochłaniania o rozmiarach identycznych jak macierz  $\mathcal{T}_{n+m,m}$ 

Pełny zakres widma podzielony został na dwie części. W obszarze przezroczystości transmisyjność ośrodka wynosi 1,0, natomiast w obszarze nieprzezroczystości wyraża się zależnościami (7.28) lub (7.29).

W punkcie 7.4 przedstawiono wybrane wartości współczynników opromieniowania bezpośredniego obliczone przy transmisyjnościach uśrednionych w zakresie nieprzezroczystości ośrodka.

## 7.3.3.3. Model gazu o trensmisyjności uśrednionej w zakresie widma pasm "mocnych"

Współczynniki pochłaniania "słabych" pasm 10,4µ oraz 9,4µ są około 50 razy mniejsze od współczynników pochłaniania pasm "mocnych". Dla "słabago" pasma 2,0 µ stosunek ten sięga 700. Prawdopodobieństwo pochłonięcia porcji w obszarze pasm "słabych" jest niewielkie. Złożono, że obszar pasm "słabych" jest częścią składową obszaru przezroczystości gazu, natomiast obszar nieprzezroczystości stanowią jedynie trzy "mocne" pasma o numerach 1, 4, 5 (patrz tablica 7.1). Obowiązuje założenie, że ściany układu są czarne. Równania, za pomocę których dokonano obliczeń uśrednionych transmisyjności elementów gazowych, mają postać (7.28) oraz (7.29), przy czym zamiast sumy po wszystkich pasmach widma wskażnik p przyjmuje wartości: 1, 4, 5. W punkcie 7.4 przedstewiono wybrane wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego obliczone przy transmisyjnościach uśrednionych w zakresie widma pasm "mocnych".

## 7.4. Porównanie wyników obliczeń otrzymanych za pomoca modeli pasmowych i niepasmowych

W tablicach 7.2 i 7.3 przedstawiono wartości liczbowe stosunków opromieniowania bezpośredniego pomiędzy elementami powierzchniowymi (1,4) oraz (1,5) jako emiterami z pozostałymi elementami układu. Wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego dla przypadków, gdy emiterami były elementy gazowa: (1,3) i (4,3), przedstawiono w tablicach 7.4 i 7.5.

Rozpatrzono pięć modeli gazu promieniującego: model pasm szarych, model gazu o transmisyjności uśrednionej w zakresie widma pasm "mocnych", model gazu o transmisyjności uśrednionej w zakresie nieprzezroczystości gazu, czyli w zakresie widma wszystkich pasm, model gazu o transmisyjności uśrednionej w zakresie pełnego widma oraz model gazu szarego.

Rozpatrzono sytuację, gdy emiterem jest element gazowy. W tym przypadku nie przeprowadza się uśredniania transmisyjności gazu za pomocą pełnego widma. Stosunki opromieniowania bezpośredniego, obliczone przy transmisyjnościach usrednionych w zakresie widma pasm "mocnych", przyjmują wartości bardzo zbliżone do wartości otrzymanych przy wykorzystaniu modelu pasm szarych.

Tablica 7.2

Wartości	stosunków	opro	mieniowania	bezpośredniego	o pomiędzy	elementem	(1.4)
	1000	8	pozostałymi	elementami uk	Ładu		

	1	0.2469	0.1620	0.0768	0.0364		
	2	0.2441	0.1702	0.0789	0.0374		
	3	0.2136	0.1459	0.0630	0.0303		
	4	0.1740	0.1330	0.0520	0.0190		
	5	0.1976	0.1223	0.0449	0.0212		
		(1.4)	(2,4)	(3,4)	(4,4)		
0.2095	[	0.0970	0.0073	0.0000	0.0001		0.0186
0.2127		0.0968	0.0060	0.0000	0.0000	2	0.0205
0,2079	2	0.1209 (1,3)	0.0207 (2,3)	0.0027 (3,3)	0.0009 (4,3)	1	0.0165
0.2110		0.1270	0.0250	0.0080	0.0050	0)	0.0100
0.2117	-	0.1269	0.0349	0.0077	0.0036		0.0104
0.0934		0.0056	0.0016	0.0001	0.0000		0.0144
0.0820		0.0041	0,0008	0.0000	0.0000	-	0.0154
0.0762	-	0.0319 (1,2)	0.0153 (2,2)	0.0024 (3,2)	0.0002 (4,2)	6	0.0120
0.0780	9	0.0640	0.0270	0.0060	0.0040	~	0.0020
0.0810	5	0.0479	0.0216	0.0083	0.0031		0.0082
0.0240		0.0006	0.0004	0.0000	0.0000		0.0053
0.0253		0.0004	0.0000	0.0000	0.0000	(4)	0.0054
0.0223	2	0.0071 (1.1)	0.0044 (2,1)	0.0011 (3,1)	0.0003 (4,1)	00	0.0044
0.0230	न	0.0180	0.0080	0.0010	0.0010		0.0040
0.0200		0.0132	0.0083	0.0033	0.0008		0.0031
	0				· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		0 Å

1 - model pasm ezerych (Exodus) 2 - model uśrednianie w zakresie pasm "mocnych" 3 - model uśrednianie w zakresie nieprzezroczystości 4 - model uśrednianie w pełnym widmie (dla N = 1000) 5 - model gazu ezerego

Tablica 7.3

## Wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego pomiędzy elementem (1,5) a pozostałymi elementami układu

	1. C						
10500	1	0.2867	0.2938	0,1376	0,0645		
	2	-	~		-		
	3	0.2352	0.2501	0.1154	0.0555		
	4	0.2600	0.2090	0.0950	0,0410		p of other
	5	0.2482	0.2207	0.1002	0.0429		
		(1,4)	(2,4)	(3,4)	(4,4)		
0,0		0.0014	0,0012	0.0003	0.0001		0.0528
_		Conservation ( 1993)	rol-o ().tali	Contract of the second		4	in the second second
0.0	5	0,0197 (1,3)	0.0164 (2,3)	0.0051 (5,3)	0.0017 (4,3)	10	0.0493
0.0	-	0,0280	0.0300	0.0190	0.0090	5	0.0320
0.0	-	0.0310	0.0321	0.0132	0.0076		0.0309
0.0		0.0189	0.0015	0.0002	0.0003		0.0395
	S. 2.1	1010 - 11133			- Jane	4	
0.0	~	0.0551 (1.2)	0,0183 (2,2)	0.0038 (3,2)	0.0015 (4,2)	0	0.0319
0.0	so.	0,0670	0.0330	0.0080	0,0060		0.0340
C.0		0.0672	0.0323	0.0094	0.0050		C,0248
0.0	1.14	0.0868	0.0010	0.0001	0.0000		0.0133
	1.1	-		-	-	-	-
0.0	· .	0.0999 (1.1)	0.0086 (2.1)	0.0019 (3,1)	0.0006 (4,1)	4	0.0100
0.0	E	0.1030	0.0190	0.0030	0.0000	-	0.0040
0.0		0.1008	0.0153	0.0042	0.0018		0.0094
	0			L			oś komory

1 - model paem szarych (Exodus) 2 - model uérednienie w zakresie pasm "mocnych" 3 - model uérednienia w zakresie nieprzezroczystości 4 - model uérednienia w pewnym widmie (dle N = 1000) 5 - model gazu szarego

.

ZA .

komory

## Tablica 7.4

Wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego pomiędzy elementem (1,3) a pozostałymi elementemi układu

	8 010	. 1	0.1284	0.0082	0.0005	0.0001		A 8100
	# E10	2	0.1302	0.0084	0.0001	0,0000		
		3	0.1210	0.0110	0.0000	0.0000		
		4	7.2-			0.000		
		5	0.4335	0.1142	0.0303	0.0122		
			(4,1)	(4,2)	(4,3)	(4,4)		
1	0.0536		0.6646	0.0400	0.0001	0.0000	]	0.0001
2	0.0571	2	0.6613	0.0385	0.0001	0.0000	â	0.0000
3	0.0670	5	0.6530 (1.3)	0.0450 (2,3)	0.0000 (3,3)	0.0000 (4,3)	4	0.0000
4	2 4.0700		0.0400		to tomoto	0.0700	0	den ten
5	0.1620		0.0790	0,0225	0.0054	0.0026		0.0114
1	0.0061		0.0862	0.0088	0.0001	0.0000	1	0.0000
2	0.0056		0.0838	0.0115	0.0002	0.000	â	0.0000
3	0.0050	0	0.0820 (1.2)	0.0090 (2,2)	0.0000 (3,2)	0.0000 (4,2)	10	0.0000
4	1. w.070a	-		-	anh-ma	com-co	~	and the second second
5	0.0509	-	0.0271	0.0107	0.0048	0.0017		0.0080
1	0,0000		0.0026	0.0006	0.0000	0.0000	1	0.0000
2	0.0000		0.0026	0.0006	0.0000	0.0000	2	0.0000
3	0.0000	2	0.0070 (1.1)	0.0010 (2,1)	0.0000 (3,1)	0.0000 (4,1)	m	0.0000
4	-	L L	1.7-10	-	0.0=0	0.0000	~	-
5	0.0098	5	0.0049	0.0030	0.0012	0.0009		0.0030

Tablica 7.5

ŧ, 

1 - model pasm azarych (Exodus)
 2 - model uśredniania w zakresie pasm "mocnych"
 3 - model uśredniania w zakresie nieprzezroczystości (dla N = 1000)
 4 - model uśredniania w pełnym widmie
 5 - model pazu szarego

	wartosci	atosunkow opr a	pozostałymi el	ementami układu	) Jutácza etemetrem Jutácza etemetrem	(4,3)	
	1	0.0001	0.0006	0.0086	0,1248		
	2	2		1.1.1.1.1.1.1	2.24 2.2		
	3	0.0000	0.0000	0.0084	0.1337		
	4	-	1.1.1.1.1.1		1.4.1.1.1		
	5	0.0120	0.0298	0.1117	0.4254		
		(1,4)	(2,4)	(3,4)	(4,4)		
0.000	3	0,0000	0.0001	0.0403	0.6695	]	0.0565
-		-			-	4	2 2 2 2 2 2
0.000	0 1	0.0000 (	(1,3) 0.0000 (2,3)	0.0433 (3,3)	0.6584 (4,3)	10	0.0540
-		-		-	-	-	
0.009	9	0.0021	0.0070	0.0220	0.0849		0.1620
0.000	0	0.0000	0.0002	0.0107	0.0789		0.0056
-		-	-	-	-	2	
0.000	0 0	0.0000	(1,2) 0.0002 (2,2)	) 0.0100 (3,2)	0.0813 (4,2)	°,	0.0068
-	<b>1</b>					Ŭ	-
0.007	3	0.0017	0.0041	0.0112	0.0278		0,0554
0.000	0	0.0000	0.0000	0.0005	0.0032	1 2	0.0001
-		-			-	8	
0.000	in 00	0.0000	(1,1) 0.0000 (2,1)	) 0.0007 (3,1)	0.0029 (4,1)	-	0,0003
1.14	(1	-	2 2 2 2 2	-	-		-
0.002	22	0.0009	0.0018	0,0038	0.0070		0.0100

1 - model pasm szarych (Exodus) 2 - model uśredniania w zakresie pasm "mocnych" 3 - model uśredniania w zakresie nieprzezroczystości 4 - model uśrednienia w połnym widmie 5 - model gazu szarego

oś komory

od komory

Bład obliczania stosunków opromieniowania bezpośredniego przy zastogowaniu modelu uśredniania transmisviności w zakresie widma pasm "mocnych" wynosi około 2%. Podobna sytuacja występuja, jezeli porównamy stosunki opromieniowenia bezpośredniego obliczone przy wykorzystaniu modelu pasm szarych z wartościami otrzymanymi przy wykorzystaniu modelu uśredniania transmisyjności w zakresie nieprzezroczystości gazu. W tym przypadku błąd wynosi około 3%. Zastosowanie modelu gazu szarego prowadzi do dużych rozbieżności w porównaniu z modelem pasm szarych, Wartości liczbowe stosunków opromieniowania bezoośredniego różnia się nawet kilkakrotnie. Przyczyna tego zjawiska se duze różnice pomiędzy współczynnikami pochłaniania w gazie, W przypadku modelu pasmowego współczynniki pochłaniania w zakresie pasm "mocnych" sa duże. W zwiazku z tym zasięg porcii emitowanych z gazu jest niewielki. Współczynniki pochłaniania w gazie, przy załozeniu modelu gazu szarego, są znacznie mniejsze, więc możliwość przenikania porcii do odległych elementów układu jest duża. Odmienna sytuacia występuje. jeżeli rozpatruje się emisję z elementu powierzchniowego. W tym przypadku jedynie dla modelu gazu o transmisyjnościach uśrednionych w zakresie widme pasm "mocnych" otrzymuje się stosunki opromieniowania bezpośredniego bardzo bliskie wartościom odpowiadającym modelowi pasm szarych. Jak wykazały obliczenia przeprowadzone dle wybranych elementow powierzchniowych, błędy obliczania stosunków opromieniowania bezpośredniego przy zastosowaniu modelu uśredniania w zakresie pasm "mocnych" mieszcza się w przedziałe (0,5-1)%. Przy zastosowaniu modelu uśredniania transmisyjności w zakresie widme wszystkich pasm otrzymuje się błedy mieszczące się w przedziele (10,7-13,6)%, natomiest przy uśrednieniu w zakresie pełnego widma - (20,4-24,0)%. Przypadek modelu gazu szarego rozpatrzono analizutac stosunki opromieniowanie pomiedzy wszystkimi powierzchniowymi elementami układu. W tym przypadku błędy mieszczę się w przedziale (16,6-26,4)%. Rozrzut błędów wynika z uwzględnienie stosunków opromieniowanie względem wszystkich powierzchniowych elementów układu.

Na podstawie rozważań przeprowadzonych w niniejszym rozdziele sformułowano następujące wnioski:

- w przypadku emíterów gazowych wpływ różnych sposobów uśredniania transmisyjności gazu na wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego jest niewielki,
- w przypadku smiterów powiarzchniowych błędy obliczenia stosunków opromieniowania bezpośredniego, przy wykorzystaniu różnych sposobów uśrednienia transmisyjności gazu mieszczą się w przedziałe (1-20)%.
- niezależnie od rodzaju emitera błędy obliczania stosunków opromieniowania bezpośredniego nie przekraczają 2%, jedynie przy wykorzystaniu modelu uśredniania transmisyjności gazu w zakresie pasm "mocnych",
- błędy obliczanie stosunków opromieniowania bezpośredniego, przy wykorzystaniu modelu gazu szarego, dla przypadku emitera powierzchniowego mieszczą się w przedziałe (17-26)%, przy czym dla przypadku emitera gazowego sę znacznie większe.

## 7.5. <u>Zależność stosunków opromieniowania od zalecanych</u> transmisyjności pasm

Zakłada się [12], że jedna z granic lub środek pasm "mocnych" przyjmuje wartość stałą, niezależnę od termicznych parametrów gazu. Brakujące granice mogą być obliczone za pomocą równań (7.5) lub (7.6) i (7.7) pod warunkiem, że założone zostanie transmisyjność tych pasm. Stąd wynika pcjęcie transmisyjności zalocanej. Ponieważ pasma mocne charakteryzują się dużą zdolnością pochłaniania, więc zalecane transmisyjności tych pasm są rzędu 0.11-0.12. Wartości te nie są przyjmowane w sposób dowolny, lecz w oparciu o przesłanki wynikające z badań eksperymentalnych [12]. W literaturze [14] spotyka się podejście, traktujące wszystkie pasma jako czarne, czyli o transmisyjności równej zeru. W niniejszych badaniach ustalono jak założone zalecane transmisyjności pasm woływają na wartości stoeunków opromieniowania.

Transmisyjności pasm przyjmowano w zakresie  $\widetilde{c} \in [1,0.10^{-6}, 0,64]$ . Nie rozpatrywano transmisyjności większych od 0,64, gdyż z powodu zmian szerokości pasm wystąpiło zjawisko nakładania się pasm sąsiednich. W rozważaniach przyjęto dwa sposoby postępowania. W piarwszym przyjęto, że wszystkie pasma, zarówno "mocne" jak i "słabe", traktowane są jednakowo i obowiązuje w tym przypadku zależność:

$$\tilde{t}_1 = \tilde{t}_2 = \dots = \tilde{t}_6 \in [1, 0, 10^{-6}, 0, 64].$$
 (7.31)

W rzoczywistości pasma "słabe" posiadają transmisyjności bardzo duże, przekraczające 0,95. W związku z tym budzą się wątpliwości czy traktowanie ich w granicznym przypadku jako czarne jest słuszne.

Drugi sposób pustępowania polega na założeniu, że zmianom podlegać będą jedynie transmisyjności pasm "mocnych":

$$\vec{\iota}_1 = \vec{\iota}_4 \circ \vec{\iota}_5 \in [1,0,10^{-6},0,64],$$
 (7.32)

natomiast transmisyjności pasm "słabych", przy stałych granicach, pozostaną niezmienne. Ich wartości liczbowo wynikają z zastosowania pasmowego modolu EDWARDSA - BALAKRISHNANA [14]. Obliczenia liczbowe wykonano przy emisji porcji z elementu gazowego (2,2) oraz z elementu powierzchniowego (2,4). Na rysunku 7.2 przedstawiono zależność stosunków opromieniowania cd zalecznej transmisyjności pasm w przypadku, gdy emiterem jest element gazowy (2,2), natomiast odbiorcami są również elementy gazowe. Podobną sytuację, lecz dla przypadku, gdy odbiorcami są elementy powierzchniowe. przedstawiono na rysunku 7.3. Na rysunku 7.4 pokazano zależności dla zespołu elementów gazowych oraz zespołu elementów powierzchniowych przy emisji z elementu gazowego (2,2). Wpływ zalecenych transmisyjności pese na stosunki opromieniowania w przypadku, gdy emiterem jest element po-

- 79 -





wierzchn\_owy (2,4), przedstawiono na rysunku 7.5. Liniami przerywanymi przedstawiono transmisyjności obliczone pierwszym sposobem (zależność (7.51)), nitoliast linie cięgłe dotyczą sposobu drugiego (zależność (7.32)) Dek wynika z zależności przedstawionych na rysunkach 7.2, .3 oraz 7.4 wpżyw tronsmisyjności pasm na stosuni i opromieniowania względem innych elementów wiadu jest duży. W granicznym przypadku, kiedy pasma są czarne, wówczas element gazowy pochłania wszystkie emitowane porcje, miarę wierostu tronsmisyjnowci pasm obserwuje się wzrost stosunków opromieniowania (2,2).--inne elementy. Gaz staje się bardziej przepuszczalny dla wędrujących porcji, tore lokowane sę w innych elementach gazowych lub ścianach układu. Rezultaty obliczeń przedstawione na rysunku 7.4 świadczę, że w przypedku emitera powierzchniowego wpływ transmisyjności pasm jest niewielki. Dla transmisyjności przekraczających wartości rzędu 0,1-0,2 obserwuje się systematyczny spadek stosunków opromieniowania w relacji emiter - inne elementy powierzchniowe. Pomimo zwiększania się przepuszczałności pasm do ścianek układu dociera mniej porcji. Zjawisko to należy wyjaśnić przewagą efektu zwiększania się szerokości pasm nad efektem wzrostu ich transmisyjności. Jak wykazuję obliczenia, niesłuszna jest dowolność w wyborze wartości zalecanych transmisyjności. Głównym ograniczeniem w tym przypadku oddziaływania na drodze elementy gazowe - inne elementy układu. Nie należy również traktować zalecanych tramsmisyjności  $\tilde{c}$  = = 0,11-12, proponowanych przez EDWARDSA i NELSONA [55], jako wartości ściśle obowiązujących.



Rys. 7.4. Zeleżność stosunków opromieniowania od zalecanej transmisyjności pasm. Emiter – element gazowy, odbiorcy – zespoły elementów układu Fig. 7.4. Irradiation factors as functions of recommended bands transmisivity. Emiter – gas element, receivers – complexes of system elements



Rys. 7.5. Zależność stosunków opromieniowania od zalecanej transmisyjności pasm. Emiter – element powierzchniowy, odbiorcy – inne elementy układu

Fig. 7.5. Irradiation factors as functions of recommended bands transmissivity. Emiter - surface element, receivers - other system elements

- 33 -

Na podstawie przeprowadzonej analizy wyników obliczeń można sformużować następujący wniosek. Jeżeli przyjmie się zalecane transmisyjności pasm bliskie wartościom proponowanym przez EDWARDSA i NELSONA, wówczas w niewielkim przedziale wokół tych wartości stosunki opromieniowanie zmieniają się nieznacznie. Model pasm czarnych może być przyjęty, lecz nalezy w tym przypadku zmienić technikę stosowania metody Monte Carlo. Problem ten został szerzej omówiony w punkcie 7.2.2.

#### 7.6. Wpływ pasm "słabych" na wartości stosunków opromieniowania

Zastosowanie pasmowego modelu promieniowania gazów więże się z doborem parametrów oraz liczby aktywnych pasm uwzględnianych w obliczeniach. Pasmowy model EDWARDSA, BALAKRISKNANA [14] uwzględnia 6 pasm promieniowania dwutlenku węgla. Trzy z nich, ocenione jako "mocne", w dacydujący sposób wpływaję na własności emitująco-pochłaniające gazu. Pozostałe pasma: 10.4 µ. 9.4 µ oraz 2,0 µ, zwane pasmami "słabymi", w obliczeniach często sę pomijane.

W rozważaniach opisanych w tym punkcie postanowiono przeprowadzić analizę wpływu eliminowania pasm "słabych" na wartości stosunków opromieniowania. Obliczenia wykonano dla następujących przypadków:

- uwzględniono wszystkie pasma,
- pominieto pasmo 10,4µ.
- pominięto pasmo 9,4µ,
- pominięto pasmo 2,0µ,
- pominieto pasma 10,4 µ i 9,4 µ,
- pominieto pasma 10,44, 9,44 i 2,04.

