

Politechnika Wrocławska
Wydział Elektroniki Mikrosystemów i Fotoniki

ROZPRAWA DOKTORSKA

Waldemar Tadeusz Wiejak

Zastosowanie analitycznych i numerycznych metod wspomaganie
projektowania do lamp z falą bieżącą

Promotor:

dr hab. inż. Artur Wymysłowski, prof. PWr

Wrocław 2012

SPIS TREŚCI

Strona

Spis oznaczeń	5
Spis symboli	6
1. Wstęp	12
1.1. Lampy z falą bieżącą a przyrządy półprzewodnikowe	13
1.2. Zakres rozważanych zagadnień	17
2. Numeryczne metody projektowania spiralnej LFB z falą ciągłą dla celów komunikacyjnych	19
2.1. Przegląd zastosowanych metod projektowania	19
2.1.1. EXPRES – syntetyczny program do obliczeń spiralnych LFB	19
2.1.2. ANSYS v.11 – program do obliczeń metodą elementów skończonych	20
2.1.3. HFSS –program do symulacji 3D i obliczeń obwodów wysokiej częstotliwości metodą MES	21
2.1.4. MAPLE 13 – program do obliczeń symbolicznych	22
2.1.5. AUTODESK INVENTOR - narzędzie 3D do rysunków konstrukcyjnych	22
2.1.6. AMAZE – program do obliczeń metodą elementów skończonych	23
2.2. Wyrzutnia elektronów	24
2.2.1. Obliczenia wyrzutni w programie EXPRES	24
2.2.2. Numeryczna symulacja transmisji wiązki w obszarze wyrzutni elektronów, w programie AMAZE	26
2.3. Zespół spiralnej linii opóźniającej LFB	28
2.3.1. Spiralna linia opóźniająca	28
2.3.2. Adapter przewód koncentryczny – falowód	29
2.3.2.1. Symulacje numeryczne adaptera typu pojemnościowego	29
2.3.2.2. Symulacje numeryczne adaptera ze sprzężeniem za pomocą pętli prądowej	32
2.3.2.3. Weryfikacja eksperymentalna projektu adaptera	34
2.4. Układ ogniskujący	37
2.4.1. Wyniki programu EXPRES	40
2.4.2. Analityczna metoda obliczeń okresowego układu ogniskującego na magnesach stałych	41
2.4.3. Analiza numeryczna rozkładu pola magnetycznego okresowego układu ogniskującego w programie MAGNUM	50

2.4.4.	Składowa osiowa indukcji magnetycznej periodycznego układu ogniskującego wyznaczona metodą analityczną i numeryczną a eksperyment	52
2.5.	Kolektor elektronów	53
2.6.	Konstrukcja mechaniczna LFB	57
2.7.	Wynikowe parametry elektryczne prototypu LFB	58
3.	Termiczne aspekty konstrukcji LFB	61
3.1.	Wyrzutnia elektronów	63
3.2.	Zespół linii opóźniającej	65
3.3.	Kolektor elektronów – rekuperacja mocy	69
3.4.	Analityczny model obciążenia linii opóźniającej mocą strat	75
3.4.1.	Założenia modelu	76
3.4.2.	Moc wiązki rozpraszana w linii opóźniającej	77
3.4.2.1.	Rozkład mocy sygnału b.w.cz w linii opóźniającej	79
3.4.2.2.	Gęstość mocy strat sygnału b.w.cz. rozpraszanego w linii opóźniającej	80
3.4.2.3.	Gęstość prądu przechwyty	82
3.4.2.4.	Gęstość mocy strat wynikających z przechwyty prądu wiązki	87
3.4.3.	Całkowita gęstość mocy strat w spirali	89
3.5.	Analiza numeryczna pola temperatury spiralnej linii opóźniającej w programie ANSYS	91
3.5.1.	Przepływ ciepła w linii opóźniającej LFB	91
3.5.2.	Opis konstrukcji przyjętej do obliczeń numerycznych	97
3.5.3.	Złożenia projektowe	99
3.5.3.1.	Modelowanie funkcji rozkładu mocy w linii opóźniającej	99
3.5.3.2.	Własności materiałowe	100
3.5.4.	Analiza pola temperatury	101
3.5.4.1.	Gęstości mocy strat a pole temperatury pakietu linii opóźniającej	102
3.5.4.2.	Wpływ geometrii spirali na pole temperatury pakietu linii opóźniającej	104
3.5.4.3.	Wpływ rezystancji termicznej styku na temperaturę spirali	105
3.5.4.4.	Rozkład temperatury osłony próżniowej LFB a gęstość mocy strat	108
3.5.5.	Podsumowanie wyników modelowania	110
4.	Eksperymentalna weryfikacja analitycznego modelu rozpraszania mocy w linii opóźniającej	111
4.1.	Wyznaczanie rozkładu gęstości mocy strat	112
4.1.1.	Opis stanowiska pomiarowego	112

4.1.2.	Rozkład temperatury linii opóźniającej a gęstość liniowa mocy strat	114
4.2.	Pomiar całkowitej mocy strat w wyjściowej sekcji linii opóźniającej	118
4.2.1.	Opis metody pomiarowej	118
4.2.2.	Wyniki pomiarów mocy strat w wyjściowej sekcji LO	121
5.	Badanie i analiza własności cieplnych linii opóźniającej	124
5.1.	Metoda eksperymentalnego wyznaczenia temperatury elementów i rezystancji termicznych modelu linii opóźniającej	124
5.2.	Pomiary temperatury i rezystancji termicznych dla różnych konfiguracji elementów składowych modelu linii opóźniającej	127
5.3.	Pole temperatury pakietu spirala – pręty wsporcze	131
5.3.1.	Wyznaczenie rozkładu temperatury spirali metodą analityczną	131
5.3.2.	Wyznaczenie rozkładu temperatury dla ceramicznego pręta wsporczego metodą analityczną	136
5.3.3.	Numeryczna analiza metodą MES pola temperatury spirali pakietu LO	137
5.3.4.	Wyniki pomiaru temperatury spirali LO	140
5.4.	Rezystancje termiczne LFB obszaru nabiegunnik-chłodnica	147
5.4.1.	Metoda wyznaczania rezystancji termicznej styku nabiegunnika z chłodnicą	147
5.4.2.	Wyniki pomiarów i obliczeń rezystancji termicznych	152
5.4.3.	Pasty termoprzewodzące	156
6.	Podsumowanie	159
	Bibliografia	163
	Załączniki	168
Załącz.1.	Arkusze danych wejściowych i wyjściowych programu EXPRES dla prototypu lampy LO-500	168
Załącz.2.	Wyznaczanie rezystancji cieplnej styku nabiegunnika z chłodnicą	172
Załącz.3.	Przybliżona analityczna formuła obliczania rezystancji termicznej nabiegunnika	177

Spis oznaczeń

ADC	- konwerter analogowo-cyfrowy (z ang. analog digital converter)
APBN	- anizotropowy pyrolityczny azotek boru (z ang. anisotropic pyrolytic boron nitride)
BE S.A.	- Bumar Elektronika S.A.
CAD	- komputerowe wspomaganie projektowania (z ang. computer aided design)
CAS	- system obliczeń algebraicznych (z ang. compute algebra system)
CFA	- amplifon (z ang. cross field amplifier)
CNT	- nanorurki węglowe (z ang. carbon nanotubes)
FEM	- metoda elementów skończonych (z ang. finite element method)
FET	- tranzystor polowy (z ang. field effect transistor)
KF	- element dopasowujący tor falowodowy do toru koncentrycznego
LFB	- lampa z falą bieżącą
LO	- linia opóźniająca
MES	- metoda elementów skończonych
MTBF	- średni czas pomiędzy uszkodzeniami (z ang. mean time between failure)
MPM	- mikrofalowy moduł mocy (z ang. microwave power module)
MWN	- wielościennie nanorurki węglowe (z ang. multi-walled nanotubes)
PC	- komputer (z ang. personal computer)
PIT S.A.	- Przemysłowy Instytut Telekomunikacji S.A.
TCC	- przewodność termiczna styku (z ang. thermal contact conductance)
TCR	- rezystancja termiczna styku (z ang. thermal contact resistance)
TWT	- lampa z falą bieżącą (z ang. travelling wave tube)
WN	- wysokie napięcie

Spis symboli

A	- współ. w formule gęstości liniowej prądu przechwyty, - powierzchnia przekroju poprzecznego,	[A/mW] [m ²]
a	- początkowy promień wiązki elektronowej, - średni promień spirali - promień tunelu w którym przesyłana jest wiązka elektronowa - promień osłony linii opóźniającej - tłumienie jednostkowe LFB, - grubość nabiegunnika typu 2	[m] [dB/m]
α	- współczynnik przejmowania ciepła, - współczynnik rozszerzalności liniowej, - stała tłumienia, część rzeczywista stałej propagacji fali w LO, - współ. wypełnienia prętami przestrzeni zewnętrznej spirali w LO - parametr ładunku przestrzennego,	[W/m ² K] [1/K] [1/m] [1]
B	- stała wiążąca wzmocnienie i tłumienie jednostkowe,	[1/m]
B₀	- wartość indukcji magnetycznej na osi pojedynczego ogniwa układu,	[T]
B_B	- indukcja pola magnetycznego Brillouina,	
B_p	- amplituda składowej osiowej indukcji pola magnetycznego	
B_r	- remanencja magnetyczna (indukcja resztkowa)	
B_z	- składowa osiowa indukcji pola magnetycznego układu	
b	- grubość przekładki nabiegunnika typu 2, - promień osłony próżniowej linii opóźniającej - bieżący promień wiązki elektronowej	[m]
β	- liczba falowa propagującej w linii fali elektromagnetycznej, - parametr pola magnetycznego,	[1/m] [1]
β_e	- liczba falowa fali o częstotliwości ω , rozprzestrzeniającej się z prędkością elektronów wiązki u_0 ,	[1/m]
C	- parametr wzmocnienia Pirce'a, - stała całkowania	[1]
c	- ciepło właściwe, - grubość nabiegunnika typu 1,	[J/kg K] [1]
D	- szerokość ceramicznych prętów wspierających spiralę,	[m]
d	- grubość tasiemki spirali - szerokość kołnierza nabiegunnika	
d_{min}	- minimalna grubość rzeczywistej tasiemki spirali	
Δz	- przyrost współrzędnej położenia z na osi podłużnej LFB	
ΔT	- różnica temperatur,	[K]
ΔP_{LO}	- przyrost mocy wytracanej na w wyjściowej części linii opóźniającej wynikający ze zjawiska przechwyty prądu wiązki,	[W]
Δ	- szerokość strefy styku spirali z prętami ceramicznymi,	[m]

E	- moduł sprężystości podłużnej (moduł Younga),	[N/m ²]
$E_{cf}(z)$	- lokalna wartość energii wytracanej w linii opóźniającej w wyniku	
$E_f(z)$	- lokalna wartość energii fali elektromagnetycznej sygnału b.w.cz.	
$E_w(z)$	- lokalna wartość energii wiązki elektronowej	
E_{wy}	- składowa osiowa natężenia pola elektrycznego E_z na wyjściu LO,	[V/m]
E_z	- składowa osiowa natężenia zmiennego pola elektrycznego fali elektromagnetycznej w odległości z od początku końcowej sekcji LO	
E	- ładunek elektronu,	[C]
e/m	- ładunek właściwy elektronu,	$1,7588 \dots \cdot 10^{11}$ [C/kg]
ε	- wypadkowa, względna przenikalność elektryczna spiralnej LO,	[1]
	- współczynnik emisyjności	
ε_0	- przenikalność elektryczna próżni,	[F/m]
ε_2	- przenikalność elektryczna względna ceramicznych prętów	[1]
$f_n(z)$	- znormalizowana funkcja opisująca wartość składowej osiowej pola magnetycznego n -tego ogniwa w odległości z od jego środka	
G_1	- całkowite wzmocnienie sekcji wejściowej LFB,	[dB]
g	- wzmocnienie jednostkowe LFB,	[dB/m]
Γ	- współczynnik odbicia,	[1]
H_c	- koercja magnetyczna (natężenie pola powściągającego),	[A/m]
H	- wysokość ceramicznych prętów wspierających spiralę [m]	[m]
χ	- współczynnik przechwyty prądu wiązki przez linię opóźniającą,	[1]
I_a	- sumaryczny prąd przechwyty linii opóźniającej wynikający wyłącznie ze zjawiska wzmacniania sygnału b.w.cz. ,	[A]
$I_a(z)$	- całkowity prąd przechwyty linii opóźniającej na odcinku $0 \div z$	
I_{abs}	- sumaryczny prąd przechwyty linii opóźniającej bez sygnału b.w.cz.	
I_{as}	- sumaryczny prąd przechwyty linii opóźniającej z sygnałem b.w.cz.	
I_{K11}	- prąd pierwszego stopnia kolektora	
I_{K12}	- prąd drugiego stopnia kolektora	
I_s	- prąd przechwyty siatki sterującej	
$I_w(z)$	- lokalna wartość prądu wiązki wynikająca ze zjawiska przechwyty	
I_0	- prąd wiązki elektronowej na wlocie linii opóźniającej	
$i(r)$	- gęstość prądu wiązki jako funkcja odległości od jej osi,	[A/m ²]
i_z	- składowa zmienna gęstości prądu wiązki	
i_0	- średnia gęstość prądu wiązki	
$i_n(r)$	- gęstość prądu wiązki jako funkcja promienia i gęstości ładunku	
$j(z)$	- lokalna wartość gęstości liniowej prądu przechwyty,	[A/m]
k	- liczba naturalna	-
	- współczynnik określający moc odprowadzaną przez promieniowanie,	[1]
	- liczba rzeczywista w wykładniku formuły na gęstość liniową prądu przechwyty	-
k_B	- stała Boltzmanna, $k_B = R/N_A$,	$1,3806 \dots$ [J/K]
k_1	- współ. udziału strat rezystancyjnych w LO, w stratach całkowitych,	[1]

k_n	- współczynnik przechwyty prądu wiązki przez n -ty stopień kolektora,	[1]
L	- okres zmian pola magnetycznego układu ogniskującego, - długość wyjściowej sekcji linii opóźniającej - okres periodycznego układu magnetycznego - długość zwoju spirali	[m]
L_{st}	- długość strefy styku	
L_0	- długość segmentu linii opóźniającej	
λ	- współczynnik przewodnictwa cieplnego,	[W/mK]
λ_{st}	- współczynnik przewodnictwa cieplnego styku	
m	- liczba naturalna - parametr przewyższenia pola magnetycznego zastosowanego układu ogniskującego względem pola Brillouina, - bezwymiarowy współczynnik w wykładniku rozkładu Gausa	- [1]
N_m	- współczynnik odmagnesowania magnesu pierścieniowego w nieskończonym, periodycznym układzie magnetycznym,	
N_p	- współ. obniżenia pola magnetycznego na osi pojedynczego ogniwa układu periodycznego wzgl. namagnesowania materiału magnesu	
N_s	- współczynnik samoistnego odmagnesowania magnesu	
N	- liczba naturalna - krotność zmiany gęstości prądu wiązki elektronowej w wyniku grupowania elektronów, w procesie wzmacniania sygnału b.w.cz.	-
ν	- współczynnik Poissona,	[1]
ν_r	- średnia prędkość poprzeczna elektronów w wiązce,	[m/s]
ω	- częstość kątowna sygnału,	[rad/s]
ω_L	- częstość kątowna Larmora równa połowie częstości cyklotronowej elektronu w polu magnetycznym o indukcji magnetycznej B	
ω_p	- częstość kątowna drgań plazmy	
P_{cn}	- moc tracona w n – tym stopniu kolektora wielostopniowego,	[W]
$P_{cf}(z)$	- lokalna wartość mocy strat rezystancyjnych w LO	
$P_f(z)$	- lokalny poziom mocy mikrofalowej w linii opóźniającej	
P_{Kl0}	- moc wytracana w kolektorze przy braku wysterowania ($P_{we} = 0$)	
P_{KLf}	- moc wytracana w kolektorze w warunkach wysterowania LFB	
P_{nas}	- moc wyjściowa nasycenia LFB	
P_0	- moc sygnału b.w.cz. na wejściu sekcji linii opóźniającej	
P_n	- moc wydzielana w n – tym zwoju spirali,	
P_p	- moc strat przewodzona do chłodnicy badanego pakietu LO	
P_r	- moc strat wypromieniowana na zewnątrz badanego pakietu LO	
P_{swy}	- moc strat rezystancyjnych w torze wyjściowym LFB	
P_{s1}	- moc strat w pierwszej części LO wynikająca z przechwyty i strat rezystancyjnych	
P_{s2}	- moc strat w drugiej części LO wynikająca z przechwyty i strat rezystancyjnych	

$P_w(z)$	- lokalna moc wiązki elektronowej w odległości z od początku obszaru wzmacniania,	[W]
P_{we}	- moc wejściowa LFB	
P_{we}^+	- moc fali padającej na wrota czwórnika	
P_{we}^-	- moc fali odbitej	
P_{wcz}	- moc sygnału b.w.cz	
P_{wy}	- moc sygnału b.w.cz. na wyjściu linii opóźniającej	
P_{wym}	- wartość mocy mierzonej na wyjściu LFB	
P_{zas}	- moc pobrana z zasilacza LFB	
P_{zw}	- całkowita moc wytracana w pojedynczym zwoju spirali	
p	- skok spirali,	[m]
p_c	- gęstość liniowa mocy sumarycznych strat w linii opóźniającej,	[W/m]
p_{c1}	- gęstość liniowa mocy strat w pierwszej części linii opóźniającej	
$p_n(z)$	- znormalizowana gęstość mocy strat,	[1]
p_{sf}	- gęstość liniowa mocy strat rezystancyjnych w linii opóźniającej,	[W/m]
p_{s2}	- gęstość liniowa mocy strat w drugiej części linii opóźniającej	
p_m	- współczynnik redukcji indukcji składowej osiowej pola magnetycznego danego ogniwa, na pozycji odległej o m ,	[1]
$p_{sw}(z)$	- gęstość liniowa mocy strat w LO wynikająca z prądu przechwyty,	[W/m]
p_{zw}	- rozkład gęstości mocy strat wzdłuż zwoju jako wynik obciążenia spirali stratami liniowymi $p_{sw}(z)$,	
q	- wydajność źródła ciepła,	[W/m ³]
	- gęstość strumienia ciepła,	[W/m ²]
$\psi(\lambda)$	- zdolność promieniowania ciała,	[W/m ³]
R	- rezystancja termiczna miedzianej wkładki nabiegunnika typu 2,	[K/W]
R_1	- promień zaokrąglenia zewnętrznych krawędzi tasiemki spirali,	[m]
	- rezystancja termiczna nabiegunnika typu 1,	[K/W]
R_2	- promień zaokrąglenia wewnętrznych krawędzi tasiemki spirali,	[m]
R_{24}^1	- zmierzona rezystancja termiczna zespołu: nabiegunnik typu 1 – chłodnica,	[K/W]
R_{24}^2	- zmierzona rezystancja termiczna zespołu: nabiegunnik typu 2 - chłodnica	
$R_{24}^1_0$	- rzeczywista wartość zmierzonej rezystancji termicznej R_{24}^1	
$R_{24}^2_0$	- rzeczywista wartość zmierzonej rezystancji termicznej R_{24}^2	
R_{c1}	- rezystancja termiczna styku chłodnicy z nabiegunnikiem typu 1	
R_{c2}	- rezystancja termiczna styku chłodnicy z nabiegunnikiem typu 2	
R_{Kat}	- rezystancja rezystora ograniczającego prąd w obwodzie katody,	[Ω]
R_{K11}	- rezystancja rezystora ograniczającego prąd w obwodzie pierwszego kolektora	
R_{K12}	- rezystancja rezystora ograniczającego prąd w obwodzie drugiego kolektora	
R_n	- współ. zmiany średnicy wiązki przy n -krotnej zmianie gęstości ładunku przestrzennego,	[1]

R_{mn}	- rezystancja termiczna pakietu linii opóźniającej lub jej elementów składowych, pomiędzy punktami m i n ,	[K/W]
R_p	- rezystancja termiczna przęsła spirali	
R_w	- rezystancja termiczna kołnierza nabiegunnika	
R_z	- rezystancja termiczna pierścienia zewnętrznego nabiegunnika	
r_0	- promień zewnętrzny nabiegunnika, - średni promień wiązki elektronowej	[m]
r_1	- promień wewnętrzny nabiegunnika	
r_2	- promień zewnętrzny nabiegunnika	
r_{12}	- promień zewnętrzny podstawy nabiegunnika	
ρ	- rezystywność, - masa właściwa,	[Ωm] [kg/m^3]
ρ_n	- rezystywność n - tego zwoju spirali,	[Ωm]
s	- skok spirali,	[m]
s_{11}	- element macierzy rozproszenia czwórnik; odp. współ. odbicia na jego wejściu,	[1]
σ	- znormalizowany promień wiązki elektronowej, - współczynnik Poissona (stosunek odkształcenia poprzecznego do wzdłużnego) - stała Stefana-Boltzmana, $5,6703 \dots \cdot 10^{-8}$	[W/K ⁴ m ²]
T	- okres pola magnetycznego układu ogniskującego, - temperatura,	[m] [K]
$T(\mathbf{z})$	- rozkład temperatury osłony próżniowej wzdłuż osi lampy	
T_a	- temperatura otoczenia	
T_{mn}	- różnica temperatur pomiędzy punktami m i n ,	
T_n	- temperatura w punkcie pomiarowym n	
$T_n(\mathbf{z})$	- znormalizowany rozkład temperatury osłony próżniowej,	[1]
T_s	- temperatura powierzchni promieniującego ciała,	[K]
T_7	- temperatura chłodnicy w skali bezwzględnej, w odniesieniu do temperatury 7°C (formalnie 280 K)	
t	- grubość kołnierza nabiegunnika,	[m]
θ	- połowa kąta zbieżności wiązki elektronowej wyrzutni sferycznej Pierce'a, - rezystywność termiczna,	[rad] [m K/W]
θ_b	- rezystywność osłony próżniowej	
θ_p	- rezystywność zespołu trzech prętów wsporczych w pakiecie LO	
θ_{pb}	- rezystywność styku pręty – osłona próżniowa pakietu LO	
θ_s	- rezystywność termiczna spirali w pakiecie linii opóźniającej	
θ_{sp}	- rezystywność styku spirala – pręty pakietu linii opóźniającej	
θ_{02}	- rezystywność pakietu spirala – pręty - osłona próżniowa	
U_{Kat}	- napięcie katodowe,	[V]
U_{K11}	- napięcie kolektora pierwszego mierzone względem katody	

U_{k12}	- napięcie kolektora drugiego mierzone względem katody,	[V]
U_{imp}	- napięcie siatki sterującej w stanie odetkania	
U_s	- napięcie polaryzacji siatki sterującej	
U_0	- napięcie przyspieszające wiązkę elektronową (napięcie katodowe)	
u_0	- prędkość elektronów wiązki,	[m/s]
V_0	- napięcie przyspieszające wiązkę elektronową,	[V]
w	- szerokość tasiemki spirali,	[m]
WFS	- współczynnik fali stojącej,	[1]
X_k	- szukana wartość indukcji pola magnetycznego w układzie równań liniowych, opisującym wypadkowe pole układu ogniskującego o skończonej długości,	[T]
z	- współrzędna osiowa układu ogniskującego i linii opóźniającej,	[m]

1. Wstęp

Od wynalezienia pierwszych lamp próżniowych diody prostowniczej (J. A. Fleming, 1901) i triody (L. De Forest, 1906) minął wiek. Obydwa wynalazki umożliwiły generację fal elektromagnetycznych, ich detekcję i wzmacnianie stając się tym samym kamieniami milowymi na drodze rozwoju elektroniki jaką dzisiaj znamy. To dzięki nim nastąpił spektakularny rozwój radia (G. Marconi, patent z 1896 r.) i telewizji (J. Szczepanik, patent z 1897 r., pierwsza transmisja w 1928 r.), które odmieniły całkowicie kierunek rozwoju cywilizacji w obszarze komunikacji społecznej.

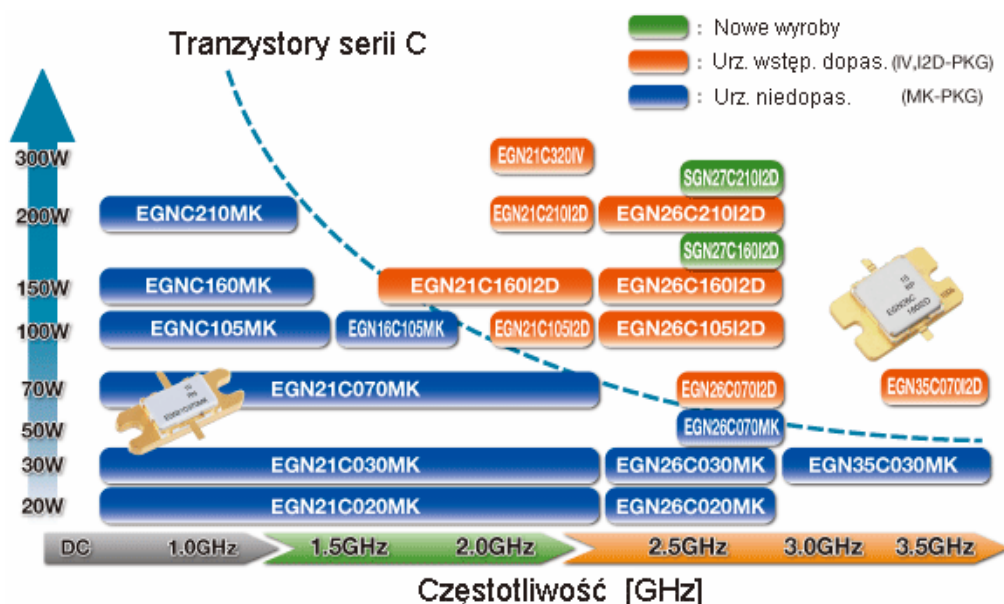
Dokonane do lat 60-tych XX w. wynalazki w zakresie przyrządów próżniowych wysokich częstotliwości i dużych mocy - magnetron (A.W. Hull, 1921), klistron (W.C. Hahn, G.F. Metcalf, 1939) czy amplitron (W.C. Brown, 1957) - otworzyły drogę dla techniki radarowej dostarczając wydajnych źródeł mocy mikrofalowej do nadajników sygnałów sondujących. W ich torach odbiorczych znalazły zastosowanie wynalezione w 1943 r. przez R. Kompfnera lampy z falą bieżącą (LFB, z ang. TWT - travelling wave tube), które z czasem, w wyniku kolejnych wynalazków poszerzających zakres częstotliwości pracy, wzmocnienia i poziomu mocy wyjściowej, zdominowały rynek próżniowych wzmacniaczy mocy w zakresie mikrofalowym.

Pierwsze lampy z falą bieżącą (LFB) były oparte na prostych w formie spiralnych liniach opóźniających. Ówczesny stan wiedzy i poziom technologii nie pozwalały jednak na wykorzystanie tkwiącego w nich potencjału. Przez następne 30 lat ich zastosowanie ograniczało się do niskoszumowych wzmacniaczy sygnału mikrofalowego lub wzmacniaczy małej mocy – od kilku do kilkunastu watów. Czynnikiem wyzwalamym ich dalszy rozwój było opracowanie w latach 70-tych ubiegłego wieku technologii twardych magnetycznie materiałów ferromagnetycznych opartych na związkach pierwiastków ziem rzadkich i metali (Sm-Co), o wysokiej gęstości energii magnetycznej - od 150 do 250 J/m³. Uzyskano radykalną miniaturyzację układów ogniskujących LFB i jednocześnie zwiększenie, dopuszczalnej ze względu na moc strat związanych z prądem przechwyty, gęstości prądu wiązki. Wprowadzone w latach 80-tych XX wieku impregnowane katody tlenkowe z pokryciem metalicznym o wysokich dopuszczalnych gęstościach prądu emisji (nawet 10 A/cm²) pozwoliły zatem na wytwarzanie wiązek elektronów spiralnych LFB o wyjściowej mocy ciągłej kilkuset watów, w zakresie do 10 GHz. Problem odprowadzania ciepła mocy strat z linii opóźniającej rozwiązano przy tym przez

wprowadzenie do konstrukcji linii opóźniającej (linie ze sprzężonych rezonatorów) ceramicznych prętów wspierających spiralę, wykonanych z czystego tlenku berylu (współczynnik przewodnictwa cieplnego BeO - 265 W/mK). Tym samym powstały wydajne źródła mocy mikrofalowej, które umożliwiły dynamiczny rozwój technologii radiolokacyjnych oraz telekomunikacji bezprzewodowej na Ziemi i w przestrzeni kosmicznej.

1.1. Lampy z falą bieżącą a przyrządy półprzewodnikowe

Rozwój lamp mikrofalowych, a w szczególności spiralnych LFB, przebiegał i ciągle pozostaje w cieniu rozwoju technologii półprzewodnikowych. Dzięki rosnącym możliwościom w zakresie poziomu mocy wyjściowej, wzmocnienia i częstotliwości pracy stopniowo wypierały one lampy z wielu zastosowań, zwłaszcza tam, gdzie wymagania w zakresie poziomu mocy wyjściowej, całkowitej sprawności wzmacniacza, czy warunków środowiska pracy nie były wygórowane. Wprowadzone w latach 90-tych XX wieku technologie wytwarzania tranzystorów mikrofalowych na podłożu z arsenku galu (GaAs), a następnie - w pierwszej dekadzie XXI w. - technologie produkcji na podłożu z azotku galu (GaN), pozwoliły na opracowanie konstrukcji tranzystorów mocy pracujących w zakresie częstotliwości do kilkunastu gigaherców. Na rysunku 1-1 oraz 1-2



Rys. 1-1 Zależność mocy szczytowej dopasowanych wewnętrznie tranzystorów typu FET na podłożu z azotku galu (GaN) w różnych typach obudowy, oferowanych przez firmę Sumitomo w roku 2012 [1].

pokazano aktualną ofertę tranzystorów mikrofalowych dużej mocy wytwarzanych, w oparciu o wymienione technologie, przez firmę Sumitomo Electric Device Innovations U.S.A (dawniej Eudyna) – jednego z czołowych producentów tego typu podzespołów na świecie [1].

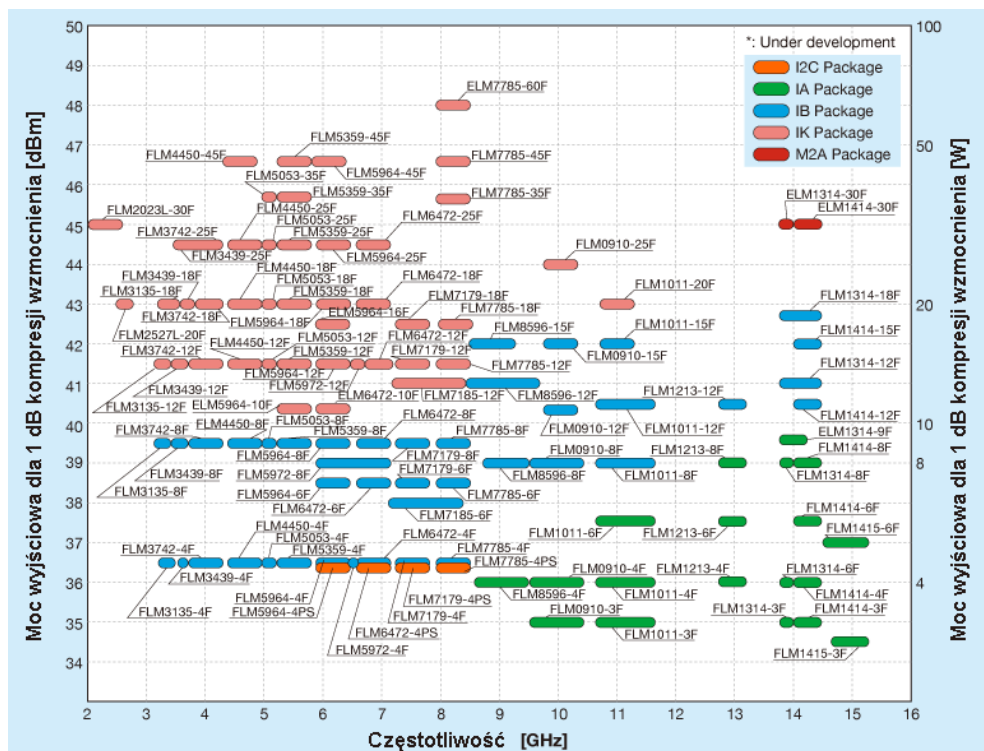
W obszarze technologii GaN (rys. 1-1) dopasowane wewnętrznie, w procesie fabrykacji, tranzystory zapewniają uzyskanie nawet 200 W mocy średniej w zakresie częstotliwości 1,5 ÷ 3 GHz (np. ECN26C210I2D), przy wysokiej sprawności w nasyceniu - 65%. Przerwa energetyczna pomiędzy pasmem walencyjnym a pasmem przewodnictwa o szerokości aż 3,4 eV zapewnia wysoką temperaturę graniczną kanału (250 °C) oraz podwyższoną odporność na promieniowanie jonizujące. Należy jednak pamiętać, że tak jak w przypadku innych tranzystorów, wartości graniczne odnoszone są zawsze do nominalnej temperatury obudowy 20°C. W realnych zastosowaniach wzrost temperatury obudowy tranzystora powoduje adekwatny spadek dopuszczalnej mocy strat wydzielanej w kanale tranzystora. Zatem, ze względu na konieczność utrzymania temperatury kanału na poziomie dopuszczalnej wartości granicznej, spada również poziom dostępnej mocy mikrofalowej.

Kolejnym czynnikiem ograniczającym moc wyjściową tranzystora jest konieczność zapewnienia praktycznie użytecznych wartości średniego czasu międzyawaryjnego MTBF (z ang. Mean Time Between Failures). Parametr ten w silnym stopniu determinowany jest temperaturą bezwzględną półprzewodnika i wartością energii aktywacji defektów jego struktury krystalicznej. Zależność ma charakter eksponencjalny, zatem praca w temperaturze granicznej kanału prowadzi do silnej degradacji struktury półprzewodnika, skracając w sposób istotny czas życia przyrządu [2].

W technologii GaAs (rys. 1-2), o granicznej temperaturze kanału 175 °C i szerokości przerwy energetycznej 1,42 eV, uzyskuje się częstotliwości pracy do ok. 15 GHz. Dopuszczalna średnia moc sygnału mikrofalowego nie przekracza jednak wówczas wartości 20 ÷ 30 W, przy sprawności tranzystora ok. 22%. Z tych samych powodów jak poprzednio, użyteczna moc sygnału w realnych zastosowaniach tych tranzystorów jest znacznie niższa niż wynika to z danych katalogowych. W wypadku konieczności dysponowania mocą większą stosuje się układy sumacyjne, w których sygnał wyjściowy jest sumą sygnałów uzyskiwanych z parzystej liczby identycznych źródeł cząstkowych [3,4]. Takie rozwiązanie niesie jednak ze sobą znaczny spadek sprawności ogólnej wzmacniacza w stosunku do sprawności katalogowej pojedynczego tranzystora. Przyczyną

są dodatkowe straty mocy związane z niedopasowaniem fazowym i amplitudowym składanych sygnałów oraz stratami rezystancyjnymi¹ i dielektrycznymi, wprowadzanymi przez układ sumacyjny, zwłaszcza w zakresie wysokich częstotliwości. W efekcie, dla uzyskania ze wzmacniacza półprzewodnikowego, drogą sumowania, mocy wyjściowej o rząd wielkości większej od mocy pojedynczego ogniwa, konieczne jest prawie 15-krotne zwiększenie jego wymiarów² [5].

Całkowicie odmiennie wygląda sytuacja dla lampy z falą bieżącą. Z jej zasady działania wynika bowiem oddzielenie obszaru współdziałania strumienia elektronów z falą



Rys. 1-2 Zależność maksymalnej dopuszczalnej mocy średniej dopasowanych wewnątrz tranzystorów mikrofalowych typu FET na podłożu z arsenku galu (GaAs) w różnych typach obudowy, oferowane przez firmę Sumitomo w 2011 roku [1].

elektromagnetyczną od źródła jego wytwarzania³ czyli wyrzutni elektronów [6]. Separowany od reszty układu pozostaje również w tym wypadku obszar absorpcji energii „wypracowanej” wiązki - kolektor elektronów. Zazwyczaj moc strat wydzielana w obszarze współdziałania pod postacią ciepła jest niewspółmiernie mała w porównaniu z początkową mocą wiązki elektronów. Dla pokazanych na rysunku 1-3 typowych

¹ Spowodowanymi głównie efektem naskórkowym.

² Wliczając w to układ chłodzenia wzmacniacza.

³ W każdym typie tranzystora praktycznie cała moc strat jest wydzielana w obszarze kanału, w którym zachodzi oddziaływanie z sygnałem b.w.cz.

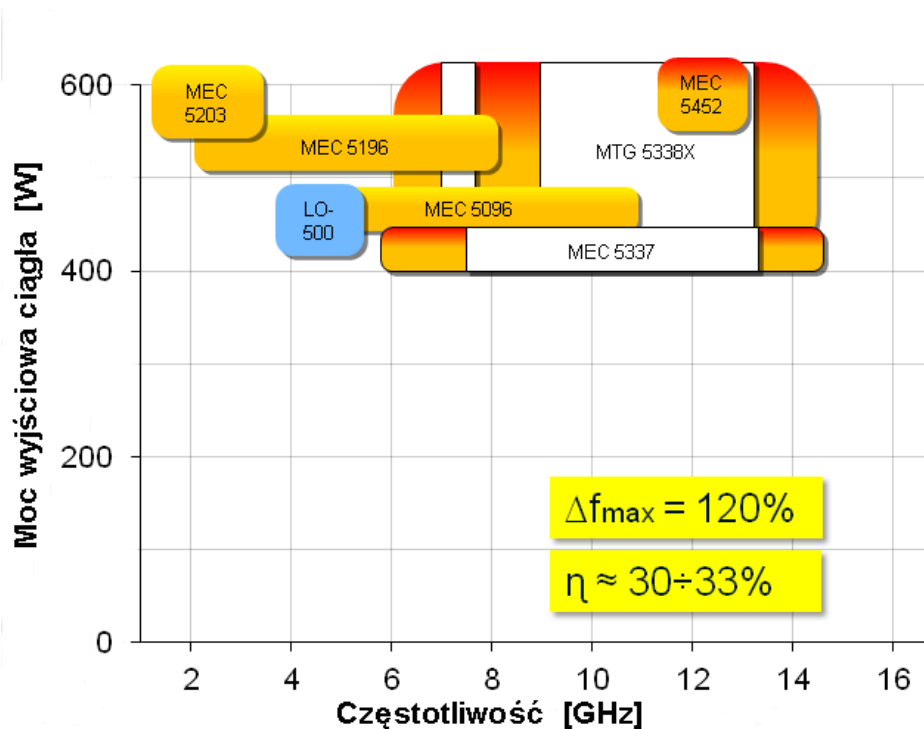
współczesnych LFB, pracujących jako wzmacniacze sygnałów telekomunikacyjnych, udział ten nie przekracza zwykle wartości 1÷2 %. Dodatkowo, ciepło wytracane jest w obszarze o strukturze metalowo – ceramicznej dopuszczającej pracę w temperaturze znacznie wyższej niż stosowane aktualnie struktury półprzewodnikowe oraz sprzyjającej skutecznemu odprowadzaniu ciepła z lampy. Takie cechy czynią LFB urządzeniem pozwalającym na zwiększanie mocy wyjściowej sygnału mikrofalowego bezpośrednio poprzez zwiększanie mocy strumienia elektronów w obszarze współdziałania z falą elektromagnetyczną [7,8,9]. W wypadku tranzystorów mikrofalowych (rys. 1-1 i 1-2) wzrost mocy prądu w kanale prowadzi niestety do silnego wzrostu mocy strat, stanowiących od 40 do 75 % wartości mocy pobieranej z zasilacza⁴. Mając na uwadze fakt, że wymiary obszaru współdziałania limitowane są długością fali wzmacnianego sygnału i nie mogą ulec zwiększeniu, stanowi to istotną przeszkodę do uzyskania półprzewodnikowych źródeł mocy mikrofalowej w zakresie wysokich częstotliwości. Uzyskanie z pojedynczego tranzystora sygnału o częstotliwości 10 GHz i mocy ciągłej rzędu 500 W, tak jak to pokazano dla LFB z rysunku 1-3, wydaje się zadaniem niewykonalnym w ramach obecnie znanych i stosowanych technologii półprzewodnikowych.

Taka zależność pomiędzy częstotliwością a wymiarami istnieje oczywiście również w przypadku lamp z falą bieżącą. Stanowi jednak istotne ograniczenie dopiero dla znacznie wyższych częstotliwości (20 - 30 GHz, rys. 1-3).

Współczesne LFB oferują pasmo przenoszenia obejmujące nawet dwie oktawy oraz wysoką całkowitą sprawność w nasyceniu przekraczającą 30 % [10]. Predestynuje je to do tych zastosowań, gdzie wymagane są: wysoki poziom ciągłej mocy wyjściowej przy zachowaniu jednocześnie niewielkich rozmiarów, wysoka całkowita sprawność oraz MTBF na poziomie dziesiątek tysięcy godzin.

W latach 90-tych XX w. opracowano w USA tzw. mikrofalowe moduły mocy (ang. Microwave Power Module), rozwiązanie konstrukcyjne łączące w sobie wszystkie najlepsze cechy obu technologii - mikrofalowych wzmacniaczy półprzewodnikowych i lamp z falą bieżącą [5, 6]. W zakresie małych mocy (do 1 W) rolę wzmacniacza pełnią

⁴ $P_s \approx (1 - \eta)P_{zas}$ (w bilansie pominięto wartość mocy sterującej), gdzie: P_s - moc strat, P_{zas} - moc prądu płynącego przez tranzystor, η - sprawność przemiany.



Rys. 1-3 Zestawienie spiralnych LFB produkcji firmy Teledyne MEC ilustrujące zakres uzyskiwanej mocy ciągłej i pokrywane pasmo częstotliwości pracy. Kolorem niebieskim zaznaczono dane projektowanej LFB o symbolu LO-500, stanowiącej odniesienie dla stosowanych w tej pracy analitycznych i numerycznych metod projektowania [11].

w nich układy tranzystorowe pozwalające na uzyskiwanie dużych wzmocnień przy jednocześnie ich niewielkich, w porównaniu z LFB, rozmiarach.

Ograniczenie roli szerokopasmowej LFB zastosowanej w MPM o wzmocnieniu nieprzekraczającym 30 dB wyłącznie do końcowego stopnia wzmacniacza⁵ i jednocześnie jej znaczne zminiaturyzowanie, pozwoliło na opracowanie wydajnych źródeł mocy mikrofalowej w szerokim zakresie częstotliwości. Uzyskiwana z MPM duża objętościowa gęstość mocy wyjściowej⁶ (nawet 12 W/cm³) umożliwiła rozwój technologii bezzałogowych aparatów latających (UAV, z ang. Unmanned Aerial Vehicle) czy aktywnych, sterowanych elektronicznie anten radarów (ESA, z ang. Electronically Steered Antenna) [12].

⁵ Wzmocnienie LFB jest funkcją liniową jej długości.

⁶ Gęstości, rozumianej jako stosunek wartości mocy znamionowej do całkowitej objętości wzmacniacza.

1.2. Zakres rozważanych zagadnień

Ze względu na niegasnące znaczenie technologii próżniowych w obszarze wytwarzania i wzmacniania mocy mikrofalowej, w niniejszej pracy dokonano opisu wybranych i stosowanych wspólnie metod projektowania lamp z falą bieżącą.

W rozdziale drugim omówiono budowę i mechanizm działania trzech podstawowych obszarów LFB: wyrzutni elektronów, linii opóźniającej wraz z układem ogniskującym oraz kolektora elektronów. Na przykładzie spiralnej lampy fali ciągłej przeznaczonej do celów telekomunikacyjnych, opisano wyniki zastosowania dostępnych autorowi analitycznych i numerycznych metod wspomagania projektowania dla wszystkich tych trzech obszarów.

W rozdziale 3 wprowadzono, opartą na rachunku różniczkowym, metodę analitycznego wyznaczania funkcji rozkładu gęstości mocy strat w linii opóźniającej⁷. Wspierała ona numeryczną symulację przepływu ciepła w strukturze linii opóźniającej LFB, dostarczając niezbędnych danych do obliczeń rozkładu temperatury spirali. Tym samym umożliwiła określenie jej krytycznych węzłów i dopuszczalnych warunków pracy.

W rozdziale 4. i 5. uzyskane wyniki symulacji numerycznych przepływu ciepła w linii opóźniającej LFB o różnych konfiguracjach, porównano z danymi eksperymentalnymi. Równolegle opracowano uproszczony model analityczny zjawiska, który skonfrontowano z danymi uzyskanymi z modelowania numerycznego.

Przeprowadzone w niniejszej pracy rozważania teoretyczne, obliczenia i symulacje numeryczne oraz badania eksperymentalne prowadzą do następującej tezy:

Optymalizacja wybranych parametrów użytkowych oraz ekonomicznych LFB wymaga jednoczesnego stosowania metod analitycznych i numerycznych, których wyniki częściowe powinny być weryfikowane eksperymentalnie z uwzględnieniem całej konstrukcji.

⁷ Strat wynikających z procesu wzmacniania sygnału b.w.cz. w lampie.

2. Numeryczne metody projektowania spiralnej LFB dla celów komunikacyjnych

2.1. Przegląd zastosowanych metod projektowania

Zastosowany w poniższej pracy zespół narzędzi numerycznego wspomagania projektowania do lamp LFB obejmuje programy wysokospecjalizowane, programy symulacyjne o szerokim spektrum zastosowań oparte na metodzie elementów skończonych (MES), program obliczeń algebraicznych oraz program do trójwymiarowego modelowania bryłowego konstrukcji.

2.1.1. EXPRES – syntetyczny program do obliczeń spiralnych LFB

Programy stosowane do podstawowych obliczeń lamp z falą bieżącą są zwykle wysokospecjalizowanymi programami, które powstały w zespołach badawczych ściśle związanych zarówno z teorią jak i praktyką ich wytwarzania. Jednym z nich jest program EXPRES przeznaczony do szybkiego obliczania charakterystycznych wymiarów i parametrów LFB ze spiralną linią opóźniającą. Niestety, ze względu na wysoką specjalizację programu i jego przeznaczenie nie jest on ogólnie dostępny. Z tego powodu w załączniku 1 zamieszczono arkusze danych wejściowych i wyjściowych wraz z objaśnieniami znaczenia poszczególnych parametrów. Pozwala to na ocenę stopnia szczegółowości programu.

Omawiane narzędzie jest programem syntetycznym, który na podstawie założonych parametrów elektrycznych lampy i warunków zasilania oblicza geometrię linii opóźniającej, wyrzutni elektronów i układu ogniskującego a także parametry elektryczne wynikające z teorii LFB. Dane wejściowe zawierają 50 parametrów charakteryzujących w pełni strukturę lampy spiralnej oraz dwa parametry określające ilość wariantów obliczeń. Dane te zgrupowane są w trzech blokach obejmujących podstawowe dane wejściowe, warunki wymiany ciepła z otoczeniem oraz parametry pakietu w.cz. Wprowadzenie jedynie części z nich jest niezbędne dla wykonania podstawowych obliczeń, pozostałe parametry wejściowe program może przyjąć jako wartości domyślne, stosowane zwykle w tego typu konstrukcjach. Z pośród wielu możliwych rozwiązań konstrukcyjnych projektowanej lampy, różniących się rodzajem zastosowanych materiałów, geometrią ceramicznych prętów wsporczych czy np. średnicą spirali, wybiera się rozwiązanie, które preferuje najbardziej pożądane cechy konstrukcji. Przykładowo,

nacisk na uzyskanie maksymalnego wzmocnienia prowadzi do znacznego skrócenia długości linii opóźniającej ale jednocześnie prowadzi do zwiększenia obciążenia termicznego spirali i wzrostu wymaganej wartości indukcji pola magnetycznego w przekroju wiązki elektronowej.

Arkusz danych wyjściowych programu zawiera 63 parametry zgrupowane 7 blokach opisujących:

- przestrzeń oddziaływania wiązki i fali elektromagnetycznej,
- obszar linii opóźniającej,
- stały, magnetyczny, okresowy układ ogniskujący,
- własności elektryczne kolektora (maksymalnie trzystopniowego),
- zniekształcenia fazowe i amplitudowe,
- parametry cieplne,
- wymiary wyrzutni Pierce'a.

Wszystkie postacie formuł wg których prowadzone są obliczenia pozostają jednak dla użytkownika niedostępne. Nie pozwala to na podjęcie próby oceny ich dokładności i jedyną formą weryfikacji uzyskanych danych pozostaje wyłącznie eksperyment. W module programu opisującym własności mechaniczne i termiczne konstrukcji znajdują się prawdopodobnie również formuły o charakterze empiryczno-teoretycznym. Zasadniczym celem jest tutaj wyznaczenie na ich podstawie maksymalnej temperatury spirali. W decydującym stopniu bowiem, jak będzie to omówione w rozdziale 3, temperatura ta określa graniczny poziom możliwej do uzyskania mocy wyjściowej sygnału b.w.cz., bez utraty własności eksploatacyjnych LFB.

W ramach tej pracy podjęto próbę teoretycznej i empirycznej weryfikacji własności cieplnych zaprojektowanej w programie EXPRES struktury linii opóźniającej. Celem było uzyskanie wiarygodnych narzędzi do oceny maksymalnej temperatury struktury również w przypadku lamp innego typu niż spiralne. Kluczowym zagadnieniem stało się zatem wyznaczenie postaci funkcji opisującej dystrybucję całkowitej mocy strat rozpraszanej w linii opóźniającej LFB.

2.1.2. ANSYS v.11 – program do obliczeń metodą elementów skończonych

Ansys v.11 jest jedną z wersji programu firmy Ansys Inc. przeznaczonym do numerycznej analizy zagadnień fizycznych z szerokiego zakresu zjawisk opisywanych równaniami różniczkowymi cząstkowymi [13], takich jak zmienne w czasie i przestrzeni

pola elektryczne i magnetyczne, pola temperatury towarzyszące przepływowi ciepła, przepływy gazów i cieczy itp. Program bazuje na metodzie elementów skończonych (MES, z ang. - Finite Element Method). Polega ona na podziale całej rozważanej przestrzeni zagadnienia na skończoną ilość elementów-oczek (ang. Mesh) wyznaczanych przez punkty węzłowe. W zagadnieniach dwuwymiarowych elementy przestrzeni mają najczęściej kształt trójkątów a trójwymiarowych, czworościanów. Obliczenia, czyli rozwiązywanie układów odpowiednich równań różniczkowych cząstkowych, przeprowadza się wyłącznie dla skończonej liczby punktów węzłowych a szukane wartości wewnątrz dowolnego elementu obliczane są metodą aproksymacji z uwzględnieniem warunków brzegowych zagadnienia. Sposób podziału przestrzeni poprzez określenie położenia węzłów i ich ilości wpływa więc na szybkość i dokładność prowadzonych obliczeń.

W niniejszej pracy program Ansys v.11 zastosowano do analizy termicznej pakietu projektowanej spiralnej linii opóźniającej czyli wyznaczenia jej pola temperatury. Analizowano układ pozostający w stanie ustalonym, o znanym rozkładzie gęstości mocy strat wydzielanej w spirali pod postacią ciepła (rozdział 3.5.). Ze względu na możliwość powstawania znacznych błędów, w wypadku przyjęcia niewłaściwego podziału analizowanego obszaru (zbyt mała liczba węzłów, niewłaściwa dyskretyzacja), wyniki analizy MES odcinka wyjściowego LO poddano weryfikacji w oparciu o wyniki uzyskane dla jej pojedynczego segmentu o różnych poziomach dyskredytacji przestrzeni. Potwierdzone wyniki analizy numerycznej posłużyły następnie do wyznaczenia charakteru związku pomiędzy założoną funkcją rozkładu gęstości mocy strat a rozkładem temperatury na powierzchni osłony próżniowej lampy.

Również w oparciu o dane uzyskane z obliczeń MES pola temperatury pojedynczego segmentu spiralnej LO dokonano weryfikacji uzyskanych na drodze analitycznej, przybliżonych formuł na rezystancję termiczną pakietu linii opóźniającej (rozdział 5.).

2.1.3. HFSS –program do symulacji 3D i obliczeń obwodów wysokiej częstotliwości metodą MES

HFSS jest specjalizowanym programem typu MES firmy Ansoft przeznaczonym do analizy numerycznej obwodów elektrycznych wysokiej częstotliwości, takich jak układy scalone, obwody drukowane, anteny i inne komponenty mikrofalowe [13].

Wynikiem symulacji jest rozkładu pola elektromagnetycznego w rozważanym obszarze i towarzyszących mu prądów, strat występujących w zastosowanych materiałach oraz rozpraszania mocy na drodze radiacyjnej. Uzyskane w obliczeniach współczynniki macierzy rozproszenia S , macierzy admitancyjnej Y i impedancyjnej Z , dostarczają kompletnej informacji o własnościach struktury jako elementu obwodu transmisyjnego sygnału w.c.z.. W tej pracy program HFSS zastosowano do zaprojektowania adapterów łączących współosiowe wyjście linii opóźniającej z falowodem traktu przesyłowego.

2.1.4. MAPLE 13 – program do obliczeń symbolicznych

Wszystkie obliczenia analityczne przeprowadzone w ramach tej pracy wykonano w programie Maple 13 firmy Maplesoft [14]. Program reprezentuje grupę programów typu CAS (ang. Computer Algebra System) przeznaczonych zasadniczo do obliczeń symbolicznych, ale najbardziej zaawansowane pozwalają jednocześnie na symulacje numeryczne lub obliczenia o charakterze mieszanym. Za jego pomocą można wykonywać operacje różniczkowania, całkowania, obliczenia wg dowolnych formuł algebraicznych z dowolną dokładnością, czy rozwiązywać równania różniczkowe. Wyniki obliczeń przedstawiać można w zaawansowanej formie ułatwiającej ich prezentację w postaci trójwymiarowych, animowanych wykresów.

W tej pracy zagadnienia rozwiązywane analitycznie ujęto w formę arkuszy kalkulacyjnych, gdzie wiersze poleceń przeplatane są wierszami tekstowymi, objaśniającymi poszczególne kroki obliczeń symbolicznych. Wyniki obliczeń liczbowych przeprowadzone wg pogrupowanych w bloki zespołów danych wejściowych, przedstawiono w postaci wykresów.

2.1.5. Autodesk Inventor - narzędzie 3D do rysunków konstrukcyjnych

Autodesk Inventor opracowany przez firmę Autodesk Inc. jest programem stworzonym dla komputerowego wspomaganie projektowania typu CAD (z ang. Computer Aided Design) [15]. Przeznaczony jest do trójwymiarowego modelowania bryłowego konstrukcji urządzeń składających się nawet z kilkunastu tysięcy pojedynczych elementów. Projekt urządzenia powstaje od samego początku jako suma trójwymiarowych elementów i w takiej postaci przechowywany jest jego cyfrowy obraz w pamięci

komputera. Każdej części składowej przypisane są oprócz wymiarów geometrycznych również dane materiałowe i dynamiczne (jeśli były określone). Dzięki temu, praktycznie nie istnieje możliwość popełniania błędów wynikających z niedopasowania przy wprowadzaniu zmian konstrukcyjnych do pojedynczych elementów lub zamiana materiału na inny.

Program działa pod systemem operacyjnym Windows i wykorzystuje jego składniki: Excel i Windows Media Player. Składa się z trzech zasadniczych modułów przeznaczonych do projektowania części, ich złożeń czyli zespołów oraz tworzenia dokumentacji konstrukcyjnej wyrobu. Moduł zarządzający tworzeniem zespołów umożliwia również odpowiednie do potrzeb zobrazowanie (renderowanie) projektu i tworzenie animacji pozwalających np. na obserwację urządzenia z dowolnej strony. W oparciu o wbudowany program typu MES firmy Ansys Inc. można wykonywać obliczenia wytrzymałościowe konstrukcji i przypisywać je jednoznacznie do projektowanej części. Autodesk Inventor jest kompatybilny z innym programem tej firmy - AutoCad, który stał się podstawowym narzędziem projektantów mechaników i architektów.

2.1.6. AMAZE – program do obliczeń metodą elementów skończonych

Podobnie jak program Ansys v.11 jest to narzędzie z grupy programów analitycznych opartych na metodzie elementów skończonych. Amaze, produkt firmy Field Precision LLC, przeznaczony jest specjalnie do symulacji trójwymiarowej pól elektromagnetycznych i składa się z szeregu specjalizowanych programów [16]. Geometrię układu wprowadza się przy użyciu narzędzia Geometer lub wykorzystując dane z programów 3D typu CAD. Na tej podstawie program MetaMesh generuje zoptymalizowany podział przestrzeni na elementy skończone i ustala położenie węzłów.

Program PiPhi pozwala na symulację rozkładu pola elektrostatycznego i wykorzystywany był do wyznaczania rozkładu pola elektrycznego w obszarze wyrzutni elektronów i kolektora. Odpowiednio przy pomocy programu Magnum uzyskać można symulację 3D rozkładu stałego pola magnetycznego wytwarzanego przez cewki lub okresowy układ magnesów stałych, zawierający obwody magnetyczne o własnościach izotropowych. Program uwzględnia również materiały magnetyczne pracujące w stanie

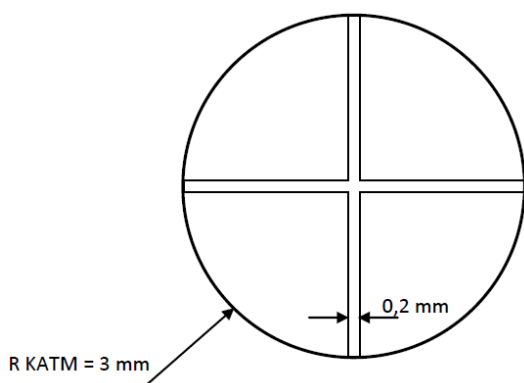
nasycenia. W tej pracy wykorzystywany był on do obliczeń indukcji pola magnetycznego wytwarzanego przez układ magnesów stałych o zadanych wartościach (rozdział 2.5.).