Współczynnik pochłaniania dotyczący pasma pominiętego przyjmowano równy zeru. Rozpatrywano emisję porcji z elchentów: (2,1), (2,2), (2,3) oraz (2,4). Pierwszą serię obliczeń wykonsno wysyłając z każdego elementu N = = 10000 porcji. Następnie zwiększono tę liczbę do N = 20000 porcji. Rozważaniami objęto jedynie te stosunki opromieniowania, których wartości przekraczały 0,01. Wartości maksymalnych względnych zmian stosunków opromieniowania, związanych z eliminowaniem pasm słabych, przedstawiono w tablicy 7.6.

Górne granice przedziałów zamieszczonych w tablicy 7.6 dotyczę stosunków opromieniowania względem odległych elementów. W wyniku analizy otrzymanych rezultatów sformułowano następujące wnioski:

- wartości maksymalnych względnych zmian stosunków opromieniowania w miarę eliminowania pasm "słabych", przy N = 10000, mieszczą się w przedziałe + (0,23-7,5)%,
- zwiększając liczbę śledzonych porcji do N = 20000, granice tego przedziału zacieśniają się i przyjmują wartości + (0,015-3,95)%.

 zmiany stosunków opromieniowanie zwięzane z eliminowaniem pasm "słabych" są niewielkie,

- w obliczeniach inzynierskich pasma "słabe" mogę być pominięte.

Tablica 7.6

Wartcści maksymalnych względnych zmian stosunków opromianiowania spowodowanych eliminowaniem pasm "słabych", S

	N = 10000	N = 20000
$\Psi_{(2,1)} \longrightarrow inne elementy$	0,87-7,28	0,66-2,73
$\gamma(2,2) \rightarrow inne elementy$	0,67-7,5	0,015-3,85
$(2,3) \rightarrow inne$ elementy	0,32-1,74	0,053-2,91
$\gamma_{(2,4)} \longrightarrow inne elementy$	0,23-4,9	0,055-3,95

- Provide the particular and the second provide the providence of the second second

The state of the s

8. WSPÓŁZALEŻNOŚĆ MODELU PASMOWEGO I MODELU GAZU O WŁASNOŚCIACH RADIACYJNYCH UŚREDNIONYCH ZA POMOCĄ WIDMA EMITERA

Zasadniczym celem rozważań przedstawionych w niniejszym rozdziałe jest wywazanie współzależności pomiędzy strumieniami ciepła odprowadzanego od ścian układu, obliczonymi przy wykorzystaniu pasmowego modelu gazu craz przy wykorzystaniu modelu o trasmisyjnościach uśrednionych za pomocą widma emitera. Rozważania te przeprowadzono dla nestępujących układów:

- układ izotermicznej bryły gazowej otoczonej izotermiczną ścianę,
- układ izotermicznej bryły gazowej otoczonej zespołem izotermicznych ścian,
- układ nieizotermicznej bryły gazowej otoczonej zespołem izotermicznych ścian.

W tym ostatnim przypadku analizę ograniczono do porównania strumieni energii radiacyjnych absorbowanych w wybranym elemencie powierzchniowym. Zakłada się, że słuszne są prawa KIRCHHOFFA, LAMBERTA, BOUGUERA – LAMBERTA. Przyjęto, że powietrznie otaczające bryłę gazową są szare. Ostatnie założenie nie jest konieczne, gdyż można również przyjąć, że ściany są czarne lub ich emisyjności załeżą od liczby falowej. Tego rodzaju założenia powinny być uwzględnione w równaniach bilansowych.

## 8.1. <u>Układ izotermicznej bryły gazowej</u> otoczonej izotermicznę ścianę

Założono, że izotermiczna bryła gazowa o temperaturze T<sub>g</sub> otoczona jest izotermiczną ścianą o temperaturze T<sub>s</sub> i emisyjności  $\mathcal{E}_{s}$ . Przyjęto, że przy obliczaniu pasmowych transmisyjności gazu uwzględniono średnią drogę promieniowania L<sub>m</sub> odpowiadającą rozmiarom bryły gazowej.

Gęstość strumienia ciepła, które nalezy odprowadzić od ściany, aby zachować stan ustalony, wynika z równania bilansu energii ściany. Łęczny strumień ciepła jest sumą strumieni ciepła odprowadzonych w obszarach nieprzezroczystości oraz przezroczystości gazu i wyraźa się równaniam;

 $\dot{q} = \dot{q}_1 + \dot{q}_2 \tag{8.1}$ 

Strumień ciepła odprowadzonego w zakresia p-tego pesma obszaru nieprzezroczystości gazu określony jest zależnością:

$$\dot{q}_{1p} = \delta_{s} \int_{\Delta \omega_{p}}^{0} \left[1 - \exp(-\alpha_{\omega}L_{m})\right] \dot{e}_{b\omega}(T_{g})d\omega + \\ + \delta_{s} \int_{\Delta \omega_{p}}^{0} \vec{v}_{\omega}\dot{h}_{\omega}d\omega - \delta_{s} \int_{\Delta \omega_{p}}^{0} \dot{e}_{b\omega}(T_{s})d\omega = \\ = \delta_{s} \left[ \dot{\hat{e}}_{bp}(T_{g})A_{p} + \tilde{v}_{p}\dot{\bar{h}}_{p} \Delta \omega_{p} - \dot{\bar{e}}_{bp}(T_{s}) \Delta \omega_{p} \right], \qquad (8.2)$$

- 87 -

W zakresie p-tego pasma obezaru przezroczystości otrzymuje się zależność:

$$\dot{\mathbf{q}}_{2p} = \mathcal{E}_{s} \int_{\Delta \omega_{p}} \dot{\mathbf{h}}_{\omega} d\omega - \mathcal{E}_{s} \int_{\Delta \omega_{p}} \dot{\mathbf{e}}_{b\omega}(\mathbf{T}_{s}) d\omega =$$
$$= \mathcal{E}_{s} \left[ \bar{\mathbf{h}}_{p} \Delta \omega_{p} - \bar{\mathbf{e}}_{bp}(\mathbf{T}_{s}) \Delta \omega_{p} \right]. \tag{6.3}$$

Średnia gęstość jasności pasmowej p-tego pasma w obszarze nieprzezroczystości gazu definiowana jest zależnością:

 $\vec{h}_{p} \Delta \omega_{p} = \mathcal{E}_{s} \vec{\hat{e}}_{bp} (T_{s}) \Delta \omega_{p} + (1 - \mathcal{E}_{s}) \left[ \vec{\hat{e}}_{bp} (T_{g}) A_{p} + \tilde{v}_{p} \dot{h}_{p} \Delta \omega_{p} \right].$ (8.4)

Średnia gęstość jasności pasmowej p-tego pasma w obszarze przezroczystości gazu określona jest równaniem:

$$\bar{h}_{p} \Delta \omega_{p} = \delta_{s} \bar{e}_{bp} (T_{s}) \Delta \omega_{p} + (1 - \delta_{s}) \bar{h}_{p} \Delta \omega_{p}, \qquad (8.5)$$

Ponieważ z równania (8.5) wynika, że

$$h_{p} = \hat{e}_{bp}(T_{s}), \qquad (8.6)$$

więc równanie (8.3) przyjmuje postać:

$$2p = 0.$$
 (8.3a)

Obliczając z równania (8,4) h<sub>p</sub> oraz uwzględniając, że gaz ma t pasm aktywnych, otrzymuja się zależność:

$$\dot{q} = \dot{q}_1 = \varepsilon_g \sum_{p=1}^{p=1} \frac{\tilde{\dot{\theta}}_{bp}(T_q)A_p - (1 - \varepsilon_p)\tilde{\dot{\theta}}_{bp}(T_q)\Delta\omega_p}{1 - (1 - \varepsilon_p)\varepsilon_p}.$$
(8.1a)

Gęstość strumienia ciepła q<sub>o</sub>, która nalszy odprowadzić od ściany, można obliczyć posługując się wielkościami całkowymi, dotyczącymi pełnego widma. Równanie bilansu energii przyjmuje wówczas postać:

$$\dot{q}_{c} = \mathcal{E}_{s} \left[ \mathcal{E}_{g} \dot{e}_{b}(\tau_{g}) + h \tilde{c}_{g} \right] - \mathcal{E}_{s} \dot{e}_{b}(\tau_{\varepsilon}).$$
(8.7)

Założono, że zastępcza transmisyjność gazu  $\tilde{t}_{g}$ , wynikająca z uśrednienia transmisyjności pasmowych za pomocą pełnego widma emitera, opisana jest równaniem:

$$g = \frac{\int_{0}^{\infty} \vec{v}_{\omega} \dot{h}_{\omega} d\omega}{\int_{0}^{\infty} \dot{h}_{\omega} d\omega} = \frac{\sum_{p=1}^{p=t} \vec{v}_{p} \dot{h}_{p} \Delta \omega_{p} + \sum_{p=t+1}^{p=t+s} \vec{h}_{p} \Delta \omega_{p}}{h}.$$
 (8.8)

Po podstawisniu równanie (8.8) do równanie (8.7) i uwzględnieniu zależności (8.9) i (8.10):

$$\mathcal{E}_{g}\dot{\mathbf{e}}_{b}(T_{g}) = \sum_{p=1}^{p=1} \bar{\mathbf{e}}_{bp}(T_{g})A_{p}, \qquad (8.9)$$

$$\hat{\mathbf{e}}_{b}(\mathbf{T}_{s}) = \sum_{p=1}^{p=t} \tilde{\bar{\mathbf{e}}}_{bp}(\mathbf{T}_{s}) \bigtriangleup \omega_{p} + \sum_{p=t+1}^{p=t+s} \tilde{\bar{\mathbf{e}}}_{bp}(\mathbf{T}_{s}) \bigtriangleup \omega_{p}, \qquad (8.10)$$

otrzymano:

q = q<sub>c</sub>. (8.11)

Na podstawie przeprowadzonych rozważań sformułowano następujący wniosek: gęstość strumienia ciepła, odprowadzonego od izotermicznej ściany otaczającej izotermiczny gaz, obliczona przy wykorzystaniu transmicyjności pasmowych, jest równa strumieniowi ciepła obliczonemu przy zastosowaniu transmisyjności uśrednionej w zakresie pełnego widma ściany.

## 8.2. Układ izotermicznej bryły gazowej otoczonej zespołem izotermicznych ścian

Założono, że izotermiczna bryła gazowa o temperaturze T<sub>g</sub> otoczona jest zespołem izotermicznych ścian. Przyjęto, że przy obliczaniu pasmowych transmisyjności gazu uwzględniono średnie drogi promienia L<sub>m</sub>(i,j) odpowiadające wzajemnemu usytuowaniu elementów powierzchniowych i oraz j. Ostatnie założenie nie jest konisczne, gdyż można również przyjęć, że transmisyjności pasmowe zależą od średniej drogi promienia L. obowięzującej dla całej bryły gazowej.

Gęstość strumienia ciepła, które nalezy odprowadzić od i-tej ściany, aby zachować stan ustalony, przy wykorzystaniu pasmowego modelu gazu wyraża się zależnością:

$$\dot{q}_{i} = \mathcal{E}_{i} \sum_{p=1}^{p=t} \bar{e}_{bp}(T_{g})A_{p} + \\ + \mathcal{E}_{i} \sum_{j=1}^{j=n} \varphi_{ij} \left[ \sum_{p=1}^{p=t} \bar{h}_{p}(j) \Delta \omega_{p} \tilde{e}_{p}(j,i) + \sum_{p=t+1}^{p=t+s} \bar{h}_{p}(j) \Delta \omega_{p} \right] - \\ - \tilde{e}_{i} \dot{e}_{b}(T_{i}).$$
(8.12)

Posługując się wielkościemi całkowymi dotyczącymi pełnego zakresu widma otrzymano równanie:

$$\dot{q}_{ic} = \mathcal{E}_{i}\mathcal{E}_{g}\dot{e}_{b}(T_{g}) + \mathcal{E}_{i}\sum_{j=1}^{j=n} \mathcal{G}_{ij}\dot{h}_{j}\tilde{c}(j,i) - \mathcal{E}_{i}\dot{e}_{b}(T_{i}).$$
(8.13)

Założono, że zastępcza transmisyjność gazu  $\tilde{i}$  (j,i) na drodze pomiędzy j-tym oraz i-tym elementem powierzchniowym określona jest zaleznością:

$$\tilde{c}(j, \pm) = \frac{\int_{0}^{\infty} \tilde{t}_{\omega} \tilde{h}_{\omega}(j) d\omega}{\int_{0}^{\infty} \tilde{h}_{\omega}(j) d\omega} = \frac{p=t}{p=1} \frac{\tilde{h}_{p}(j) \Delta \omega_{p} \tilde{v}_{p}(j, \pm)}{\tilde{h}(p)} + \sum_{p=t+1}^{p=t+3} \frac{\tilde{h}_{p}(j) \Delta \omega_{p}}{\tilde{h}(p)}.$$
(8.14)

Po podstawieniu równania (8.14) do równania (8.13) oraz wykonaniu przekształceń otrzymano zalezność:

 $\dot{q}_{i} = \dot{q}_{ic}$  (8.15)

Z rozważeń przedstawionych w niniejszym rozdziała wypływa wniosek. Gęstość strumiania ciepła odprowadzonego od i-tej ściany otaczającej wraz z innymi izotermicznymi ścianami izotermiczną bryłą gazową, obliczona przy wykorzystaniu transmisyjności pasmowych, jest równa gęstości stru-

zienie ciepła obliczonej przy zastosowaniu transmisyjmości uśrednionej w zakresie pełnego widme ściany.

- 90 -

## 8.3. <u>Układ nieizotermicznej bryły gazowej</u> otoczonej zespołem izotermicznych ścian

Badania wpływu różnych modeli gazu promieniującego na wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego, w układzie nieizotermicznej bryły gazowej otoczonej zespołem izotermicznych ścian, przedstawiono w rozdziale siódmym.

Rozpatrując różne sposoby uśredniania transmisyjności gazu, należy zwrócić szczególną uwagę na sposób, polegający na uśrednianiu transmisyjności gazu w zakresie widma pasm "mocnych". Jedynie w tym przypadku stosunki opromieniowania bezpośredniego, obliczone przy wykorzystaniu modelu pasm szarych, sę bardzo bliskie wartościom otrzymanym przy wykorzystaniu modelu o transmisyjnościach uśrednionych. Pozostałe sposoby uśredniania powodują błędy wyznaczania stosunków opromieniowania bezpośredniego w granicach (10-30)%. Otrzymane rezultaty sę wynikiem analizy eksperymentów probabilistycznych przeprowadzonych za pomocą metody Monte Carlo.

W niniejszym rozdziale porównano strumienie energii radiacyjnej pochłoniętej w ścianie układu, obliczone przy wykorzystaniu pasmowego modelu gazu oraz modelu gazu o transmisyjnościach uśrednionych za pomocą widma emitera. Nie posłużono się w tym przypadku eksperymentem probabilistycznym. Rozważania dotyczą analizy równań transportu energii radiacyjnej w ośrodku pochłaniającym. Dzięki temu, że strumienie energii radiacyjnej pochłoniętej w ścianach układu sę proporcjonalne do stosunków opromieniowania bezpośredniego, wnioski wypływające z badań przeprowadzonych w niniejszym rozdziałe mogą być porównane z rezultatami otrzymanymi za pomocą metody Monte Carlo (rozdział 7).

Rozpatruje się bryłę gazową podzieloną na m elementów izotermicznych otoczona zespołem n izotermicznych ścian czarnych.

Pasmowe transmisyjności oraz pasmowe współczynniki pochłanianie obliczono za pomocą równań (7.3) oraz (7.2). Uśrednione transmisyjności elementów gźzowych w przypadku emitera powierzchniowego wyznaczano za pomocą równań (7.25) lub (7.28), natomiast w przypadku emiterów gazowych za pomocą równanie (7.29). Uśrednione współczynniki pochłanianie obliczono za pomocą zależności (7.26). Przyjęto założenia opisane w punkcie 7.1. Rozpatruje się różniczkowy element d $F_i$ , stanowiący część i-tego izotermicznego elementu powierzchniowego. Na element d $F_i$  pada strumień energii radiacyjnej pochodzącej od wszystkich elementów powierzchniowych oraz od wszystkich elementów gazowych. W celu uproszczenia rozważań uwzgłędniono jedynie strumienie energii radiacyjnej, które pochodzą od różniczkowego elementu powierzchniowego d $F_j$  oraz od różniczkowego elementu objętościowego d $V_{i,0}$  tączny strumień energii radiacyjnej pochłoniętej w elemencie dr<sub>i</sub>, przy uwzględnieniu pasmowego modelu promieniujących gazów, opisano zależ-

$$d^{2} \tilde{E}_{a}(i) = \frac{\cos \tilde{\theta}_{i}}{\pi r_{ki}^{2}} dV_{k} dF_{i} \sum_{p=1}^{p=1} \exp(-\sum_{v} \alpha_{pv} r_{v}) \alpha_{p}(T_{k}) .$$

$$\tilde{e}_{bp}(T_k) \Delta \omega_p + \frac{\cos A_i \cos A_j}{\pi r_{ji}^2} dF_j dF_i .$$

A = (1) 2 + + = (1)ras

noácia:

$$\cdot \left[ \sum_{p=1}^{p=t} \exp(-\sum_{\mathbf{x}} \alpha'_{p\mathbf{x}} r_{\mathbf{x}}) \widetilde{\mathbf{e}}_{bp}(\tau_{\mathbf{j}}) \bigtriangleup \omega_{p} + \sum_{p=t+1}^{p=t+s} \widetilde{\mathbf{e}}_{bp}(\tau_{\mathbf{j}}) \bigtriangleup \omega_{p} \right].$$
(8.16)

advey I think not by Roll Ages, include

Strumień energii radiacyjnej obliczony przy założeniu, że własności radiacyjne poszczególnych elementów gazowych uśredniono za pomocą widma emitera wyraża się równaniem:

$$d^{2}\dot{\epsilon}_{ac}(i) = \frac{\cos\beta_{i}}{\pi r_{ki}^{2}} dV_{k} dF_{i} \exp(-\sum_{v} \alpha_{v} r_{v}) \alpha(T_{k}) \cdot \dot{e}_{b}(T_{k}) +$$

+ 
$$\frac{\cos\beta_i\cos\beta_j}{\Im r_{ij}^2} dF_j dF_i \exp(-\sum_x \alpha_x r_x) e_b(T_j).$$
 (3.17)

Transmisyjność ośrodka pomiędzy elementem dV<sub>k</sub> a elementem dF<sub>i</sub> określono zależnością:

$$\tilde{t}(k,i) = \frac{\sum_{p=1}^{p=t} \exp(-\sum_{v} x_{pv} r_{v}) x_{p}(\tau_{k}) \tilde{\tilde{e}}_{bp}(\tau_{k}) \Delta \omega_{p}}{\sum_{p=1}^{p=t} x_{p}(\tau_{k}) \tilde{\tilde{e}}_{bp}(\tau_{k}) \Delta \omega_{p}}.$$
(8.18)

Podobnie sformułowano równanie określające trensmisyjność pomiędzy elementem dF, oraz dF,

$$\overline{t}(j,i) = \frac{p=i}{e_{b}(\tau_{j})} \frac{e_{p}(\tau_{j}) \Delta \omega_{p}}{e_{b}(\tau_{j})} + \sum_{p=p+i}^{p=t+s} \overline{a}_{bp}(\tau_{j}) \Delta \omega_{p}}$$
(8.19)

Równenie (8,18) oraz (8,19) wyrażają efektywną transmisyjność ośrodka przy uwzględnieniu pasmowego modelu gazu.

Efektywne transmieyjności ośrodka, przy uwzględnieniu uśrednionych transmisyjności poszczególnych elementów gazowych, określono ze pomocę równań:

$$v_{c}(k,i) = \exp(-\sum_{v} \alpha_{v} r_{v}),$$

(8.16a)

(8.17a)

$$v_{c}(j,i) = \exp(-\sum_{x} \alpha_{x} r_{x}),$$
 (8.21)

gdzie r. oraz r<sub>x</sub> oznaczają odcinki, jakie otrzymuje się w wyniku przecinania przez promienie rki oraz r i elementów gazowych leżących pomiędzy elementami dV, oraz dF, a elementem dF<sub>i</sub>. Obowiązują w tym przypadku zależności:

$$r_{ki} = \sum_{v} r_{v}, r_{ji} = \sum_{x} r_{x}.$$

W przypadku emitere gazowego transmisyjności poszczególnych elementów gezowych uśredniono w zakresie widma wszystkich pasm aktywnych. 🛛 przypadku emitera powierzchniowego uśrednianie przeprowadzono ze pomocą pełnego widma.