Posługując się programem OmniTrak można analizować ruch cząstek naładowanych w stałych polach elektrycznym i magnetycznym. W rozdziale 2.4. analizowano trasy przelotu wiązki elektronów emitowanych z katody w obszarze wyrzutni LFB, końcowym odcinku linii opóźniającej oraz w kolektorze elektronów.

Moduł programu pod nazwą HeatWave służy do analizy transportu ciepła w ciałach stałych i mediach biologicznych, z uwzględnieniem ich własności materiałowych. Obliczenia prowadzić można w trybie dynamicznym z arbitralnym wyborem gęstości dostarczanej do układu mocy, temperatury i ich zmian w czasie. Program ten wykorzystano do obliczeń rezystancji termicznej nabiegunnika traktowanego jako element obwodu odprowadzania ciepła z linii opóźniającej. Uzyskany wynik posłużył następnie do oceny dokładności analitycznej formuły na obliczanie wartości rezystancji termicznej nabiegunnika oraz danych uzyskanych na drodze eksperymentalnej.

2.2. Wyrzutnia elektronów

2.2.1. Obliczenia wyrzutni w programie EXPRES



Rys. 2-1 Bezcieniowa siatka sterująca zastosowana w prototypie projektowanej lampy LO-500.

Program Expres dostarcza komplety danych wyrzutni sferycznej Pierce'a zgrupowanych w sekcji „wyrzutnia elektronów” arkusza danych wyjściowych (załącznik 1). Znakomita większość współczesnych LFB wymaga precyzyjnego i szybkiego włączania wiązki elektronowej a to zrealizować można wyłącznie poprzez zastosowanie pojedynczej, sferycznej siatki sterującej lub zespołu składającego się z siatki sterującej i cieniowej. Niestety wymaga to wprowadzenia do obliczeń programu Expres

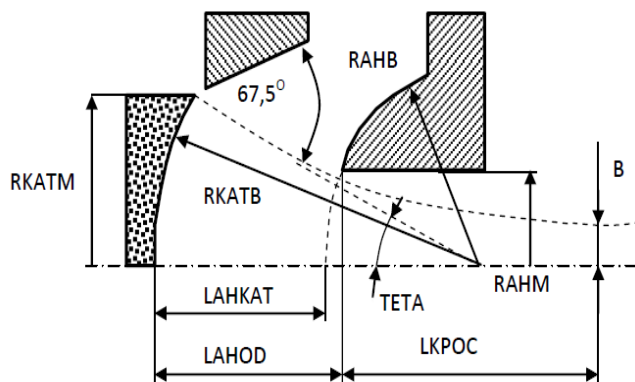
dotychczasowej procedury, która uwzględnia obecność wprowadzonych siatek i kompensuje ubytek prądu wiązki z tego wynikający. Brak doświadczenia przy tego typu konstrukcjach

LFB spowodował, że dla zwiększenia prawdopodobieństwa sukcesu przyjęto wersję z pojedynczą, prostą siatką w kształcie krzyża (rys.2-1). Takie rozwiązanie w znacznym stopniu upraszcza konstrukcję wyrzutni elektronów i minimalizuje prąd przechwyty siatki przez radykalne zmniejszenie stosunku jej powierzchni do powierzchni samej katody. Przyjęto, że minimalną wartość prądu przechwyty pojedynczej siatki oszacować można w przybliżeniu jako część prądu emitowanego z katody wyznaczoną stosunkiem powierzchni siatki do powierzchni katody. W rozważanym modelu wartość ta wynosi ok. 10÷12 % obliczonego prądu emisji. O taką wartość należy zatem zwiększyć prąd emitowany przez katodę obliczoną w programie Expres dla diodowej wyrzutni Pierce'a aby prąd wiązki siatkowej wyrzutni elektronów pozostał na wymaganym poziomie.

Z pośród wielu możliwych wersji wyrzutni określonych parametrem regulacyjnym jakim jest dopuszczalna wartość gęstości prądu emisji z katody $IKAT$, wybrano wyrzutnię o promieniu katody $RKATM = 3$ mm i promieniu czaszy $RKATB = 10,7$ mm. Wybór ten jest kompromisem pomiędzy minimalnym rozmiarem katody (kompresja powierzchniowa wiązki $KOMP < 14$) a możliwie małym prądem przechwyty siatki. Z prądem przechwyty siatki I_s związana jest bowiem również moc wydzielana w siatce pod postacią ciepła P_s :

$$P_s = I_s U_s , \quad (2.1)$$

gdzie U_s jest napięciem siatki w stanie włączenia wiązki. Dodatkowe nagrzewanie delikatnej siatki sterującej mocą strat $P_s = 4\div 5$ W, w połączeniu z jej długimi przęsłami o przekroju 0,2 x 0,2 mm, mogłoby prowadzić do znacznego wzrostu jej temperatury i w konsekwencji do szkodliwego zjawiska termoemisji z siatki.



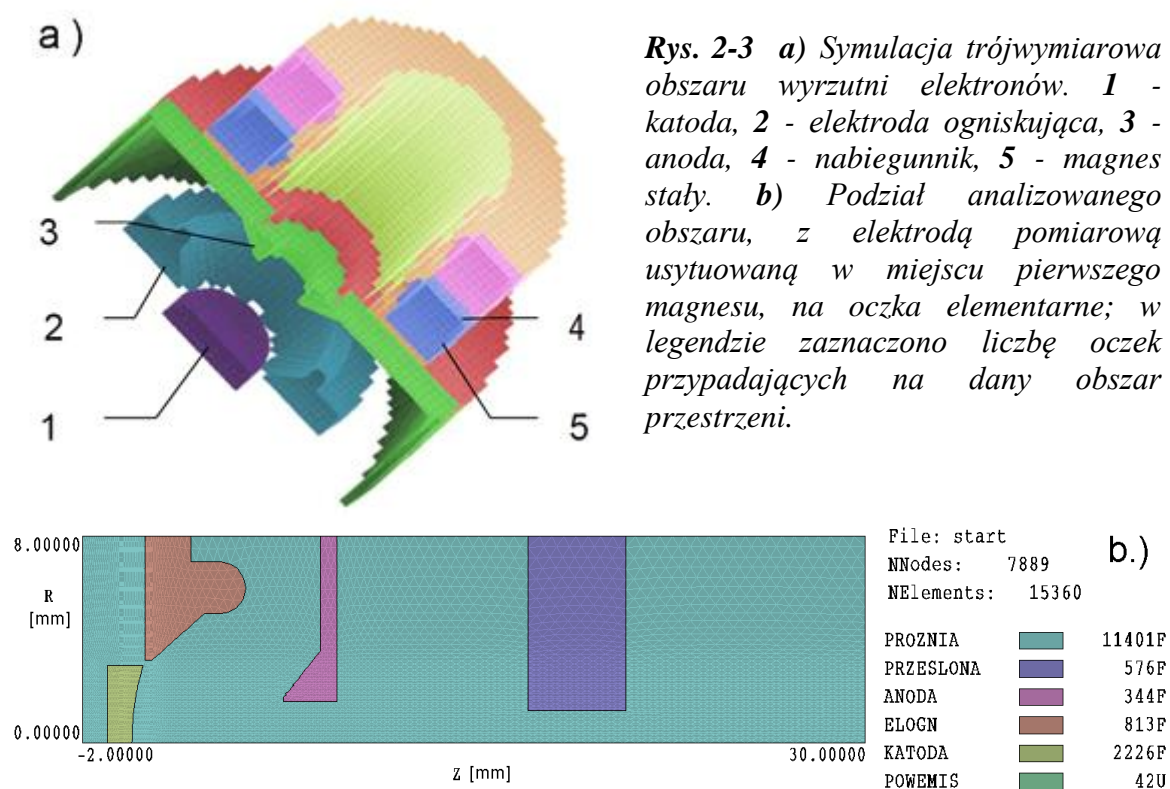
Rys. 2-2 Schemat wyrzutni Pierce'a z wymiarami geometrycznymi obliczonymi w programie Expres i skorygowanymi w procesie projektowania wyrzutni siatkowej; $RKATM = 3$ mm, $RKATB = 11$ mm, $RAHM = 1,6$ mm, $RAHB = 5,25$ mm, $LAHKAT = 6,55$ mm, $LAHOD = 6,45$ mm, $LKPOC = 19,6$ mm

Rysunek 2-2 przedstawia schemat wyrzutni obliczonej w programie Expres z naniesionymi wartościami parametrów przyjętych do projektowania konstrukcji wyrzutni i symulacji komputerowych

w programie Amaze. Wymagana wartość prądu wiązki zapewniająca uzyskanie zakładanego poziomu mocy wyjściowej wg Expres wynosi $I_0 = 305$ mA. Zgodnie z wcześniejszymi uwagami przyjęto zatem, że geometria wyrzutni powinna zapewnić emisję prądu o wartości 345 mA.

2.2.2. Numeryczna symulacja transmisji wiązki w obszarze wyrzutni elektronów, w programie AMAZE

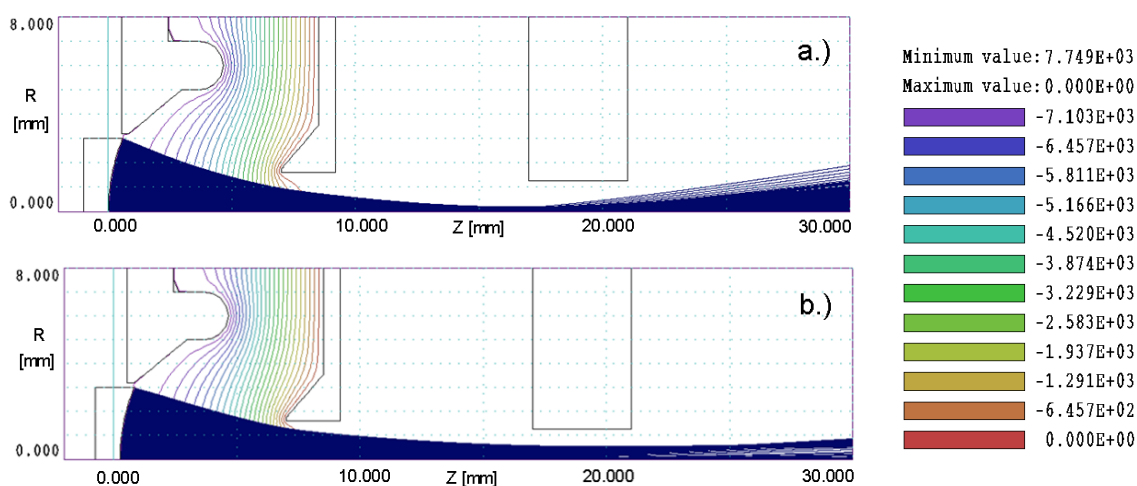
Przyjętą geometrię wyrzutni bez siatki sterującej poddano analizie w programie Amaze dla zbadania zgodności projektu z eksperymentem i wyznaczenia punktów krytycznych konstrukcji. Kierując się dotychczasowym doświadczeniem zastosowano jednak elektrodę ogniskującą o nieco inną od teoretycznej, charakteryzującą się większym „domknięciem” obszaru emisji. Zarówno ten fakt jak i zastosowanie niższego o 750 V



napięcia katodowego było prawdopodobnie powodem uzyskania wartości prądu emisji mniejszej od przewidywanej. Na rysunku 2-3 pokazano widok trójwymiarowej symulacji geometrii wyrzutni w programie Geometer (a) oraz wykonany przez program MetaMesh podział rozpatrywanego obszaru przestrzeni na elementarne dwuwymiarowe oczka sieci

(b). Rozpatrywane zagadnienie 3D ma symetrię obrotową więc można je sprowadzić do zagadnienia dwuwymiarowego.

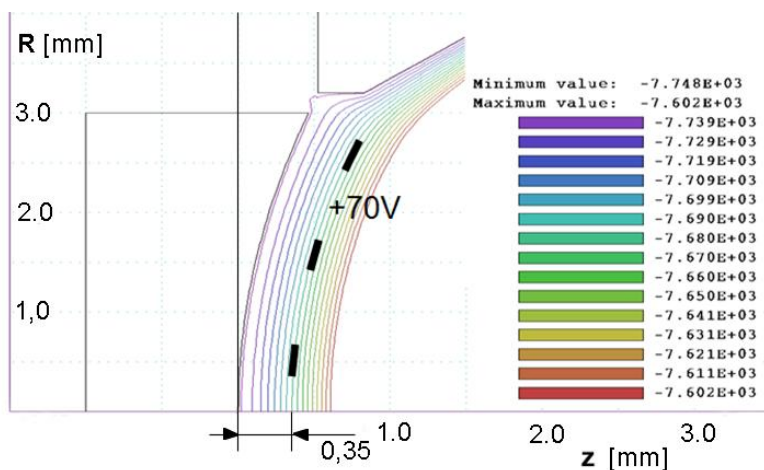
Przeprowadzone symulacje emisji wiązki elektronowej pokazały bardzo silny wpływ położenia katody względem elektrody ogniskującej na wartość emitowanego prądu i położenie talii wiązki. Na rysunku 2-4a pokazano geometrię wiązki przyspieszanej napięciem 7,75 kV i natężeniu 250 mA uzyskaną dla nominalnego położenia katody. Jednak już przesunięcie elektrody ogniskującej w kierunku katody o 0,25 mm powoduje przyrost prądu aż o 36 % tj. do wartości 340 mA (rys. 2-4b), identycznej z tą jaką uzyskano w modelu eksperymentalnym wyrzutni.



Rys. 2-4 a) Symulacja emisji wiązki elektronów z katody usytuowanej w położeniu zerowym względem elektrody ogniskującej; potencjał katody w stosunku do uziemionej anody - 7,75 kV, całkowity prąd emisji 250 mA. b) Katoda przesunięta o 0,25 mm w kierunku katody; widoczny jest silny wpływ położenia katody względem elektrody ogniskującej na wartość emitowanego prądu 340 mA.

W celu znalezienia położenia siatki sterującej względem katody wyznaczono, prezentowany na rysunku 2-5, rozkład linii ekwipotencjalnych pola elektrycznego w obszarze bliskim katody, uwzględniający obecność ładunku przestrzennego. Wybrana linia ekwipotencjalna w odległości 0,35 mm od katody jest kompromisem pomiędzy:

- zachowaniem bezpiecznego odstepu od katody,
- możliwie najniższym napięciem polaryzacji siatki (ang. bias voltage), którego wartość rośnie jednak wraz ze zbliżaniem siatki do katody,
- możliwie najniższym napięciem sterującym siatki (ang. control voltage).



Rys. 2-5 Rozkład linii ekwipotencjalnych pola elektrycznego w pobliżu katody, w obecności ładunku przestrzennego; różnica pomiędzy liniami wynosi 10 V.

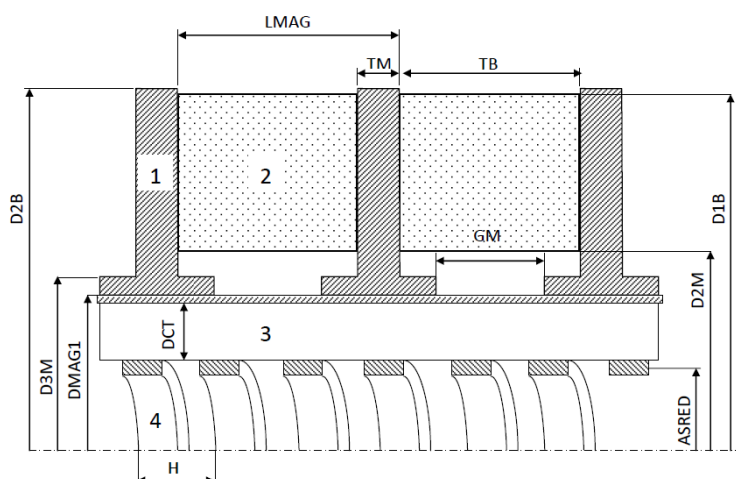
Niestety przy zastosowaniu programu Amaze nie udało się przeprowadzić pełnej symulacji dla układu z rzeczywistą siatką – kształt jak na rysunku 2-1. Można natomiast je uzyskać w wypadku siatki o pełnej symetrii obrotowej, składającej się z dwóch lub więcej koncentrycznych obryc. W tym przypadku

trzeba jednak liczyć się z trudną interpretacją otrzymanych wyników.

2.3. Zespół spiralnej linii opóźniającej

2.3.1. Spiralna linia opóźniająca

Wymiary spiralnej linii opóźniającej przyjęto bezpośrednio z arkusza danych wyjściowych programu Expres (zał.1) wprowadzając niewielkie korekty wynikające z wymagań technologicznych, bądź standaryzacyjnych. Rysunek 2-6 prezentuje wymiary struktury mikrofalowej wraz z układem nabiegunków. Obie struktury przedstawiono na jednym rysunku, ponieważ w przyjętym rozwiązaniu konstrukcyjnym lampy układ magnetyczny spełnia istotną rolę jako pośrednik w transporcie ciepła pomiędzy spiralą a chłodzoną obudową lampy.



Rys. 2-6 Przekrój linii opóźniającej z układem ogniskującym; **1** - nabiegunnik, **2** - magnes stały, **3** - ceramiczny pręt wsporczy (BeO), **4** - spirala wykonana z taśmy wolframowej. **H** = 2,2 mm, **ASRED** = 4,35 mm **DCT** = 1,7 mm, **DMAG1** = 8,8 mm **GM** = 2,3 mm, **D3M** = 10,2 mm, **D2B** = 18,2 mm, **D2M** = 11 mm, **D1B** = 8 mm, **TM** = 1 mm, **TB** = 4,5 mm, **LMAG** = 5,5 mm.

2.3.2. Adapter przewod koncentryczny – falowód

Rozwiązaniem zapewniającym najlepsze własności w zakresie wyprowadzenia wzmocnionego sygnału b.w.cz. z lampy mikrofalowej jest zastosowanie w torze wyjściowym falowodu wraz odpowiednim ceramicznym okienkiem zapewniającym separację pomiędzy próżnią a otoczeniem [17]. Chociaż wyjście mocy lamp spiralnych i struktur im podobnych stanowi zwykle linia koncentryczna zakończona ceramicznym, próznioszczelnym przepustem, to jednak część z nich wymaga falowodowego toru przesyłowego dla ograniczenia strat mocy sygnału b.w.cz. Dotyczy to zwłaszcza LFB fali ciągłej dużej mocy, pracujących w wyższych pasmach częstotliwości ($f > 4$ GHz). Zazwyczaj, tak jak w przypadku omawianej konstrukcji, adapter linia koncentryczna – falowód (KF) stanowi integralną część źródła mocy mikrofalowej. W znanych konstrukcjach LFB stosuje zasadniczo się dwa rodzaje adapterów KF różniące się sposobem zakończenia toru koncentrycznego w falowodzie:

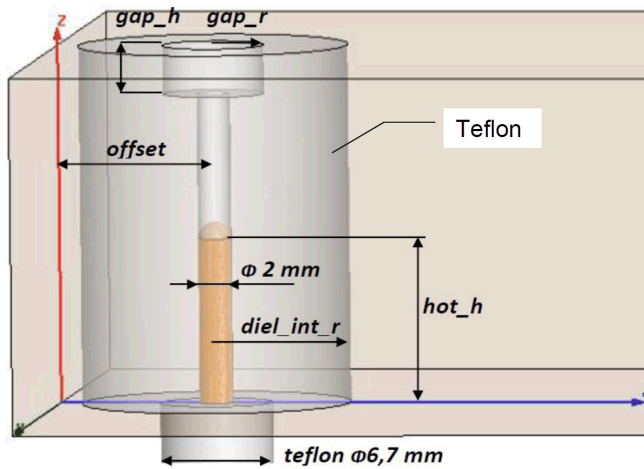
- adapter z sondą - otwartym zakończeniem toru koncentrycznego,
- adapter z pętlą prądową - przewodem środkowym zwartym do sąsiedniej (szerszej) ścianki lub jednocześnie do dwóch węższych ścianek falowodu.

Obie konstrukcje mają wady i zalety. Z praktyki wiadomo, że pierwsza wersja adaptera jest prosta w wykonaniu i zapewnia szerokie pasmo przenoszenia. Jednocześnie jednak problemem może być przegrzewanie się swobodnego końca przewodu koncentrycznego przy dużym poziomie emitowanej mocy i jego nieefektywnym chłodzeniu. Wersja z pętlą prądową - o większym stopniu komplikacji - gwarantuje jednak niższy poziom strat odbiciowych i znacznie większą obciążalność mocą b.w.cz. Za pomocą programu HFSS przeprowadzono analizę numeryczną metodą MES obu typów adapterów KF w poszukiwaniu optymalnej geometrii ich struktur [16].

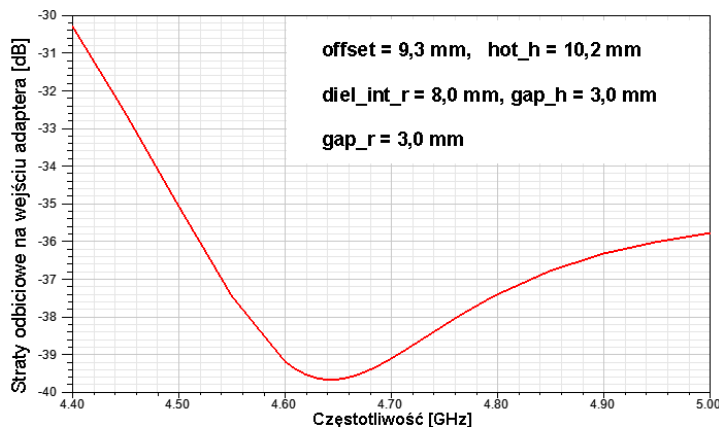
2.3.2.1. Symulacje numeryczne adaptera ze sprzężeniem za pomocą sondy

Do szczegółowej analizy parametrycznej wybrano model KF, który w trakcie wstępnych symulacji zapewniał najniższy poziom parametru S_{11} macierzy rozproszenia w paśmie roboczym LFB tj. $4,4 \div 5,0$ GHz. Rysunek 2-7 przedstawia jego wizualizację

z nazwami podlegających modyfikacji parametrów geometrycznych. W przeprowadzanej analizie wrota wejściowe (**port_1**, **port_in**) znajdują się na początku linii koncentrycznej



Rys. 2-7 Wizualizacja modelu adaptera KF ze sprzężeniem za pomocą sondy o najmniejszych uzyskanych stratach odbiciowych (rys. 2-8) [18].



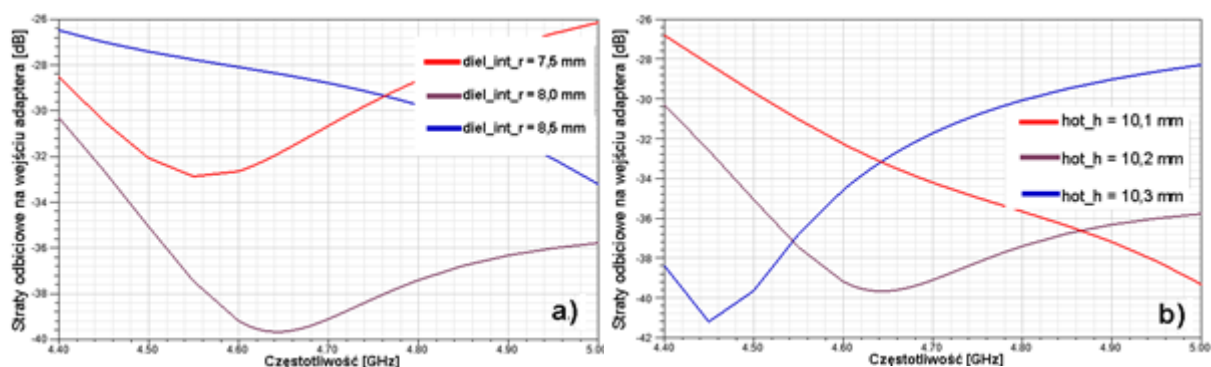
Rys. 2-8 Straty odbiciowe modelu adaptera KF z rysunku 2-7 w warunkach optymalnych [18].

o długości 40 mm (**external_junction_h**) oraz impedancji charakterystycznej 50 Ω . Wrota wyjściowe (**port_2**, **port_out**) umieszczono na końcu falowodu prostokątnego typu WR 187 (22,15 mm x 47,55 mm) w odległości 110 mm od osi linii koncentrycznej. Obliczenia parametru S_{11} prowadzono dla różnych wartości parametrów adaptera pokazanych na rysunku 2-7 a wykres zamieszczony na rysunku 2-8 odpowiada optymalnym wartościom tych parametrów. Uzyskana wartość dopasowania impedancyjnego układu jest na poziomie lepszym niż -30 dB w całym analizowanym paśmie pracy.

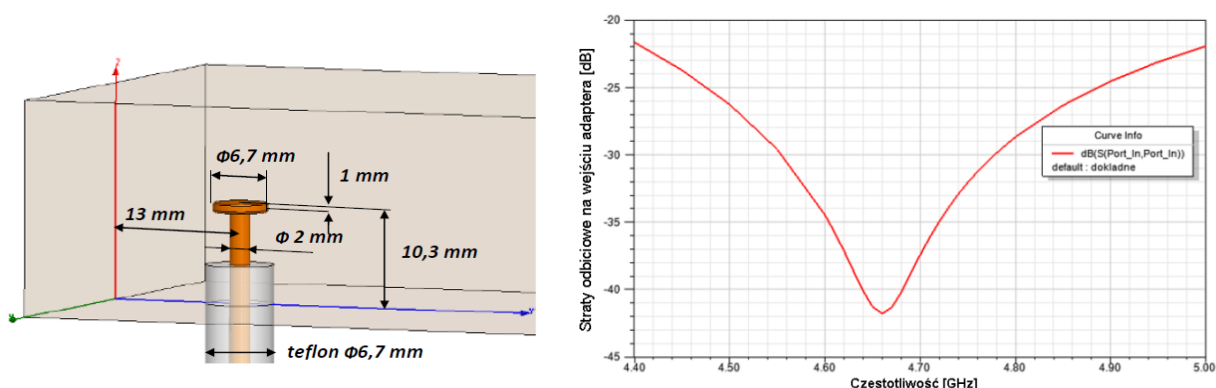
Wykres stanowi odniesienie do innych przeprowadzonych symulacji,

których wyniki zamieszczono na rysunku 2-9a i 2-9b. Pierwszy przedstawia wpływ na wartość parametru S_{11} promienia teflonowej kładki (**diel_int_r**) a drugi, wysokości sondy (**hot_h**). Pomimo prostoty przedstawionego rozwiązania oraz niskich strat odbiciowych w całym paśmie przenoszenia, do wykonania modelu fizycznego adaptera tego typu i pomiaru jego własności wybrano konstrukcję pokazaną na rysunku 2-9a. Zdecydowała o tym większa zdolność proponowanej konstrukcji sondy do odprowadzania ciepła i równocześnie mniejsze obciążenie sondy mocą strat rezystancyjnych. Chociaż jego straty odbiciowe na krańcach pasma pracy są większe o przynajmniej 8 dB (rys. 2-9b), to

uzyskana wartość -22 dB odpowiadająca wartości $WFS^8 = 1,17$ jest w dalszym ciągu akceptowalna. Odbiciu ulega zaledwie $0,6\%$ mocy podawanej na jego wejście.



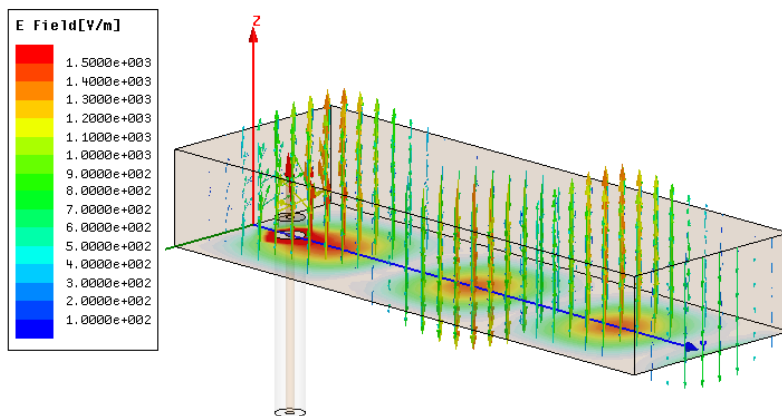
Rys. 2-9 a) Straty odbiciowe modelu adaptera KF z rysunku 2-7 dla różnych wartości średnic teflonowej wkładki falowodu, b) Straty odbiciowe dla różnych wartości wysokości sond; pozostałe parametry jak na rysunku 2-8 [18].