Uśrednione współczynniki pochłaniania 🚓 oraz 🚓 wyznaczono za pomocę równania (7.26). Po wstawieniu równań (8.18) i (8.19) do równania (6.16) oraz równań (8.20) i (8.21) do równania (8.17) otrzymano następujące zależności:

$$d^{2}\dot{E}_{g}(i) = \frac{\cos\beta_{i}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{4} + \frac{\cos\beta_{i}\cos\beta_{i}}{\pi r_{ji}^{2}} dF_{i}\tilde{r}(j,i)d\dot{E}(T_{j}),$$
$$d^{2}\dot{E}_{gc}(i) = \frac{\cos\beta_{i}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}_{c}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{4} + \frac{\cos\beta_{c}\cos\beta_{c}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}_{c}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{4} + \frac{\cos\beta_{c}\beta_{c}\cos\beta_{c}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}_{c}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{4} + \frac{\cos\beta_{c}\beta_{c}\cos\beta_{c}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}_{c}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{4} + \frac{\cos\beta_{c}\beta_{c}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}_{c}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{4} + \frac{\cos\beta_{c}\beta_{c}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}_{c}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{\pi r_{ki}^{2}} + \frac{\cos\beta_{c}\beta_{c}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}_{c}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{\pi r_{ki}^{2}} + \frac{\cos\beta_{c}\beta_{c}}{\pi r_{ki}^{2}} dF_{i}\tilde{r}_{c}(k,i) \frac{d\dot{E}_{b}(T_{k})}{\pi r_{ki}^{2}} + \frac{\cos\beta_{c}\beta_{c}}{\pi r_{ki}^{2}} + \frac{\cos\beta_{c}\beta$$

 $+ \frac{1}{\pi r_{ji}^2} dF_i \tilde{v}_c(j,i) dE(T_j),$ many day

gdzie oznaczaja:

$$dE_{b}(T_{k}) = 4 \ dV_{k} \alpha(T_{k}) \dot{e}_{b}(T_{k}), \qquad (8.22)$$

$$d\dot{E}(T_j) = dF_j \dot{e}_b(T_j). \qquad (8.23)$$

Wzajemna relacja pomiędzy strumieniem energii radiacyjnej d<sup>2</sup>E\_(i), wyznaczonym przy uwzględnieniu pasmowych właściwości gazu a strumieniem  $d^2 E_{ac}(i)$ , obliczonym przy własnościach uśrednionych, zależy od związku pomiędzy transmisyjnościami:

$$\tilde{c}(k,i)$$
 i  $\tilde{c}_{c}(k,i)$  oraz  $\tilde{c}(j,i)$  i  $\tilde{c}_{c}(j,i)$ .

Współczynniki pochłaniania dla pasm "mocnych", zoodnie z przytetymi założeniami, są identyczne dla wszystkich objętościowych elementów gazowych. Współczynniki pochłaniania dla pasm "słabych" oraz wartości współczynników pochłaniania, uśrednione za pomocą widma emiterów (element dV, oraz dF,), obliczone dla wszystkich elementów gazowych, jak wykazują obliczenia, niewiele się różnią. Z tego powodu przyjęto następujące założenia upraszczające:

$$\sum_{\mathbf{v}} \alpha_{p\mathbf{v}} \mathbf{r}_{\mathbf{v}} \approx \alpha_{p}(\mathbf{k}) \sum_{\mathbf{v}} \mathbf{r}_{\mathbf{v}} = \alpha_{p}(\mathbf{k}) \mathbf{r}_{ki}, \qquad (8.24)$$

$$\sum_{\mathbf{x}} \alpha_{\mathbf{p}\mathbf{x}} \mathbf{r}_{\mathbf{x}} \approx \alpha_{\mathbf{p}}(\mathbf{j}) \sum_{\mathbf{x}} \mathbf{r}_{\mathbf{x}} = \alpha_{\mathbf{p}}(\mathbf{j}) \mathbf{r}_{\mathbf{j}\mathbf{i}}, \qquad (8.25)$$

$$\sum_{\mathbf{v}} \alpha_{\mathbf{v}} \mathbf{r}_{\mathbf{v}} \approx \alpha(\mathbf{k}) \sum_{\mathbf{v}} \mathbf{r}_{\mathbf{v}} = \alpha(\mathbf{k}) \mathbf{r}_{\mathbf{k}\mathbf{i}}, \qquad (8.26)$$

$$\sum_{\mathbf{x}} \alpha_{\mathbf{x}} \mathbf{r}_{\mathbf{x}} \approx \alpha(\mathbf{j}) \sum_{\mathbf{x}} \mathbf{r}_{\mathbf{x}} = \alpha(\mathbf{j}) \mathbf{r}_{\mathbf{j}\mathbf{i}}.$$
(8.27)

Założenia od (8.24) do (8.27) oznaczaję, że porcje wędrujące przez kolejne elementy gazowe pochłaniane są przy tym samym współczymniku pochłaniania 30.

Na rysunku 8.1 przedstawiono zależność transmisyjności 🐔 (k,i) oraz \$\vec{c}(k,i) od odległości pomiędzy różniczkowymi elementami: objętościowym i powierzchniowym. Różniczkowy element objętościowy wybrano z izotermicznago elementu gazowego (1,3). Pesmowe współczynniki pochłaniania przyjnuję w tym elemencie następujące wartości:



$$\begin{aligned} \alpha_1(k) &= \alpha_1(1,3) = 3,67879 \text{ m}^{-1} \\ \alpha_2(k) &= \alpha_2(1,3) = 0,06049 \text{ m}^{-1} \\ \alpha_3(k) &= \alpha_3(1,3) = 0,07896 \text{ m}^{-1} \\ \alpha_4(k) &= \alpha_4(1,3) = 3,67879 \text{ m}^{-1} \\ \alpha_5(k) &= \alpha_5(1,3) = 3,53377 \text{ m}^{-1} \\ \alpha_6(k) &= \alpha_6(1,3) = 0,00543 \text{ m}^{-1} \end{aligned}$$

Współczynnik pochłaniania obliczony metodą uśredniania w zakresie wszystkich pasm widma przyjmuje wartość:

 $\alpha(k) = \alpha(1,3) = 3,534382 m^{-1}$ .

Jak wynika z analizy zależności przedstawionych na rysunku 8.1, różnice pomiędzy transmisyjnościami  $\mathcal{X}(k,i)$  oraz  $\tilde{c}_{r}(k,i)$  są bardzo make.

Bardzo dobrą zgodność pomiędzy transmisyjnościami  $\tilde{v}(\mathbf{k}, \mathbf{i})$  oraz  $\tilde{v}_{c}(\mathbf{k}, \mathbf{i})$  można również otrzymać, jeżeli transmisyjności elementów gazowych uśrednione zostaną za pomocą widma pasm "mocnych".

Następnie przeanalizowano zależność pomiędzy transmisyjnościami  $\tilde{e}_{(j,1)}$  oraz  $\tilde{e}_{c}(j,1)$ . W tym przypadku różniczkowy element dF stanowi część elementu powierzchniowego (1,4).

Pasmowe współczynniki pochłaniania przyjęto zgodnie z układem zależności (8.28), gdyż element (1,3) bezpośrednio sąsiaduje z elementem (1,4). Uśredniony w zakresie pełnego widma emitera współczynnik or przyjmuje wartość z

 $\alpha(j) = \alpha(1,4) = 0,18354 \text{ m}^{-1}.$ 

Zależność transmisyjności  $\tilde{\iota}$  (j,i) oraz  $\tilde{\iota}_{\rm c}$ (j,i) od odległości pomiędzy różniczkowymi elementami powierzchniowymi przedstawiono na rysunku 8.2.

Jak wynika z analizy zależności pokazanych na rysurku 8.2, w obszarze, gdzie drogi w bryle gszowej sę większe od średniej drogi promienia  $L_m =$ = 0.6 m, różnice pomiędzy transmisyjnościami  $\tilde{\tau}(j,i)$  oraz  $\tilde{\tau}_c(j,i)$  sa znaczne. Z tego powodu strumienie energii radiacyjnej d<sup>2</sup>Ė<sub>a</sub>(i) oraz d<sup>2</sup>Ė<sub>ac</sub>(i) również będę różniky się.

Podobna rozumowanie można przytoczyć, jszeli widmo emitera powierzchniowego podzielone zostanie na obszary przezroczystości oraz nieprzezroczystości. W tym przypadku uśrednianie będzie dotyczyło jedynie przedostatniego członu w równaniu (8.16). Dwa ostatnie czynniki w równaniu (8.17) przyjmą postać:

$$xp(-\sum_{x} \alpha_{x} r_{x}) \sum_{p=1}^{p=t} \overline{e}_{bp}(T_{j}) \Delta \omega_{p} + \sum_{p=t+1}^{p=t+8} \overline{e}_{bp}(T_{j}) \Delta \omega_{p}. \quad (8.29)$$

- 95 -

(8.28)



36

ï

97

Rys. 8.2. Zalazność efektywnych transmisyjności č(j,i) oraz č<sub>c</sub>(j,i) od odległości pomiędzy rozpatrywanymi elementami - r<sub>ji</sub>. Emiter - element powierzchniowy, j ≅ (1,4). Uśrednianie transmisyjności przeprowadzono za pomocą pełnego widma
Fig. 8.2. Effective transmissivities č(j,i) and č<sub>c</sub>(j,i) as functions of distance between considered elemente - r<sub>ji</sub>. Emiter - surface element, j ≡ (1.4). Averaging of transmissivities made using full epectrum



Rys. 8.3. Zalezność efektywnych transmisyjności č(j,i) oraz č<sub>c</sub>(j,i) od odłegłości pomiędzy rozpatrywanymi elementami – r<sub>ji</sub>. Emiter – element powierzchniowy, j ¤ (1,4). Uśrednianie transmisyjności przeprowadzono w zakresie widma nieprzezroczystości gazu

Fig. 8.3. Effective transmissivities  $\tilde{c}(j,i)$  and  $\tilde{c}_{c}(j,i)$  as functions of distance between considered elements -  $r_{ji}$ . Emiter - surface element,  $j \equiv (1,4)$ . Averaging of transmissivities made in the range of nontransparent gas spectrum



- 98 -

functions of distance batween considered Zeleżność efektywnych trensmisyjności %(j.i) oraz %<sub>0</sub>(j.i) od odleglości pomiędzy rozpetrywany – <sup>–</sup> r<sub>ji</sub>. Emiter – element powierzchniowy, j = (1.4). Uśrednianie trensmisyjności przeprowedzono w zekresie widme pasm "mocrych" 7<sub>0</sub>(j.1) as functions of distance between consider Averaging of transmissivities made in the range of bands spectrum j ≡ (1.4). 8.4. Effective transmissivities v(j, 1) and " rj1. Emiter - surface slement, elementani. alements. Rye. F10.

Na rysunku 8.3 pokazano zmienność transmisyjności č(j,i) oraz č<sub>c</sub>(j,i) przy uśrednianiu za pomocę widma wszystkich aktywnych pasm, natomiast na rysunku 8.4 przedstawiono przypadek, kiedy uśrednianie przeprowadzono w obszarze widma pasm "mocnych", Na podstawie analizy zależności przedstawionych na rysunkach 8.1, 8.2, 8.3 i 8.4 oraz na podstawie rozważań przeprowadzonych w niniejszym rozdziałe sformułowano następujące wnioski:

- 99 -

- w przypadku emitera gazowego, niszależnie od sposobu uśredniania transmisyjności gazu, efektywna transmisyjność ośrodka pomiędzy emiterem a odbiorcę, obliczona za pomocę pasmowego modelu gazu i (k,i), niewiele różni się od transmisyjności otrzymanej za pomocę własności uśrednionych i<sub>c</sub>(k,i) (rysunek 8.1),
- w przypadku emitera powierzchniowego, przy uśrednianiu transmisyjności gazu za pomocą pełnego widma lub za pomocą widma wszystkich aktywnych pasm, efektywna transmisyjność ośrodka pomiędzy emiterem a odbiorcą, obliczona za pomocą pasmowego modelu gazu č (j,i), mocno różni się od transmisyjności otrzymanej za pomocą własności uśrednionych č (j,i) (rysunki 8,2, 8.3),
- w przypadku emitera powierzchniowego, przy uśrednianiu transmisyjności za pomocą widma pasm "mocnych", efektywna transmisyjność  $\tilde{i}$  (j,i) niewiele różni się od transmisyjności  $\tilde{i}_{c}$  (j,i) (rysunek 8.4).
- riezależnie od rodzaju emitera, jedynie przy uśrednianiu transmisyjności gazu za pomocą widma pasm "mocnych" strumienie energii radiacyjnej (równania (8.16) i (8.17)) pochłoniętej w i-tym elemencie powierzchniowym, obliczone za pomocę pasmowego modelu oraz za pomocę własności uśrednionych, różnię się nieznacznie,
- wnioski te zostały potwiardzone w wyniku analizy rezultatów eksperymentów probabilistycznych przeprowadzonych za pomocę metody Monte Carlo (rozdział 7).

And a second and a second s

Landing and the second states and the second states when and

enclosed and dependent and the second second

### 9. EFEKTYWNA METODA WYZNACZANIA STOSUNKÓW OPROMIENIOWANIA

Zasadniczym elementem nowej, efektywnej metody wyznaczanie stosunków opromieniowania jest wykorzystanie zasady zależności strumieni energii radiacyjnej absorbowanych w ścianach szarych od rezultatów otrzymanych w obecności ścian czarnych. Zasadę tę, zwanę metodę pierwszego przejścia, przedstawiono w punkcie 9.1.

Ten sposób postępowania zapewnia znaczne skrócenie czasu obliczeń, azczególnie wtedy, kiedy ściany maję małę emisyjność.

Stosunki opromieniowania, które obliczono przy wstępnie założonych temperaturach elementów izotermicznych, mogę być następnie wykorzystane w równaniach bilansu energii tych elementów. W wyniku rozwiązania nieliniowego układu równań bilansu energii otrzymuje się poszukiwane pole temporatury.

Obliczone pole temperatury winno być wykorzystane do powtórnego wyznaczenia stosunków opromieniowania. Potrzeba takiej korekty uzależniona jest od wpływu pola temperatury na wartości stosunków opromieniowania. Problem ten przedstawiono w punkcie 9.2. Możliwość jednokrotnego obliczenia macierzy stosunków opromieniowania zapewnia dużą oszczędność czasu obliczen komputerowych.

# 9.1. Obliczanie stosunków opromieniowanie całkowitego za pomocą stosunków opromieniowanie bezpośredniego metoda pierwszego przejścia

W rozważeniach prezentowenych w niniejszym rozdziele obowiązują założenia przyjęte w rozdziele 3 oraz w punkcie 7.1, Rozpatrzono dwa przypadki.

W punkcie 9.1.1 przedstawiono przypadek, kiedy radiacyjne właściwości ośrodka wypełniającego układ określono za pomocą modelu gazu szarego. Przypadek pasmowej struktury gszu przeanalizowano w punkcie 9.1.2, przy czym założono, że radiacyjne właściwości pasm opisano za pomocą modelu paem szarych.

Przy obliczaniu stosunków opromieniowania całkowitego wykorzystano metodę wygaszania emisji poszczególnych elementów układu opisaną przez HOTTELA, SAROFIMA [23].

## 9.1.1. Przypadek gazu szarego

Wybrant fragmenty badań autora, dotyczące obliczania stosunków opromieniowania całkowietego za pomocą metody pierwszego przejścia, przy udziale gazu szarego przedstawiono w pracy [47].

Metoda pierwszego przejścia polega na tym, że porcje wysyłane z poszczególnych elementów układu śledzone są jedynie do momentu zetknięcia się z dowolnym elementem powierzchniowym. Przypadek ten zrealizowano w praktycznych obliczaniach za pomocę załozenia, że ściany otaczające układ sę czarne.

W wyniku eksperymentów probabilistycznych przeprowadzonych przy założeniu, że ściany otaczające układ są czarne, otrzymano następujące zbiory stosunków opromieniowania bezpośredniego:

 $\begin{array}{c} & & & & & \\ i=1,\ldots,n & j=1,\ldots,n & & & \\ i=1,\ldots,n & & & & \\ i=1,\ldots,n & & & & \\ k=1,\ldots,m & & & & \\ k=1,\ldots,m & & & \\ k=1,\ldots,m & & & \\ k=1,\ldots,m & & & \\ 1=1,\ldots,m & & & \\ \end{array}$ 

#### 9.1.1.1. Emiter powierzchniowy

Metoda wygaszania poszczególnych elementów układu pozwala określić radiacyjny przepływ energii pomiędzy dwomy dowolnymi elementami układu z pominięciem wpływu elementów pozostałych. W tym calu zakłada się, że gęstość emisji energii emitera jest różna od zera, natomiast pozostałe elementy układu maję gęstości emisji energii równe zeru. Ponieważ emiterem może być dowolny element powierzchniowy, wobec tego wa unki wygaszania maję postać:

$$\bigwedge_{i,\dots,n} \dot{\mathbf{e}}_{bi} \neq On \bigwedge_{j \neq i} \dot{\mathbf{e}}_{bj} = 0.$$
 (9.2)

Bezwymiarowe jasności cząstkowe j-tych elementów powierzchniowych, spowodowane emisję i-tego elementu powierzchniowego  $x_j = \frac{1}{1}$ , otrzymano w wyniku rozwięzania następujących układów równań liniowych:

 $\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \int_{j=1,\ldots,n} F_{j-1} \mathcal{X}_{j} = F_{j} \mathcal{E}_{j} \mathcal{E}_{ij} + r_{j} \sum_{k=1}^{k=n} F_{k-1} \mathcal{X}_{k} \mathcal{Y}_{s_{k}}^{-1} + (9.3)$ 

- 102 -

Macierz kwadratowa A o rozmiarach n x n ma postać:

A. % = B

1×1

1×2

10

.

.

Non

F161611

F262612

A =

X =

,B =

$$\begin{bmatrix} F_{1}(\frac{1}{r_{1}} - \frac{\psi_{s_{1}s_{1}}}{s_{1}s_{1}}), - F_{2}\psi_{s_{2}s_{1}}, \dots, - F_{n}\psi_{s_{n}s_{1}} \\ - F_{1}\psi_{s_{1}s_{2}}, + F_{2}(\frac{1}{r_{2}} - \frac{\psi_{s_{2}s_{2}}}{s_{2}s_{2}}), \dots, - F_{n}\psi_{s_{n}s_{2}} \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{bmatrix}$$
(9.5)

Macierz kolumnowa niewiadomych bezwymiarowych jasności częstkowych  $df = \frac{h}{1}$  oraz macierz wyrazów wolnych mają postać:

F2 1828 ..... +

(9.6)

" where " where " A ... A.

12.63

Strumień energii radiacyjnej wyemitowanej przez i-tym element powierzchniowy, która bezpośrednio lub po kolejnych odbiciach zostanie pochłonięta w j-tym elemencie powierzchniowym, wyraża się zależnością:

$$\dot{\varepsilon}_{i \rightarrow j} = F_i \varepsilon_i \dot{\varepsilon}_{bi} \gamma_{s_i s_j}$$
(9.8)

Strumień energii radiacyjnej pochłoniętej w j-tym elemencie powierzchniowym w warunkach, kiedy jedynym elementem emitującym jest i-tym element powierzchniowy [23], [56], określony jest równaniem:

$$\mathbf{E}_{i \rightarrow j} = \frac{\mathbf{F}_{i} \mathcal{E}_{j}}{\mathbf{F}_{j}} (\mathbf{i}^{h}_{j} - \delta_{ij} \mathcal{E}_{i}^{a}_{bi}).$$
(9.9)

Korzystając z wyników porównania równań (9.8) i (9.9), utworzono układy zależności opisujące stosunki opromieniowania całkowitego pomiędzy elementami powierzchniowymi:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} \psi_{s_i s_j} = \frac{F_i c_i}{F_i c_i r_j} ( \chi_j - \delta_{ij} c_i ).$$
(9.10)

Strumień energii radiacyjnej wyemitowanej przez i-ty element powierzchniowy, która bezpośrednio lub po kolejnych odbiciach zostanie pochłonięta w l-tym elemencie gazowym, wyraża się zależnością:

$$\dot{E}_{i \rightarrow 1} = F_{i} \dot{E}_{i} \dot{e}_{bi} \psi_{\overline{S_{i}} \overline{G_{1}}}$$
(9.11)

Strumień energii radiacyjnej pochłoniętej w l-tym elemencie gazowym w warunkach, kiedy jedynym elementem emitującym jest i-ty element powierzchniowy, wyznaczono korzystając z częstkowych jasności ścian oraz stosunków opromieniowania bezpośredniego.

$$\dot{E}_{1-1} = \sum_{k=1}^{k=n} F_{1} i \dot{h}_{k} \sqrt[n]{s_{k}g_{1}}.$$
(9.12)

Korzystając z wyników porównania równań (9.11) i (9.12) otrzymano układy zależności opisujące stosunki opromieniowania całkowitego pomiędzy emiterami powierzchniowymi i cdbiorcami gazowymi.

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{l=1,\ldots,n} \psi_{\overline{s_i G_l}} = \frac{1}{F_i \varepsilon_i} \sum_{k=1}^{k=n} F_i \frac{\chi}{k} \psi_{\overline{s_k g_l}}$$
(9.13)

- 104 -

#### 9.1.1.2. Emiter gazowy

k=1

k=1.

Warunki wygaszania elementów układu w przypadku emitera gazowego mają postac;

$$\bigwedge_{bk} \stackrel{e}{=} 0 \cap \bigwedge_{l \neq k} \stackrel{e}{=} 0.$$
(9.14)

Bezwymiarowe jasności cząstkowe j-tych elementów powierzchniowych, spowodowane emisją k-tego elementu gazowego  $k \chi_j = \frac{df}{bk}$ , otrzymano w wyniku rozwiązanie następujących układów równeń liniowych:

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,m} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} F_{jk} \mathcal{X}_{j} = r_{j} \sum_{u=1}^{\infty} F_{uk} \mathcal{X}_{u} \mathcal{Y}_{\overline{g_{u}g_{j}}} + r_{j} 4 \alpha_{k}^{*} v_{k} \mathcal{Y}_{\overline{g_{k}g_{j}}}.$$
(9.15)

W zapisie macierzowym układy równań (9,15) maję postać:

$$\bigwedge_{m} A \cdot {}_{k} \chi \cdot {}_{k} c. \tag{9.16}$$

Macierz kolumnowa niewiadomych bezwymiarowych jasności częstkowych  $\chi_{i}^{\text{df}} = \frac{kh_{i}}{k}$  oraz macierz wyrazów wolnych maję postać:

$$\chi = \begin{bmatrix} k & \chi_1 \\ k & \chi_2 \\ \vdots \\ \vdots & \chi_n \end{bmatrix}$$
(9.17)  
$$c = 4 \alpha_k v_k \begin{bmatrix} \sqrt[Y]{g_k^{\theta_1}} \\ \sqrt[Y]{g_k^{\theta_2}} \\ \vdots \\ \vdots \\ \sqrt[Y]{g_k^{\theta_n}} \end{bmatrix}$$
(9.18)

Strumień energii radiacyjnej wyemitowanej przez k-ty element gazowy, która bezpośrednic lub pc kolejnych odbiciach zostanie pochłonięta w j-tym elemencie powierzchniowym, wyraża się zależnością:

$$\mathbf{k}_{k \to j} = 4 \mathcal{U}_{k} \mathbf{V}_{k} \dot{\mathbf{e}}_{bk} \mathcal{V}_{\overline{\mathbf{G}}_{k} \overline{\mathbf{S}}_{j}}$$
(9.19)

Strumień energii radiacyjnej pochłoniętej w j-tym elemencie powierzchniowym w warunkach, kiedy jedynym elementem emitującym jest k-ty element gazowy, określony jest zależnością:

$$E_{k \to j} = \frac{F_{j}E_{j}}{F_{j}} k^{h} j$$
 (9.20)

Uwzględniając równania (9.19) i (9.20) utworzono układy zależności opisujące stosunki opromieniowania całkowitego pomiędzy emiterami gazowymi i odbiorcami powierzchniowymi

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,m} j=1,\ldots,m \quad \forall \overline{GS}_{j} = \frac{F_{j}S_{j}}{4\alpha_{k}V_{k}r_{j}} + k^{2}j \quad (9.21)$$

Strumień energii radiacyjnej pochłoniętej w l-tym elemencie gazowym w warunkach, kiedy jedynym alementem emitującym jest k-ty element gazowy, jest sumą oddziaływania bezpośredniego oraz efektu odbić od ścian układu:

$$\dot{E}_{k\rightarrow 1} = 4 \alpha_{k} v_{k} \dot{e}_{bk} \dot{q}_{\overline{G_{k}G_{1}}} = 4 \alpha_{k} v_{k} \dot{e}_{bk} \dot{q}_{\overline{g_{k}g_{1}}} + \sum_{u=1}^{u=n} F_{u} \dot{h}_{u} \dot{q}_{\overline{s_{u}g_{1}}}.$$
(9.22)

Wykorzystując równanie (9.22) utworzono układy równań opisujące stosunki opromieniowanie całkowitego pomiędzy elementami gazowymi:

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,n} \varphi_{\overline{G_k}\overline{G_1}} * \varphi_{\overline{g_k}\overline{g_1}} * \frac{1}{4q_k V_k} \sum_{u=1}^{u=n} F_{u-k} \chi_u \varphi_{\overline{g_u}\overline{g_1}}.$$
(9.23)

Współczynniki pochłaniania dla k-tego alementu gazowego wyznaczono za pomocę równania:

$$\alpha_{k} = \frac{\sum_{p=1}^{p=6} \alpha_{p}(T_{k}) \int_{-\infty}^{1} e_{b\omega}(T_{k}) d\omega}{GT_{k}^{4}}$$
(9.24)

Tablica 9.1

Wartości stosunków opromieniowania pomiędzy gazowym elementem emitującym (2,3) a pozostałymi elementami układu. Gaz szary

	1	0.0391	0.0670	0.0308	0.0215		
12. 1	2	0.03857	0,06852	0,03249	0.02125		1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
	3	0.1070	0.3382	0.1030	0.0401		
21	4	0.10803	0.33199	0.10285	0.03755		
	5	0.1107	0.4290	0.1122	0.0291		1.15
3 5 8		(1,4)	(2,4)	(3,4)	(4,4)		100
0.0156	1 1	0.1128	0.1974	0.0922	0.0673	2	0.0095
0.01616	1	0.11296	0.19975	0.10116	0,06706	~	0.01001
0.0416		0.0330 (1,3)	0.1071 (2,3)	0.0295 (3,3)	0.0122 (4,3)	4	0.0216
0.04292		0.03517	0.10571	0.03433	0.01411	0	0.02122
0.0423		0.0210	0.0819	0.0213	0.0072		0.0198
0.0107		0.0655	0.0878	0.0578	0.0416		0.0061
0.00992	1	0. 6050	0.07981	0.05484	0.03989	4	0.00628
0.0282		0.0168 (1,2)	0.0390 (2,2)	0.0193 (3,2)	0.0091 (4,2)	ê	0.0134
0.02832	<del>ب</del>	0.01873	0.03728	0.01929	0.00874	1000	0.01456
0.0280		0.0109	0.0275	0.0124	0.0041		0.0137
0.0037		0.0192	0.0226	0.0181	0.0120	-	0.0017
0.00324		0.02100	0.02116	0.01837	0.01470	4	0.00235
0.0100	in	0.0067 (1,1)	0.0094 (2,1)	0.0052 (3,1)	0.0032 (4,1)	00	0.0064
0.00939		0.00644	0.00810	0.00577	0.00339		0.00612
0.0091		0.0036	0.0053	0.0033	0.0016		0.0060
Total Ville	0	3	3 - 5	2.5.2	1	1	oś komory

1 - metoda Monte Carlo z uwzględnieniem odbić ć= 0,1 2 - metoda pierwszego przejścia d= 0,1 3 - metoda Monte Carlo z uwzględnieniem odbić ć= 0,7

4 - metoda pierwszego przejścia  $\mathcal{E} = 0.7$ 5 - metoda Monte Carlo = 1.0

Tablica 9.2

Wartości stosunków opromieniowanie pomiędzy powierzchniowym elementem emitującym (2,4) a pozostałymi elementami układu. Gaz szary

	a pone	ro a co a j i								
1	0.0354		0.0417		0.0295		0.0224			
2	0.03576		0.03896		0.02945		0.021.83			
3	0.1113		0.1565		0.1061		0.0497			
4	0.11309		0.15591		0.10322		0.05340			
5	0.1229		0.1888		0.1194		0.0528			
	(1,4)		(2,4)		(3,4)		(4,4)			
	0.1097		0.2032		0.0983		0.0620			0.0120
	0.11252		0.21495		0.10205		0.06543		4	0.00979
1	0,0446	(1,3)	0.1466	(2,3)	0.0449	(3,3)	0.0153	(4,3)	14	0.0226
н Н	0.04604		0.14888		0.04636		0.01597	1.2.2	5	0.02455
-	0.0334		0.1347		0.0355		0.0064			0.0247
	0.0714		0.0920		0.0676		0.0384			0.0068
	0.06364		0.08535		0.05720		0.04126	1.231	4	0.00615
	0.0293	(1,2)	0.0528	(2,2)	0.0340	(3,2)	0.0121	(4,2)	(6	0.0187
-	0.02761	2.5	0.05318		0.02773		0.01305			0.01732
~	0.0203		0.0465		0.0221		0.0084			0.0162
-	0.0202		0.0274		0.0186		0.0119			0.0014
	0.02369		0.02387		0.02085		0.01539	1. 1.	2	0.00233
n	8600.0	(1,1)	0.0188	(2,1)	0.0093	(3,1)	0.0044	(4.1)	00	0.0063
(7	0.01110		0.01351		0.01048		0.00526	1.0	~	0.00752
	0.0084		0.0114		0.0085		0.0035	2.4.3		0.0084
0										oś komory

1 - metoda Monte Carlo z uwzględnieniem odbić  $\mathcal{E} = 0,1$ 2 - metoda pierwszego przajścia  $\mathcal{E} = 0,1$ 3 - metoda Monte Carlo z uwzględnieniem odbić  $\mathcal{E} = 0,7$ 4 - metoda pierwszego przejścia  $\mathcal{E} = 0,7$ 5 - metoda Monte Carlo  $\mathcal{E} = 1,0$ 

1

2

3 A

5

1

2

3

4

5

1

2 3

4 5

0.0140

0,01524

0.0500

0.04824

0.0533

0.0114

0.01052

0.0421

0.04136

0.0501

0.0047

0.00375

0.0158 0,01621

0.0203

1 2

3

4

5

1

2

3

4

5

1

2

3

4 5 1.8 106 .

107

Poprawność równań (9.10), (9.13). (9.21) i (9.23) łatwo sprawdzić wykonując obliczenia przy założeniu:

$$\bigwedge_{i,\ldots,n} \xi_i = 0.99999.$$

1=)

Obliczenia takie wykonano i stwierdzono, że wartości stosunków opromieniowanie całkowitego, obliczone przy tym założeniu, różnią się od wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego dopiero na piątym lub szóstym miejscu po przecinku.

W tablicy 9.1 przedstawiono wartości stosunków opromieniowania pomiędzy gazowym elementem emitującym (2.3) a pozostałymi elementami układu. Pozycja 1 dotyczy wartości liczbowych otrzymanych przy zastosowaniu metody Monte Carlo z uwzględnieniem odbić oraz przy emisyjności ścian  $\mathcal{E} = 0,1$ . Pozycja 3 dotyczy metody Monte Carlo z uwzględnieniem odbić, lecz przy  $\mathcal{E} = 0,7$ . Wartości liczbowe stosunków opromieniowania bezpośredniego, otrzymano metodą Monte Carlo przy założeniu, że ściany układu sę czerne przedstawiono w pozycji piątej. Pozycje 2 i 4 dotyczą wartości stosunków opromieniowania całkowitego obliczonych metodą pierwszego przejścia, przy wykorzystaniu stosunków opromieniowania bezpośredniego. W tablicy 9.2 przedstawiono wartości stosunków opromieniowania pomiędzy powierzchniowym elementem emitującym (2.4) a pozostałymi elementami układu.

9.1.2. Przypadek pasmowej struktury gazu

W procedurze śledzenia porcji opuszczającej elementy powierzchniowe oraz objętościowe zastosowano zmodyfikowaną metodę Monte Carlo - metodę Exodus. Opis tej metody przedstawiono w rozdziale 5.

W wyniku eksperymentów probabilistycznych, polegających na wysłaniu z każdego elementu N = 10000 porcji, wyznaczono zbiory wartości pasmowych stosunków opromieniowania bezpośredniego.

$$\begin{array}{c} & & & & & & & & & & & & & & & & & & \\ \mathbf{i}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{j}=1,\ldots,n & & & & & & & & & \\ \mathbf{i}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{i}=1,\ldots,n & & & & & & & & \\ \mathbf{i}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{i}=1,\ldots,n & & & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{j}=1,\ldots,n & & & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{j}=1,\ldots,n & & & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{j}=1,\ldots,n & & & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & p=1,\ldots,7 & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & & & & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots,n & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & \\ \mathbf{k}=1,\ldots,n & \mathbf{k}=1,\ldots$$

Pasmo p=1 dotyczy łącznego obszaru przezroczystości gazu. Wartości liczbowe pasmowych stosunków opromienicwania bezpośradniego, będące rezultatem pierwszych przejść porcji pomiędzy emiterem i odbiorcą, wyznaczono przy założeniu, że ściany otaczające układ są czarne. Wartości pasmowych stosunków opromieniowania bezpośredniego spełniają następujące równania zamkniętości:

$$\bigwedge_{i=1}^{p=7} \sum_{j=1}^{j=n} \left[ \sum_{j=1}^{j=n} \varphi_{s_i s_j}^p + \sum_{l=1}^{l=n} \varphi_{s_i s_l}^p \right] = 1,0 \qquad (9.26)$$

oraz

i=1.

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,n} \sum_{p=2}^{p=7} \left[ \sum_{j=1}^{j=n} \psi_{g_k g_j}^p + \sum_{l=1}^{l=m} \psi_{g_k g_l}^p \right] = 1.0.$$
(9.26)

Wartości pasmowych stosunków opromieniowania całkowitego wyznaczono za pomocą metody wygaszania emisji poszczególnych elementów układu. W tym celu wszystkie pasmowe stosunki opromieniowania bezpośredniego unormowano do jedności względem liczby porcji emitowanych z poszczególnych elementów w zakresie p-tego pasma. W przypadku, gdy emiterem jest i-ty element powierzchniowy, otrzymano zależności:



(9.28)



 $\sum_{j=1}^{j=n} \widehat{\psi}_{s_1s_j}^p + \sum_{l=1}^{l=n}$ 

(9.29)

(9.30)

Dla k-tego emitera gazowego obowiązują równania:

$$\hat{\psi} \stackrel{p}{\underset{g_{k}g_{j}}{\longrightarrow}} \stackrel{df}{=} \frac{N_{k}^{p}}{N_{k}^{p}} = \frac{\hat{\psi} \stackrel{p}{\underset{g_{k}g_{j}}{\longrightarrow}}}{\frac{p}{p_{b}(T_{k},p)}},$$

$$\hat{\psi} \stackrel{p}{\underset{g_{k}g_{j}}{\longrightarrow}} \stackrel{df}{=} \frac{N_{k}^{p}}{N_{k}^{p}} = \frac{\hat{\psi} \stackrel{p}{\underset{g_{k}g_{j}}{\longrightarrow}}}{\frac{p}{p_{b}(T_{k},p)}},$$

$$a_{p} \int \dot{\mathbf{e}}_{b}(\mathbf{T}_{k},\mathbf{p}) = \frac{\alpha_{p}}{\sum_{p=2}^{\Delta u_{p}}} \int \dot{\mathbf{e}}_{b\omega}(\mathbf{T}_{k})d\omega \qquad (9.32)$$

$$\sum_{p=2}^{\Delta u_{p}} \int \dot{\mathbf{e}}_{b\omega}(\mathbf{T}_{k})d\omega$$

(9.31)

$$\bigwedge_{p=2}^{j=n} \sum_{i=1}^{j=n} \hat{\psi}_{g_k g_j}^p + \sum_{l=1}^{l=n} \hat{\psi}_{g_k g_l}^p = 1.0.$$
(9.33)

#### 9.1.2.1. Emiter powierzchniowy

Założono, że elementem emitującym jest i-ty element powierzchniowy. Emisje własne pozostałych elementów układu są równe zaru. Cząstkową jasność pasmową j-tego elementu powierzchniowego w granicach p-tego pasma określono za pomocą równania:

$$F_{j} \int_{\Delta \omega_{p}} ih_{j\omega} d\omega = \delta_{ij}F_{j}E_{j} \int_{\Delta \omega_{p}} e_{b\omega}(\tau_{i})d\omega + \int_{k=1}^{k=n} F_{k} \int_{\omega_{p}} ih_{k\omega} d\omega \hat{\psi}_{a_{k}a_{j}}^{p}.$$
(9.34)

W dalezych rozważaniach posłużono się bezwymiarową cząstkową jasnością pasmową, którą zdefiniowano za pomocą równania:

$$\chi_{j}^{p} \stackrel{df}{=} \frac{\Delta \omega_{p}^{j} i^{h} j \omega}{\Delta \omega_{p}^{j} \dot{\bullet}_{h \omega}(T_{1}) d\omega}$$
(9.35)

Wartości bezwymiarowych częstkowych jasności pasmowych wyznaczono w wyniku rozwiązania następujących układów równań liniowych:

$$\sum_{i=1,\dots,n}^{k=n} \sum_{k=1}^{p-1} \sum_{k=1}^{n-1} \sum_{k=1}^{p-1} \sum_{k=1}^{$$

Układy równań (9,36) zapisane w postaci macierzowej mają postać:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{p=1,\ldots,7} A^{p} \cdot \chi^{p} = i^{B} \cdot$$
(9.37)

Prawe strony układów równań (9.37) są identyczne jak prawe strony układów równań (9.4).

Macierze  $A^p$  oraz  $X^p$  majé postać mecierzy A oraz X, z tym, że zamiast wielkości  $\frac{1}{2}$  oraz  $\frac{1}{2}$  oraz  $\frac{1}{2}$  oraz  $\frac{1}{2}$  oraz  $\frac{1}{2}$  oraz  $\frac{1}{2}$ 

Strumień energii radiacyjnej wyemitowanej w granicach p-tego pasma przez i-ty element powierzchniowy a następnie pochłoniętej w j-tym alemencie powierzchniowym określono ze pomocą równania:

$$\mathbf{E}_{i \to j}^{\mathbf{p}} = \mathbf{F}_{i} \mathbf{\mathcal{E}}_{i} \int_{\Delta \omega_{\mathbf{p}}} \mathbf{e}_{b\omega}(\mathbf{T}_{i}) d\omega \, \widehat{\psi}_{\mathbf{S}_{i} \mathbf{S}_{j}}^{\mathbf{p}} \cdot$$
(9.38)

Wykorzys.ując związek poniędzy strumioniem energii radiacyjnej pochłoniętej w j-tym elemencie powierzchniowym a jego jasnością otrzymano równanie:

$$\dot{\epsilon}_{i \to p}^{p} = \frac{1}{r_{j}} \left[ \int_{\Delta \omega_{p}} i^{h}_{j\omega} d\omega - \delta_{ij} \hat{\epsilon}_{i} \int_{\Delta \omega_{p}} \dot{\epsilon}_{b\omega}(\tau_{i}) d\omega \right].$$
(9.39)

Wykorzystując równania (9.35), (9.38) oraz (9.39) utworzono zbiory zależności, za pomocę których obliczono wartości pasmowych stosunków opromienicwania całkowitego pomiędzy elementami powierzchniowymi:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{p=1,\ldots,7} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} \widehat{\psi}_{s_{1}s_{j}}^{p} = \frac{\mathbb{P}_{1}\varepsilon_{1}}{\mathbb{P}_{1}\varepsilon_{1}r_{j}} (\mathcal{X}_{j}^{p} - \delta_{ij}\varepsilon_{1}).$$
(9.40)

- 112 -

w przypadku sziterów powierzchniowych oraz odbiorców gazowych otrzymano zalezności:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{p=2,\ldots,7} \bigwedge_{l=1,\ldots,R} \stackrel{\checkmark p}{\stackrel{\backsim}{\stackrel{\frown}{\mathfrak{S}_{1}}}_{S_{1}G_{1}} = \frac{1}{F_{1}C_{1}} \sum_{u=1}^{u=n} F_{u-1} \stackrel{\checkmark p}{\stackrel{\lor}{\mathfrak{S}_{u}}}_{u} \stackrel{\backsim p}{\stackrel{\lor}{\mathfrak{S}_{u}}}_{\mathfrak{S}_{u}}.$$
(9.41)

Getateczne zalezności służące do obliczenie wartości stosunków opromieniowanie całkowitego pomiędzy elementami powierzchniowymi, przy uwzględnieniu pasmowej struktury gazu przyjmują postać:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} \stackrel{\mathbb{V}_{s_i}}{\longrightarrow} = \sum_{p=1}^{p=7} \stackrel{\mathbb{V}_{p}}{\stackrel{\mathbb{P}}{\underset{i \in j}{\times}}} \cdot P(T_i,p).$$
(9.42)

W przypadku emiterów powierzchniowych oraz odbiorców gazowych otrzymano zależności:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{l=1,\ldots,m} \psi_{\overrightarrow{S_iG_l}} = \sum_{p=2}^{p=7} \psi_{\overrightarrow{S_iG_l}}^p \cdot P(T_i,p). \qquad (9.43)$$

Zgodnie z zasadą zamkniętości obowiązują zależności:

$$\bigwedge_{i=1}^{j=n} \bigvee_{i=1}^{j=n} \psi_{\overline{s_i s_j}} + \sum_{l=1}^{l=m} \psi_{\overline{s_i c_l}} = 1.0.$$
(9.44)

9.1.2.2. Emiter gazowy

Założono, że elementem emitującym jest k-ty element gazowy. Emisja własne pozostałych elementów układu są równe zeru. Wartości bezwymiarowych częstkowych jasności pasmowych wyznaczono w wyniku rozwiązania następujących układów równań liniowych.

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,m} \bigwedge_{p=2,\ldots,7} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} F_{jk} \chi_{j}^{p} = r_{j} \left[ \sum_{u=1}^{u=n} F_{uk} \chi_{u}^{p} \chi_{s_{u}s_{j}}^{p} + 4 \alpha_{p} v_{k} \hat{\gamma}_{g_{k}s_{j}}^{p} \right].$$

$$(9.45)$$

Układy równań (9.45) zapisane w postaci macierzowej mają postać:

Macierze kolumnowe przyjmują postać:



(9.47)

(9.48)

Przeprowadzając rozumowanie podobne jak przy wykorzystaniu modelu gazu szarego (punkt 9.1.1), utworzono zbiory zależności, za pomocą których obliczono wartości pasmowych stosunków opromieniowania całkowitego pomiędzy emiterami gazowymi oraz elementami powierzchniowymi:

$$\bigwedge_{p=2,\ldots,n} \bigwedge_{p=2,\ldots,7} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} \widehat{\psi}_{G_k S_j}^p = \frac{F_j \mathcal{E}_j}{4 V_k r_j \alpha_p} k^{\chi,p}$$
(9.49)

W przypadku emiterów powierzchniowych oraz odbiorców gazowych otrzymano zalezności:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{p=2,\ldots,7} \bigwedge_{l=1,\ldots,n} \sqrt[q]{\frac{p}{s_i c_l}} = \frac{1}{F_i c_i} \sum_{u=1}^{u=n} F_{u-1} \mathcal{X}_u^p \sqrt[q]{\frac{p}{s_u g_l}}.$$
(9.41)

Getateczne zależności służące do obliczenia wartości stosunków opromieniowania całkowitego pomiędzy elementami powierzchniowymi, przy uwzględnieniu pasmowej struktury gazu przyjmują postać:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \qquad \bigwedge_{j=1,\ldots,n} \qquad \stackrel{\varphi_{\overline{s_is_j}}}{\longrightarrow} = \sum_{p=1}^{p=7} \stackrel{\varphi}{\longrightarrow} \stackrel{p}{\overline{s_is_j}} \cdot P(T_i,p). \qquad (9.42)$$

W przypadku emiterów powierzchniowych oraz odbiorców gazowych otrzymano zależności:

$$\bigwedge_{i=1,\ldots,n} \bigwedge_{l=1,\ldots,m} \psi_{\overline{s_i G_l}} = \sum_{p=2}^{p=7} \hat{\psi}_{\overline{s_i G_l}}^p \cdot P(T_i,p).$$
(9.43)

Zgodnie z zasadą zamkniętości obowiązują zależności:

$$\bigwedge_{i=1,\dots,n} \sum_{j=1}^{j=n} \psi_{\overline{S_iS_j}}^{i} + \sum_{l=1}^{l=m} \psi_{\overline{S_iG_l}}^{i} = 1,0.$$
(9.44)

#### 9.1.2.2. Emiter gazowy

Założono, że elementem emitującym jest k-ty element gazowy. Emisja własne pozostałych elementów układu są równe zeru. Wartości bezwymiarowych cząstkowych jasności pasmowych wyznaczono w wyniku rozwiązania następujących układów równań liniowych.