Rys. 2-10 a) Wizualizacja modelu adaptera KF ze sprzężeniem za pomocą sondy z płaskim dyskiem, b) Straty odbiciowe dla optymalnej wartości parametrów pokazanych na rysunku 2-10a [18].

Na rysunku 2-11 pokazano rozkład natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej wewnątrz falowodu w ustalonym czasie; wartość natężenie pola elektrycznego w obszarze zakończenia sondy odpowiada jego amplitudzie.

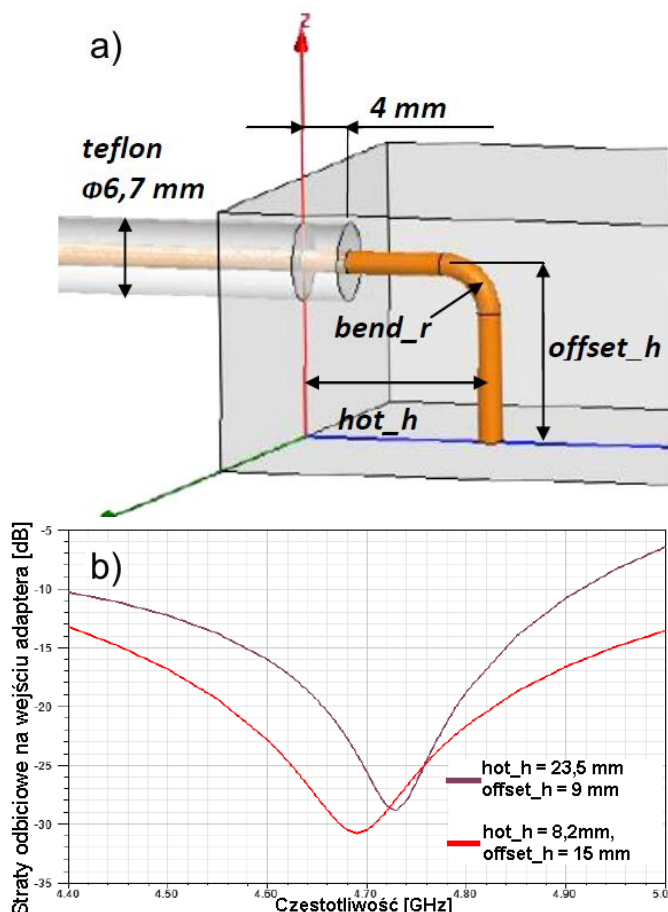
⁸ WFS (ang. Voltage Standing Wave Ratio) - współczynnik fali stojącej jest miarą niedopasowania impedancyjnego mierzonego układu i stosowany jest powszechnie w technice mikrofalowej. Straty odbiciowe definiujemy jako logarytm ze stosunku mocy fali odbitej od wejścia mierzonego dwuwrotnika do mocy fali doprowadzanej do jego wejścia $\frac{P_{we}^-}{P_{we}^+}$. Jeżeli założymy, że wyjście badanego układu obciążone jest impedancją dopasowaną wówczas: $10 \lg \frac{P_{we}^-}{P_{we}^+} = 20 \lg s_{11}$. Z zależności tej wyznaczyć można wartość parametru s_{11} a po podstawieniu jej do formuły $WFS = \frac{1+s_{11}}{1-s_{11}}$, wyznaczyć również odpowiednią wartość współczynnika fali stojącej.



Rys. 2-11 Rozkład natężenia pola elektrycznego w falowodzie adaptera w chwili czasu, gdy pole na sondzie przyjmuje wartość maksymalną [18].

2.3.2.2. Symulacje numeryczne adaptera ze sprzężeniem za pomocą pętli prądowej

W drugim typie adapterów KF analizie poddano dwie konstrukcje. W pierwszej, nazwanej adapterem z pojedynczą pętlą prądową, przewód koncentryczny wprowadzono

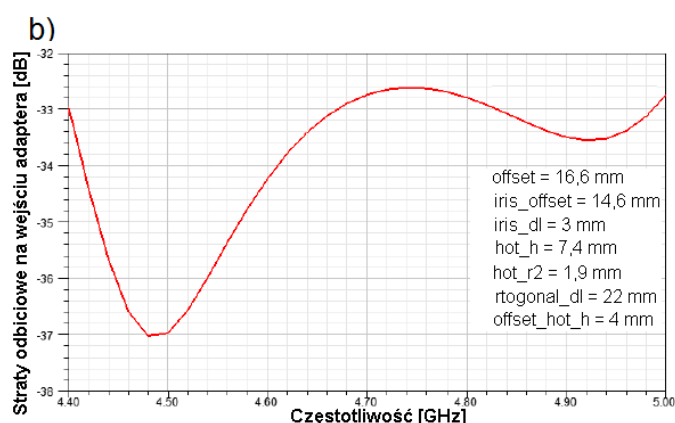
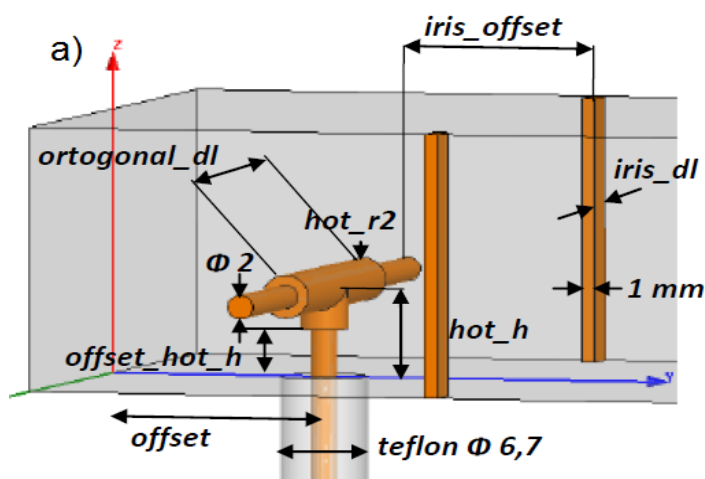


Rys. 2-12 a) Model KF z pojedynczą pętlą prądową, **b)** Współczynnik S_{11} dla modelu z pojedynczą pętlą prądową, dla dwóch różnych zestawów parametrów pętli sprzęgającej [18].

przez tylną ściankę falowodu, równoległe do osi podłużnej falowodu (rys. 2-12) i kierunku propagacji energii w falowodzie. Przewód środkowy zgięty z promieniem $bend_r = 4$ mm umieszczono na wysokości $offset_h$ nad podstawą falowodu i w odległości $offset_h$ od ścianki zwierającej falowód. Wykonano dwie symulacje parametru S_{11} dla dwóch różnych ustawień pętli względem podstawy falowodu. Najlepszy uzyskany wynik: -13 dB na krańcach pasma przenoszenia (rys. 2-12b), nie jest niezadowolający. Około ok. 5% mocy podanej do wrót wejściowych adaptera zostaje bowiem odbite do wnętrza lampy.

W kolejnym etapie symulację przeprowadzono dla adaptera z podwójną pętlą prądową, którego widok przedstawia rysunek 2-13a. W tym rozwiązaniu energia wprowadzona jest do falowodu przewodem koncentrycznym, od strony szerokiej ścianki, w odległości *offset* od ścianki zwierającej falowód. Przewód środkowy rozgałęzia się na wysokości *hot_h* w kształcie litery „T” o średnicy prętów ramion *hot_r2* i długości *ortogonal_dl*. Ramiona łączą się z bocznymi ściankami falowodu prętami o średnicy $\Phi 2$ mm.

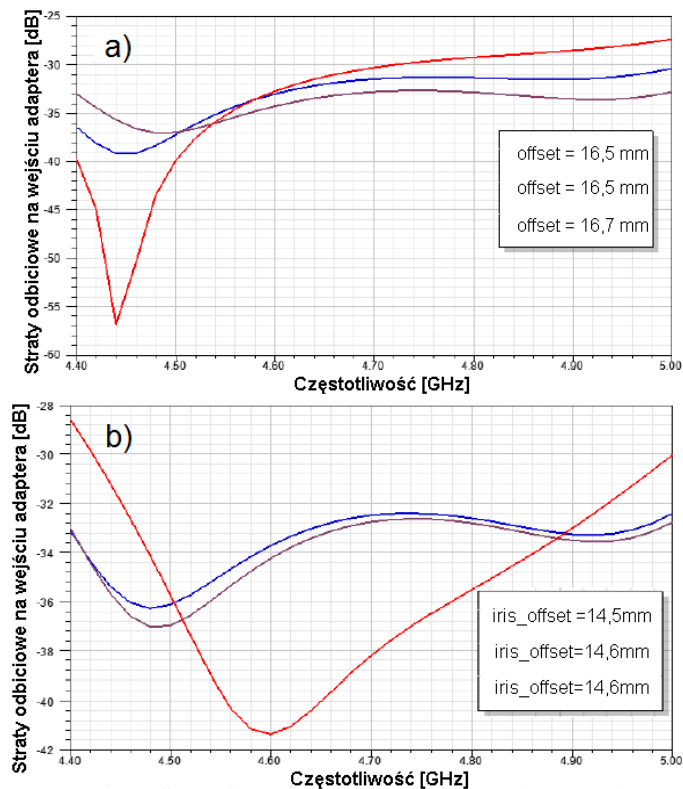
Analizując własności odbiciowe takiego adaptera najlepsze wyniki uzyskano dla wartości parametrów podanych na rysunku 2-13b. Straty powrotu są najmniejsze z wszystkich analizowanych rozwiązań i w całym paśmie częstotliwości nie przekraczają -32 dB. Przekłada się to na wartości WFS, które w całym paśmie są mniejsze niż 1,05. Proponowane rozwiązanie konstrukcyjne adaptera jest bardziej skomplikowane pod



Rys. 2-13 a) Adapter KF z podwójną pętlą prądową i dwoma korekcyjnymi przesłonami o charakterze indukcyjnym b) Zależność współczynnika S_{11} adaptera w warunkach optymalnych, jak na wykresie [18].

względem technologicznym od poprzednich, ale jego bardzo dobre własności elektryczne i termiczne zdecydowały, że zostało wytypowane do etapu modelu fizycznego.

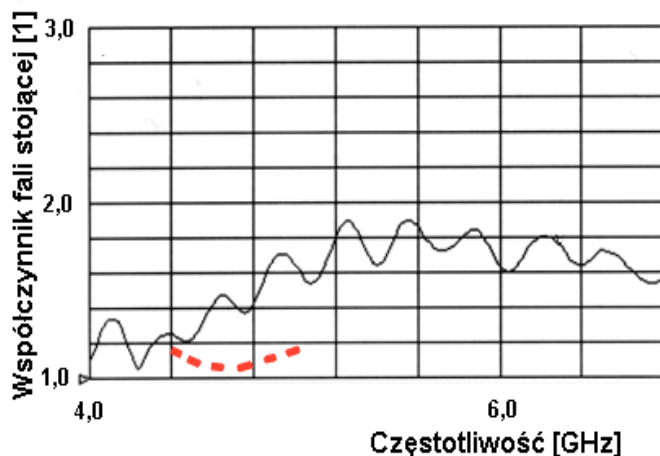
Parametry tego adaptera (rys. 2-12b) posłużyły jako wersja bazowa do analiz wpływu wybranego parametru na wartość współczynnika S_{11} modelu. Wybrane wyniki przeprowadzonej analizy parametrycznej pokazano na rysunku 2-14. Rysunek 2-14a ilustruje wpływ położenia osi przewodu koncentrycznego względem ścianki zwierającej falowodu, rysunek 2-14b - wpływ wysokości przesłon na straty odbiciowe.



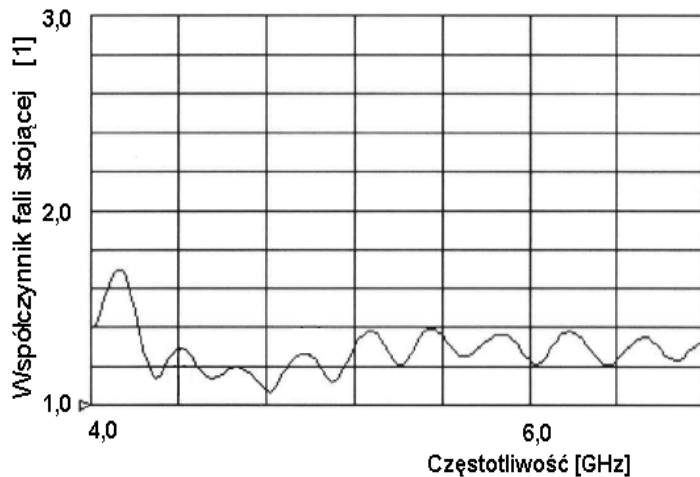
Rys. 2-14 Straty odbiciowe jako wynik analizy parametrycznej adaptera KF z podwójną pętlą prądową dla różnych wartości parametru: **a)** **offset** (odległość osi przewodu koncentrycznego od ścianki zwierającej); pozostałe parametry jak na rysunku 2-13b, **b)** **Iris_offset** (wysokość przesłony) [18].

2.3.2.3. Weryfikacja eksperymentalna projektu adaptera

Wytypowane w poprzednim rozdziale dwa typy adapterów: KF ze sprzężeniem za pomocą sondy (rys. 2-9a) i KF z podwójną pętlą prądową (rys. 2-13a), autor poddał weryfikacji doświadczalnej. Wykonane dokładne modele adapterów wg parametrów uzyskanych z symulacji w programie HFSS poddano pomiarom współczynnika fali stojącej przy pomocy analizatora sieci HP- 8720D firmy Hewlett Packard.

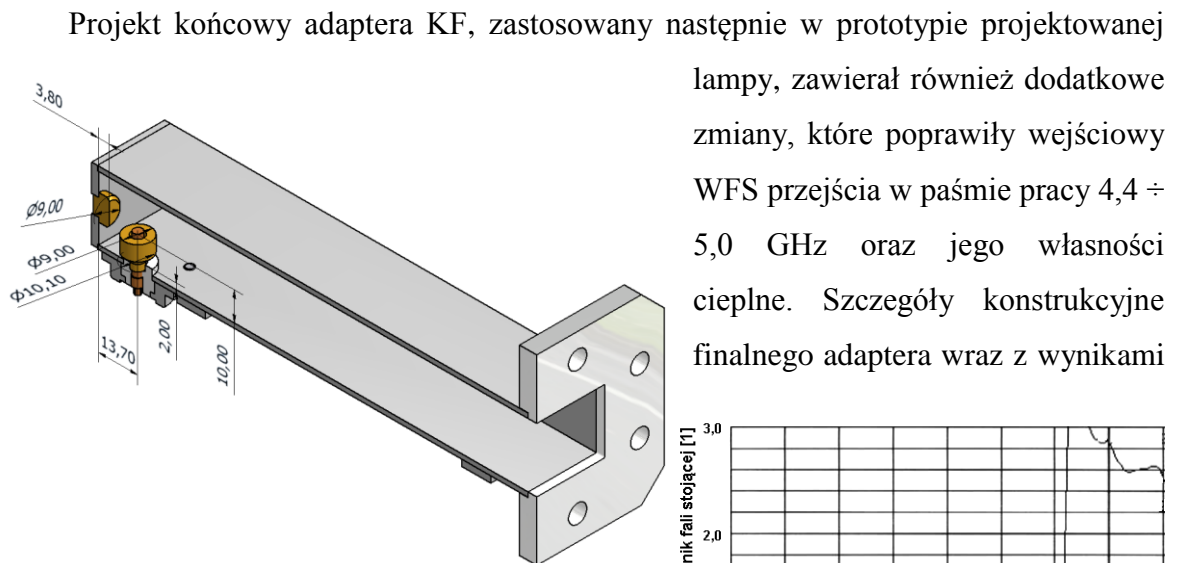


Rys. 2-15 Współczynnik fali stojącej prototypu adaptera KF ze sprzężeniem za pomocą sondy, wykonanego na podstawie symulacji numerycznej w programie HFSS (rys. 2-9a). Czerwona przerywana linia pokazuje naniiesiony na wykres wynik obliczeń parametru S_{11} w programie HFSS (rys. 2-9b) przeliczony na wartość WFS

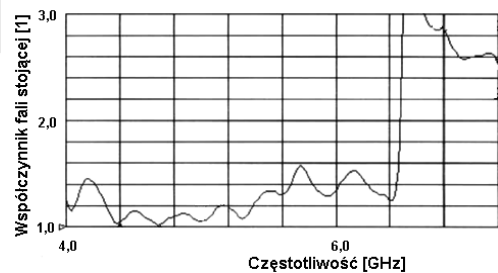


Rys. 2-16 Współczynnik fali stojącej prototypu adaptera ze sprzężeniem za pomocą sondy, wykonanego na podstawie symulacji numerycznej w programie HFSS (rys. 2-9a) z korektą traktu koncentrycznego; zwiększono średnicę przewodu środkowego do 3,04 mm z zachowaniem impedancji 50 Ω.

Rysunek 2-15 zawiera zestawienie wyników pomiaru WFS modelu adaptera ze sprzężeniem za pomocą sondy zaprojektowane w programie HFSS, w szerokim zakresie częstotliwości 4 ÷ 6 GHz (linia ciągła). Linia czerwona przerywana reprezentuje teoretyczne wartości WFS adaptera w paśmie 4,4 ÷ 5,0 GHz, obliczone na podstawie wartości parametru S_{11} z rysunku 2-9b. Aczkolwiek zmierzona maksymalna wartość WFS w paśmie pracy adaptera wynosi aż 1,7, to jednak uzyskane w wyniku symulacji numerycznych wymiary geometryczne można uznać za zbliżone do wyników optymalnych. Niewielka korekta średnicy przewodu środkowego z 2 do 3,04 mm (przy zachowaniu impedancji traktu koncentrycznego 50 Ω i pozostałych parametrów projektu) poprawia bowiem mierzony WFS do postaci przedstawionej na rysunku 2-16.

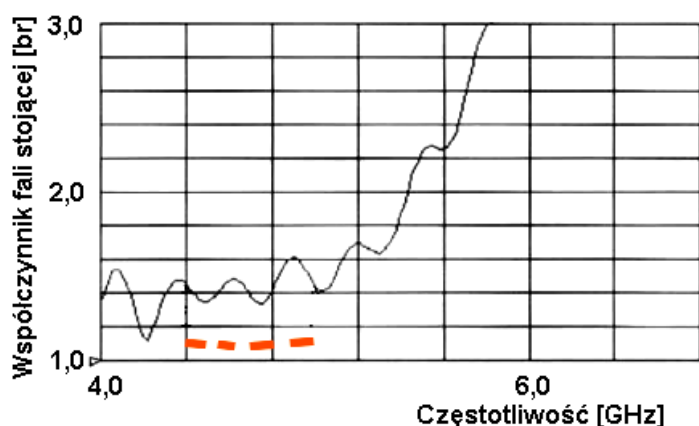


Rys. 2-17 Adapter KF ze sprzężeniem za pomocą sondy, zastosowany w prototypie projektowanej LFB; wykres przedstawia wynik pomiaru



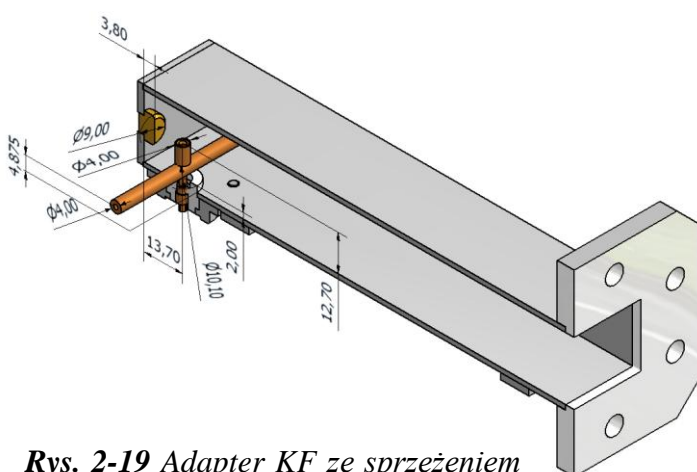
lamy, zawierał również dodatkowe zmiany, które poprawiły wejściowy WFS przejścia w paśmie pracy 4,4 ÷ 5,0 GHz oraz jego własności cieplne. Szczegóły konstrukcyjne finalnego adaptera wraz z wynikami

pomiaru jego współczynnika fali stojącej przedstawiono na rysunku 2-17. Pasma przenoszenia zostało co prawda ograniczone od góry ale w dalszym ciągu pozostaje szersze niż zalecane pasmo pracy falowodu WR 187⁹.



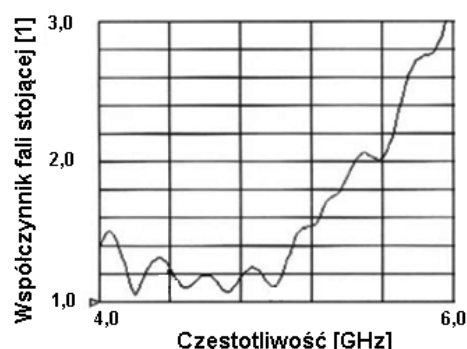
Rys. 2-18 Wyniki pomiaru adaptera KF ze sprzężeniem za pomocą podwójnej pętli prądowej wykonanego wg projektu z rysunku 2-12a; przerywana, czerwona linia odpowiada obliczonym wartościom WFS na podstawie parametrów S_{11} z rysunku 2-12b.

Pod kątem własności odbiciowych przebadano również model adaptera z podwójną pętłą prądową (rys. 2-13a), wykonany na podstawie parametrów wyznaczonych numerycznie w programie HFSS. Wyniki pomiarów współczynnika fali stojącej adaptera zamieszczone na rysunku 2-19 pokazują znaczne zawężenie pasma przenoszenia rzeczywistej konstrukcji od góry w stosunku do wersji ze sprzężeniem za pomocą sondy



Rys. 2-19 Adapter KF ze sprzężeniem za pomocą podwójnej pętli prądowej z naniesionymi poprawkami do wersji finalnej wraz z wynikami pomiaru WFS.

(rys. 2-16 i 2-17). Czerwona, przerywana linia przedstawia wartości WFS obliczone na podstawie wartości S_{11} wyznaczonych w programie HFSS. Również w tym projekcie



⁹ Nominalne pasmo pracy falowodu WR 187 zawiera się w granicach od 3,95 do 5,85 GHz . Ograniczone jest z dołu częstotliwością odcięcia a z góry częstotliwością powyżej której istnieją mody inne niż rodzaj podstawowy TE_{01}

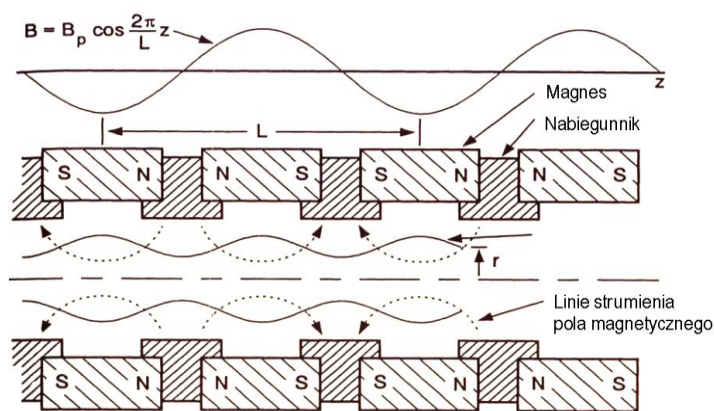
adaptera wprowadzono zmiany konstrukcyjne poprawiające wynik uzyskany na drodze symulacji numerycznych i jednocześnie upraszczających jego konstrukcję. W pierwszej kolejności usunięto obie przesłony z wewnętrznych ścianek falowodu. Mają one niewielki wpływ na wynik końcowy, ale wyraźnie komplikują konstrukcję i technologię wytwarzania adaptera. W drugim kroku uproszczono konstrukcję obu pętli prądowych przez zastosowanie prętów o jednakowej średnicy. W kolejnych krokach wprowadzono występ na ścianie zwierającej falowód oraz dodatkowy promiennik na przedłużeniu przewodu koncentrycznego. Rysunek finalnej konstrukcji adaptera wraz z wynikami pomiarów pokazano na rysunku 2-19.

2.4. Układ ogniskujący

Periodyczny układ ogniskujący na magnesach stałych (ang. Periodic Permanent Magnet System) jest typowym rozwiązaniem stosowanym do ogniskowania wiązki elektronowej w lampach z falą bieżącą. Układ taki realizuje w obszarze transmisji wiązki elektronowej przemienne, okresowe pole magnetyczne, którego składowa osiowa indukcji magnetycznej B_z opisywana jest zależnością:

$$B_z = B_p \cos \frac{2\pi z}{L} , \quad (2.2)$$

gdzie B_p jest amplitudą indukcji magnetycznej a L – okresem zmian pola magnetycznego [19]. W jego podstawowej wersji pojedyncze ogniwo układu periodycznego składa się z magnesu pierścieniowego namagnesowanego w kierunku osiowym oraz dwóch nabiegunników wprowadzających pole magnetyczne w obszar wiązki elektronowej (rys. 2-20). Pod pewnymi warunkami pole wytwarzane przez przemienne, periodyczny układ



Rys. 2-20 Schemat budowy periodycznego, magnetycznego układu ogniskującego [19].

ogniskujący zapewnia właściwe warunki transmisji wiązki elektronowej pomimo istnienia obszarów gdzie składowa osiowa pola magnetycznego znika.

Przewaga stosowania układów periodycznych nad magnesami stałymi wynika z mniejszego strumienia rozproszenia pola

magnetycznego. Masa periodycznego układu ogniskującego rośnie bowiem wraz z długością LFB wg zależności liniowej podczas, gdy masa układu jednorodnego rośnie wg zależności sześcienniej.

Równanie ruchu wiązki elektronowej w polu układu periodycznego w postaci znormalizowanej ma postać [20]:

$$\frac{d^2\sigma}{dT^2} + \alpha(1 + \cos 2T)\sigma - \frac{\beta}{\sigma} = 0 \quad , \quad (2.3)$$

gdzie:

$$\sigma = \frac{b}{a} \quad , \quad (2.4)$$

jest znormalizowanym promieniem wiązki b odniesionym do promienia początkowego a ;

$$T = \frac{2\pi z}{L} \quad , \quad (2.5)$$

jest zmienną położenia wyrażoną w wartościach kątowych i odniesioną do okresu układu magnetycznego L ;

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_L}{\omega} \right)^2 \quad , \quad (2.6)$$

jest parametrem pola magnetycznego, gdzie ω_L jest częstością kątową Larmora¹⁰:

$$\omega_L = \frac{e B_p}{2m} \quad , \quad (2.7)$$

e/m jest ładunkiem właściwym elektronu a ω jest częstością z jaką elektrony wiązki poruszające się z prędkością u_0 wzdłuż osi układu magnetycznego „widzą” periodyczne pole układu ogniskującego:

$$\omega = \frac{2\pi u_0}{L} \quad . \quad (2.8)$$

W przypadku przepływu wiązki elektronowej w jednorodnym polu magnetycznym wielkość ω_L przedstawia sobą częstość oscylacji obwiedni wiązki;

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \quad , \quad (2.9)$$

¹⁰ Częstość precesji orbitalnego momentu magnetycznego elektronu w atomie, równa jest połowie częstości cyklotronowej elektronu w polu magnetycznym o danej wartości indukcji magnetycznej.

jest parametrem ładunku przestrzennego, gdzie wielkość ω_p jest częstością kątową drgań własnych plazmy elektronowej wiązki. W przypadku transmisji wiązki w kanale o nieskończonej średnicy, gdy jego ścianki nie wpływają na zachowanie plazmy, częstość drgań własnych plazmy wynosi:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e \rho}{m \varepsilon_0}} , \quad (2.10)$$

gdzie ε_0 jest przenikalnością dielektryczną próżni a ρ gęstością ładunku elektrycznego. Bliska obecność ścianek tunelu wpływa w znacznym stopniu na zmniejszenie częstości drgań plazmy.

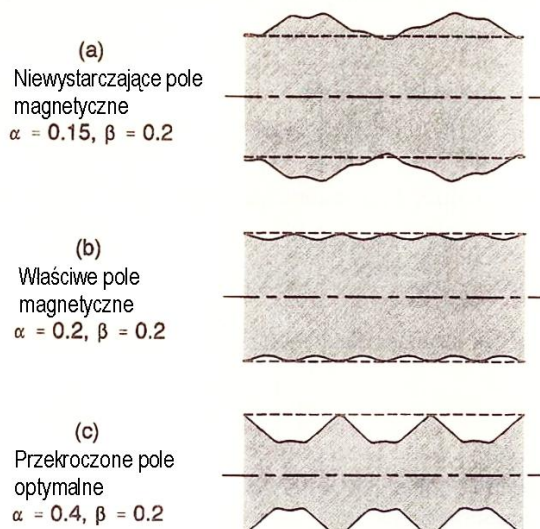
Jeżeli B_B jest wartością indukcji magnetycznej pola w warunkach Brillouina¹¹, wówczas amplituda indukcji pola magnetycznego B_p odpowiadającego mu okresowego układu ogniskującego wynosi:

$$B_p = \sqrt{2} B_B . \quad (2.11)$$

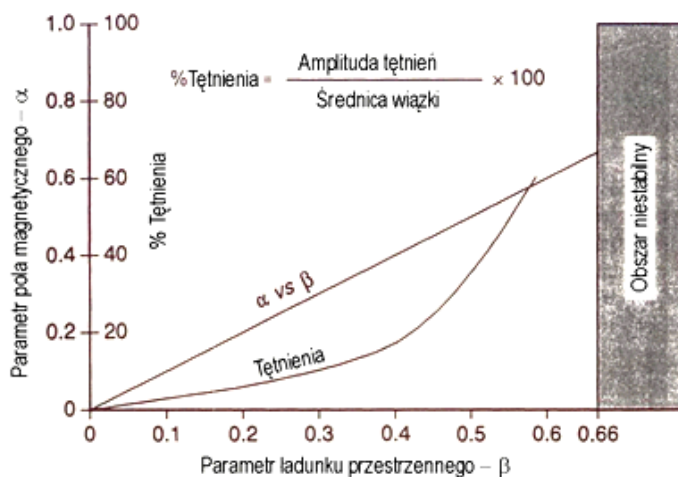
Wartość skuteczna indukcji magnetycznej pola układu okresowego jest wówczas równa polu Brillouin'a dla przepływu wiązki w jednorodnym polu magnetycznym. W takich warunkach transmisji (warunki Brillouina) oscylacje obwiedni wiązki nie występują. Analogiczne zachowanie wiązki możliwe jest również w przypadku transmisji wiązki w polu ogniskującym układu okresowego. Jednak w optymalnych warunkach transmisji wiązki, gdy parametr pola magnetycznego α oraz parametr ładunku przestrzennego β są sobie równe ($\alpha = \beta$), oscylacje obwiedni wiązki nie znikają całkowicie. Pozostają bowiem oscylacje wnoszone przez periodyczny układ ogniskujący, zależne od wartości obu parametrów.

Rysunek 2-21 przedstawia kontur znormalizowanej wiązki opisywanej równaniem (2.3) dla trzech różnych wartości parametru α względem $\beta = 0,2$, czyli dla $B < B_B$ (rys. 2-20a), $B = B_B$ (pole optymalne, rys. 2-20b) oraz $B > B_B$ (rys. 2-20c) [20].

¹¹ Warunki transmisji wiązki o danym promieniu wejściowym α , w jednorodnym polu magnetycznym o indukcji B_B dla których promień obwiedni wiązki pozostaje stały i równy promieniowi wiązki na wlocie układu ogniskującego.



Rys. 2-21 Obwódka wiązki elektronowej ogniskowanej w polu układu periodycznego jako funkcja wartości parametrów α i β [20].



Rys. 2-22 Warunki optymalnego ogniskowania i minimalnych pulsacji dla ogniskowania wiązki elektronowej w polu magnetycznym układu periodycznego [20].

Rozwiązanie równania (2.3) dla najlepszych warunków ogniskowania, tzn. $\alpha = \beta$ i różnych wartości parametru ładunku przestrzennego pokazano na rysunku 2-22.

Dla wartości parametru $\beta < 0,35$ oscylacje obwódki wiązki są niewielkie. Rosną jednak szybko powyżej wartości 0,4 i dla $\beta > 0,66$ wiązka staje się rozbieżna w wyniku zjawiska rezonansu jaki tworzą częstości: ω_L i $\omega_P = \omega_L$ oraz ω - częstość wnoszona przez okresowe pole magnetyczne. Zwykle jednak periodyczne układy magnetyczne projektowane są dla punktu

pracy położonego w znacznej odległości od wartości granicznej $\beta = 0,66$ parametru ładunku przestrzennego. W typowych warunkach pracy LFB wartości obu rozpatrywanych parametrów nie przekraczają bowiem wartości $\alpha = \beta = 0,3$. Ponadto, jak wynika to z (2.8), w pewnym zakresie ich wartością można regulować za pomocą odpowiedniego doboru okresu układu magnetycznego L .

2.4.1. Wyniki programu Expres

Program Expres dostarcza danych geometrycznych dla dwóch typów periodycznych układów ogniskujących przystosowanych do projektowanej LFB. Pierwszy, nazywany układem pierścieniowym, składa się z samych magnesów pierścieniowych i stosowany jest niezwykle rzadko. Drugi, w którym pierścieniowe magnesy przedzielone są

ferromagnetycznymi nabiegownikami wprowadzającymi pole magnetyczne w obszar wiązki elektronowej, jest typowym rozwiązaniem konstrukcyjnym w zakresie LFB z linią spiralną (rys. 2-6, 2-20). Do obliczeń program wykorzystuje wartość parametru **IMAG**, który jednoznacznie charakteryzuje wybrany materiał magnetyczny magnesów pierścieniowych i wprowadzony został wcześniej - w ramach zespołu danych wejściowych. Jego wartość odpowiada wartości remanencji¹² krzywej magnesowania materiału wyrażonej w gausach. Dla projektowanej LFB są to tzw. magnesy ziem rzadkich typu SmCo, dla których program przyjmuje wartość parametru **IMAG** = 8000 Gs. Punkt pracy na krzywej od magnesowania materiału kształtki magnetycznej, czyli wartość tzw. indukcji wewnętrznej magnesu $4\pi I$ ¹³, wybierany jest wg zależności $4\pi I = \frac{B_r + H_c}{2}$. Można przypuszczać, że punkt pracy magnesu na krzywej od magnesowania ustalany jest w okolicy maksimum energii pola magnetycznego magnesu i na tej podstawie program oblicza niezbędną masę pojedynczego magnesu i jego wymiary.

2.4.2. Analityczna metoda obliczeń okresowego układu ogniskującego na magnesach stałych

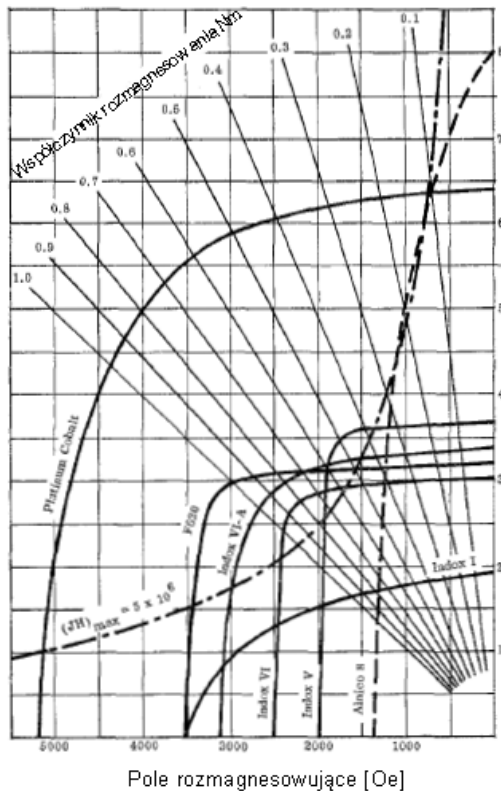
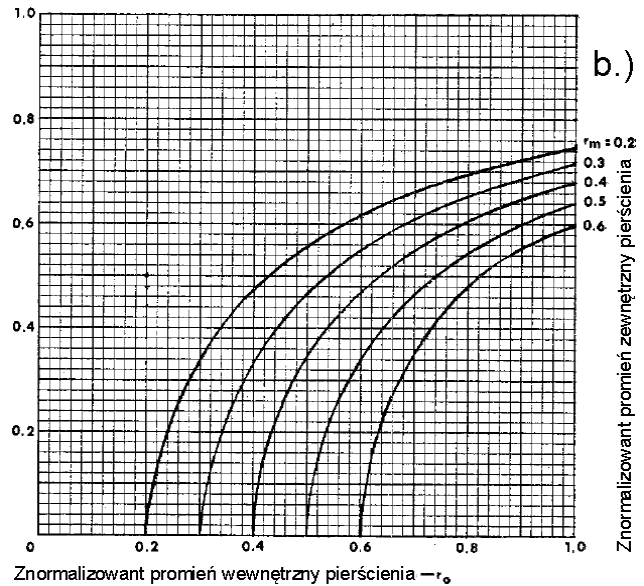
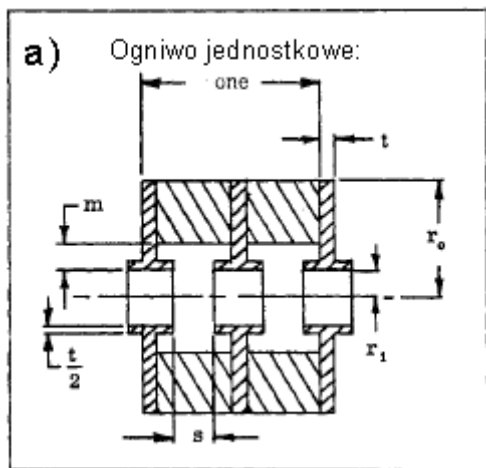
Periodyczne układy ogniskujące LFB budowane na pierścieniowych magnesach stałych, są projektowane w BE S.A. w oparciu o wyniki pomiarów i obliczeń podstawowego ogniwa układu, przedstawionych przez M.J. Schindlera w pracy [21] i odnoszących się do układów o nieskończonej długości. W rozdziale tym opisano zastosowanie metody Schindlera do projektowania układów okresowych oraz jej późniejsze rozwinięcie do projektowania układów o długości skończonej, a więc uwzględniającej efekty brzegowe.

Rysunek 2-23a definiuje nazwy zastosowanych przez M.J. Schindlera parametrów geometrycznych jednostkowego ogniwa układu. W rozważaniach zostały one znormalizowane względem okresu układu ogniskującego przez podzielenie wartości rzeczywistej parametru przez długość okresu L . Dla ograniczenia liczby możliwych wariantów układów magnes–nabiegownik, założono istnienie pewnych prawidłowości w budowie podstawowego ogniwa:

¹² Wartość indukcji resztkowej B_r w próbce ferromagnetycznej po usunięciu pola magnesującego.

¹³ Obliczenia prowadzone są w układzie CGS – elektromagnetycznym, niezracjonalizowanym, powszechnie stosowanym w obliczeniach układów magnetycznych, gdzie $\mu_0=1$. Stąd wymiar B i H jest jednakowy.

- grubość kołnierza nabiegownika t wynosi $L/10$
- grubość tulei nabiegownika nie była rozważana w pomiarach i obliczeniach ale założono, że wynosi $t/2$,
- średnica zewnętrzna nabiegownika r_0 jest równa średnicy zewnętrznej pierścienia magnesu.



Rys. 2-24 Wewnętrzna krzywa rozmagiesowania kilku wybranych materiałów stosowanych w układach okresowych na magnesach stałych [21].

Rys. 2-23 a) definicje parametrów geometrycznych ogniwa układu periodycznego zbudowanego na magnesach pierścieniowych, znormalizowanych względem okresu układu $L = 1$ [45]; **b)** zależność współczynnika rozmagiesowania pierścienia magnesu w polu własnym od jego rozmiarów [21].

Dla różnych kombinacji wymiarów pierścienia magnesu stałego obliczono analitycznie pole rozmagiesowujące, jakie występuje w przypadku namagnesowanego pierścienia wyjętego z magneśnicy i pozostającego w stanie wolnym. Wyniki obliczeń ujęto w postaci wykresu zależności współczynnika rozmagiesowania magnesu N_s od obu znormalizowanych średnic

pierścienia (rys. 2-23b), a współczynnik rozmagnesowania definiuje się jako:

$$N_s = \frac{H_s}{4\pi I}, \quad (2.11)$$

gdzie H_s jest natężeniem pola odmagnesowania a $4\pi I$ magnetyzacją. Dane te pozwalają wyznaczyć początkowy punkt pracy danego magnesu na jego pętli histerezy, który warunkuje dalsze zachowanie magnesu w trakcie jego implementacji do układu ogniskującego LFB. Rysunek 2-24 pokazuje przykładowe krzywe rozmagnesowania uzyskane w obwodzie zamkniętym dla wybranych materiałów magnetycznych oraz proste odpowiadające określonemu współczynnikowi demagnetyzacji N .

W następnych krokach, na drodze eksperymentu i danych analitycznych, dla wielu konfiguracji układu magnes – nabiegunnik, opracowano zestaw wykresów przedstawiających zależności współczynników odmagnesowania magnesów pierścieniowych w nabiegunnikach¹⁴ N_p oraz w zmontowanym układzie magnetycznym N_m , od pozostałych parametrów ogniwa z rysunku 2-23. Pozwalają one na projektowanie okresowych układów ogniskujących dla LFB o nieskończonej długości (brak efektu końców) przy znajomości jedynie wartości wymaganej indukcji magnetycznej na osi lampy B_p i okresu układu periodycznego L . Te bowiem są uwarunkowane tylko parametrami wiązki elektronowej niezbędnej do prawidłowej pracy danej LFB.

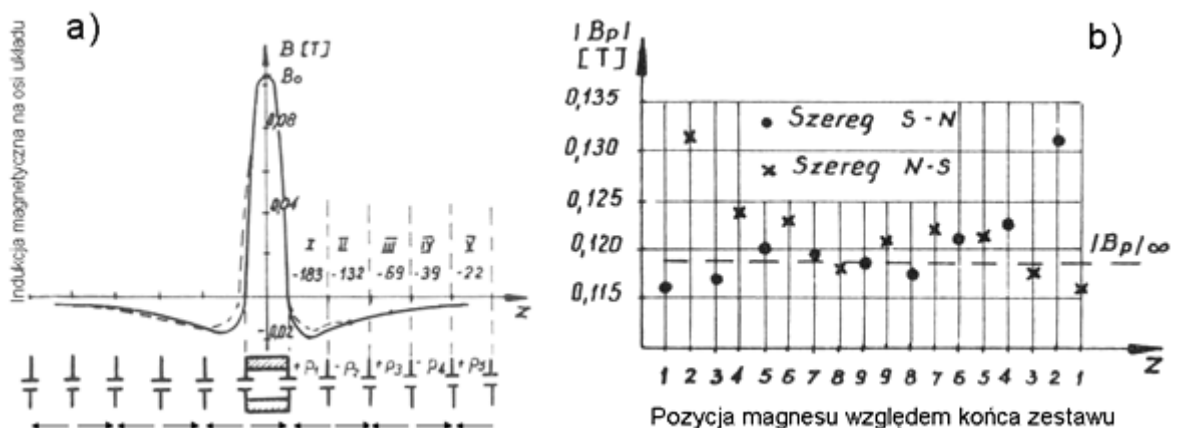
Śledząc terminologię stosowaną w opisie parametrów programu Expres można domyślać się, że obliczenia przez niego wykonywane oparte są na stabilizowanych wynikach uzyskanych w pracy [21]. Taką samą metodologię wyznaczania parametrów układu ogniskującego stosowano również do projektowania układów ogniskujących LFB w dawnym OW PIT.

Program do obliczeń parametrów spiralnej LFB – Expres, dostarcza pełnego zestawu parametrów geometrycznych magnetycznego, periodycznego układu ogniskującego projektowanej lampy dla wymaganej wartości amplitudy pola magnetycznego na osi układu ogniskującego $B_p = \mathbf{BORAB}$. Aby takie pole zrealizować w praktyce, zachowując stałość amplitudy indukcji magnetycznej wzdłuż osi układu, należy uwzględnić również efekty brzegowe, wynikające ze skończonej długości układu. Każdy układ ogniskujący

¹⁴ Współczynniki N_p i N_m opisują zależność między amplitudą składowej osiowej indukcji magnetycznej a magnetyzacją magnesu w wybranym punkcie pracy magnesów, w zmontowanym układzie magnetycznym - $N_p = \frac{H_p}{(4\pi I)_m}$, $N_m = \frac{H_m}{(4\pi I)_m}$.

realnej LFB składa się bowiem, w przeciwieństwie do założeń Schindlera, ze skończonej liczby magnesów. W zależności od typu i konstrukcji LFB jest ich zwykle 20 do 50. Każdy magnes jest źródłem pola magnetycznego obejmującego realnym zasięgiem nawet do 5-6 sąsiednich magnesów z każdej strony. Indukcja pola magnetycznego wytwarzanego przez różne źródła podlega zasadzie superpozycji. Dlatego wartość indukcji magnetycznej na osi danego ogniwa jest sumą algebraiczną pola własnego ogniwa oraz pola pochodzącego od wszystkich źródeł zakłócających. Tym samym wartość amplitudy indukcji pola magnetycznego magnesów ulokowanych w skrajnych pozycjach układu ogniskującego może znacznie odbiegać od wartości indukcji w jego środkowej części.

Zagadnienie wyrównywania rozkładu amplitudy w rzeczywistych układach ogniskujących o skończonej długości zostało rozwiązane przez M. Korusiewicza¹⁵ w pracy [22]. Rysunek 2-25a przedstawia zmierzony przykładowy rozkład pola magnetycznego wytwarzanego przez pierścieniowy magnes stały, umieszczony centralnie w zestawie nabiegunków układu ogniskującego. Widoczny jest znaczny wpływ jego pola



Rys. 2-25 a) Rozkład pól cząstkowych w modelu składającym się z magnesu ferrytowego i szeregu nabiegunków na projektowanych pozycjach w układzie. b) Efekt brzegowy w układzie zestawionym z jednakowo namagnesowanymi kształtkami [22].

rozproszonego na wartość indukcji magnetycznej kolejnych ogniw układu. W ogniwach sąsiednich do rozpatrywanego magnesu pole jest na przemian wzmacniane – poprawka (+ p_1) i osłabiane w następnych – poprawka (– p_2) itd. Linia przerywana na wykresie pokazuje niewielki wpływ wprowadzonej do układu asymetrii przez usunięcie nabiegunków z jednej strony źródła pola, na jego rozkład w przestrzeni. Odpowiada to

¹⁵ Pracownik OW BE (poprzednie nazwy: PIT S.A., Instytut Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej, Przemysłowy Instytut Elektroniki OW).

przypadkowi magnesu umieszczonego na końcu lub początku układu. Uwidocznione na wykresie wartości indukcji pola magnetycznego na poszczególnych pozycjach pozostają w stałej relacji p_m do amplitudy indukcji B_0 źródła:

$$p_m = \frac{B_m}{B_0} . \quad (2.12)$$

Znajomość wyznaczonej eksperymentalnie wartości współczynnika p_m dla danego układu magnetycznego pozwala zatem na obliczenie wartości indukcji pola rozproszonego na pozycji m względem danego ogniwa:

$$B_m = p_m B_0 . \quad (2.13)$$

Wzajemne oddziaływanie wszystkich ogniw periodycznego układ magnetycznego powoduje, że zastosowanie na każdej jego pozycji ogniw o wymaganej - tej samej - wartości indukcji pola na osi pojedynczego ogniwa, prowadziłyby do znacznych wahań amplitudy pola magnetycznego w pobliżu jego końców. Na rysunku 2-25b pokazano przykładowe wyniki pomiaru amplitudy indukcji magnetycznej na osi symetrycznego układu składającego się z $2(n + 1) = 18$ ogniw. Obserwowany rozrzut mierzonych wartości wokół wartości teoretycznej B_p wynosi od -3% do +12%, ale dla innych konfiguracji możliwy jest znacznie większy, np. 20%. Problem rozwiązano przez wprowadzenie odpowiednich poprawek do wartości indukcji B_0 ogniw mierzonych indywidualnie¹⁶ tak, aby wartość amplitudy indukcji magnetycznej mierzonej na osi zmontowanego układu magnetycznego pozostawała stała i równa wartości przewidywanej B_p (w zmiennych programy Expres $B_p = BORAB$).

Dla materiałów magnetycznie „twardych” o dużej wartości natężenia koercji H_c i płaskiej krzywej rozmagnesowania, można pominąć odmagnesowujący, wzajemny wpływ sąsiednich magnesów. Zgodnie z zasadą superpozycji, dla symetrycznego układu magnetycznego składającego się z $2(n+1)$ ogniw¹⁷ (rys. 2-26), można zatem napisać następujący układ równań:

¹⁶ Pomiar amplitudy indukcji magnetycznej na osi zespołu składającego z pierścienia magnetycznego i dwóch nabiegunników. Mierzona w tych warunkach wartość amplitudy pola jest nieco wyższa od wartości mierzonej w zespole nabiegunników tworzących układ magnetyczny. Powodem jest mniejsze rozpraszanie strumienia magnetycznego. Zmierzoną wartość amplitudy indukcji wydzielonego ogniwa należy zatem zwiększyć o $5\% \pm 0,5\%$, by wartość amplitudy indukcji kompletnego układu magnetycznego była zgodną z założeniami.

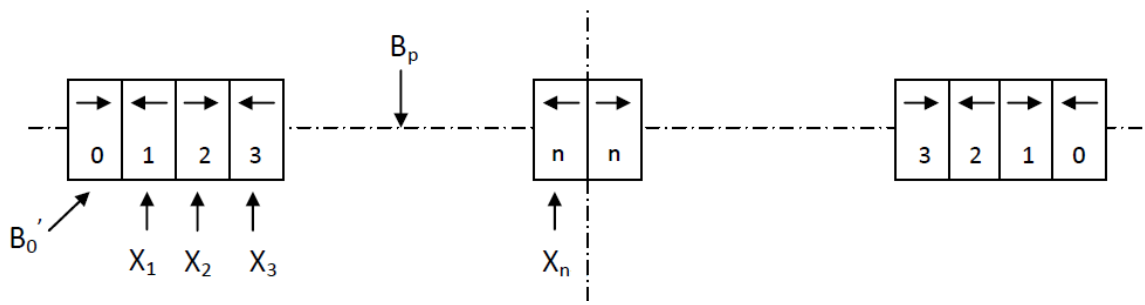
¹⁷ Założono, że n jest liczbą nieparzystą. Przy n parzystym składniki $p_k X_n$ zmieniają znaki na przeciwne.

**Pozycja
ogniwa:**

$$\begin{array}{l}
 \mathbf{0} \\
 \mathbf{1} \\
 \mathbf{2} \\
 \dots \\
 \mathbf{n}
 \end{array}
 \left\{
 \begin{array}{l}
 + B'_0 + p_1 X_1 - p_2 X_2 + p_3 X_3 - \dots + p_n X_n = B_p \\
 + p_1 B'_0 + X_1 + p_1 X_2 - p_2 X_3 + \dots - p_{n-1} X_n = B_p \\
 - p_2 B'_0 + p_1 X_1 - X_2 + p_1 X_3 - \dots + p_{n-2} X_n = B_p \\
 \dots \\
 + p_n B'_0 - p_{n-1} X_1 + p_{n-2} X_2 + p_{n-3} X_3 - \dots + X_n = B_p
 \end{array}
 \right. , \quad (2.14)$$

gdzie X_k jest poszukiwaną wartością indukcji magnetycznej pojedynczego ogniwa ($0 < k < n$), B_p szukaną, stałą wartością amplitudy indukcji pola na osi układu magnetycznego jaką można uzyskać w rozważanym układzie, jeżeli maksymalna amplituda indukcji magnetycznej pojedynczego ogniwa wynosi B'_0 .

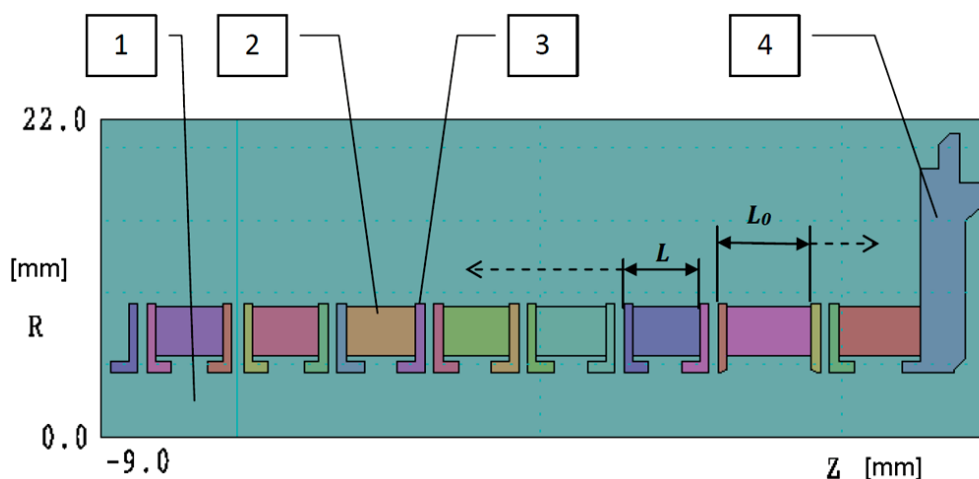
Otrzymany układ $n + 1$ równań liniowych (2.14) z $n + 2$ niewiadomymi ma



Rys. 2-26 Schemat symetrycznego, periodycznego układu ogniskującego zbudowanego z $2n$ identycznych ogniwn (n jest liczbą parzystą); B'_0 - maksymalna możliwa wartość indukcji magnetycznej na pierwszej (skrajnej) pozycji układu, $X_1 \dots X_{n-1}$ - szukane wartości poszczególnych ogniwn, B_p - projektowana wartość amplitudy pola magnetycznego układu.

jednoznacznie rozwiązane o ile znamy wartość przynajmniej jednej z dwu wielkości: B'_0 lub B_p . Jeżeli szukamy wartości stałej amplitudy układu ogniskującego B_p wówczas wartość B'_0 należy wyznaczyć eksperymentalnie mierząc amplitudę indukcji magnetycznej na osi pierwszego ogniwa układu magnetycznego, pod nieobecność pozostałych magnesów. Zazwyczaj jednak zakładamy, że wartość B_p jest znana i tym samym w wyniku rozwiązania układu równań (2.14) otrzymujemy kompletny zestaw wartości amplitud indukcji magnetycznej pojedynczych ogniwn układu periodycznego $X_1, X_2 \dots X_n$ oraz wartość B'_0 .

Opisana w pracy [22] analityczna metoda wyznaczania namagnesowań poszczególnych magnesów sprowadza się do rozwiązania układu równań liniowych o dużej liczbie niewiadomych, których rozwiązanie wymaga zastosowania metod numerycznych. Autor zaproponował odmienną metodę wyznaczania wartości $X_1, X_2 \dots X_n$ dla zadanej wartości B_p ale również odwołującą się do metody superpozycji pól cząstkowych ogniw.



Rys. 2-27 Przekrój końcowego odcinka układu magnetycznego LFB poddanego analizie numerycznej w programie Magnum - Amaze, 1 - obszar próżni, 2 - magnes pierścieniowy, 3 - nabiegunnik, 4 - ekran magnetyczny kolektora.

Jak wynika z analizy przestrzennego rozkładu pola magnetycznego pojedynczego ogniwa układu (rys. 2-25a), liczbę wyznaczonych eksperymentalnie współczynników p_1, p_2, \dots, p_k można w praktyce ograniczyć do wartości $k = 5$. Każdemu z ogniw układu o stałej długości¹⁸ L można więc przyporządkować znormalizowany rozkład składowej osiowej pola magnetycznego o lokalnej wartości indukcji magnetycznej p_k w odległości $\Delta z = k \cdot L$ od osi danego ogniwa. W pobliżu dużych mas magnetycznych, z jakimi mamy zwykle do czynienia na początku i końcu układu magnetycznego, rozkład pola pojedynczego ogniwa ulega deformacji. Z praktyki wiadomo jednak, że zjawisko to dotyczy zasadniczo jedynie trzech skrajnych ogniw układu magnetycznego. Tak więc wynikowe pole magnetyczne $B(z)$ układu pokazanego na rysunku 2-27 opisać można na pomocą maksymalnie czterech typów funkcji rozkładu $f_1(z), f_6(z), f_7(z), f_8(z)$ i odpowiednich wartości amplitud poszczególnych ogniw $B_{01} \dots B_{08}$:

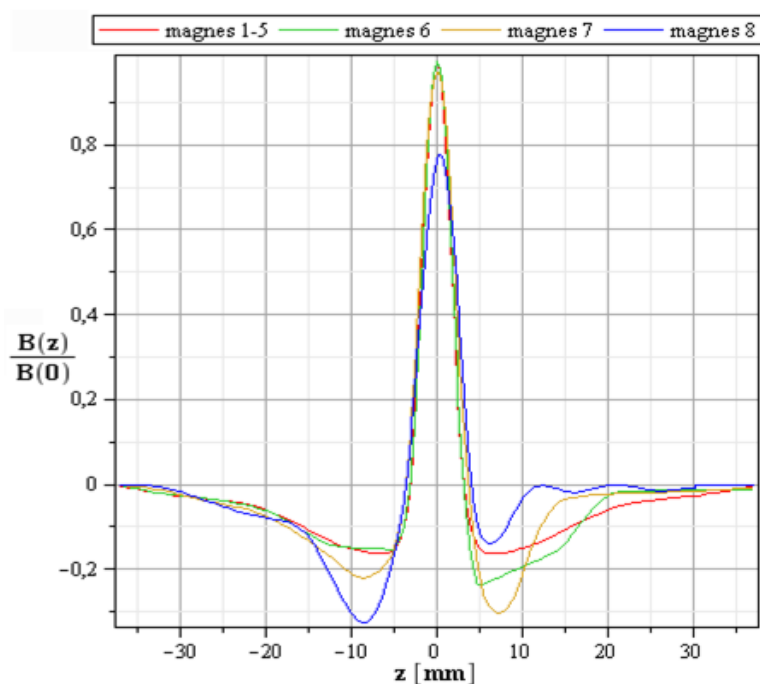
¹⁸ Zasadniczo symbolem L oznaczano wcześniej okres układu magnetycznego. Dla jasności zapisu formuły przyjęto tutaj jednak inne jego znaczenie, odpowiadające sumie grubości pierścienia magnesu i nabiegunnika.