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,n} \sum_{p=2,\ldots,7}^{n} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} F_{jk} \chi_{j}^{p} = r_{j} \left[ \sum_{u=1}^{u=n} F_{uk} \chi_{u}^{p} \widehat{\Psi}_{g_{u}g_{j}}^{p} + 4 \alpha_{p}^{c} v_{k} \widehat{\Psi}_{g_{k}g_{j}}^{p} \right].$$

$$(9.45)$$

Układy równań (9.45) zapisane w postaci macierzowej mają postać:

$$\bigwedge_{k=1,...,n} \sum_{p=2,...,7} A^{p} \cdot {}_{k} \chi^{p} = {}_{k} c^{p} \cdot (9.46)$$

Macierze kolumnowe KXP oraz kC przyjmują postać:



(9.47)

(9.48)

Przeprowadzając rozumowanie podobne jak przy wykorzystaniu modelu gazu szarego (punkt 9.1.1), utworzono zbiory zależności, za pomocą których obliczono wartości pasmowych stosunków opromieniowania całkowitego pomiędzy emiterami gazowymi oraz elementami powierzchniowymi:

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,m} \bigwedge_{p=2,\ldots,7} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} \widehat{\psi}_{G_kS_j}^p = \frac{F_j \mathcal{E}_j}{4 V_k r_j \alpha_p} k^{\chi} j \qquad (9.49)$$

and a second provide an even of the second s

W przypadku emiterów gazowych oraz odbiorców gazowych otrzymano zależności:

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,n} \bigwedge_{p=2,\ldots,7} \bigwedge_{l=1,\ldots,n} \widehat{\psi}_{\overline{g_k}\overline{g_l}}^p = \widehat{\psi}_{\overline{g_k}\overline{g_l}}^p + \frac{1}{4x_p v_k} \cdot \sum_{u=1}^{u=n} F_{u,k} \chi_u^p \widehat{\psi}_{\overline{g_u}\overline{g_l}}^p.$$
(9.50)

Ostateczne zależności, służące do obliczenia wartości stosunków opromieniowania całkowitego pomiędzy elementami gazowymi i powierzchniowymi, przy uwzględnieniu pasmowej struktury gazu przyjmują postać:

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,m} \bigwedge_{j=1,\ldots,n} \bigvee_{G_k S_k} = \sum_{p=2}^{p=7} \psi_{G_k S_j}^p \cdot P_b(T_k,p).$$
(9.51)

W.przypadku emiterów gazowych oraz odbiorców gazowych otrzymano zależności:

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,n} \bigwedge_{l=1,\ldots,n} \Psi_{\overline{G_k G_l}} = \sum_{p=2}^{p=7} \Psi_{\overline{G_k G_l}}^{p} P_b(T_k,p).$$
(9.52)

Zgodnie z zasadą zamkniętości obowiązują zależności:

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,n} \sum_{j=1}^{j=n} \bigvee_{\overline{G_k}S_j} + \sum_{l=1}^{l=n} \bigvee_{\overline{G_l}G_l} = 1,0.$$
(9.53)

W tablicy 9.3 przedstawiono wartości stosunków opromieniowania pomiędzy gazowym elementem emitującym (2,3) a pozostałymi elementami układu, przy założeniu pasmowego modelu gazu.

W tablicy 9.4 przedstawiono wartości stosunków opromieniowania pomiędzy powierzchniowym elementem emitującym (2,4) a pozostałymi elementami układu, przy założenim pasmt ogo modelu gazu.

#### S.1.3. Analiza wyników obliczeń

W tablicach 9.1 oraz 9.2 przedstawiono wyniki obliczeń wartości stosunków opromieniowania całkowitego, otrzymane za pomocę metody pierwszego przejścia, przy wykorzystaniu modalu gazu szarego. Wartości tych stosunków porównano z wartościami otrzymanymi przy zastosowaniu metody Monte Carlo z uwzalędnieniem odbić. 9°3

Tablica

2 0.0015 3 0.0062 4 0.0062 5 0.0062 0.00038 0.00038 0.00038 0.0012 0.0013 0.0013 0.0012 0.00012 0.0012 0.0012 0.0012 0.0012 0.0012 0.	0     0       0     0       0     0       0     0       0     0       0     0       0     0       0     0       0     0       0     0       0     0       0     0	.01379 .09355 .09142 .1296 .1296 .2.4) .7500 .7607 .6817 (2.3)	0,00149 0,0081 0,00627	0.00060		-	
3 0.0062 4 0.0003 0.00038 0.00038 0.00038 0.00038 0.0038 0.0038 0.0045 0.0045 0.0045 0.0045 0.0045 0.0045 0.0045 0.0127 0.0127 0.0127 0.0013 0.0127 0.00127 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.001	22 23 53 54 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5	.0935 09142 .1296 .2.4) .7600 .76777 .6817 (2.3)	0.0081 0.00527	0-0017			
4 0.0062 5 0.00083 0.00018 0.00018 0.00018 0.00138 0.00138 0.0013 0.0013 0.00127 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.00177 0.	22 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	09142 1296 (2.1) 76777 6817 (2.3)	0.00627				
5         0.0003           0.00038         0.00496           0.00038         0.0444           0.00038         0.0444           0.00038         0.0444           0.00038         0.0411           0.00038         0.0411           0.00033         0.0411           0.00033         0.00118           0.00033         0.01120           0.00013         0.01120           0.00013         0.01120	3 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	.1296 (2.4) .7600 .76777 .6817 (2.3)		0.00029			
0,0001 0,00038 0,00038 0,00044 0,00024 0,00024 0,0013 0,0013 0,0013 0,0013 0,00127 0,00127 0,00127 0,00127 0,00127	6 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	(2.4) .7600 .76777 .6817 (2.3)	CBUU.U	0 0001			
0,0001 0,00038 0,00038 0,00044 0,00024 0,0002 0,00023 0,0013 0,0013 0,00127 0,00127 0,00127 0,00127 0,00127 0,00127	6 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	.7600 .76777 .6817 (2.3) .70292	(3,4)	(4.4)	2		
0.00038 0.00004 0.00004 0.00024 0.0002 0.0013 0.0013 0.0013 0.0013 0.00127 0.0013 0.00127 0.00127 0.00127	49 1 (1.3) 0 46 8 0 0 0 0	.76777 .6817 (2.3) .70292	0.0514	0.0007		(	1000.0
0,0008 0,00044 0,00024 0,0002 0,0118 0,0013 0,0013 0,00127 0,00127 0,00127 0,00120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000120 0,000000 0,000000000000000000000000	1 (1.3) 0 6 0 0 8 0 8 0	.6817 (2.3) 70292	0 04876	0.00092	-	4,	0.00026
0.00044 11 0.00444 0.00444 0.00444 0.00468 0.00468 0.00408 0.00413 0.0041000000000000000000000000000000000	8 8 0	70292	0.0451 (3,3	0 0004	(4,3)	10)	0.0006
0,0002 ( 0,008 0,00013 6 0,0118 0,00013 6 0,0117 0,0000 ( 0,0120	00		0.04039	0.00034		)	0.00016
0.0001 0.00023 0.0013 6 0.0117 0.0117 0.0004 (1 0.0120	8	.6709	0.0371	0.0002			0.0001
0.00323 0.0013 6 0.0117 0.0004 (1 0.0120		.0893	0.0131	0.0006			0.0003
0.0013 6 0.0117 0.000 4 0.0120	76 0	.0796	0.01099	0*00000	100	(4	0.00017
0.000 (1 0.0120	7 (1 2) 0	0889 (2,2)	0.0115 (3.2	1000-0 (:	(4,2)	,9)	0.0001
	0.4 0	.07662	0 01008	0.00034			0.00014
	8	.0752	0.0097	0,0003	New York		0.0001
0.0000 0 0010	0	.0035	0.0012	0.0001		(	1000.0
0.00007 0.0015	52 0	.00.57	0.00 15	0.00007	1	4,	0.00005
0.0003 0.0011	1 (1.1) 0	.0031 (2.1)	0.0013 (3.1	10.0001	(4,1)	8)	0.0003
0.00011 ( 0.0013	35 0	.00.24	0.00111	0.00001	-		60000°0
0.0001 0.0013	3	.00.1	0.0011	0°0000			0.0001
0					-		oá kono
	metode Exc metode pie	dus z uwzglęc	intentem odbi jácia č = 0,1	ć f = 0,1			

$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Press	÷.	0.1495	0.1708	0,1577	0	.1352			
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		N	0.15512	0.16934	0.15563	0	.13797			
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	4         0.16012         0.23320         0.16196         0.09201           5         0.1546         0.2348         0.1639         0.00765 $(1,4)$ $(2,4)$ $(2,4)$ $(3,4)$ $(4,4)$ 0.0658         0.0111         0.10713         0.01010 $(0,0041)$ 0.00563           0.0651 $(1,4)$ $(2,0)$ $(0,0112)$ 0.0041         0.00563           0.0651 $(1,2)$ 0.01012 $(1,3)$ 0.01010 $(4,4)$ 0.05663           0.0651 $(1,2)$ 0.01012 $(1,3)$ 0.01010 $(4,4)$ 0.05663           0.0651 $(1,2)$ 0.0072 $(1,3)$ 0.00041         0.00563         0.05663           0.0651 $(1,2)$ 0.0073 $(2,2)$ 0.00051 $(3,2)$ 0.00563 $(2,0)$ 0.0651 $(1,2)$ 0.00753 $(2,2)$ 0.00023 $(4,2)$ $(0,0012)$ $(0,012)$ 0.0651 $(1,2)$ 0.00053 $(2,2)$ $(2,0)$ $(2,2)$ $(2,0)$ $(2,2)$ $(2,0)$ $(2,2)$ <t< th=""><th><math display="block"> \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc</math></th><th></th><th>м</th><th>0.1717</th><th>0.2346</th><th>0.1514</th><th>0</th><th>•0858</th><th></th><th></th><th></th></t<>	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		м	0.1717	0.2346	0.1514	0	•0858			
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	5         0.1546         0.2548         0.1639         0.0755         (4,4)           (1,4)         (2,4)         (3,4)         (-0.041         0.0041         0.0055           0.0658         0.01246         0.01011         0.0112         0.0041         0.0035           0.0653         77         0.0072         (1,3)         0.01010         0.0041         0.0585           0.0653         77         0.0072         (1,3)         0.01010         0.0041         0.0585           0.0653         77         0.0072         (1,3)         0.0004         0.0041         0.0355           0.0653         0.0073         0.10237         (2,3)         0.0002         (4,2)         0.0356           0.0012         0.0021         0.0023         0.0023         (4,2)         0.0356           0.0013         0.0011         0.0023         (4,2)         0.0116         0.03166         0.0117           0.0550         0.0023         0.0023         (4,2)         0.0013         0.0117         0.0117           0.0138         0.0011         0.0011         0.0001         0.0011         0.0117         0.0117           0.0138         0.00113         0.00013         0.00014 </th <th></th> <th>4</th> <th>0.16012</th> <th>0.23220</th> <th>0.16196</th> <th>0</th> <th>.09201</th> <th></th> <th></th> <th></th>		4	0.16012	0.23220	0.16196	0	.09201			
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $		ß	0.1546	0.2548	0.1639	0	.0765			
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.0658         0.0111         0.1081         0.0112         0.0112         0.0585           0.0655         7         0.01246         0.10713         0.01010         0.00112         0.00565           0.0655         7         0.0072         (1,3)         0.10713         0.0010         (4,3)         0.00565           0.0655         7         0.0072         (1,3)         0.1073         0.0010         (4,3)         0.00165           0.06482         -         0.0073         0.10237         0.0057         0.0010         (4,3)         0.00365           0.06482         -         0.0073         0.10237         0.0057         0.00028         0.00355         0.00028         0.00356         0.0117         0.0117         0.0117         0.0117         0.0117         0.0117         0.0117         0.0117			(1,4)	(2,4)	(2,4)		(4,4)			
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.06359         0.01246         0.10713         0.00113         0.00112         1.1         0.00365         1.1         0.00365         1.1         0.00365         1.1         0.00365         1.1         0.00365         1.1         0.00365         1.1         0.00365         1.1         0.00365         0.00365         0.00365         0.00365         0.00365         0.00365         0.00365         0.00366         0.00365         0.00366         0.00365         0.00366         0.003	0.06369         0.01246         0.10713         0.01010         0.00412         0.00412         0.00413         0.00563           0.0655         7         0.0072         (1,3)         0.10145         (2,3)         0.0010         (4,3)         0.03663           0.0653         0.0072         (1,3)         0.10297         0.0057         (3,3)         0.0010         (4,3)         0.03663           0.06482         1         0.0073         0.10297         0.00671         0.00048         0.0346         0.0346           0.06482         0.00410         0.0073         0.10237         0.0023         0.0346         0.0346         0.0346         0.0346         0.035649         0.035649         0.033649         0.0134649         0.0134649         0.0134649         0.0134649         0.0134649         0.0134649         0.0134649	0.0658		0.0111	0.1081	0.0112	0	.0011	Г	0.0587	
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.0655         7         0.0072         (1,3)         0.1045         (2,3)         0.0004         (1,3)         0.0063           0.06482         1         0.0073         0.10237         0.00671         0.0004         0.0005         0.0005           0.0639         0.0073         0.1023         0.0055         0.0055         0.0055         0.0035         0.0	0.0655         7         0.0072         (1,3)         0.1045         (3,3)         0.0010         (4,3)         (4,3)         (7,0)           0.06482         1         0.0073         0.10237         0.0054         0.0048         0.0065           0.0639         0.0073         0.1023         0.0054         0.0048         0.0046         0.0046           0.0639         0.0073         0.1023         0.0035         0.0022         0.0035         0.0035         0.0036         0.0036           0.01150         0.00107         0.00057         0.0035         0.00028         0.0036         0.0036         0.0036         0.0036         0.0036         0.0036         0.0036         0.0036         0.0036         0.0036         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.0037         0.003126         0.003126         0.003126         0.003126         0.003126         0.003126         0.0017         0.003126         0.0017         0.0017         0.0017         0.0017         0.0017         0.0017         0.0017         0.0017         0.0017         0.0017         0.00117         0.0017         0.0017         <	0.06369		0.01246	0.10713	0.01010	0	.00412	(	0.05863	
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.06482         diamonal         0.00739         0.10297         0.00671         0.000489         6         0.00053           0.0639         0.0073         0.1023         0.0065         0.0002         0.0035         0.0035         0.0035         0.0035         0.0035         0.0035         0.0035         0.0356         0.00352         0.0356         0.00352         0.0356	0.0655	(2	0.0072 (1.3)	0.1045 (2,3)	0,0072 (.	3 3) 0	.0010 (4.	3	0.0436	
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.0639         0.0073         0.1023         0.0064         0.0002         0.0346           0.0421         0.0040         0.0045         0.0035         0.0035         0.0354         0.0354           0.04150         0.0010         0.0073         0.00356         0.00357         0.0352         0.0354         0.0354           0.04150         0.0021         (1,2)         0.00791         0.00357         0.0352         0.0354         0.0354           0.05619         1         0.0021         (1,2)         0.0055         0.0018         0.0033         0.0336           0.05619         1         0.0010         0.00055         0.00118         0.00028         0.0336           0.05619         1         0.0010         0.00055         0.00118         0.00028         0.0336           0.05619         1         0.00118         0.00118         0.00012         0.00118         0.00117           0.01335         0.01335         0.000173         0.00018         0.00012         0.00017         0.0117           0.01335         0.01335         0.00017         0.00018         0.00017         0.00017         0.0117           0.01335         0.00017         0.00016         0.00016	0.0639         0.0073         0.1023         0.0064         0.0002         0.0346           0.04150         0.00150         0.00056         0.00352         0.00573         0.0362         0.0366           0.04150         0.0016         0.00356         0.00352         0.00283         0.0356         0.0356         0.0356           0.04150         0.0010         0.00051         0.00357         0.00352         0.00353         0.0356         0.0356           0.05409         0.0021         0.0021         0.0010         0.0012         0.0012         0.0358         0.0356	0.06482	'τ)	0 00779	0.10297	0.00671	0	.00048		0.0.063	
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.0421         0.00421         0.0055         0.0035         0.0057         0.0352         0.0353         0.0354         0.0356         0.0355         0.0356         0.0355         0.0356         0.0117         0.0356         0.0117         0.01117         0.0117         0.011	0.0421         0.0040         0.0035         0.0035         0.0035         0.00363         0.00333         0.0	0.0639		0.0073	0.1023	0.0064	0	.0002	-	0.0346	1
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.04150       0.00356       0.00791       0.00352       0.00283       7       7       0.0356         0.0546       0       0.0021       (1,2)       0.0057       (2,2)       0.0003       (3,2)       0.00364       6       0.03364         0.0546       0       0.00107       0.0057       (2,2)       0.0003       (3,2)       0.0033       (4,2)       6       0.03364         0.0550       0.00107       0.00107       0.00127       0.00118       0.00012       0.00117       0.03326         0.01335       0.00113       0.00113       0.00012       0.00012       0.00012       0.00117       0.0117         0.01335       0.01335       0.00113       0.00012       0.00012       0.00012       0.0117         0.01335       0.00011       0.00012       0.00012       0.00012       0.00012       0.0117         0.01335       0.00012       0.00012       0.00012       0.00012       0.0117       0.0117         0.01335       0.00012       0.00012       0.00012       0.00012       0.0117       0.0117         0.01335       0.00012       0.00012       0.00012       0.00012       0.0117       0.01117         0.02239       1 <td>0.0421</td> <td></td> <td>0.0040</td> <td>0,0095</td> <td>0.0035</td> <td>G</td> <td>• 0027</td> <td></td> <td>0.0362</td> <td></td>	0.0421		0.0040	0,0095	0.0035	G	• 0027		0.0362	
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.0546       0       0.0021       (1,2)       0.0057       (2,2)       0.0003       (3,2)       0.0003       (4,2)       0.0338         0.05619       1       0.00107       0.0055       0.00118       0.00033       (4,2)       0.03126       0.03126         0.0520       0.00107       0.0055       0.00118       0.0012       0.00121       0.03126       0.03126         0.0520       0.0003       0.0012       0.0012       0.00012       0.0011       0.0117       0.0117         0.01335       0.01335       0.0011       0.0012       0.00012       0.0011       0.0117         0.01335       0.01335       0.00011       0.00012       0.00012       0.00012       0.0117         0.01335       0.01335       0.00012       0.00012       0.00012       0.0011       0.0117         0.01335       0.02034       0.00012       0.00012       0.00012       0.00117       0.0117         0.02339       1       0.00012       0.00012       0.00012       0.00117       0.0117         0.02339       1       0.00012       0.00012       0.00012       0.00117       0.0117         1       0.0233       0.00012       0.00012       0.00113	0.04150		0 00356	0.00791	0.00352	0	.00283	(4	0.03649	
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.05619       1       0.00107       0.0053       0.00118       0.03126         0.0620       0.0008       0.0053       0.0010       0.0312       0.03126         0.0138       0.0001       0.0012       0.0012       0.0011       0.03126         0.01395       0.0011       0.0012       0.0012       0.0011       0.0117         0.01395       0.0013       0.0012       0.0012       0.0012       0.0117         0.01395       0.0013       0.0012       0.00012       0.0012       0.0117         0.01395       0.0003       0.00189       0.00012       0.00012       0.0117         0.02098       1       0.0003       0.00015       0.00015       0.0117         0.02098       1       0.00079       0.00015       0.00015       0.0117         0.02098       1       0.00079       0.00015       0.00015       0.0117         0.02098       1       0.00079       0.00015       0.00015       0.0117         0.0229       0.00015       0.00015       0.00015       0.00117       0.0117	0.0546	(9	0.0021 (1.2)	0.0057 (2,2)	:) 6000*0	5,2) 0	.0003 (4.	3)	0 0308	
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.0620         0.0008         0.0053         0.0010         0.0001         0.0291           0.0138         0.0011         0.0012         0.0012         0.0012         0.0117           0.01395         0.00173         0.0012         0.0012         0.0012         0.0117           0.01395         0.00173         0.0012         0.00082         0.0012         0.0117           0.01395         0.0003         0.111         0.0012         0.0012         0.0117           0.0204         0         0.0005         0.111         0.0117         0.0117           0.02039         1         0.00070         0.00015         0.00005         0.0117           0.02039         1         0.00016         0.00015         0.00005         0.0117           0.02039         1         0.00017         0.00015         0.00015         0.0117	0.05619	"T)	0.00107	0.00554	0.00118	0	00028		0.03126	
0.0138         0.0011         0.0012         0.0012         0.0012         0.0017           0.01395         0.00173         0.00189         0.00082         0.00074         9         0.0117           0.01395         0.00173         0.00189         0.00012         0.00074         9         0.01261           0.02038         m         0.00013         0.00016         0.00016         0.00017         9         0.0117           0.02039         m         0.00079         0.00079         0.00016         0.00015         0.0110         0.0117           0.0239         0.0006         0.00079         0.00015         0.00000         0.0112         0.0112	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.0138         0.0011         0.0012         0.0012         0.0012         0.0117           0.01395         0.00173         0.00173         0.00189         0.00082         0.001261         0.0117           0.01395         0.00173         0.00189         0.00082         0.00074         0.0117           0.0204         0.0003         0.00189         0.00012         0.00074         0.0117           0.02098         1         0.00070         0.00079         0.00015         0.00005         0.0117           0.02399         1         0.00070         0.00079         0.00015         0.00000         0.0117           0.0239         1         0.00017         0.000115         0.00000         0.0117	0.0620	)	0.0008	0.0053	0.0010	0	0001		0 0291	
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.01335     0.00173     0.00189     0.00082     0.00074     0.01261       0.0204     0     0.0003     (1,1)     0.0006     (2,1)     0.0001     (3,1)     0.0000     (4,1)     0.0117       0.02098     -     0.00070     0.00079     0.00015     0.00005     0.0117       0.02239     0.0006     0.00079     0.00015     0.00000     0.0117       1 - metode Exodus z uwzalednianiam adhić     -     0.0000     0.0119	0.0138		0.0011	0.0012	0 0008	0	.0012	-	0.0117	
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0.0204     m     0.0003     (1.1)     0.0006     (2.1)     0.0003     (1.1)     0.0017       0.02098       0.00079     0.00015     0.00005     0.01215       0.0239      0.0006     0.00079     0.0001     0.00015     0.0119       1 - metode Exodus z uwzalednianiam adhiá	0.01395		0.00173	0.00189	0.00082	0	.00074	14	0.01261	
1 0.02098 H 0.00070 0.00079 0.00015 0.00005 0.01215 0.0239 0.0006 0.0007 0.0001 0.0000 0.0119	0.02098          0.00070         0.00079         0.00015         0.00005         0.01215           0.0239         0.0006         0.0007         0.0001         0.0000         0.0119	0.02098 - 0.00070 0.00079 0.00015 0.00005 0.01215 0.0239 0.0006 0.0007 0.001 0.0119 1 - metode Exodus z uwzalednianiem adhić . 0.0000	0.0204	(s	0.0003 (1.1)	0.0006 (2.1)	0 0001 (1	5.1) 0	.0000 (4.	1)	0.0117	
	0.0239 0.0006 0.0007 0.0001 0.0000 0.0119	0.0239 0.0006 0.0007 0.0001 0.0000 0.0119 1 - metode Exodus z uwzolednianiem odbić 4.0000 0.0119	0.02098	(۲	0,00070	0.00079	0.00015	0	.00005		0.01215	
		0 1 - metode Exodus z uwzolednieniem odbić 6= 0.1	0.0239		0.0006	0,0007	0.0001	0	• 0000		0.0119	