(2.15)

$$B(z) = \sum_{n=1}^6 (-1)^n B_{0n} f_1(z - (n-1)L) + \sum_{n=7}^8 (-1)^n B_{0n} f_1\left(z - 5L - \frac{(n-6)(L+L_0)}{2}\right),$$

gdzie L jest długością ogniwa układu na pozycji $n \leq 6$ a L_0 długością ogniwa na pozycjach $n \geq 7$. Pierwszy składnik sumy (2.15) reprezentuje udział podstawowych ogniw układu o długości L w polu wypadkowym układu. Drugi składnik, odpowiednio, dwóch ostatnich ogniw o długości L_0 .

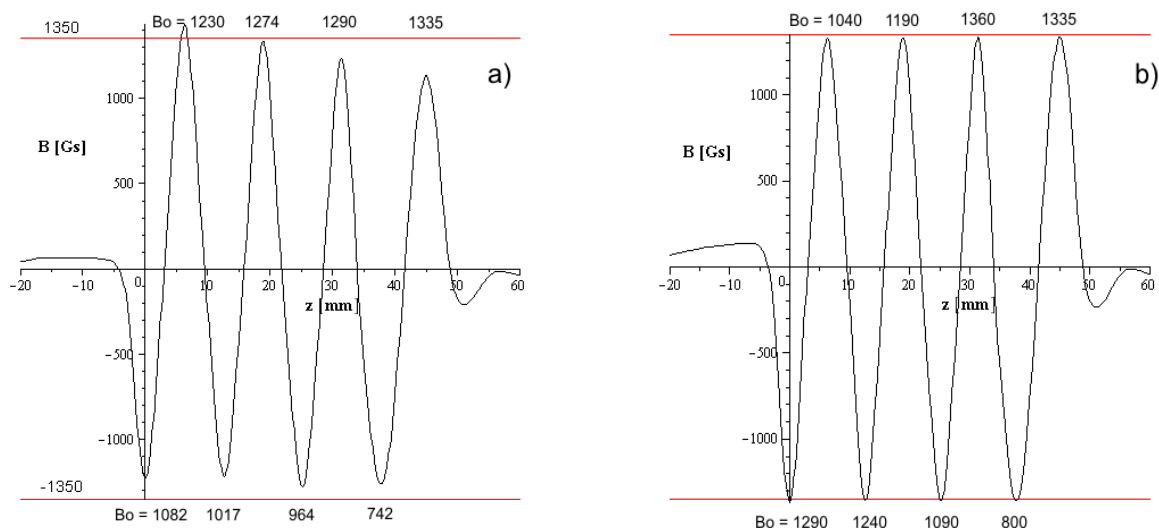
Zagadnienie wyznaczenia pola wypadkowego układu z rysunku 2-27 rozwiązano przy pomocy narzędzia Maple 13. Opracowano odpowiedni arkusz obliczeniowy pozwalający na zdefiniowanie poszczególnych funkcji rozkładu $f_k(\mathbf{z})$ za pomocą funkcji ciągłych, aproksymowanych odcinkami przez wielomiany maksimum trzeciego stopnia¹⁹. Na rysunku 2-28 zestawiono cztery typy funkcji rozkładu pola wyznaczone dla rozważanego układu ogniskującego - widoczna jest różna długość dwóch ostatnich ogniw układu.



Rys. 2-28 Funkcje rozkładu składowej osiowej indukcji pola magnetycznego czterech ogniw układu ogniskującego z rysunku 2-25. Oś zerowa pokrywa się z osią symetrii ogniwa prostopadłą do osi \mathbf{z} . W rozważaniach założono, że każde z tak opisanych ogniw umieszczone jest w układzie na właściwej dla niego pozycji, przy jednoczesnym braku pozostałych magnesów.

Przeprowadzone obliczenia składowej osiowej indukcji magnetycznej wg formuły (2.15) dla pojedynczych ogniw układu ogniskującego, obliczonych metodami opisanymi w pracach [21] i [22], prowadzą do zależności przedstawionej na rysunku 2-29a. Widoczny rozrzut wartości amplitudy indukcji magnetycznej wynika ze skrócenia długości układu do zaledwie ośmiu ostatnich magnesów.

¹⁹ Narzędzie dostępne z menu programu.



Rys. 2-29 a) Funkcja rozkładu składowej osiowej indukcji pola magnetycznego układu ogniskującego z rysunku 2-26 uzyskana metodą superpozycji pól składowych. Linia czerwoną oznaczono wartość teoretyczną indukcji magnetycznej na osi kompletnego układu ogniskującego. W pobliżu ekstremów funkcji odpowiadających położeniu środka ogniwa umieszczono wartości indukcji ogniwa zmierzoną w układzie dwóch nabiegunków i magnesu; **b)** rozkład indukcji pola magnetycznego w skorygowanym układzie ogniskującym; nowe wartości amplitud indukcji magnetycznej ogniw naniesiono w pobliżu poszczególnych maksimum rozkładu.

Korzyści płynące z zastosowanej przez autora metody superpozycji do wyznaczania rozkładu pola magnetycznego, polegają na możliwości szybkiej oceny zmian jakie wynikają z wprowadzanych do układu poprawek. Często wynikają one np. z konieczności poprawy warunków ogniskowania wiązki elektronowej w konkretnym egzemplarzu lampy. Zasadnicza korzyść polega jednak na możliwości szybkiego rozwiązania układu równań (2.14) w postaci graficznej, przez wprowadzanie kolejnych poprawek do wartości amplitudy indukcji poszczególnych ogniw i obserwację przebiegu otrzymanego w danym kroku rozkładu indukcji magnetycznej. Na rysunku 2-29b pokazano wykres stanu końcowego prowadzonych obliczeń oraz uzyskane stąd wartości indukcji pojedynczych ogniw dla założonej, stałej wartości amplitudy na osi układu 1350 Gs (135 mT).

2.4.3. Analiza numeryczna pola okresowego układu ogniskującego w programie **Magnum**

Zaprojektowany przy użyciu metod analityczno-empirycznych, opisanych w rozdziałach 2.4.1 i 2.4.2, periodyczny, ogniskujący układ magnetyczny na pierścieniowych magnesach stałych poddano analizie numerycznej w programie Magnum

narzędzia Amaze. Celem zasadniczym było porównanie rozkładu amplitud indukcji pola magnetycznego uzyskanych metodami klasycznymi, z wynikami analizy numerycznej układu metodą MES i ocena zgodności tak uzyskanych wyników z eksperymentem. Dzięki technice MES możliwe było uzyskanie rozkładu indukcji pola magnetycznego wewnątrz ferromagnetyków, trudne do uzyskania zarówno metodami eksperymentalnymi jak i analitycznymi. Pozwala to na wykrywanie słabych punktów konstrukcji, czyli miejsc gdzie materiał znajduje się w stanie bliskim nasycenia a jego przenikalność magnetyczna ulega gwałtownemu zmniejszeniu. W przypadku projektowanej LFB miało to specjalne znaczenie ze względu na zmianę wprowadzoną do klasycznej konstrukcji nabiegunnika. Nabiegunniki z obszaru wyjściowego lampy podzielono bowiem na dwie symetryczne części, z umieszczonym między nimi pierścieniem wykonanym z miedzi. Takie rozwiązanie ułatwia odprowadzanie ciepła z linii opóźniającej do zewnętrznej chłodnicy²⁰, ale jednocześnie wymaga optymalizacji grubości części ferromagnetycznych ze względu na niebezpieczeństwo wystąpienia lokalnych przekroczeń dopuszczalnych wartości pola magnetycznego.

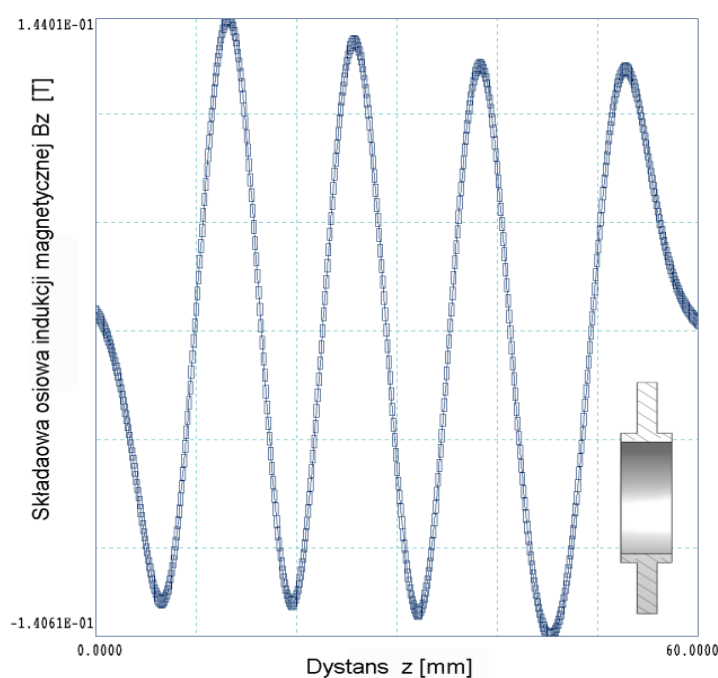
Analizie poddano rozkład składowej osiowej indukcji pola magnetycznego układu ogniskującego zaprojektowanego dla lampy LO-500. Kompletny układ ogniskujący składa się z 62 ogniw i powinien zapewnić stałość amplitudy składowej osiowej indukcji magnetycznej na poziomie $B_p \pm 4\%$. Ze względu na długi czas obliczeń numerycznych, przy zastosowaniu gęstej sieci węzłów, rozważania ograniczono do układu skróconego, składającego się z 8 końcowych ogniw projektowanego układu. Wymiary końcowego odcinka układu ogniskującego LFB, wprowadzone do programu Amaze, pokazano na rysunku 2-25. Różnymi kolorami zaznaczono charakterystyczne regiony uwzględnione w obliczeniach. Przyjęto następujące założenia:

- nabiegunniki i ekran kolektora wykonane są z czystego żelaza (nazwa handlowa *armco*),
- magnesy pierścieniowe typu SmCo²¹ namagnesowane są w kierunku osiowym,
- pozostałość magnetyczna osłony próżniowej wykonanej ze stali nierdzewnej jest pomijalnie mała.

²⁰ Wyniki badań wpływu takiego rozwiązania na warunki cieplne konstrukcji przedstawiono w rozdziale 5.

²¹ Rodzaj magnetycznie twardej materiałów stosowanych powszechnie w układach ogniskujących LFB ze względu na wysokie wartości remanencji (800 mT) i niski współczynnik podatności na zmiany temperatury (ok. 0,03 %/K) [47].

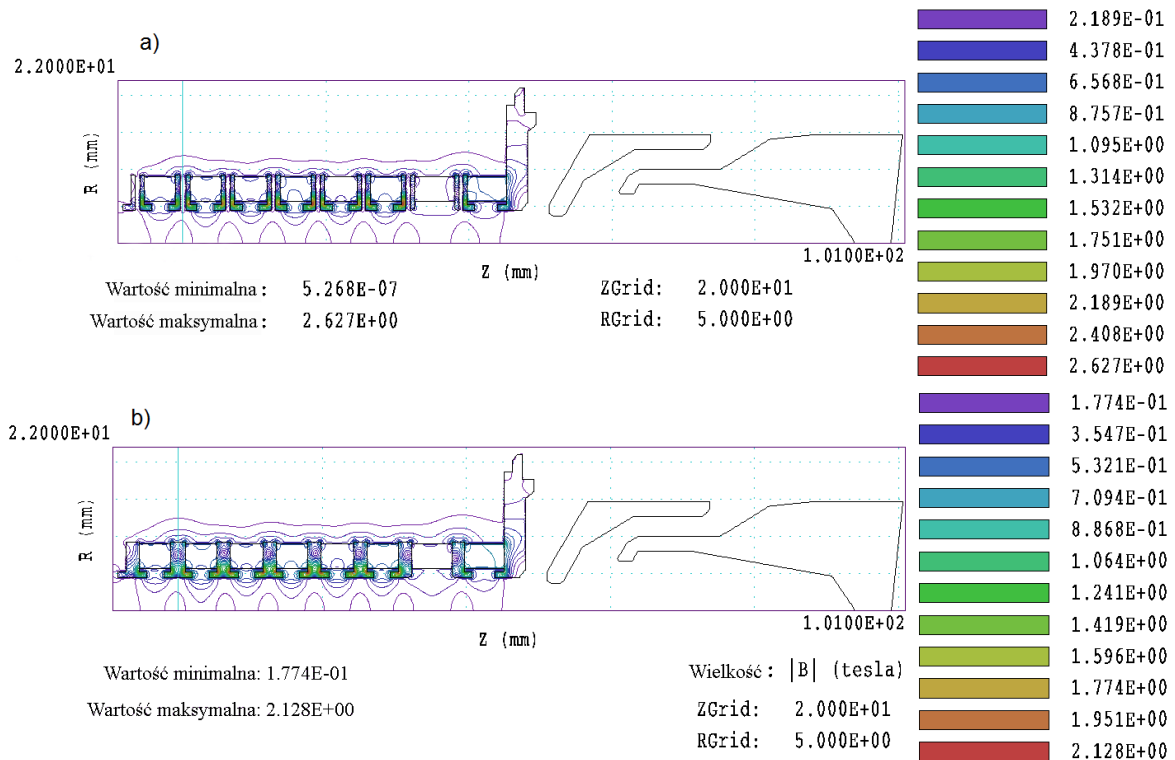
Rysunek 2-29 zawiera wyniki obliczeń rozkładu składowej osiowej indukcji pola magnetycznego B_z układu pokazanego na rysunku 2-26. Program wykorzystuje zapisane w nim własności magnetyczne typowych materiałów. Namagnesowanie kształtek magnesów poszczególnych ogniów ustalano więc przez dobór takiej wartości remanencji B_r materiału aby obliczona numerycznie amplituda indukcji pola magnetycznego tego ogniwa pozostawała w zgodzie z wartością planowaną B_{0n} . Dla poszczególnych ogniów układu przyjęto wartości amplitud indukcji magnetycznej zastosowane w realnej LFB.



Rys. 2-30 Składowa osiowa indukcji magnetycznej obliczona dla osi układu magnetycznego pokazanego na rysunku 2-27. Układ magnetyczny zredukowano do ostatnich ośmiu magnesów ze względu na skrócenie czasu obliczeń.

Maksymalny poziom indukcji magnetycznej obserwowanej wewnątrz niektórych dzielonych nabiegunników, w pobliżu ich wewnętrznych narożników, wynosi ok. 2,6 T (rys. 2-31a - kolor czerwony) i przekracza dopuszczalny poziom indukcji pola magnetycznego dla żelaza – ok. 2,2 T. Może to wpłynąć na obniżenie poziomu indukcji magnetycznej obserwowanego na osi LFB a tym samym obniżyć stopień efektywnego wykorzystania energii magnesów.

W wypadku nabiegunników pełnych (rys. 2-31b) obserwowany, maksymalny poziom indukcji magnetycznej wewnątrz nabiegunników wynosi ok. 2,1 T i ogranicza się - tak jak poprzednio – wyłącznie do wewnętrznych narożników nabiegunników.

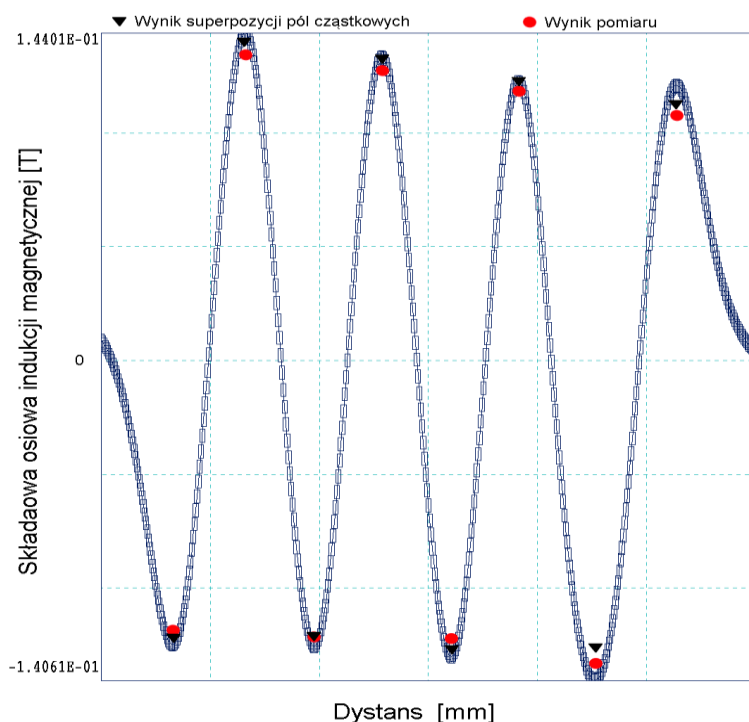


Rys. 2-31 Symulacja numeryczna rozkładu indukcji pola magnetycznego w zredukowanym układzie ogniskującym lampy LO-500 składającym się z 8 ostatnich ogniów: **a)** układ z nabiegunnikami typu 2 (rys. 5-3), **b)** układ z nabiegunnikami typ 3 (rys. 5-3).

2.4.4. Składowa osiowa indukcji magnetycznej periodycznego układu ogniskującego wyznaczona metodą analityczną i numeryczną a eksperyment

Wyniki obliczeń składowej osiowej indukcji pola magnetycznego układu ogniskującego, uzyskane metodą zaproponowaną przez autora w rozdziale 2.4.2 oraz wyniki z symulacji numerycznej, skonfrontowano z danymi uzyskanymi z pomiarów modelu układu ogniskującego. Jak wynika z wykresu, którego bazą jest wynik symulacji numerycznej w programie Magnum (rys. 2-31), największe różnice obserwuje się w końcowych ogniach układu. Prawdopodobnie, przyczyną tego jest obecność dużej masy ferromagnetycznej na końcu układu, która silnie wpływa na deformację symetrii pól dwóch ostatnich ogniów. W przypadku symulacji numerycznej odchylenie od wartości

mierzonej na pozycji nr 8 wynosi aż 12,4 % podczas, gdy wynik uzyskany metodą analityczną odchyła się tylko o 5,8 %. Ogólnie jednak dokładność wyznaczania wartości amplitudy obu metod wydaje się być porównywalną a odchylenie od wartości uzyskanych eksperymentalnie nie przekracza 5,8 % dla metody superpozycji pól cząstkowych i 6,7 % dla symulacji numerycznej metodą MES.



Rys. 2-32 Składowa osiowa indukcji magnetycznej układu ogniskującego z rysunku 2-27 uzyskana różnymi metodami:

- wynik pomiaru,
- ▼ wynik analityczny.

Linia punktowa stanowiąca odniesienie dla tych wyników reprezentuje rozkład obliczony w programie Amaze i pokazany wcześniej na (rys. 2-30).

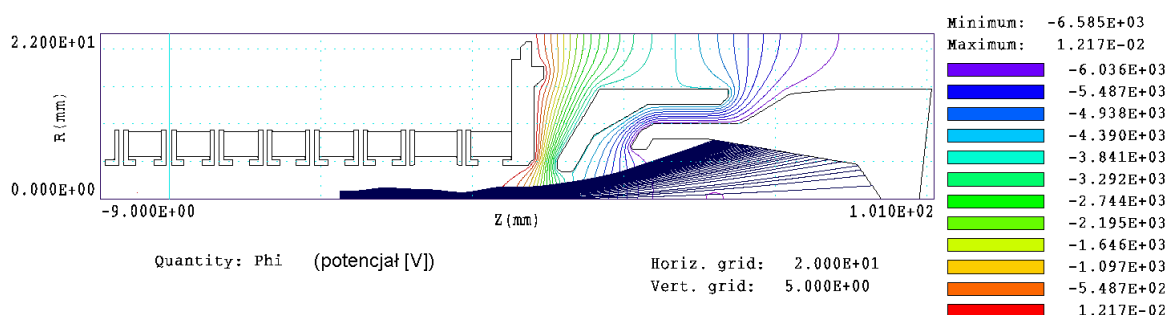
2.5. Kolektor elektronów

Obliczenia parametrów konstrukcji projektowanej LFB w programie Express (rozd. 2.1.1) nie dostarczają żadnych danych, w zakresie geometrii poszczególnych obszarów dwustopniowego kolektora elektronów. W związku z tym, przyjętą wstępnie wersję kolektora i elektronów poddano analizie numerycznej w programie Amaze, w celu wyznaczenia torów elektronów wiązki w obszarze kolektora, w obecności pola magnetycznego układu ogniskującego i pola elektrycznego elektrod. Zastosowane w obu stopniach kolektora potencjały ujemne względem potencjału linii opóźniającej są źródłem hamującego wiązkę elektronową pola elektrycznego²². Ich celem jest poprawa ogólnej sprawności LFB. Wartość zastosowanych napięć kolektorowych i związany z tym podział

²² Zagadnienie to zostało omówione szerzej w rozdziale 3.

prądu wiązki docierającej do kolektora pomiędzy obydwoma jego stopniami, mają zatem decydujący wpływ na wynik końcowy obok poziomu mocy sygnału wyjściowego b.w.cz. Zasadniczym problemem jaki próbowano rozwiązać za pomocą metody MES było w tym wypadku wyznaczenie wartości prądów przechwyty jego poszczególnych stopni dla danej geometrii kolektora i określonych warunków zasilania.

Wyniki symulacji 2500 torów tzw. elektronów zastępczych, reprezentujących całkowity prąd wiązki dla pierwszej wersji kolektora (rys. 2-34a), pokazano na rysunku 2-33. Symulację wykonano w warunkach braku sygnału sterującego dla napięć zasilania obliczonych przez program Expres - napięcie katody $U_0 = 8$ kV, napięcie kolektora²³ #1 $V1KOL = 3,9$ kV oraz napięcie kolektora #2 $V2KOL = 1,5$ kV. Stwierdzono, że wszystkie torzy elektronów wiązki zamykają się w obszarze kolektora #2, co na tym etapie powstawania konstrukcji LFB wydawało się wynikiem zadowalającym. Całkowita sprawność LFB, obliczona przez program jako $KPDT2 = 0,51$, znacznie odbiega jednak od typowych wartości sprawności lamp oferowanych przez renomowane firmy tj. $0,3 \div 0,37$ [11].

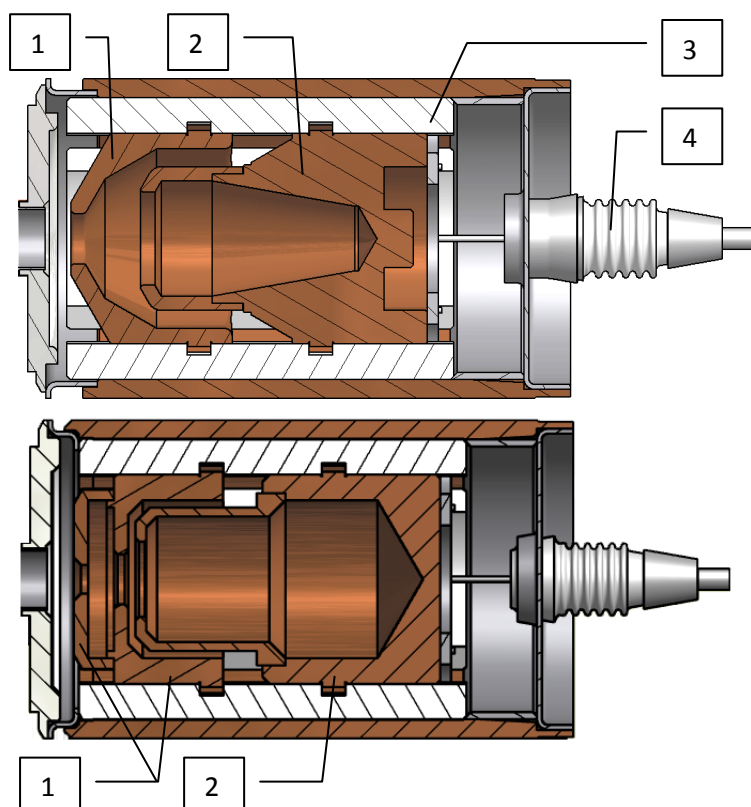


Rys. 2-33 Symulacja transmisji wiązki elektronowej w końcowym odcinku LFB LO-500 dla pierwszego przybliżenia geometrii kolektora dwustopniowego, w warunkach braku sygnału sterującego b.w.cz. (nie występuje oddziaływanie z falą elektromagnetyczną). Napięcie kolektora #1 zgodne z danymi programu Expres.

Wyniki pierwszych pomiarów pokazały, że całkowita sprawność LFB z takim kolektorem, nawet z zastosowaniem dodatkowej korekcji pola magnetycznego, nie przekraczała wartości 0,27. Przyczyną tak małej sprawności mógł być zbyt duży strumień elektronów wtórnych docierających do kolektora #1 i linii opóźniającej, nie uwzględniany w wykonanych symulacjach MES.

²³ Napięcia obu kolektorów odnoszone są w stosunku do katody LFB. Potencjały obu kolektorów mierzone względem potencjału LO wynoszą: $-U_0 + V1KOL = -4,1$ kV oraz $-U_0 + V21KOL = -6,5$ kV.

Do konstrukcji kolektora wprowadzono więc zmiany. Zmniejszono średnicę otworów wlotowych obu stopni, przysunięto czoła obu kolektorów w kierunku końca układu magnetycznego, powiększono objętość wnęki drugiego stopnia oraz domknęto dodatkową przesłoną objętość kolektora #1 (rys. 2-34b).



Rys. 2-34

a) Pierwotna wersja kolektora dwustopniowego. Wyniki symulacji transmisji wiązki elektronowej w końcowym odcinku linii opóźniającej pokazano na rysunku 2-33,

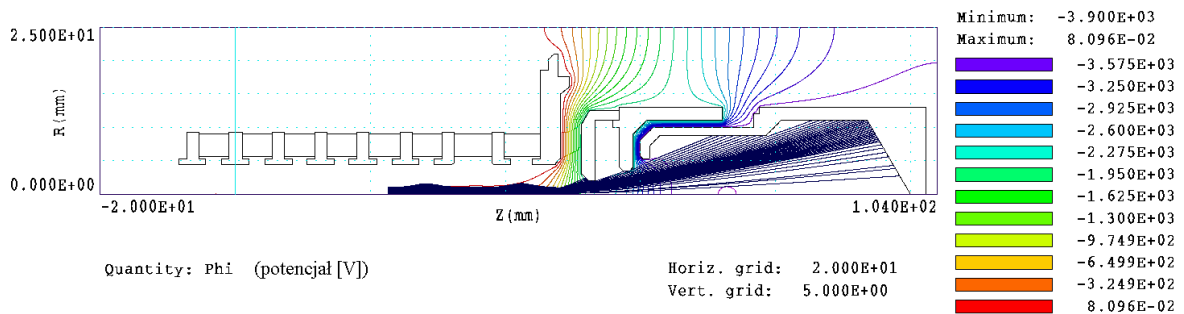
b) Przekrój kolektora LFB po dokonanych zmianach konstrukcyjnych, wynikających z pomiarów modelu kolektora z rys. 2-34a. Wyniki symulacji numerycznych dla tej wersji kolektora pokazano na rysunku 2-35.

1 - kolektor #1, 2 - kolektor #2, 3 - wkładki ceramiczne, 4 - izolator wyprowadzenia kolektora #1.