Średni błąd kwadratowy obliczenia wartości stosunków opromieniowania całkowitego za pomocą metody pierwszego przejścia względem wartości otrzymanych przy wykorzystaniu metody Monte Carlo z uwzględnieniem odbić okraślono za pomocą równania:

- 117 -

	i=N 2			
5= ±	$\frac{1=1}{N},$			(9.54)

gdzie N oznacza liczbę analizowanych wartości stosunków opromieniowania.

Obliczenia bredów przeprowadzone przy uwzglednieniu wartości stosunków opromieniowania całkowitego otrzymanych dla następujących przypadków:

- emiter gazowy (2,3), emisyjność ścian układu  $\mathcal{E}$  = 0,1,

- emiter gazowy (2,3), emisyjność ścian układu  $\hat{c}$  = 0,7,

- emiter powierzchniowy (2,4), emisyjność ścian układu &= 0,1,

-	emiter	powierzchniowy	(2,4)	, emisyjność	ścian	układu	5 ≈	0,7.	
---	--------	----------------	-------	--------------	-------	--------	-----	------	--

Uwzględniając przy obliczaniu średniego błędu kwadratowego wartości stosunków opromieniowania całkowitego większe od 0,005 otrzymano wynik:

δε ± (5,6, 10,7)%.

Ograniczajac liczbe analizowanych wartość stosunków opromieniowania całkowitego do tych, które są większe od 0,05, otrzymano rezultat:

## SE + (1,2, 8,4)%.

Podobna analizę przeprowadzono przy założeniu pasmowago modelu gazu. W tablicach 9.3 oraz 9.4 przedstawiono wyniki obliczeń wartości stosunków opromieniowania całkowitego otrzymane za pomocą metody pierwszego przejścia, przy założeniu pasmowego modelu gazu. Wartości tych stosunków porównano z warteściami otrzymanymi przy zastosowaniu metody Exodus z uwzględnieniem odbić. Uwzględniając stosunki opromieniowania całkowitego wieksze od 0.005 otrzymano rezultat:

## S€ ± (5,0, 8,6)%.

natomiast ograniczając analizę dc tych stosunków opromieniowania całkowitego, które są większe od 0,05, otrzymano rezultat:

δε ± (4.7, 8.0)%.

- 116 -

## - 118 -

Przedstawione błędy sę rezultatem nakładania się błędów metody Monte Carlo z uwzględnieniem odbić orez błędów niezależnego procesu losowego wyznaczania stosunków opromieniowania bezpośredniego. Z uwagi na to, że wartości liczbowe wyznaczonych błędów nie są duże, obliczanie stosunków opromieniowanie całkowitego za pomocą efektywnej metody pierwszego przejścia z powodzeniem może zastąpić metodę Monte Carlo z uwzględnieniem odbić.

## 9.2. Zależność stosunków opromieniowania od pola temperatury elementów izotermicznych

W rozweżaniach prezento snych w miniejszym punkcie przyjęto założenia opisane w rozdziale 3 oraz w punkcie 7.1. Ponadto przyjęto, że wszystkie alementy układu posiadaję identyczną temperaturę. Wartości liczbowe temperatury zakładano, począwszy od 500 K, ze zmianą co 100 K do 2000 K. Badania przeprowadzono dla wybranego emitera gazowego oznaczonego (2,2) oraz dla emitera powierzchniowego (2,4). Oprócz standardowej liczby N = = 10000 porcji wysyłenych z każdego elementu wykonano również drugę serię obliczeń, zwiększając liczbę porcji do N = 20000. Rezultaty badań przedstawione w niniejszym i punkcie były częściowo publikowane przez autora [48], [49].

## 9.2.1. Wpływ temperatury na radiacyjne właściwości gazu

Podstawowym perametrem określającym radiacyjne właściwości gazu, przy uwzględnieniu jego pasmowej struktury, jest absorpcja pasmowa. Zależności absorpcji pasmowych dwutlenku węgla, obliczonych j za pomoca modelu EDWARDSA - BALAKRISHNANA [14], od temperatury gazu przedstawiono na rysunku 9.1. Absorpcje pasm "słabych" w całym zakresie zmienności temperatury maję wartości o około dwa rzedy mniejsze od absorpcji pasm "mocnych". Z wyjątkiem pasma 4,3µ absorpcje pozostał ch pasm w przedziale temperetury gazu T > 1000 K wykazują bardzo słabą zależność od temperatury. Na rysunku 9,2 przedstawiono wpływ temperatury gazu na granice poszczegolnych pasm. Pole pod symbolicznym kształtem pasma reprezentuje absorpcję pasmowę. Wyrażnie wideć, że wpływ pasm "słabych" jest niewielki. Jak wykazały obliczenia, wzgledne zmiene szerokości pesm dwutlenku wegla, przy zmianie temperatury gazu od 1300 K do 1700 K, jest niewielka i wynosi jedynie (1,4-6,0)%. Zgodnie z przyjętym załozeniem współczynnik pochianiania dle pasm "mocnych" nie zależy od temperatury gazu. Zależność tego wepółczynnika od temperatury gazu dia pasm "słabych" pokazano na ryeunku 9.3. W miarę wzrostu temperatury gszu wyraźnie aktywizuję się pasme 10,4 % oraz 9,4 % . Wapółczynnak pochłaniania dla pasma 2,0 % wykazuje znikome zaležnost od temperatury cezu. Ważnym parametrem wykorzystywanya w merodzie Monte Carlo oraz w merodzie Exodus jest prewdopodobień-





Fig. 9.1. Band absorptance of carbon dioxide as a function of a kind of band and gas temperature





- 121 -

Rys. 9.3. Zależność współczynników pochłaniania dla pasm "słabych" dwu-tlenku węgla od temperatury gazu

Fig. 9.3. Absorption coefficient for "weak" bands of carbon dioxide as a function of gas temperature



- 122 -

Rys. 9.4. Zeleżność prawdopodobieństwa wyboru pasm dwutlenku węgla od rodzaju pasma i temperatury gazu

Fig. 9.4. Probability of a choice of a band for carbon dioxide as a function of a kind of band and gas temperature stwo wyboru pasma. Zależności prawdopodobieństw wyboru pasm, przy założeniu emisji gazu netto, od temperatury gazu przedstawiono na rysunku 9.4. Jak wykazały obliczenia, prawdopodobieństwa wyboru pasm, obliczone przy założeniu emisji gazu brutto, przyjmują wartości bardzo zbliżone do wartości otrzymanych dla emisji gazu netto. Wprawdzie w miarę wzrostu temperatury następują silne zmiany prawdopodobieństw wyboru pasm "mocnych", lecz ich suma zmienia się nieznacznie.

- 123 -

## 9.2.2. Opracomanie wyników obliczeń stosunków opromieniowania

Zależności wartości stosunków opromieniowania od temperatury, przy emisji porcji z elementu gazowego (2,2), przedstawiono na rysunku 9.5. Podobne zależności, lecz przy emisji porcji z elementu powierzchniowego (2,4), pokazano na rysunku 9.6. Ciągłymi liniami (rys. 9.5) przedstawiono wyniki eksperymentów przy liczbie śledzonych porcji N = 10000, natomiast linią przerywaną (rys. 9.5 i 9.6) w przypadku N = 20000. Względne odchyle nie wartości średnich w przedziałe T € (500, 2000)K wyraża się równaniem

$$\delta_{(i,j)}(T) = \frac{\psi_{\text{emitor} \rightarrow (i,j)}^{(T)} - \overline{\psi}_{\text{emitor} \rightarrow (i,j)}^{(T)}}{\psi_{\text{emitor} \rightarrow (i,j)}} 100\%.$$
(9.55)

Średnią wartość odchyleń  $\delta_{(i,j)}(T)$  w pełnym zakresie zmian temperatury określono za pomocą zależności:

$$= \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{k=16} \delta_{(1,j)}^{2}(T_{k})}{\frac{k=1}{16}}}, \qquad (9,56)$$

Jak wykazały obliczenia, przy emisji z każdego elementu N = 20000 porcji średnie wartości odchyleń wartości stosunków opromieniowania od ich przeciętnego poziomu w przadziałe temperatur (500-2000)K wynoszę w przypadku:

emitera gazowego (2,2)

emitera powierzchniowego (2,4)





#### 9.2.3. Waioski

W wyniku analizy rezultatów badań przedstawionych w punkcie 9.2 sformużowano następująca wnioski:

- w przedziałe T > 1000 K, z wyjątkiem pasma 4,3µ, wpływ temperatury na absorpcję pasmową jest niewielki,
- przy zmianie temperatury gazu od 1300 K do 1700 K względna zmiana szerokości pasma wynosi najwyżej (1.4-6)%,
- suma prawdopodobieństw wyboru pasm "mocnych" nie zależy od temperatury gazu,
- wpływ temperatury na współczynniki pochłaniania dla pasm "słabych" jest duży, lecz znaczenie tych pasm w radiacyjnym przepływie energii jest znikome.

Powyższe spostrzeżenie łęcznie z analizę wyników obliczeń stosunków opromieniowania upoważniaję do sformułowania wniosku ogólnego:

Wpływ temperatury elementów układu na wartości stosunków opromieniowanie jest niewielki. Średnie, względne wartości odchyleń stosunków opromieniowania od ich przeciętnego poziomu w przedziałe temperatur (500-2000)K wynoszę najwyżej ± 3%. Niewielki wpływ temperatury na wartości liczbowe elementów macierzy stosunków opromieniowania usprawiedliwia możliwość jednokrotnego ich obliczania w procedurze wyznaczania pola temperatury.

#### 10. PODSUMOWANIE REZULTATÓW PRACY

Opracowano nową metodę obliczania rozdziału energii radiacyjnej w układzie nieizotermicznej bryły gazowej otoczonej nieizotermiczną powierzchnię. Metoda ta polega na wykorzystaniu bezwymiarowych stosunków opromieniowania bezpośredniego i stosunków opromieniowania całkowitego.

Dorobkiem autora jest wprowadzenie stosunków opromieniowania do równań radiacyjnego przepływu energii a w szczególności do procedury Monte Carlo. Wieloletnie badania dotyczące pasmowych modeli gazów prowadzone przez EDWARDSA i współpracowników doprowadziły do opracowania teoretycznoeksperymentalnegc pasmowego modelu gazów technicznych. Model ten, zwany pasmowym modelem EDWARDSA – BALAKRISHNANA, został zastosowany przez autora w technice Monte Carlo.

Wykorzystanie tego modelu poprzedziły badanie autora, polegające na porównaniu emisyjności pary wodnej oraz dwutlenku węgla, obliczonych za pomocą pasmowego modelu z danymi eksperymentalnymi przeztwanymi przez HOTTELA. Z badań tych wynika, że średnie względne odchyłki w zakresie temperatur gazu: 800 K  $\leq$  T  $\leq$  2000 K, w obszarach praktycznej zmienności gęstości optycznej ośrodka wynoszą:

dla CO<sub>2</sub>, przy 3,088 kPa.m  $\leq$  pL<sub>m</sub>  $\leq$  463,2 kPa.m,  $\delta$  = 3,9%,

dla .120, przy

9,264 kPa.m ≤ pL ≤ 370,56 kPa.m.

Õ= 13,5%.

Opracowano zmodyfikowaną probabilistyczną procedurę Monte Carlo. Zrezygnowano z obliczania mocy pojedynczej porcji energii. Zaniechano przedstawiania strumieni energii radiacyjnej w postaci iloczynu liczby porcji oraz mocy pojedynczej porcji. Wielkości te były niedogodne z powodu silnej zależności od założonego pola temperatury. Do rozważań wprowadzono stosunki opromieniowania, które, jak wykazały późniejsze badania, nie są czułe na zmiany pola temperatury.

Wyeliminowano losowanie liczby falowej przypisanej porcji emitowanej zarówno z elementu gazowego, jak również z elementu powierzchniowego. Wprowadzono zasady postępowania oparte ne metodzie Exodus. Ogólną liczbę porcji rozdzielono na obszar przezroczystości oraz obszary poszczególnych pasm. Zasady obliczeń liczby porcji przypadających na poszczególne pasma przedstawiono w rozdziałe 5 i oparto na pojęciu prawdopodobieństwa wyboru pasma. Nowa technika postępowania dzięki wyeliminowaniu wielokrotnego korzystania z generatora liczb losowych znacznie przyspieszyła obliczenia.

Przeprowadzono analizę doboru liczby porcji emitowanych z elementów układu w eksperymencie Monte Carlo. Wyznaczono cięgi wortości stosunkow opromieniowania przy zwiększającej się liczbie śledzonych porcji. W wyniku zastosowania testu istotności  $\%^2$  przyjęto hipotszę, że ciągi te mają charakter rozkładu normalnego. Spostrzeżenie to pozwoliło zestosować odchylenie standardowe do oszacowania błędu obliczania średnich wartości stosunków opromieniowania. Następnie wykorzystano związek pomiędzy odchyleniem standardowym cięgu wartości stosunków opromieniowania a błędem standardowym próbki wartości średnich.

W wyniku przeprowadzonych badań sformułowano kryterium doboru liczby porcji energii emitowanych z elementów układu, które brzmi: w układzie należy prześledzić taką liczbę porcji energii, aby błąd standardowy wyznaczenia stosunków opromieniowania nie przekroczył założonej wartości. Niezależnie od: gęstości optycznej ośrodka, rozmiarów geometrycznych elementów, pola temperatury oraz emisyjności ścian zależności średnich stosunków opromieniowania od liczby śledzonych porcji mają wyrażny próg obszaru wartości ustalonych, odpowiadający liczbie śledzonych porcji N  $\approx$  10000 oraz mniej wyrażny, raczej rozmyty próg obszaru wartości ustalonych, odpowiadający liczbie śledzonych porcji N  $\in$  (9000, 23000). Przy założeniu N = 10000 błąd jednosigmcwy wyznaczania wartości stosunków opromieniowania wynosi  $\delta \in (1.4, 4.3)$ %. Przy założeniu, że liczba śledzonych porcji wynosi N = 20000, błąd ten mieści się w przedziale  $\delta \in (0.95, 3.0)$ %.

Eksperymenty Monte Carlo należy przeprowadzać emitując z poszczególnych elementów co najmniej 10000 porcji. Przeprowadzono analizę różnych modeli gazów promieniujących. Rozpatrzono możliwości zastosowania ich w obliczeniach radiacyjnego przepływu ciepła, a w szczególności przy obliczaniu stosunków opromieniowania za pomocę metody Monte Carlo.

Rozwiązanie zagadnienia radiacyjnego przepływu ciepła przy zestosowaniu modelu pasm szarych przy obecnym stanie wiedzy uważe się za najbardziej dokładne. Z tęgo powodu wyniki otrzymane przy zastosowaniu innych modeli porównywano z rezultatemi obowiązującymi dla pasm szarych. Wykorzystanie metody Monte Carlo przy założeniu modelu pasm czarnych napotyka na trudności. Zachodzi w tym przypadku klasyczna metoda, gdyż wszystkie porcje emitowane z wewnętrznych punktów elementu gazowego będą w nim pochłonięte.

Pewne propozycje. dotyczące procedury metody Monte Carlo przy udziale pasm czarnych, przedstawiono w punkcie 7.2.2. Przewiduje się prowadzenie dalszych badań w tym kierunku. Obliczono, że względna różnica strumieni ciepłe pochłanianego w ścianach układu, przy założeniu pasm szarych oraz czarnych, wynosi około 6%. Przykład ten dotyczył prostego, dwupowierzchniowego układu i nie wymagał zastosowania metody Monte Carlo.

Następnie przeprowadzono analizę modeli niepasmowych. Wyróżniono trzy przypadki: model gazu szarego, model gazu nieszarego HOTTELA oraz model gazu o własnościach radiacyjnych uśrednionych za pomoca widma emitera.

Przypadek modelu gazu szarego analizowano rozpatrując emisję porcji energii z wszystkich powierzchniowych elementów układu. W tym przypadku błąd odniesiony do modelu pasm szarych wynosił - (16,6-26,4)%.

W niniejszej pracy nie przeprowadzono eksperymentów probabilistycznych przy załozeniu modelu gazu nieszarego HOTTELA. Obliczenia takie, bez udziału metody Monte Carlo, wykonano dle dwupowierzchniowego układu. Błąd strumieni ciepła w stosunku do modelu pasm szarych wynosił - (14-19)%.

Dalsze badanie poświęcono przypadkom uśredniania transmisyjności gazu Za pomocą widma emitera. Wykazano, że dla złożonych układów wielopowierzchniowych nie jest wskazane uśrednianie transmisyjności za pomocą jasności. Ten sposób postępowania jest racjonalny jedynie dla prostych układów Z izotermiczną bryłą gazową. Dalsze rozważania dotyczą przypadków, gdy transmisyjności były uśrednione za pomocą emisji własnej emitera. Wyróżniono trzy przypadki: uśrednianie transmisyjności w pełnym widmie emiteruśrednianie w zakresie nieprzezroczystości gazu oraz uśrednianie w zakrsie wióma pasm "mocnych". W przypadku emiterów gazowych wpływ różnych sposobów uśredniania transmisyjności gazu na wartości stosunków opromieniowania bezpośredniego jest niewielki. W przypadku emiterów powierzchniowych błędy obliczania stosunków opromieniowania bezpośredniego, przy wykorzystaniu różnych sposobów uśredniania transmisyjności gazu, mieszczą się w przedziałe (1-24)‰.

Niezaleznie od rodzaju emitera błędy obliczania stosunków opromieniowania bezpośredniego nie przekraczają 2%, jedynie przy wykorzystaniu modelu uśredniania transmisyjności gazu w zakresie pasm "mocnych". Błędy obliczania stosunków opromieniowania bezpośredniego, przy wykorzystaniu modelu gazu szarego, dla przypadku emitera powierzchniowego mieszczą się w przedziałe (17-26)%, przy czym dla przypadku emitera gazowego są znacznie większe.

Przeprowadzono badania wpływu zalecanych transmisyjności pasm na wartości stosunków opromieniowania. Jeżeli przyjmie się zalecane transmisyjności pasm bliskie wartościom proponowanym przez EDWARDSA i NELSONA, wówczas w niewielkim przedziale wokół tych wartości stosunki opromieniowania zmieniają się nieznacznie.

Rozpatrzono wpływ pasm "słabych" na wartości stosunków opromieniowania. Wartości maksymalnych względnych zmian stosunków opromieniowania spowodowanych eliminowaniem pasm "słabych", przy N = 10000, mieszczę się w przedziałe ± (0,23-7,5);. Zwiększając liczbę śledzonych porcji do N = 20000 otrzynanc przedział ± (0,015-3,94);. Zmiany wartości stosunków opromieniowania związane z eliminowaniem pasm sę niewielkie. W obliczeniach,

- 129 -

gdzie względy złożoności programów obliczeniowych lub ograniczenie czesu meszynowego odgrywają istotną rolę, pasma "słabe" można pominąć.