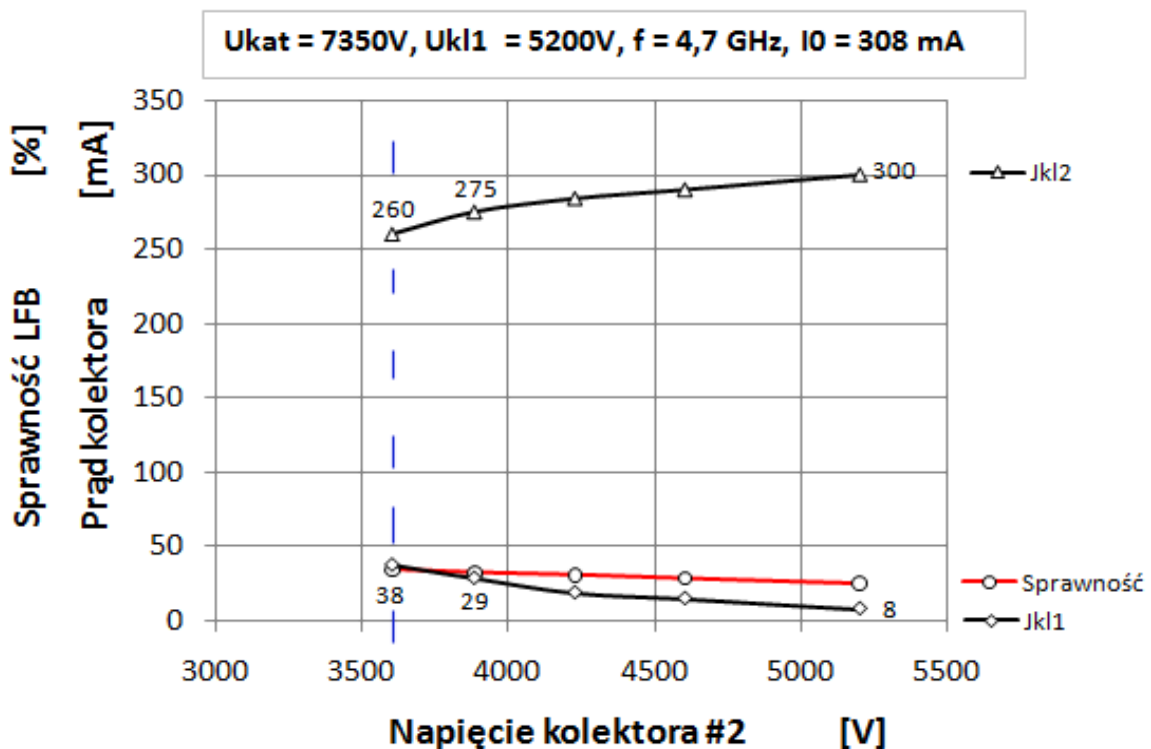
W celu przybliżenia warunków symulacji numerycznej do rzeczywistych warunków pracy LFB wprowadzono korektę danych wejściowych. Z prawa zachowania energii wynika, że energia końcowa elektronów wchodzących w obszar hamującego pola elektrycznego kolektora pracującej LFB jest zawsze mniejsza od ich energii początkowej. Przyjęto zatem w uproszczeniu, że monoenergetyczna wiązka elektronowa opuszczająca przestrzeń linii opóźniającej ma obniżoną prędkość w stopniu adekwatnym do sumy mocy wyjściowego sygnału b.w.cz. i całkowitej mocy strat w spirali ($\Delta P = 500$ W). Zmianę wprowadzono redukując energię początkową elektronów przez obniżenie napięcia przyspieszającego do wartości U_k , wg formuły:

$$U_k = U_0 - \frac{\Delta P}{10}. \quad (2.16)$$

Założono przy tym, że wartość prądu wiązki I_0 jest w przybliżeniu stała a jego przechwyty przez linię opóźniającą, pomijalnie mały. Na rysunku 2-35 pokazano wyniki symulacji transmisji tak zdefiniowanej wiązki elektronowej w obszarze wyjściowym LFB,



Rys. 2-35 Symulacja transmisji wiązki elektronowej o promieniu 1 mm w końcowym odcinku LFB LO-500 dla poprawionej geometrii kolektora dwustopniowego, w warunkach obniżonej mocy wiązki określonej wg formuły (2.16). Potencjały kolektorów ustalono zgodnie z wynikami pomiaru modelu kolektora: -2,2 kV dla #1 oraz -3,8 kV dla #2. W tych warunkach prądy kolektorów wyniosły odpowiednio: 44,8 mA oraz 275,2 mA.



Rys. 2-36 Wyniki pomiaru sprawności LFB i prądów poszczególnych stopni kolektora lampy LO-500 dla napięcia kolektora #1 5,2 kV oraz różnych wartości napięć kolektora #2.

przeprowadzone w programie OmniTrak. Obliczone wartości prądów przechwytywanych przez poszczególne stopnie kolektora i oszacowane przez program na $I_{K11} = 44,8$ i $I_{K12} = 275,2$ mA, dla sumarycznego prądu kolektora 320 mA, są porównywalne z wartościami uzyskanymi z pomiarów realnej konstrukcji²⁴ ($I_{K11} = 38$ mA, $I_{K12}=260$ mA). Charakterystyki pomiarowe modelu kolektora zdjęte w realnych warunkach pracy LFB pokazano na rysunku 2-36.

Dane przedstawione na rysunku 2-35 wydają się wskazywać na konieczność niewielkiego powiększenia średnicy wlotowej kolektora #1 w celu wprowadzenia do jego wnętrza elektronów zewnętrznych wiązki. Może to wpłynąć na redukcję strumienia elektronów wtórnych docierających do linii opóźniającej a tym samym zwiększyć sprawności całkowitą lampy.

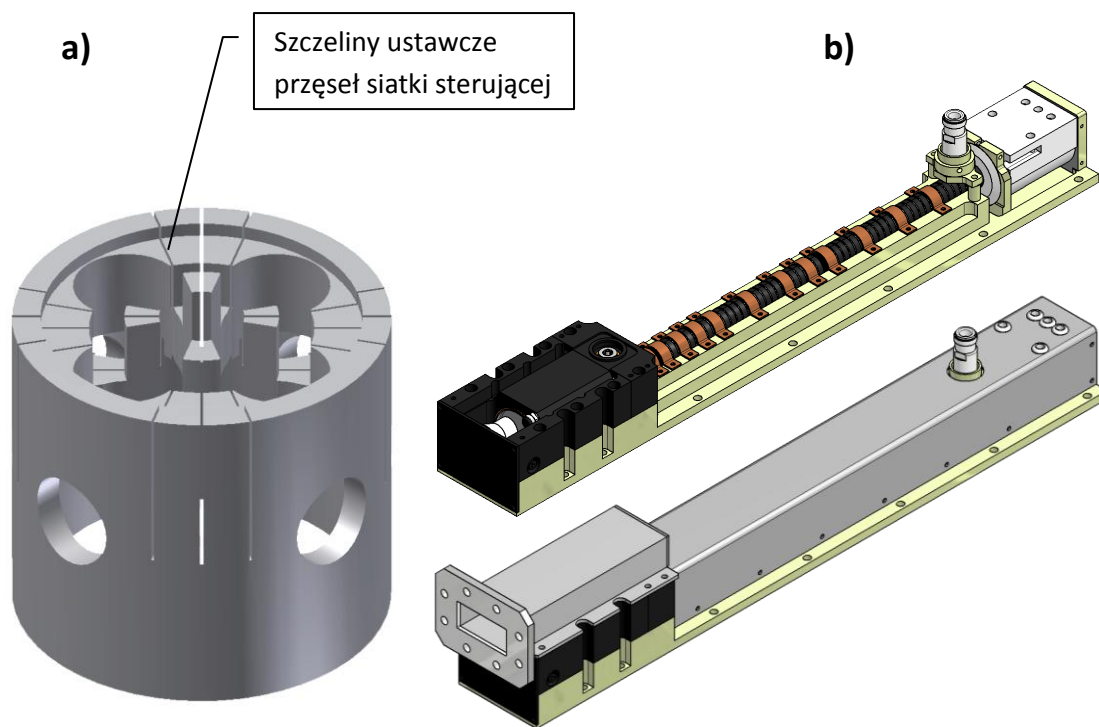
2.6. Konstrukcja mechaniczna LFB

Konstrukcja mechaniczna LFB zaprojektowana została w całości przy pomocy narzędzi programu Inwentor. Wszystkie detale, podzespoły z nich zbudowane i złożenia wyższego rzędu projektowano w technologii 3D, co zapewniło konstrukcji niezbędną dokładność i zminimalizowało ilość błędów wynikających z niewłaściwego wymiarowania. Wprowadzenie każdej zmiany w elemencie podstawowym, któremu przypisano właściwe mu cechy fizyczne, jest bowiem równoznaczne z dokonaniem automatycznych zmian w całym projekcie urządzenia.

Technika 3D pozwala na realizację animacji (np. obroty w przestrzeni), które stanowiły znaczną pomoc dla projektanta w wypadku detali lub zespołów o skomplikowanym kształcie. Dotyczy to również licznego oprzyrządowania technologicznego, niezbędnego do wykonawstwa podzespołów LFB, często o bardzo skomplikowanych kształtach. Przykładem może być konstrukcja oprzyrządowania technologicznego przeznaczonego do montażu zespołu siatek cieniowych, sterujących prądem wiązki LFB (rys. 2-37a).

Na rysunku 2-37b pokazano przykładowe widoki LFB w różnych stadiach kompletacji przygotowane w programie Autodesk Inventor.

²⁴ Po uwzględnieniu, że sumaryczny prąd kolektora jest w tych warunkach mniejszy i wynosi ok. 300 mA.



Rys. 2-37 Przykłady zastosowania programu Autodesk Inventor do projektowania konstrukcji LFB: **a)** Przyrząd do montażu zespołu siatek sterujących wyrzutni elektronów, **b)** Lampa LFB na różnych poziomach kompletacji.

2.7. Wynikowe parametry elektryczne prototypu

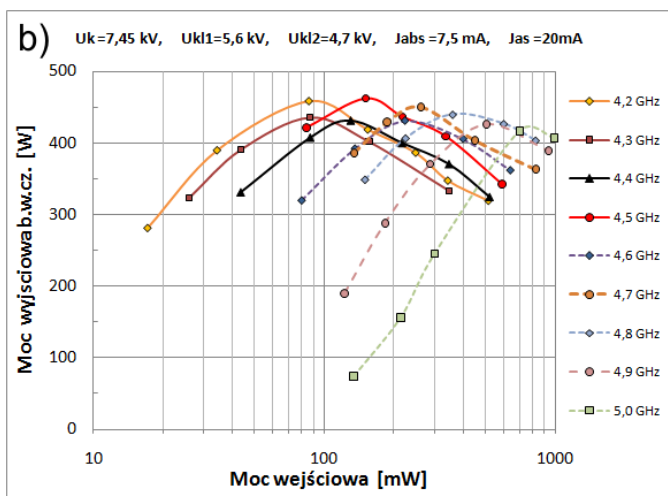
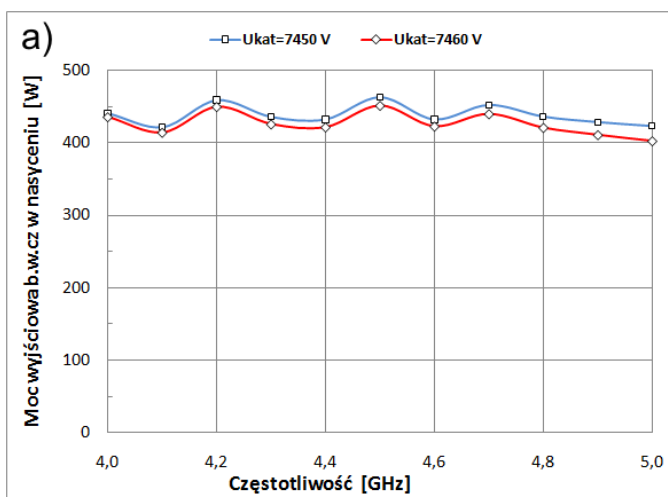
Aczkolwiek uzyskane wartości parametrów elektrycznych projektowanej LFB nie stanowią istoty tej pracy, to jednak uzyskane wyniki stanowią oczywiste odniesienie do zastosowanych w tej pracy metod obliczeniowych. Takie wielkości jak WFS obwodu wejściowego i wyjściowego, poziom mocy wyjściowej, wzmocnienie oraz sprawność wpływają bowiem na rozkład mocy strat w LFB, co przekłada się bezpośrednio na określone warunki termiczne konstrukcji. W szczególnym stopniu dotyczy to linii opóźniającej która, ze względu na swoje niewielkie rozmiary i duże gęstości mocy strat, może stanowić klucz do uzyskania czasu życia wyrobu satysfakcjonującego użytkownika. Zagadnienie obciążeń termicznych LFB fali ciągłej, a w szczególności struktury spiralnej linii opóźniającej LFB, stanowi główny motyw dalszej części tej pracy.

Dla użytkownika, zasadniczymi charakterystykami LFB określającymi jej możliwości energetyczne są zależność mocy wyjściowej w warunkach nasycenia²⁵ od częstotliwości

²⁵ tzn. dla takiego poziomu sterującej mocy wejściowej, dla której moc wyjściowa jest maksymalna.

(rys. 2-38a) oraz zależność sprawność przemiany energii zasilania na energię sygnału b.w.cz. od warunków zasilania (rys. 2-36).

Zależności z rysunku 2-38a wyznaczają maksymalną dostępną moc sygnału wyjściowego LFB w poszerzonym paśmie częstotliwości 4 ÷ 5 GHz. Charakterystyki zdjęto dla dwóch nieznacznie się różniących napięć katody: $U_{Kat} = 7,45$ kV i 7,46 kV. Pokazują silny wpływ napięcia katodowego na poziom mocy wyjściowej oraz jej



Rys. 2-38 a) Zależności mocy sygnału wyjściowego b.w.cz lampy LO-500 od częstotliwości, b) Zależność mocy sygnału wyjściowego b.w.cz od mocy wejściowej w rozszerzonym zakresie częstotliwości [23].

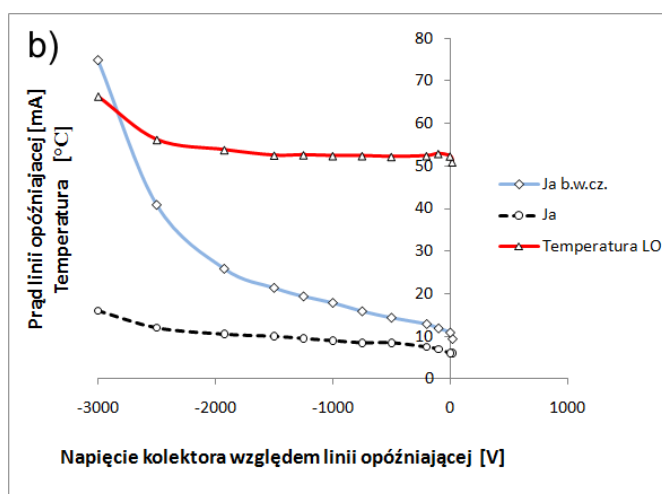
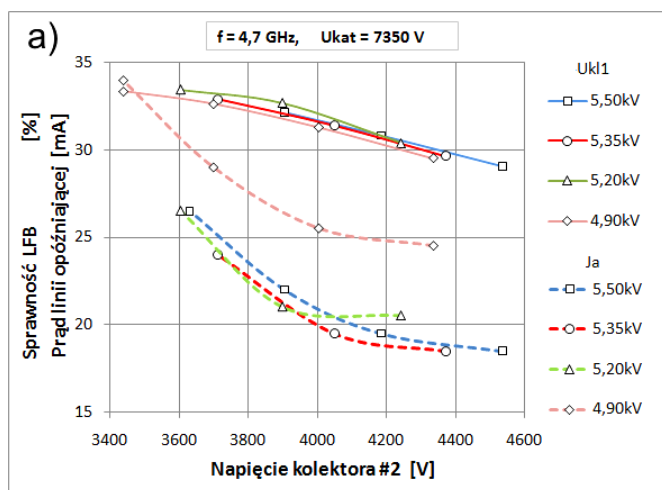
charakterystyki fazowe (tutaj niepokazane). Wpływ ten muszą uwzględnić konstruktorzy zasilaczy dostarczając stabilnych źródeł wysokiego napięcia, zapewniających odpowiednią stałość fazy sygnału wyjściowego.

Charakterystyki zależności mocy wyjściowej b.w.cz. od mocy sterowania (rys. 2-38b) pozwalają wybrać właściwy dla danej częstotliwości punkt pracy LFB, minimalizując wpływ zmian fazy na wyjściowe własności urządzenia [23,24]. Szczególnie istotne jest to w przypadku zastosowań telekomunikacyjnych LFB, wykorzystujących modulację fazową.

Charakterystyki energetyczne pokazane na rysunku 2-39a, zmierzone dla środkowej częstotliwości pasma pracy 4,7 GHz, ustalonego napięcia katody $U_{Kat} = 7,35$ kV i różnych kombinacji napięć obu stopni kolektora U_{K11} i U_{K12} , pozwalają określić sprawność LFB w danych warunkach zasilania. O wyborze właściwego punktu pracy kolektora powinna

decydować jednak nie tylko uzyskana sprawność ale również wielkość prądu przechwyty linii opóźniającej I_a .

Wraz z obniżaniem wartości napięcia drugiego stopnia kolektora prąd I_a szybko narasta a jego źródłem są głównie elektrony emisji wtórnej pochodzące z wnętrza obu



Rys. 2-39 a) Sprawności LFB i prąd linii opóźniającej dla różnych kombinacji napięć dwustopniowego kolektora lampy LO-500 - dla środkowej częstotliwości pasma pracy; b) Wpływ napięć zasilania kolektorów na wielkość prądu linii opóźniającej i temperaturę osłony próżniowej końcowego odcinka lampy w warunkach pracy impulsowej; chłodzenie linii opóźniającej: powietrzne, obciążenie LFB mocą średnią: 10% mocy w trybie ciągłym [23].

stopni kolektora [6]. Energia kinetyczna jaką nabywają w przyspieszającym polu elektrycznym²⁶ kolektora, wydzielana jest pod postacią ciepła w wyjściowym obszarze spirali, osłonie próżniowej lampy oraz w kołnierzu łączącym LO z kolektorem. Wraz z obniżaniem napięć obydwu kolektorów sprawność ogólna LFB rośnie. Odbywa się to jednak kosztem wzrostu temperatury wyjściowego odcinka spirali (rys. 2-39b). Oprócz katody, to właśnie obciążenie termiczne wyjściowego odcinka linii opóźniającej jest jednym z zasadniczych czynników limitujących czas życia LFB. Rola tego parametru uwydatnia się

przykładowo w zastosowaniach telekomunikacyjnych, gdzie zautomatyzowane nadajniki lokalizowane są w tak trudnodostępnych miejscach jak pokłady satelitów telekomunikacyjnych [6].

²⁶ Elektrony pierwotne poddane są działaniu hamującego pola elektrycznego w obszarach pomiędzy elektrodami obszaru kolektora. Jednak elektrony emisji wtórnej pochodzące z powierzchni wewnętrznych kolektora, podlegają w tym samym polu elektrycznym przyspieszaniu w kierunku linii opóźniającej.

3. Termiczne aspekty konstrukcji LFB

Z istoty działania lamp z falą bieżącą, z polami równoległymi wynika podział ich budowy na trzy, zasadniczo odrębne sekcje:

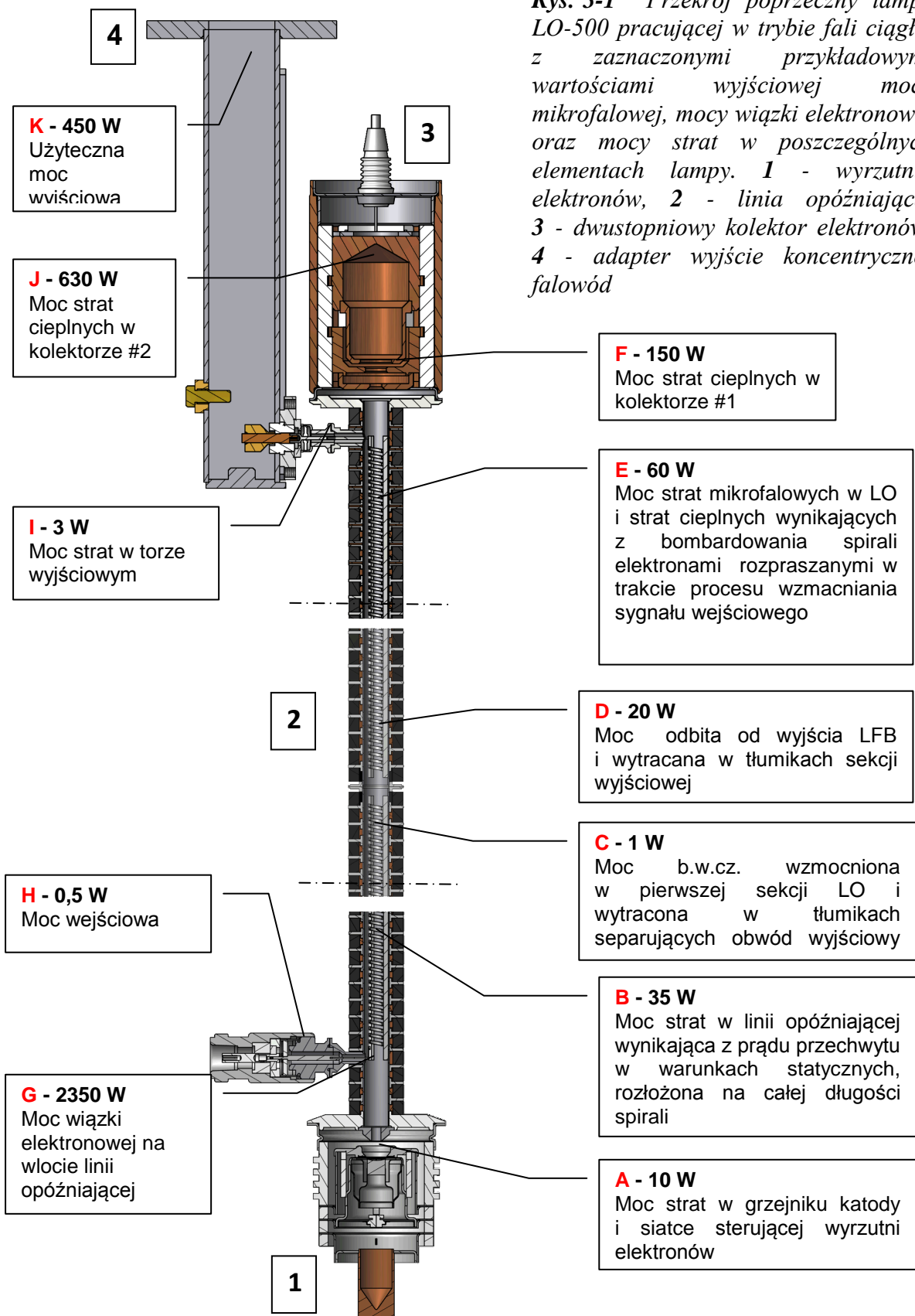
- wyrzutnię elektronów będącą źródłem uformowanej wiązki elektronowej,
- zespół linii opóźniającej w obszarze którego zachodzi współdziałanie wiązki elektronowej z falą elektromagnetyczną, w polu magnetycznym układu ogniskującego,
- kolektor elektronów, gdzie w hamującym polu elektrycznym wiązka elektronowa oddaje część swojej energii kinetycznej z powrotem do zasilacza LFB a pozostała jej część w całości zostaje zamieniona na ciepło.

Podział ten determinuje w istotnym stopniu własności mikrofalowe i cieplne omawianego typu lamp, w wyraźny sposób odróżniając je od amplitronów (ang. CFA²⁷), gdzie kolektor stanowi integralną część linii opóźniającej [25,26]. Każdy z wymienionych obszarów LFB narażony jest w różnym stopniu na obciążenia termiczne. Zależy to od wielkości mocy wyjściowej, przyjętego rozwiązania konstrukcyjnego kolektora oraz trybu pracy lampy - zarówno współczynnika wypełnienia²⁸ jak i poziomu mocy wejściowej.

Na rysunku 3-1 pokazano przekrój lampy LO-500 opracowanej w Oddziale Wrocławskim BE, której głównym konstruktorem był autor [27,23]. Urządzenie o nominalnej mocy wyjściowej 400 W, pracujące z falą ciągłą w paśmie 4,4 ÷ 5,0 GHz, zaprojektowano mając na względzie jej przeznaczenie do nadajników urządzeń komunikacji troposferycznej. Kierowano się więc koniecznością zapewnienia możliwie wysokiej całkowitej sprawności energetycznej oraz minimalizacji strat w linii opóźniającej. W lampach LFB pracujących z falą ciągłą, wielkość obciążenia termicznego linii opóźniającej przekłada się bowiem bezpośrednio na niezawodność konstrukcji. Dla ilustracji rodzaju i rozkładu obciążeń lampy, w opisie rysunku 3-1 zamieszczono szacunkowe wartości mocy strat jakich należy oczekiwać w danym elemencie. Rysunek nie zawiera obudowy lampy stanowiącej integralną jej część, której zasadniczym przeznaczeniem jest odprowadzanie ciepła do zewnętrznej chłodnicy na drodze przewodnictwa cieplnego.

²⁷ Cross Field Amplifier - lampa ze skrzyżowanymi względem siebie polami elektrycznym i magnetycznym.

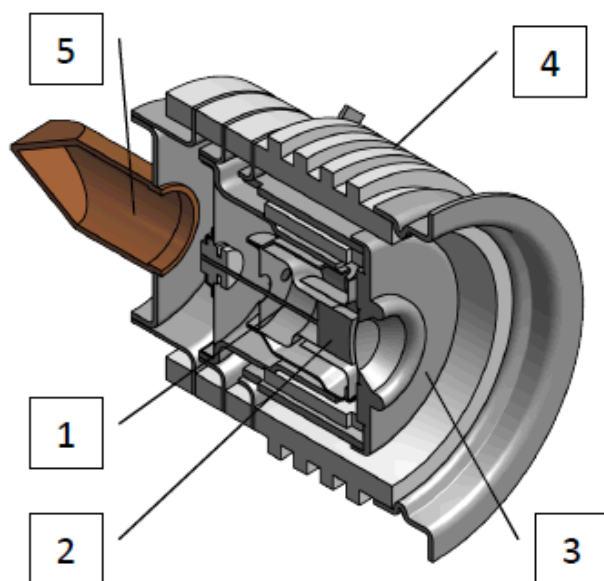
²⁸ Wyrażony w procentach stosunek długości czasu trwania impulsu mocy wyjściowej (identycznego z czasem włączenia wiązki elektronowej) do czasu repetycji.



Rys. 3-1 Przekrój poprzeczny lampy LO-500 pracującej w trybie fali ciągłej z zaznaczonymi przykładowymi wartościami wyjściowej mocy mikrofalowej, mocy wiązki elektronowej oraz mocy strat w poszczególnych elementach lampy. **1** - wyrzutnia elektronów, **2** - linia opóźniająca, **3** - dwustopniowy kolektor elektronów, **4** - adapter wyjście koncentryczno-falowód

3.1. Wyrzutnia elektronów

Zasada działania wyrzutni elektronów typowej LFB opiera się na zjawisku termicznej emisji elektronów z gorącej katody. Wyemitowane elektrony przyspieszane są do wymaganej prędkości w obszarze sferycznych elektrod jaki tworzą katoda, elektroda ogniskująca (rys. 3-2), siatki sterujące i zaopatrzona w otwór wlotowy anoda (rys. 3-1). W typowych wykonaniach nowoczesnych wyrzutni LFB, do kontroli prądu wiązki elektronowej stosuje się zespoły siatek składające się z siatki sterującej i siatki cieniowej. Siatka cieniowa umieszczona pomiędzy katodą a siatką sterującą strumieniem elektronów, eliminuje emisję elektronów z obszaru swojego cienia na katodzie. Typowa wartość prądu przechwyty siatki sterującej nie przekracza 0,5 % wartości emitowanego prądu²⁹ dla napięcia siatki sterującej o wartości od 1,5 do 2,5 % napięcia katody, zwykle od 100 do 600 V). W tych warunkach pracy wyrzutni elektronów, moc strat ciepłych w siatce sterującej można uznać za zaniedbywalnie małą [11,26,27].



Rys. 3-2 Przekrój wyrzutni elektronów lampy LO-500; 1 – doprowadzenie grzejnika katody, 2 – katoda, 3 – elektroda ogniskująca z siatką, 4 – izolator wysokiego napięcia-osłona próżniowa, 5 – pozostałość technologiczna po wykonanej z miedzi rurze, stanowiącej przed odcięciem kanał przez który pompowana jest lampa.

Chociaż zasadniczym źródłem ciepła wytwarzanego w obszarze opisanej wyrzutni pozostaje katoda, to jednak możliwe i stosowane są również konstrukcje wyrzutni LFB bez siatki cieniowej. Rozwiązanie takie, chociaż zwiększające wyraźnie straty mocy w obrębie wyrzutni, zastosowano np. właśnie w prototypie lampy LO-500. Prąd siatki stanowi tutaj nawet 20 % całkowitego wiązki a moc strat wydzielana w siatce sterującej lampy, równowartość ok. 30 % mocy dostarczanej do grzejnika katody.

²⁹ Wg danych własnych i dostępnych danych katalogowych LFB oferowanych przez innych producentów.