Przeprowadzono badania dotyczące współzależności pomiędzy strumieniami ciepła odprowadzanego od ścian układu zamkniętego obliczonymi przy wykorzystaniu pasmowego modelu gazu oraz obliczonymi przy wykorzystaniu modelu o transmisyjnościach uśrednionych za pomocą widma emitera. Rozważania przeprowadzono dla następujących przypadków: układu izotermicznej bryły gazowej otoczonej izotermiczną ścianą, układu izotermicznej bryły gazowej etoczonej zespołem izotermicznych ścian oraz układu niaizotermicznej bryły gazowej otoczonej zespołem izotermicznych ścian. W tym ostatnim przypadku analizę ograniczono do porównania strumieni energii radiacyjnych ebeorbowanych w wybranym elemencie powierzchniowym. Układ izotermicznej bryły gazowej otoczonej izotermiczną ścianą jest szczególnym przypadkiem układu izotermicznaj bryły gazowej otoczonej zespołem izotermicznych ścian. Calem odrębnego rozpatrzenia obu tych przypadków było przedstawienie toku rozwnowania dotyczącego układów o dużym znaczeniu w obliczeniach inżynierskich.

Na podstawia przeprowadzonych rozważań wykazano słuszność następującej tezy: gęstość strumienia ciepła, odprowadzanego w stanie ustalonym od dowolnej ściany zespołu izotermicznych ścian otaczejących izotermiczną bryłę gezową, obliczona przy wykorzystaniu transmisyjności pesmowych, jest równa gęstości strumienia ciepła obliczonej przy zastosowaniu transmisyjności uśrednionej w zakresie pełnego widma rozpetrywanej ściany. Teza ta w nieco zmienionym sformułowaniu słownym odnosi się również do izotermicznej bryły gezowej otoczonej izotermiczną ścianą.

Na podstawie analizy równań transportu energii radiacyjnej w układzie niaizotermicznej bryły gazowej, otoczonej zespołem izotermicznych ścian, opracowano wnioski bardziej zróżnicowene. Rozpatrzono trzy sposoby uśrediniania transmisyjności gazu: za pomoce pełnego widma, w zakresie nieprzezroczystości gazu oraz w zakresie widma pasm "mocnych", Niezależnie od rodzaju emitera strumienie energii radiacyjnej pochžoniętej w dowolnym elemencie powierzchniowym, obliczone za pomoce pasmowego modelu, różnie sie nieznacznie od wartości obliczonych przy wykorzystaniu transmisyjności gazu uśrednionej w zakresie widma pasm "mocnych". Podział widma na obszar przezroczystości oraz obszar nieprzezroczystości, reprezentowany przez uśrednioną transmisyjność, stanowi pewne uproszczenie w stosunku do wieloprzedziałowego modelu pasmowego. Uśrednianie transmisyjności gazu za pomoce pozostałych sposobów jest nieskutaczne, gdyż prowadzi do dużych rozbieżności wartości liczbowych porównywanych strumieni energii radiacyjnej. mioski dotycząca układu nieizotermicznej bryły gazowej otoczonej zespolem izotermicznych ścian zostały potwierdzone w wyniku analizy razultatów eksperymentow probabilistycznych przeprowadzonych za pomocą metody Monte Carlo (rozdział 7).

Opracowano efektywna metode wyznaczania stosunków opromieniowania całkowitego. Zasadniczym elementem nowej matody jast wykorzystanie zależności strumieni energii radiacyjnej pochłoniętej w szarych ścianach układu od rezultatów obliczeń otrzymanych przy założeniu ścien czarnych. Przyjecie założenia, że ściany układu są czarne, pozwala na obliczenie strumieni energii radiacyinei pochłonietej w dowolnym elemencie układu równych strumieniom energii radiacyjnej padającej na rozpatrywany element w warunkach ścian szarych. Z tego powodu metoda ta zwana jest metodą pierwszego przejścia lub metoda opromieniowania bezpośredniego. Opracowano równamia określające zależności powiędzy stosunkami opromieniowania całkowitego (uwzgledniającymi opromieniowanie bezpośrednie orez na drodze odbić) a stosunkami opromieniowania bezpośredniego (uwzględniającymi jedynie opromieniowanie bezpośrednie), Przy wyprowadzaniu tych zależności posłużono się metodą wygaszania emisji poszczególnych elementów układu. Stosunki opromieniowania bezpośredniego wyznaczono za pomoca metody Monte Carlo lub metody Exodus. Rozważania przeprowadzono przy założeniu modelu gazu szarego oraz przy założeniu modelu pasm szarych. W tym ostatnim przypadku wprowadzono pojecie pasmowych stosunków opromieniowania. Zostały one wyznaczone za pomocą matody Exodus.

- 131 -

Stosunki opromieniowania całkowitego obliczone za pomocą metody pierwszego przejścia porównano z wartościami liczbowymi stosunków opromieniowania wyznaczonymi za pomocą metody Monte Carlo z uwzględnieniem odbić od ścian. Rezultaty tego porównania wyrażono za pomocą średniego błędu względnego. Przy uwzględnieniu w obliczeniach porównawczych wartości stosunków opromieniowania całkowitego większych od 0,005 średnie błędy względne mieszczę się w przedziałe:

## SE + (5,6, 10,7)%.

Ograniczając liczbę analizowanych stosunków opromieniowania całkowitego do tych, których wartości są większe od 0,05, otrzymano rezultat:

## õ€± (1,2, 8,4)%.

Przedstawione rezultaty dotyczę przypadku pasmowaj struktury gazu. Podobne rezultaty otrzymano przy założeniu nodelu gazu szarego. Przedstawione błędy sę rezultatem nakładania się błędów metody Monte Carlo z uwzględnieniem odbić oraz błędów niazależnego procesu losowego wyznaczania stosunków opromieniowania bazpośredniego. Ze względu na to, że wartości liczbowe wyznaczonych błędów nie sę duże, obliczanie stosunków opromieniowania całkowitego za pomocę efektywnej metody pierwszego przejścia z powodzeniem może zastępić metodę Monte Carlo z uwzględnieniem odbić.

Przy założeniu, że znane są stosunki opromieniowania bezpośredniego, zastosowanie metody pierwszego przejścia umożliwia obliczenie stosunków opromieniowania całkowitego dla dowolnych emisyjności ścian.

~ 130 -

Metoda pierwszego przejścia zapewnie znaczne skrócenie czasu obliczen, szczególnie w sytuacji, kiedy ściany układu meją małą emisyjność. Skrócenie czasu obliczeń w stosunku do metody Monte Carlo z uwzględnieniem odbić, przy emisyjności ścian układu równych 0,7, wynosi 60%, natomiast przy emisyjności ścian wynoszącej 0,1 nawet 80%. Rozpatrzeno wpływ temperatury elementów na wyniki obliczeń stosunków opremieniowania. W obliczeniach tych założono, że wszystkie elementy układu saja jednakową temperaturę. Wartości liczbowe temporatury przyjnowano z przecziału (500-2000) K, ze zmianą co 100 K. Wpływ temperatury elementów układu na wyniki obliczeń wartości stosunków opromieniowania jest niewielki. Średnie wartości względne odchyleń stosunków opromieniowania od ich przeciętneco pozicku w przedziałe temperatur (500-2000) K wynoszą najwyzej ± 3%. Niewielki wpływ temperatury na wartości liczbowe elementów mecierzy stosunków opromieniowania usprawiedliwia możliwość jednokrotnego ich obliczania w procedorze wyznaczania pola temperatury.

and the second second

and the second and the second and the second of the second s

and a second sec

## LITERATURA

- [1] Badania ruchowe pieca pokrocznego ne walcowni walcówki huty im. E.Cedlera w Scanowcu.Praca naukowo-badawcza NB-368 Instytutu Techniki Cieplnei Politecnniki Ślęskiej w Gliwicach, 1973-1974, maszynopis.
- [2] Bevans J.T., Dunkle R.V.: Radiant Interchange Within an Enclosure. Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, 1960, Vol. 82, pp. 1-19.
- [3] Buslenko N.P., Golenko D.I., Sobol I.M., Sragowicz W.G., Szrejder J.A.: Metoda Monte Carlo. PWN, Warszawa 1967.
- [4] Cannon P.: The Calculation of Radiative Heat Flux in Furnace Enclosure Using the Monte Carlo Method. M.Sc. thesis. Chem. Engng. University of New Brunswick, 1967.
- [5] Corlett R.C.: Direct Monte Carlo Calculation of Radiative Heat Transfer in Vacuum. Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, 1966, Vol. 88, pp. 376–382.
- [6] Edwards D.K.: Absorption of Radiation by Carbon Monoxide Gas According to the Exponential Wide-Band Model. Appl. Opt., 1965, Vol. 4, Nr 10, pp. 1352-1353.
- [7] Edwards D.K., Flornes B.J., Glassen L.K., Sun W.: Correlation of Absorption by Water Vapor at Temperatures from 300 K to 1100 K. Appl. Opt., 1965. Vol. 4, Nr 6, pp. 715-721.
- Edwards D.K., Sun W.: Correlations for Absorption by the 9.4  $\mu$  and 10.4  $\mu$  CO<sub>2</sub> Bands. Appl. Opt., 1964, Vol. 3, Nr 12, pp. 1501-1502.
- [9] Edwards D.K., Menard W.A.: Correlations for Absorption by Methane and Carbon Dioxide Gases. Appl. Opt., 1964, Vol. 3, Nr 7, pp. 847– 852.
- [10] Edwards D.K., Menard W.A.: Comparison of Models for Correlation of Total Band Absorption, Appl. Opt., 1964, Vol. 3, Nr 5, pp.621-625.
- [11] Edwards D.K.: Radiation Interchange in a Nongray Enclosure Containing an Isothermal Carbon-Dioxide-Nitrogen Gas Mixture. Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, 1962, Vol. 84, pp. 1-11.
- [12] Edwards D.K., Nelson K.E.: Rapid Calculation of Radiant Energy Transfer Between Nongray Walls and Isothermal H<sub>2</sub>O or CO<sub>2</sub> Gas. Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, 1962, Vol. 84, pp. 273-278.
- [13] Edwards D.K.: Absorption by Infrared Bands of CO<sub>2</sub> Gas at Elevated Pressures and Temperatures. Journal of the Opt. Soc. Am., 1960, Vol. 50, pp. 617-626.
- [14] Edwards D.K., Balakrishnan A.: Thermal Radiation by Combustion Gases. Int. J. Heat Mass Transfer, 1973, Vol. 16, pp. 25-40.
- [15] Emery A.F., Carson W.W.: A Modyfication to the Monte Carlo Method the Exodus Method. Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, 1968, Vol. 90, pp. 328-332.
- [16] Gebhart B.: Surface Temperature Calculations in Radiant Surroundings of Arbitrary Complexity - for Gray Diffuse Radiation. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1961, Vol. 3, pp. 341-346.

- [17] Gibson M.M., Monahan J.A.: A Simple Model of Radiation Heat Transfer from a Cloud of Burning Particles in a Confined Gas Stream. Int. J. Heat Mass Transfer, 1971, Vol. 14, pp. 141-147.
- [18] Gruszka P.: Dobór strumieni paliwa w pokrocznym piecu grzejnym. Praca doktorska. Politechnika Śląska, Gliwice 1980.
- [19] Gruszka P., Rudnicki Z.: Uproszczony model matematyczny nagrze onia wsadu w piecu pokrocznym. Archiwum Hutnictwa, 1976, T. 21, Nr 4, ss. 614-631.
- [20] Grzegółka K., Modliński Z., Zembrzuski M.: Trójwymiarowy przepływ recyrkulacyjny ze spalaniem. Materiały XI Zjazdu Termodynamików, Świnoujście 1981.
- [21] Hammersley J.M., Handscomb D.C.: The Monte Carlo Methods. J. Wiley, New York 1964.
- [22] Hottel H.C., Sarofim A.F.: The Effect of Gas Flow Patterns on Radiative Transfer in Cylir frical Furnaces. Int. J. Heat Mass Transfer, 1965, Vol. 8, pp. 1153–1169.
- [23] Hottel H.C., Sarofim A.F.: Radiative Transfer. Mc Graw-Hill Book Company, New York 1967.
- [24] Hottel H.C., Cohen E.S.: Radiant Heat Exchange in a Gas-Filled Enclosure: Allowance for Nonuniformity of Gas Temperature. A.I.Ch.E. Journal, 1958, Vol. 4, Nr 1, pp. 3-14.
- [25] Howard J.N., Burch D.L., Williams D.: Infrared Transmission of Synthetic Atmospheres. Journal Optical Society of America, 1956, Vol. 46, Nr 3, pp. 186-190, see also: 1956, Vol. 46, Nr 5, pp. 237-241, 1956, Vol. 46, Nr 5, pp. 334-338.
- [26] Howell J.R.: Application of Monte Carlo to Meat Transfer Problems. In "Advances in Heat Transfer". Academic Press, New Jork 1968, Vol.5, pp. 1-54.
- [27] Howell J.R., Perlmutter M.: Monte Carlo Solution of Thermal Transfer Through Radiant Madia Between Gray Walls. Journal of Heat Transfer. Trans. ASME, Series C, 1964, Vol. 86, pp. 116–122.
- [28] Howell J.R., Perlmutter M.: Monte Carlo Solution of Radiant Heat Transfer in a Nongrey Nonisothermal Gas with Temperature Dependent Properties. A.I.CH.E. Journal, 1964, Vol. 10, pp. 562-567.
- [29] Johnson T.R., Beer J.M.: The Zone Method Analysis of Radiant Heat Transfer: a Model for Luminous Radiation. J. Inst. Fuel, 1973, Vol. 46, Nr 388, pp. 301-309.
- [30] Karasiński A.: Uproszczone wzory i nomogramy do wyznaczania erisyjności i absorpcyjności gazów metodą pesm czarnych. Archiwum Termodynamiki. 1982, T. 3, Nr 3-4, ss. 208-221
- [31] Kolenda Z., Szmyd J., Słupek S.: Mathematical Model of Radiative Transfer in Combustion Chamber with Supplementary Data. Archiwum Hutnictwa, 1982, T. 27, z. 4, ss. 356-370.
- [32] Łukas ek W.: Podstawy statystycznego opracowania pomiarów. Skrypt Politechniki Śląskiej, Gliwice 1975.
- [33] Metropolis N., Ulam S.: The Monte Carlo Method. J.Am. Statist. Assoc. 1949, Vol. 44, Nr 247, pp. 335-341.
- [34] Nadziakiewicz J., Rudnicki Z.: Numeryczny opis procesów cieplnych w piecu grzejnym o działaniu ciągłym. Archiwum Hutnictwa, 1981. T. 26, z. 4, ss. 638-649.
- [35] Nadziakiewicz J., Rudnicki Z.: Mathematical Model of Heat Transfer in the Enclosure of a Walking Beam Furnace. Gas Warme International, 1981, 30 Jg., H. 5, pp. 265-269.
- [36] Neidel W., Paul G.: Mathematische Modellierung der Wärmeübertragungsverhältnisse in Strahlungsbeheizten Brennkammern. Chem. Techn., 1973, 25 Jg., H. 9, es. 543-545 und H. 11, ps. 634-657.

- [37] Neidel W., Paul G., Rudnicki Z., Schier D.: Zu einigen Problemen der Berechnung der Strahlungswärmeübertragung in zylindrischen Feuerräum n unter Anwendung der Monte Carlo Methode. Materiały Międzynarodowego Sympozjum i Wystawy, Econotherm 85. Katowice 1985.
- [38] Nowak A., Rudnicki Z.: Modelowanie radiacyjnego przepływu ciepła w piecu przepychowym za pomocą metody jasności oraz stosunków konfiguracji. Instytut Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach 1985, maszynopis.
- [39] Nowak A., Rudnicki Z.: Anwendung der Helligkeitsmethode zur Berechnung der Strahlengswärmeübertragung in Industrieöfen. Praca zgłoszona na konferencję "5 Fachtagung Thermischer Apparatebau", Magdeburg, 1986. Instytut Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach, 1985. maszynopis.
- [40] Opracowanie matematycznego modelu nagrzewania wsadu w piecach do pracy ciągłej. Praca naukowo-badawcza NB-270 Instytutu Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach, 1974-1975, maszynopis.
- [41] Opracowanie matematycznego modelu nagrzewania wsadu w piecach pokrocznych z wielostronnym nagrzewaniem. Praca naukowo-badawcza NB-163 Instytutu Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach, 1976-1979, maszynopis.
- [42] Opracowanie matematycznych modeli procesów cieplnych w piecach o działaniu ciągłym. Praca naukowo-badawcza NB-338 - część IV Instytutu Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach, 1984, maszynopis.
- [43] Paul G.: Die Berechnung des Komplexen ausseren Wärmeübergangs in der Strahlungszone von Röhrenöfen nach der Zonenmethode. Dissertation A, TH Magdeburg 1976.
- [44] Perlmutter M., Howell J.R.: Radiant Transfer Through a Gray Gas Between Concentric Cylinders Using Monte Carlo. Journal of Heat Transfer. Trans. ASME, Series C, 1964, Vol. 86, pp. 169–179.
- [45] Pieri G., Sarofim A.F., Hottel H.C.: Radiant Heat Transfer in Enclosures: Extension of Hottel-Cohen Zone Method to Allow for Concentration Gradients. O. Inst. Fuel, 1973, Vol. 46, Nr 388, pp. 321-330.
- [46] Rozwiązanie problemu rozdziału energii radiacyjnej w komorze pieca o działaniu ciągłym. Praca naukowo-badawcza NB-338 - część III Instytutu Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach, 1983, maszynopis.
- [47] Rudnicki Z.: Wyznaczanie współczynników opromieniowania w komorze wypełnionej ośrodkiem emitująco-pochłaniającym za pomocą nowego sposobu realizacji metody Monte Carlo. Materiały XII Zjazdu Termodynamików, Rytro 1984.
- [48] Rudnicki Z.: Der Einfluss des Temperaturfeldes de Öfen auf die Strahlungskoeffizienten. Wissenschaftliches Kolloquium "Rationelle Energieanwendung in Industrieöfen". Freiberg 1984.
- [49] Rudnicki Z.: Zależność współczynników opromieniowania od pola temperatury elementów izotermicznych. Materiały XXIII Sympozjonu – Modelowanie w mechanice. Szczyrk 1984.
- [50] Rudnicki Z.: Wpływ całkowitej liczby porcji śledzonych w metodzie Monte Carlo na dokładność wyznaczania współczynników opromieniowania. Materiały XXII Sympozjonu – Modelowanie w mechanice, Wisła 1983.
- [51] Rudnicki Z.: Selection of Total Number of Energy Bundles in the Monte Carlo Method. 4 Fachtagung Termischer Apporatebau. Magdeburg 1983.
- [52] Rudnicki Z.: Radiacyjny przepływ ciepła w dwupowierzchniowym układzie zamkniętym przy zastosowaniu modelu.pasm szarych. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, seria "Energetyka", z. 73. Gliwice 1980, ss. 33-50.

- [53] Rudnicki Z.: Porównanie emisyjności gszów obliczonych w oparciu o pesmowy modal Edwardsa - Balakrishnana z danymi Hottela. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, seria "Energetyka", z. 79, Gliwice 1982, ss. 77-96.
- [54] Rudnicki Z.: Zastosowanie pasnowego sodelu Sowardsa Balakrishnana do wyznaczanie emisyjności H<sub>2</sub>O 1 CO<sub>2</sub>. Materiely XI Zjezdu Termodynamików, Świnoujście 1961.
- [55] Rudnicki Z.: Uproszczony matematyczny model nagrzewanie wsadu w piecach przepychowych. Materiały Międzynarodowego Sympozjum i Wystawy, Econotherm 85, Katowice 1985.
- [56] Rudnicki Z.: Radiacyjny przepływ ciepła w piacach przemysłowych. Ukrypt Politechniki Blaskiej, Gliwice 1985.
- [57] Rudnicki Z.: Zastosowanie me ody Monte Curlo do wyznaczania polo temperatur w przestrzeni roboczej pokrocznego pieca grzejnego. Preca doktorska. Politechnika Claska, Gliwice 1972.
- [50] Schier D., Neidel W., Paul G., Rudnicki Z.: Zur Berechnung der Strahlungsverhältnisse in Feuerräumen unter Nutzung der Monte Carlo Methode. Wissenschaftliches Kolloquium "Rationelle Energieenwondung in Industieöfen". Freiberg 1984.
- [59] Sedalkin W.M., Poimow A.W., Kanenskaja W.A.: Methode der wechselseitigen Wärmeübertragung durch Strahlung in berohrten Brennkanmern unter Nutzung der Zonenmethode. Energieenwendung 1977, 26 Jg., H. 5, e. 142.
- [60] Selcuk N., Siddel R.G., Beer J.M.: Prediction of the Effect of Flame Lenght on Temperature and Radiative Heat Flux Distributions in a Process Fluid Heater. J. Inst. Fluel, 1975, Vol. 48, Nr 395, pp. 89-96.
- [61] Selcuk N., Siddel R.G., Beer J.M.: Two Flux Modelling of Two Dimensional Rediative Transfer in a Large Scale Experimental Furnace. J. Inst. Fuel. 1976, Vol. 49, Nr 400, pp. 122–126.
- [62] Siddal R.G., Selcuk N.: Two Flux Modelling of Two Dimensional Rediative Transfer in Axi - Symmetrical Furneces, J. Inst. Fuel, 1976, Vol. 49, Nr 396, p. 10.
- [63] Siddal R.G.: Flux Methods for the Analysis of Radiant Heat Transfer. J. Inst. Fuel, 1974, Vol. 47, Nr 391, pp. 101-109.
- [64] Siegel R., Howel J.R.: Thermal Rodiation Heat Transfer. Mc Graw-Hill Book Company, New York 1972.
- [55] Steward F.R., Cannon P.: The Calculation of Radiotivo Hoat Flux in a Cylindrical Furnace Using Monte Carlo Mothod. Int. J. Heat Mass Transfer, 1971, Vol. 14, pp. 245-262.
- [66] Schreider Yu.A.: Method for Statistical Testing Monte Carlo Mathod. American Elsevier Publishing Company, New York 1964.
- [67] Grangut J.: Obliczanie przekazywanie ciopła przez promieniowanie w układzie wielopowierzchniowym za pomocą procedury egzoduc. Archiwum Termodynamiki i Spalania, 1977, T. 8, Nr 2, es. 109-174.
- [68] Szargut J., Wandrasz J.: Obliczanie przepływu ciepła przez promieniowanie z uwzglednieniem pasmowuj amieji gazów. Materiały IX Zjazdu Termodynamików. Rzeszow - Polonczyk 1975.
- [69] Szergut J.: Metody numeryczne w obliczeniach cieplnych pieców przemysłowych. "Slopk", Katowice 1977.
- [70] Szarout J.: Przepływ ciepło przez promieniowanie w piecu komorowym. Archiwum Hutnictws, 1971, T. 16, z. 2, ss. 143-153.
- [71] S. grgut J., Rudnicki Z.: Zastosowanie metody Monte Carlo do wyznaczenia pole temperatury w przestrzeni roboczej pokrocznego pieca grzejnego. Archiwum Hutnictwa, 1973. T. 16, z. 4, ss. 316-338.

- [72] Taylor P.B., Foster P.J.: The Total Emissivities of Luminous and Non-Luminous Flames. Int. J. Heat Mass Transfer, 1974, Vol. 17, pp. 1591-1605.
- [73] Thomson A.: An Approximate Analytic Expression for the Engineering Emissivity of Water Vapor, Techn. Note No. 4, Gruen Applied Science Labs., Pasadena Calif., 1957.
- [74] Toor J.S., Viskanta R.: A Numerical Experiment of Radiant Heat Interchange by the Monte Carlo Method. Int. J. Heat Mass Transfer. 1958, Vol. 11, pp. 883-897.
- [75] Wandrasz J.: Pasmowy model matematyczny przepływu energii przez promieniowanie w piecu komorowym. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, seria "Energetyka", z. 58, Gliwice 1976.
- [76] Sper R.: Model matematyczny dwuwymiarowego dyfuzyjnego płomienia gazowego w przestrzeni zamkniętej. Praca doktorska. Politechnika Sląska, Gluwice 1979.
- [77] Weryfikacja oraz dalszy rozwój probabilistycznej metody Monte Carlo w zastosowaniu do badan radiacyjnego przepływu ciepła w piecach. Praca naukowo-badawcza NB-338 - część II Instytutu Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach, 1982, maszynopis.
- [78] Weryfikacja matematycznego modelu procesów cieplnych zachodzących w piecu przepychowym. Praca naukowo-badawcza NB-338 - część V Instytutu Tachniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach, 1985, maszynopis.
- [79] Wiebelt J.A.: Engineering Radiation Heat Transfer. Holt Reinehart and Winston, New York 1966.
- [80] Zastosowanie pasmowych modeli promieniowanie gazów technicznych w cieplnych obliczeniach pieców. Praca naukowo-badawcza NB-338 - część I Instytutu Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach, 1981, naszynopis.

An inclusion of particular inclusion in the second state of the se

ter arreation of the second state of the secon
Rozpatrzono wpływ tamperatury elementów na wyniki obliczań stosunków opromieniowania. Niewielki wpływ temperatury na wartości liczbowe stosunków opromieniowania usprawiedliwia możliwość jednokrotnego ich obliczania w procedurze wyznaczania pola temperatury.

balandere and and an and a second and a second restance within a part of the second restance of the second restanc

The particular of the second second provided a static second of the second seco

ANALIZA RADIACYJNEGO PRZEPŁYWU ENERGII W KOMORZE WYPEŁNIONEJ NIEIZOTERMICZNYM GAZEM, PRZY WYKORZYSTANIU STOSUNKÓW OPROMIENIOWANIA OBLICZANYCH METODĄ MONTE CARLO

#### Streszczenie

Opracowano nową metodę obliczania rozdziału energii radiacyjnej w układzie zamkniętym, polegającą na wykorzystaniu bezwymiarowych stosunków opromieniowania bezpośredniego oraz stosunków opromieniowania całkowitego. Stosunki opromieniowania bezpośredniego wyznaczano za pomocę metody Exodus - stanowiącej odmianę metody Monte Carlo.

Sformużowano kryterium doboru liczby śledzonych porcji, która uzależnia tę liczbę od założonego błędu standardowego wyznaczania stosunków opromieniowania. Na tej podstawie sformułowano wniosek, że w eksperymentach Monte Carlo należy emitować z poszczególnych elementów co najmniej 10000 porcji.

Przeprowadzono analizę zastosowania różnych modeli gazu promieniującego w obliczeniach radiacyjnego przepływu energii a w szczególności przy obliczaniu stosunków opromieniowania za pomocą metody Monte Carlo. Rozpatrzono modele: pasm szarych, pasm czarnych, gazu szarego, gazu nieszarego HOTTELA, gazu o własnościach radiacyjnych uśrednionych za pomocą widma emitera.

Przeprowadzono badania dotycząca współzależności pomiędzy strumieniami ciepła odprowadzanego od ścian układu zamkniętego, obliczonymi przy wykorzystaniu pasmowego modelu gazu oraz obliczonymi przy wykorzystaniu modelu o transmisyjnościach uśrednionych za pomocą widma emitera. Rozważania prze rowadzono dla przypadków: układu izotermicznej bryły gazowej otoczonej zespołem izotermicznych ścian lub izotermiczną ścianą oraz układu nietzotermicznej bryły gazowej otoczonej zespołem izotermicznych ścian.

Opracowano efektywną metodą wyznaczania stosunków opromieniowania całtowitego, nazwaną metodą pierwszego przejścia. Zasadniczym elementem tej metody jest wykorzystanie związku pomiędzy stosunkami opromieniowania bezpośredniego, które zostały wyznaczone za pomocą eksperymentów probabilistycznych a wartościami stosunków opromieniowania całkowitego. Przy ustalantu tego związku wykorzystano metodę wygaszania emisji poszczególnych elementów układu. Metoda pierwszego przejścia zapewnia znaczne skrócenie czasu obliczeń szczególnie w sytuacji, kiedy ściany układu mają małą emisyjność.

Проведён анализ влияния температуры на результаты вычисления коэффициентов облученя. Небольшое влияние температуры на численное значение коэффициентов облучения оправдывает возмскность однократного их вычисления.

Anti-response to a second ter real application of anti-response to a second state and a second secon

The presentation of the burden a basis of the followed weight breather bin been torentation. This restor depends to the paramit principle errors and the estimization of the provincies formers, when paint mode devic weight the tailed method of the publical solution from provincies seent we be present then building and the formers.

the estimates of the southernood of builderood reductive per module in the estimates of reduction have biperter in provide straintion is used to also definitions of the hiradistics forture to some at the rests the bolts motion.

party of the party of the loss of the loss of the party o

The present interim of the location and a second which are the second the second the second the second the second term and the generation of the second term and term

A very allower of the second of the second to the tatal treatment in the second second

anomic second second in the second se

АНАЛИЗ ТЕЛЛОСИМЕНА ИЗЛУЧЕНИЕМ В СИСТЕМЕ ЗАПОЛНЕНСИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИМ ГАЗОМ ПРИ ПРИЛЕНЕНИИ ИСЭФЛИЦИЕНТОВ СЕЛУЧЕНИЯ ПОЛУЧЕНЕНИИ МЕТСЛОМ МОНТЕ - КАРЛО

## Резрие

Разработан новый метод вычисления раздела радиалионной энергии в замкнутой системе. При определении принципов метода и пользованы безразметные конфекциенты непосредственного облучения в конффициенты полного облучения. Конфекциенты непосредственного облучения вычислены при полного блачения исседие, который является разновизаностых метода Менте-Кардос. Сторкулирован критерий водбора числа порных внергии, которые следует проследить в сисстеме. Это число зависит от принятсй допустимой стандартной отибки вычисления конфериментов облучения. Из этых исследований вытехает предположение, что в эконерименте Конте-Кардос необходимо выпускать с каждого элемента не менее чем 10000 порцяй.

Проведён анализ применения разных моделей излучаюлего газа в задачах теплообмена излучением, особенно при вычислении козф.ниментов облучения при помощи метода Монте-Карло. Проанализированы следующие модели: серие полосы, чёрные полосы, серый газ, несерый газ дотГЕЛА, газ которого радиационные свойства усреднены при помощи спектра экиттера. Проведени исследования, касающиеся взаимозависимости между потоками тепла стводимого от стен замкнутой системы, вычисленными при применении волосной модели газа, а также вычисленными при применении исдели газа, которого пропускательная спосбность была усреднена при помощи спектра эмиттера. Исследованы следующие случаи: замкнутая система изотермической поверхности или группы изотермических поверхностей заполнена изотермическим газом, замкнутая система группы изотермических поверхностей заполнена неизотермическим газом.

Разработан эффективные метод вычисления козффициентов полного облучения, названный методом первого прохода. Главной особенностых этого метода является использование связи между козффициентами непосредственного облучения, полученными при помощи экспериментов Монте-Карло и козффициентами облучения. При установлении этой связи использован метод гапения потокав излучения влементов системы. Метод первого прохода обеспечивает значительное сокрадение времени вычислений особенно тогда, когда степень черноты стены мала. - 141 -

ANALYSIS OF THE RADIANT ENERGY TRANSFER IN A NONISOTHERMAL GAS - FILLED ENCLOSURE, USING IRRADIATION FACTORS DETERMINED BY THE MONTE CARLO METHOD

### Summery

A new method is developed for the calculation of radiation heat transfer within an enclosure based on the application of the dimensionless direct irradiation factors and the total irradiation factors. The direct irradiation factors have been calculated by means of the Exodus method a modification of the Monte Carlo method.

The criterion to choose a number of the followed energy bundles has been formulated. This number depends on the assumed standard errors of the calculation of the irradiation factors. When using Monte Carlo method the total number of the bundles emitted from particular element ought to be greater than 10000.

The analysis of the application of different radiative gas models in the calculation of radiation heat transfer is presented. Special attention is paid to the calculation of the irradiation factors by means of the Monte Carlo method.

Following models have been considered: grey bands, black bands, grey gas, HOTTELL's nongrey gas, gas whose radiant properties are averaged by means of spectrum of the emiter.

The investigation of the interdependencies between net heat fluxes absorbed in the walls of the enclosure, calculated by means of the gas band model and calculated by means of the gas model whose transmisivity is averaged by means of spectrum of the emiter has been made. Following cases have been considered: enclosure filled by the isothermal gas and confined by the isothermal surface or ba a set of isothermal surfaces, enclosure filled by the nonisothermal gas and confined by set of isothermal surfaces.

A new, effective method of the calculation of the total irradiation factors called the method of first passage is elaborated. The main feature of this method is the application of the relation between the direct irradiation factors computed by means of probabilistic methods and total irradiation factors. During this calculation the method of putting out emission of the isothermal element of the enclosure has been applied. The method of first passage assures great reduction of the calculation time, especially in the presence of walls with small emissivities. The influence of the temperature on the results of calculations of the irradiation factors has been considered. Because of small influence of the temperature, the values of the irradiation factors may be calculated only



The bill measure of collect the second division of the second of the sec

- 143 -



- 144 -

and to anarraiution is appears on the subtract any to sussified any

Dodatek 1



Rys. D1.1. Zależność parametru grubości optycznej  $\tilde{\ell}_{H1}$  dwutlenku węgla od temperatury gazu oraz rodzaju pasma. Rodzaje pasm: 2,7 $\nu$ , 4,3 $\mu$ , 15 $\mu$  Fig. D1.1. A parameter of optical depth  $\tilde{\ell}_{H1}$  of carbon dioxide as a function of gas temperature and a kind of band. Bands: 2,7 $\mu$ , 4,3 $\mu$ , 15 $\mu$ 



Rys. D1.2. Zalezność parametru grubości optycznej  $\tilde{v}_{\rm H1}$  dwutlanku węgla od temperatury gazu oraz rodzaju pasma. Rodzaje pasm: 2.0  $\mu$ , 9.4  $\mu$ , 10,  $\mu$ Fig. D1.2. A parameter of optical depth  $\tilde{v}_{\rm H1}$  of carbon dioxide as a function of gas temperature and a kind of band. Bands: 2.0  $\mu$ , 9.4  $\mu$ , 10.  $\mu$ 





Fig. D1.3. A line width parameter eta for carbon dioxide as a function of gas temperature and a kind of band









Rys. D1.5. Zależnośc parametru szerokości linii β pary wodnej od temperatury gazu oraz rodzaju paśma Fig. D1.5. A line width parameter β for water vapor as a function of gas temperature and a kino of band

### Dodatek 2

Porównanie emisyjności CO<sub>2</sub> i H<sub>2</sub>O obliczonych za pomocą pasmowego modelu EDMARDSA - BALAKRISHNANA z danymi HOTTELA przedstawiono na rysunkach: D2.1, D2.2, D2.3, D2.4.



Fig. D2.1. Comparison of carbon dioxide emissivity calculated using band model of EDWARDS - BALAKRISHNAN and HOTTEL's data



Rys. D2.2. Perównanie emisyjności dwutlenku węgla obliczonej za pomoce pasmowego modelu EDWARDSA - BALAKRISHNANA z danymi HOTTELA - cięg dalszy Fig. D2.2. Comparison of cerbon dioxide emissivity calculated using band model of EDWARDS - BALAKRISHNAN and HOTTEL's data - continuation

Rys. D2.3. Porównanie emisyjności pary wodnej obliczonej za pomocą pasmowego modelu EDWARDSA – BALAKRISHNANA z danymi HOTTELA

1.549

06136

0,3706

0,249

01544

0.09264

0.0518

0.0324

0.0247

0.01833

2.024

0,0003

2000 T [K]

Fig. D2.3. Comparison of water vapor emissivity calculated using band model of EDWARDS - BALAKRISHNAN and HOTTEL's data





Dodatek 3

Równania torów porcji energii w cylindrycznym układzie współrzegnych

Współrzędne punkty P, w którym porcja energii startuje, oznaczono x<sub>0</sub>, r<sub>0</sub>,  $\mathcal{G}_0$  oraz pokazano na rysunku D3.1. Współrzędne dowolnego punktu P oznaczono x, r,  $\mathcal{G}_0$ .

- 153 -

# przypadku episji z elementu powierzchniowego kąty określające kierunek toru [26] wyznaczono z zależności;

$$\begin{aligned} \mathbf{T} &= \arccos(\sqrt{R_{\gamma_2}}), \quad 0 < \frac{n}{2} < \frac{\pi}{2} \\ \mathbf{\Theta} &= R_{\Theta} \quad 2\pi, \qquad 0 < \Theta < 2\pi \end{aligned}$$

W przypadku emisji z elementu gazowego otrzymano równania:

$$P = \operatorname{arc} \operatorname{ccs}(1 - 2 \operatorname{R}_{\mathfrak{p}}), \ 0 < \mathfrak{p} < \mathfrak{T}$$

Kat 4 obliczono z zalezności:

x

$$\begin{aligned} y &= \alpha & dla \ z > 0 \cap y > 0 \\ y &= \pi - \alpha & dla \ z > 0 \cap y < 0 \\ y &= \pi + \alpha & dla \ z < 0 \cap y < 0 \\ \varphi &= 2\pi - \alpha & dla \ z < 0 \cap y > 0 \end{aligned}$$
(D3.1)

 $\chi^{*} = \arg \operatorname{tg}(\frac{|z|}{|y|}), \qquad (03.2)$ 

gdzie Z, y – współrzędne punktu P w pomocniczym prostokątnym układzie współrzędnych w ktorym oś y pokrywa się z osią r.

$$1,2 \stackrel{\text{gf}}{=} \frac{-r_0 \cos(\theta - \psi_0) \pm \sqrt{r_0^2 \cos^2(\theta - \psi_0) - (r_0^2 - r^2)}}{tg_{12}}$$
(D3.3)

$$= \sqrt{r_0^2 + (B \cdot tg\eta)^2 + 2r_0 B tg\eta \cos(\theta - \psi_0)}$$
 (03.4)

 $y = r_0 \cos \psi_0 + B \, tg \psi \cos \Theta$  $z = B \, tg \psi \sin \Theta - r_0 \sin \psi_0$ 

(D3.5)



Rys. D3.1. Zależności geometryczne pomiędzy współrzędnymi punktów w cylindrycznym układzie współrzędnych a kątami wyznaczającymi kierunek ruchu porcji

Fig. D3.1. Geometrical dependencies between points coordinates in the cylindrical coordinates system and angles assigning the direction of bandles movement

## Emisja z dolnego dna cylindra

Współrzędne punktu emisji porcji:

$$x_{0} = 0$$
  
 $r_{0} = R_{r} \cdot R, \quad 0 \le r_{0} \le R$   
 $r_{0} = R_{r} \cdot 2\pi, \quad 0 \le \Psi_{0} \le 2\pi$ 

Parametr B przyjmuje postać B = x - x = x.

1. Przy założonej wartości r otrzymano dwie wartości x:  $x_{1,2} = x_{1,2}^{*}$ Współrzędne y, z wyznaczono za pomocę zależności (D3.5), natomiast kęty x oraz 4 za pomocę równań (D3.2) oraz (D3.1).

2. Przy założonej wartości x, promień r obliczono za pomocą równania (D3.4). Pozostałe zmienne: y, z, x oraz 4 obliczono za pomocą równań: (D3.5), (D3.2) oraz (D3.1).

## Emisia z górnego dna cylindra

$$x_{0} = H$$

$$F_{0} = R_{r} \cdot R, \quad 0 \le r_{0} \le R$$

$$\varphi_{0} = R_{\varphi} \cdot 2\pi, \quad 0 \le \varphi_{0} \le 2\pi$$

$$B = H - x$$

$$x_{1,2} = H - \overline{x}_{1,2}$$

Emisja z elementu gazowego

$$x_{o} = R_{x} \cdot H \qquad 0 \le x_{o} \le H$$

$$r_{o} = R_{r} \cdot R \qquad 0 \le r_{o} \le R$$

$$\Psi_{o} = R_{\Psi} \cdot 2\pi \qquad 0 \le \Psi_{o} \le 2\pi$$

$$B = x - x_{o}$$

$$x_{1,2} = x_{o} + \overline{x}_{1,2}$$

EFisja z pobocznicy cylindra  

$$x_0 = R_x \cdot H, \quad 0 < x_0 < H,$$
  
 $r_0 = R,$   
 $\psi_0 = R_y \cdot 2\pi, \quad 0 < \psi_0 < 2\pi.$ 

1. Przy założonej wartości r otrzygano dwie wartości x:

$$x_{1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$$
  
gdzie oznaczają:

Sec. 14.7

(\$1203 835

11 4 18

Rie all a st

H = 5.2"

$$b = -2a x_{0} - \frac{2r_{0}}{tg\gamma sin\theta},$$

tg<sup>2</sup>nsin<sup>2</sup>G

tg<sup>2</sup>C

$$c = a x_0^2 + \frac{2 x_0 r_0}{tgysine} + r_0^2 - r^2.$$

Współrzędne y, z wyznaczono za pomocą zależności:

$$z = (r_{o} - F) \sin \varphi_{o} + E \cos \varphi_{o}$$

$$y = -E \sin \varphi_{o} + (r_{o} - F) \cos \varphi_{o}$$
(D3.6)

gdzie oznaczają:

$$= \frac{x - x_0}{tg^0},$$
$$= \frac{x - x_0}{tg^0_{sine}}$$

Katy oraz 4 obliczono za pomocą równań (D3.2) i (D3.1).

2. Przy założonej wartości x, promień r obliczono za pomocą równania:

2-2-5  $r = \sqrt{E^2 + (F - r_0)^2},$ (D3.7)

pozostełe zmienne: y, z, or oraz 9 obliczono za pomocą równań: (D3.6), (D3.2) 1 (D3,1).



# WYDAWNICTWA NAUKOWE I DYDAKTYCZNE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ MOŻNA NABYĆ W NASTĘPUJĄCYCH PLACÓWKACH:

44-100	Gliwice Księgarnia nr 096, ul. Konstytucji 14 b
44-100	Gliwice — Spółdzielnia Studencka, ul. Wrocławska 4 a
40-950	Katowice — Księgarnia nr 015, ul. Żwirki i Wigury 33
40-098	Katowice — Księgarnia nr 005, ul. 3 Maja 12
41-900	Bytom - Księgarnia nr 048, Pl. Kościunzki 10
41-500	Chorzów — Księgarnia nr 063, ul. Wolności 22
41-300	Dąbrowa Górnicza — Księgarnia ar 081, ul. ZBoWiD-u 2
47-400	Racibórz — Księgarnia nr 148, ul. Odrzańska 1
44-200	Rybnik — Księgarnia nr 162, Rynek 1
41-200	Sosnowiec - Księgarnia nr 181, ul. Zwycięstwa 7
41-800	Zabrze — Księgarnia nr 230, ul. Wolności 288
00-901	Warszawa — Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN —

Wszystkie wydawnictwa naukowe i dydaktyczne zamawiać można poprzez Składnicę Kstęgarską w Warszawie, ul. Mazowiecka 9.