Temperatura pracy typowych katod tlenkowych i ich zmodyfikowanych wersji, zwanych katodami spiekanymi, zawiera się w granicach $820 \div 920$ °C i zależna jest od wielkości prądu emisji a tym samym, od nominalnej mocy wyjściowej lampy [28,29]. Zwiększanie gęstości prądu emitowanego z katody wymaga podniesienia jej temperatury a więc zwiększenia dostarczanej mocy elektrycznej do jej grzejnika. Zasada ta obowiązuje również w przypadku nowoczesnych katod impregnowanych typu M³⁰, zapewniających możliwość poboru w sposób ciągły prądu o gęstości emisji większej od 10 A/cm^2 . Temperatura pracy katod typu M jest jednak wyraźnie wyższa niż katod tlenkowych - pomiędzy 1000 a 1100 °C, co powoduje istotne komplikacje konstrukcyjne zespołu siatkowo - katodowego [29].

Moc prądu elektrycznego dostarczona do grzejnika katody i zamieniona na ciepło konieczne do wytworzenia właściwej temperatury katody, zostaje pochłonięta przez elementy wyrzutni na drodze przewodzenia i promieniowania. W nowoczesnych lampach LFB pracujących z falą ciągłą, o mocy wyjściowej kilkuset watów, moc dostarczana do wyrzutni jest niewielka i zwykle nie przekracza $10 \div 12 \text{ W}$ [11, 26, 27]. Jest to możliwe dzięki zastosowaniu skutecznych ekranów termicznych oraz miniaturyzacji elementów wyrzutni. Wprowadza to jednak do konstrukcji wyrzutni znaczne naprężenia mechaniczne wynikające z dużych gradientów temperatury i różnych wartości współczynników rozszerzalności cieplnej jej elementów składowych. Powoduje zmiany wzajemnego położenia elektrod, przez co wpływa bezpośrednio na parametry wiązki elektronowej a tym samym na niezawodność lampy. Zjawiska te należy więc uwzględniać przy projektowaniu wyrzutni. W pracy [30] przedstawiono projekt wyrzutni elektronów LFB i jego analizę termiczną opartą na numerycznej metodzie elementów skończonych (MES). Pozwoliło to na wprowadzenie zmian do pierwotnego projektu wyrzutni LFB przeznaczonej do zastosowania w przestrzeni kosmicznej i efektywne obniżenie temperatury jej obudowy.

W wypadku lamp z falą bieżącą dużej mocy, mamy do czynienia również ze wzrostem zapotrzebowania na moc wiązki elektronowej dostarczanej do linii opóźniającej. Wymiary sferycznej katody, a tym samym całej wyrzutni elektronów, są implikowane mocą wiązki elektronowej – zwykle mamy do czynienia wówczas z napięciem katodowym

³⁰ Katoda zbudowana na bazie porowatej gąbki wolframowej nasączona mieszaniną tlenku baru (BaO), tlenku wapnia (CaO) oraz tlenku glinu (Al_2O_3), pokryta napyłoną warstwą metaliczną irydu (Ir), hafnu (Hf) lub osmu (Os), obniżającą wartość pracy wyjścia elektronów.

40 ÷ 60 kV i prądem emisji 10 ÷ 15 A. Większe rozmiary katody wymagają zatem dostarczenia do jej grzejnika większej mocy grzewczej, która w praktycznych aplikacjach osiąga wartość nawet 120 W [31].

3.2. Zespół linii opóźniającej

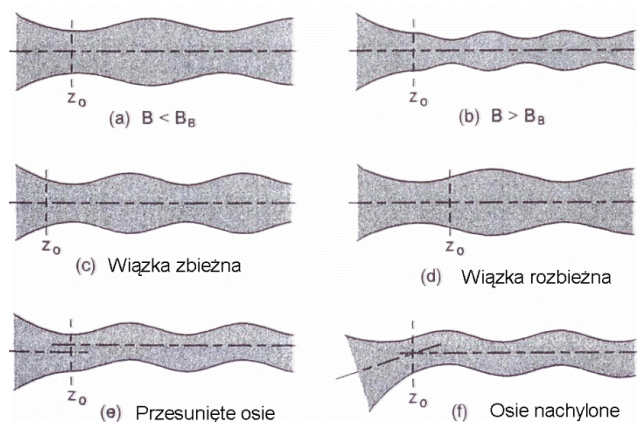
Sformowana w wyrzutni wiązka elektronowa transmitowana jest do kolektora elektronów (rys. 3-1) poprzez linię opóźniającą (obszar współdziałania z falą elektromagnetyczną), w stałym polu magnetycznym układu ogniskującego. Początkowa moc wiązki określona wartością napięcia katodowego i natężenia prądu wiązki ulega stopniowej przemianie w trakcie jej przemieszczania wzdłuż linii opóźniającej (LO). Część ubytku mocy wiązki wydzielana jest w linii opóźniającej i innych elementach obwodu wysokiej częstotliwości pod postacią strat cieplnych. Jednak jej zasadnicza część ulega przemianie na moc wzmacnianego sygnału mikrofalowego.

W rzeczywistych LFB o dużej mocy wyjściowej, wiązka elektronowa opuszczająca wyrzutnię nie może być traktowana jako laminarna. Zawiera bowiem składowe poprzeczne prędkości elektronów, które mają istotny wpływ na jej średnicę. Ich źródłem może być wiele czynników, aczkolwiek dwa mają charakter podstawowy i w zasadzie dotyczą każdej wyrzutni. Pierwszy, związany jest z wysoką temperaturą pracy katody emitującej elektrony³¹. Drugi, z obecnością siatek sterujących zaburzających jednorodność rozkładu pola elektrycznego w obszarze bliskim katody. Prowadzi to do pojawienia się składowych poprzecznych prędkości elektronu przyśpieszanego przez radialne pole elektryczne sferycznej wyrzutni. Istotny wpływ na średnicę wiązki, a tym samym na wielkość prądu przechwyty linii opóźniającej, mogą mieć również błędy związane z wykonaniem podzespołów LFB - w szczególności błędy wprowadzenia wiązki elektronowej w pole układu ogniskującego. Na rysunku 3-3 pokazano – poglądowo - ich wpływ na zachowanie wiązki elektronowej w warunkach Brillouina³² [19].

³¹ Średnia energia kinetyczna elektronu w gazie elektronowym przewodnika wynosi $3/2k_B T$, gdzie k_B - stała Boltzmanna, T- temperatura bezwzględna. Rozkład energii gazu elektronowego a więc również ich prędkości wnoszonych do emitowanych elektronów wiązki opisuje statystyka Fermiego-Diraca, która w temperaturze pracy katody przechodzi w statystykę Boltzmanna.

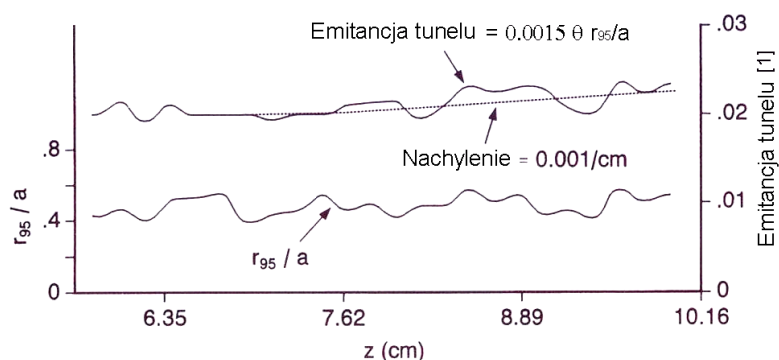
³² Warunki w których wiązka elektronowa o określonym prądzie i średnicy zostaje wprowadzona w jednorodne osiowe pole magnetyczne o minimalnej wartości indukcji magnetycznej zwanej indukcją Brillouina, która zapewnia stałość średnicy wiązki wzdłuż osi z. Nie uwzględnia się wpływu ścianek kanału próżniowego na transmisję wiązki.

Rys. 3-3 Rodzaje problemów związanych z transmisją wiązki elektronowej w warunkach Brillouina [19].



- (a) Wiązka elektronowa w osiowym polu magnetycznym o wartości mniejszej od pola Brillouina,
- (b) Wiązka elektronowa w polu magnetycznym o wartości większej od pola Brillouina,
- (c) Wiązka zbieżna w chwili wejścia w jednorodne pole magnetyczne w płaszczyźnie z_0 ,
- (d) Wiązka rozbieżna w płaszczyźnie z_0 ,
- (e) Przesunięcie osi wyrzutni względem osi pola magnetycznego,
- (f) Pochylenie osi wyrzutni

W rzeczywistej strukturze lampy ogniskowanej okresowym układem magnesów stałych początkowa średnica wiązki elektronowej, obarczona wspomnianymi wyżej efektami, podlega dalszemu powiększaniu w miarę przemieszczania się wzdłuż osi lampy. Dla takiej struktury R. True wprowadził pojęcie emitancji tunelu przesyłowego³³, które opisuje związek pomiędzy prędkościami poprzecznymi elektronów wniesionymi przez wyrzutnię elektronów a prędkością wiązki, promieniem wiązki i promieniem kanału przelotowego [32]. Emitancja tunelu przelotowego rośnie wzdłuż kanału z powodu wzrostu względnej wartości składowych poprzecznych prędkości elektronów oraz niewielki, samoistny wzrost promienia przesyłanej wiązki. Rysunek 3-4 pokazuje

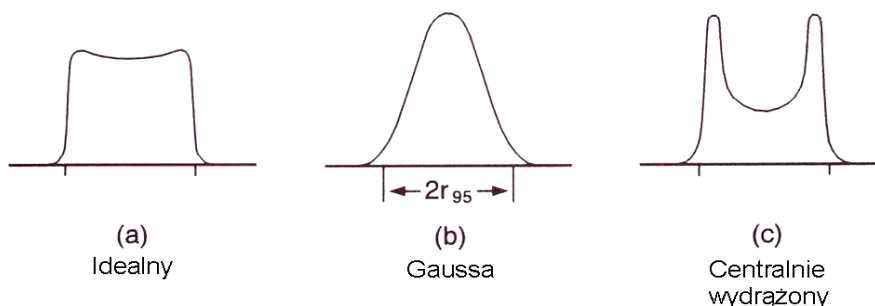


Rys. 3-4 Ilustracja wzrostu emitancji tunelu wraz z odległością; r_{95} - promień wiązki wewnątrz którego zawiera się 95% prądu wiązki, θ - połowa kąta zbieżności sferycznej wyrzutni elektronów, a - promień tunelu przesyłowego wiązki [32].

³³ **Emitancja tunelu** $= \frac{v_r}{u_0} \frac{r_{95}}{a}$, gdzie: v_r - średnia prędkość poprzeczna elektronów w wiązce, r_{95} - promień wiązki w którym zawiera się 95% całkowitego prądu wiązki (rzeczywista wiązka ma rozkład gęstości prądu zbliżony do funkcji Gaussa), a - promień tunelu w którym przesyłana jest wiązka, u_0 - początkowa prędkość elektronów wiązki.

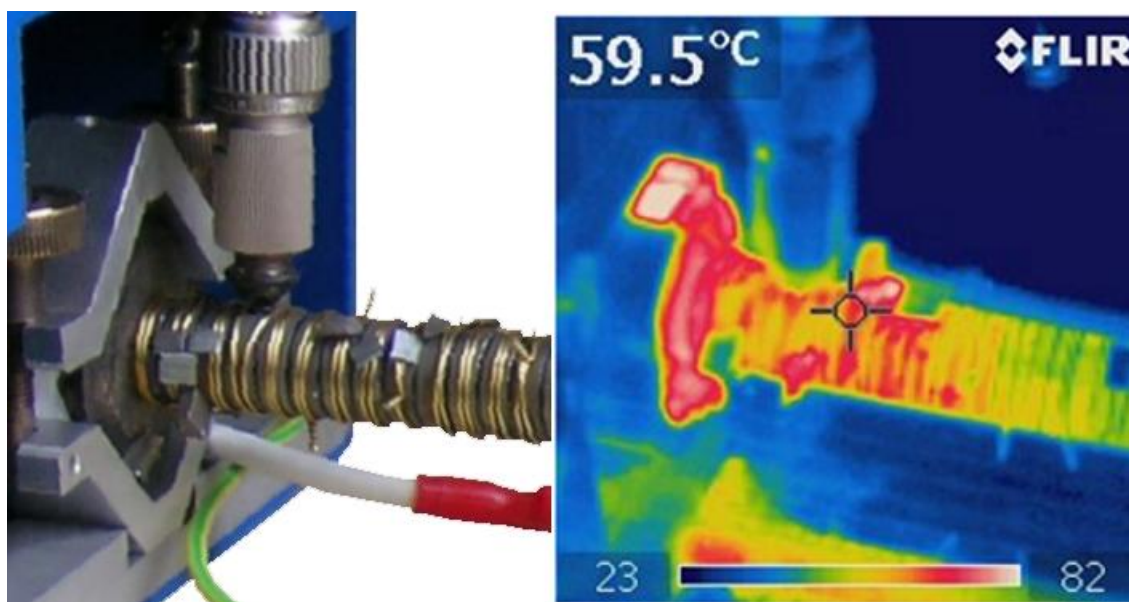
przykładowy wzrost wartości emitancji tunelu przelotowego i współczynnika wypełnienia wiązką kanału przelotowego r_{95}/a , wzdłuż osi lampy.

Na rysunku 3-5 pokazano trzy przykłady profili gęstości prądu wiązki. Idealny kształt profilu wiązki przedstawiony na rysunku 3-3a zapewnia jej największą stabilność ze

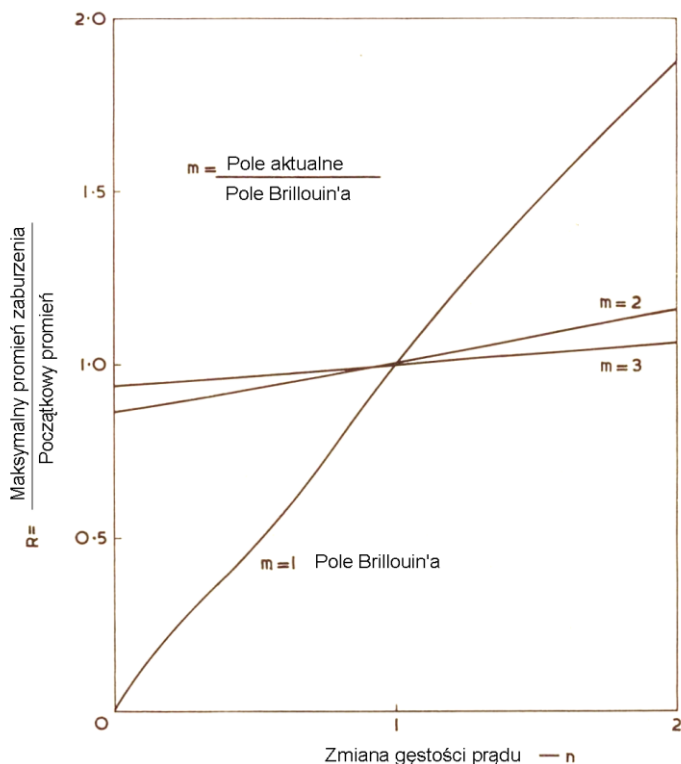


Rys. 3-5 Rozkład gęstości prądu wiązki wzdłuż jej promienia, w talii wiązki, dla różnych profili wiązek[32].

względem na małą wartość energii potencjalnej wiązki związanej z nierównomierną koncentracją ładunku elektrycznego. Zatem tendencja do zwiększania wartości składowych poprzecznych prędkości elektronów a tym samym i średnicy wiązki jest w tym przypadku niewielka.



Rys. 3-6 Wykonane w podczerwieni zdjęcie obszaru wejściowego LO-500 bez układu chłodzenia. Widoczny jest wzrost temperatury w obszarze początkowym linii opóźniającej.



Rys. 3-7 Efekt wpływu gęstości prądu wiązki na jej średnicę dla różnych wartości pola magnetycznego [33].

przy wypełnieniu 5 %, pokazuje wyraźny wzrost temperatury układu magnetycznego w tym obszarze.

W chwili podania na wejście lampy mocy sterującej zachowanie wiązki ulega zasadniczej zmianie. W wyniku oddziaływania elektronów z polem elektrycznym sygnału b.w.cz. powstają zagęszczenia ładunku elektrycznego wiązki (z ang. bunching). Prowadzi to do niewielkiego wzmocnienia sygnału wejściowego (ok. 10 dB) a następnie, całkowitego pochłonięcia go w tłumikach separujących obwody wejścia i wyjścia LFB - segment **C** na rysunku 3-1. Sformowane w sekcji wejściowej zagęszczenia ładunku (składowa zmienna prądu wiązki) indukują w sekcji wyjściowej sygnał b.w.cz., który podlega dalszemu wzmocnieniu na swojej drodze ku wyjściu linii opóźniającej.

Całkowita moc wiązki stopniowo obniża się, adekwatnie do rosnącego eksponencjalnie poziomu mocy sygnału b.w.cz. oraz rosnącej wartości mocy strat związanych z rezystywnością materiału linii opóźniającej i zjawiskiem naskórkowości. Postępujący wzdłuż osi lampy wzrost składowej zmiennej prądu wiązki, w wyniku procesu grupowania elektronów i lokalnego wzrostu gęstości ładunku elektrycznego, prowadzi jednak do poszerzenia średnicy wiązki. W wyniku czego rośnie również wartość prądu przechwyty linii opóźniającej.

Z powyższych rozważań wynika, że nawet przy braku sygnału sterującego istnieje zjawisko przechwyty prądu wiązki przez linię opóźniającą. Choć większość strat mocy związanych z tym zjawiskiem wydzielana jest w postaci ciepła, w pierwszym odcinku linii opóźniającej, to jednak dotyczy ono również pozostałej jej części - na rysunku 3-1 reprezentuje je segment **G**. Zdjęcie obszaru wejściowego linii opóźniającej prototypu LO-500 (rys. 3-6), wykonane w podczerwieni kamerą FLIR

Wpływ zmian gęstości ładunku wiązki elektronowej na jej średnicę, dla wiązki Brillouina pokazuje rysunek (3-7) [33]. Parametr m jest współczynnikiem przewyższenia aktualnej wartości indukcji pola magnetycznego względem pola Brillouina ($m = 1$), n współczynnikiem zmiany gęstości prądu względem gęstości prądu w warunkach Brillouina. W przypadku podwójnej wartości pola Brillouina ($m = 2$) średnica wiązki rośnie tylko 1,14 razy przy dwukrotnym wzroście gęstości prądu ($n = 2$), podczas gdy w warunkach $m = 1$ aż 1,83 razy. Silne pole magnetyczne układu ogniskującego może zatem w znacznym stopniu ograniczać zjawisko przechwyty prądu wiązki przez LO.

Moc strat ciepłych związanych z tym zjawiskiem może być porównywalna z mocą strat mikrofalowych w elementach traktu mikrofalowego a w przypadku impulsowych lamp dużej mocy, znacznie je przewyższać. Na rysunku 3-1 sumaryczne straty związane ze wzmacnianiem sygnału w obwodzie wyjściowym LFB reprezentuje segment *E*.

Wzmocniony sygnał b.w.cz., po dotarciu do wyjścia lampy, ulega częściowemu odbiciu z powodu braku idealnego dopasowania impedancji obszarów linii opóźniającej, przepustu wyjścia i adaptera linia koncentryczna - falowód. Sygnał odbity podąża wzdłuż linii opóźniającej w kierunku przeciwnym do ruchu wiązki i w całości zostaje rozproszony w spirali i tłumikach sekcji wyjściowej LFB - rys. 3-1, segment *D*. Tylko niewielka część energii użytecznego sygnału wyjściowego - na końcu procesu wzmacniania - ulega rozproszeniu pod postacią energii cieplnej w przepuszczeniu i falowodzie wyjściowym, co pokazano w segmencie *I* rysunku 3-1.

3.3. Kolektor elektronów - rekuperacja mocy

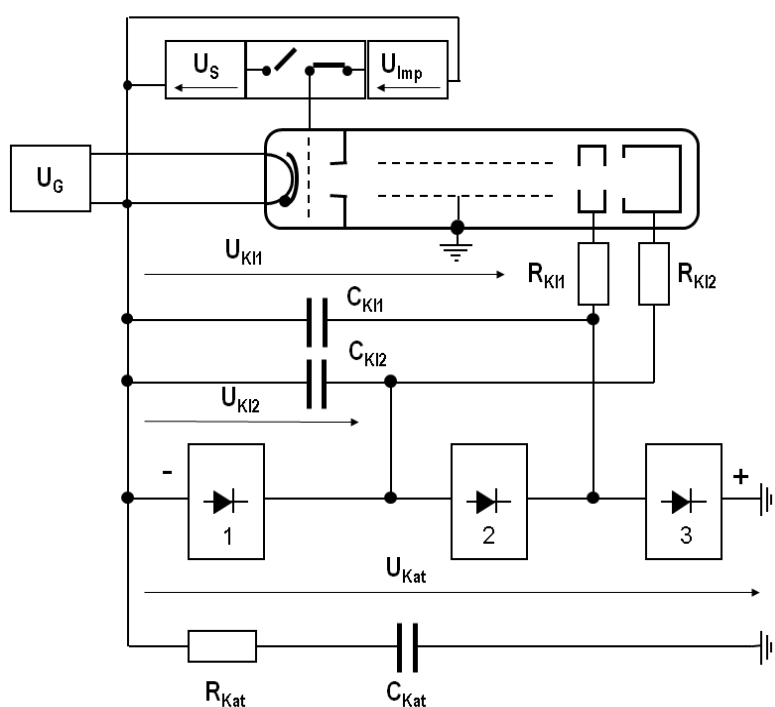
Wychodząc z prawa zachowania energii należy zauważyć, że średnia moc wiązki elektronowej opuszczającej obszar współdziałania z falą elektromagnetyczną jest mniejsza od mocy wiązki opuszczającej wyrzutnię elektronów. Ubytek ten stanowi suma wartość mocy wyjściowej sygnału użytecznego b.w.cz. na końcu obszaru wzmacniania oraz wartość, wspomnianych wcześniej, strat w linii opóźniającej. W przypadku spiralnej linii opóźniającej sprawność przemiany energii wiązki na energię sygnału mikrofalowego można oszacować na $18 \div 20$ %. Większa jej część dotrze zatem do kolektora lampy i wydzielą się w nim w postaci ciepła. Z zasady działania LFB wynika możliwość zastosowania wzajemnej separacji obszaru współdziałania wiązki elektronowej z falą

elektromagnetyczną od obszaru kolektora elektronów. Takie rozwiązanie pozwala na skuteczną rekuperację mocy wiązki czyli odzyskanie części jej energii w hamującym polu elektrycznym kolektora. Na rysunku 3-8 pokazano przykładowy sposób zasilania LFB z dwustopniowym kolektorem elektronów, stosowany w zasilaczach LFB wytwarzanych w Oddziale Wrocławskim BE.

Zasilacz napięcia katodowego U_{Kat} składa się z trzech sekcji transformatora wysokiego napięcia, zasilanych z obwodu rezonansowego przetwornicy. Każda z sekcji transformatora zakończona jest prostownikiem i dostarcza wyprostowane napięcie do odpowiednich kondensatorów filtrujących:

- sekcja **1** dostarcza napięcie U_{K12} do kolektora # 2 (potencjał dodatni względem katody),
- sekcje **1 i 2** - napięcie U_{K11} do kolektora # 1 (potencjał dodatni względem katody),
- sekcje **1, 2 i 3** - napięcie U_{Kat} do katody lampy; dodatni potencjał sumarycznego napięcia trzech sekcji U_{Kat} przyłączony jest do masy lampy.

Sterowanie prądem wiązki elektronowej odbywa się za pomocą dwóch zasilaczy obwodu siatkowego przełączanych kluczami elektronicznymi. Pierwszy z zasilaczy, o napięciu U_s , wytwarza na siatce sterującej ujemny względem katody potencjał odcinający prąd wiązki. Drugi zasilacz o napięciu U_{Imp} dostarcza siatce dodatniego względem katody potencjału,



Rys. 3-8 Schemat zasilania LFB z kolektorem dwustopniowym;
 U_s - zasilacz napięcia zaporowego siatki,
 U_{Imp} - zasilacz napięcia impulsowego siatki,
 U_G - zasilacz napięcia grzejnika katody,
 U_{Kat} - trójsekcyjny zasilacz napięcia katodowego z odczepami do kondensatorów filtrujących obwodów obu kolektorów,
 R_{Kat} , R_{K11} , R_{K12} - rezystory ograniczające prąd wyladowań łukowych

umożliwiając emisję elektronów z powierzchni katody.

W celu wyjaśnienia zasady zjawiska rekuperacji mocy wiązki elektronowej do rozważań wprowadzono uproszczające założenie, że wiązka emitowana z wyrzutni elektronów jest monoenergetyczna. Moc wiązki opuszczającej wyrzutnię P_0 obliczyć można zatem jako:

$$P_0 = U_0 I_0 \quad , \quad (3.1)$$

gdzie $U_0 = U_{Kat}$ jest napięciem katody względem linii opóźniającej a I_0 natężeniem prądu konwekcyjnego wiązki. Jeżeli na całej długości kanału przelotowego, od wyrzutni do kolektora lampy, wiązka nie oddziałuje elektrycznie z linią opóźniająca i nie podlega przechwytowi ($I_m = 0$) wówczas, nie ulega zmianie również jej moc.

W obszarze pomiędzy końcem linii opóźniającej a początkiem pierwszego kolektora, elektrony podlegają hamującemu działaniu pola elektrycznego³⁴ wytwarzanego przez różnicę potencjałów $U_0 - U_{K11}$, której faktycznym źródłem jest sekcja nr 3 zasilacza. Jeżeli założymy dalej, że prąd przechwytywany przez pierwszy kolektor jest pomijalnie mały i nie występuje strumień wsteczny elektronów, wówczas moc P_1 wiązki elektronowej opuszczającej jego obszar można obliczyć jako:

$$P_1 = U_0 I_0 - (U_0 - U_{K11}) I_0 \approx U_{K11} I_0 \quad , \quad (3.2)$$

i jest ona mniejsza od mocy wiązki w kanale przelotowym. Zatem część pierwotnej energii wiązki ($P_0 - P_1$) została odzyskana.

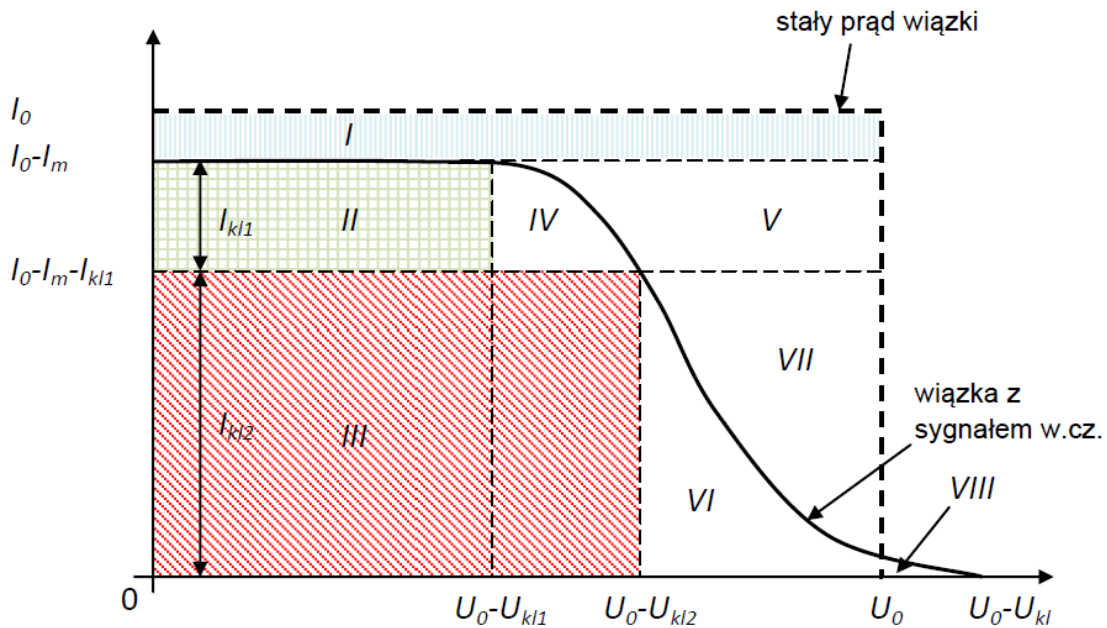
Ze względu na fakt, że również w obszarze pomiędzy pierwszym a drugim kolektorem występuje pole hamujące - źródłem jest różnica potencjałów pomiędzy kolektorami³⁵ równa $U_{K11} - U_{K12}$ - moc wiązki opuszczającej kolektor #1 ulegnie dalszej redukcji do wartości P_2 :

$$P_2 = U_{K11} I_0 - (U_{K11} - U_{K12}) I_0 \approx U_{K12} I_0 \quad . \quad (3.3)$$

³⁴ Potencjał kolektora # 1 przyjmuje wartość ujemną względem linii opóźniającej pozostającej na potencjale ziemi.

³⁵ Potencjał kolektora # 2 jest ujemny względem potencjału kolektora # 1.

W zderzeniu wiązki elektronowej z powierzchnią kolektora # 2, wyzwolona więc zostanie energia cieplna z mocą $P_2 < P_0$. Z formuły (3.3) wynika, że dla wartości napięcia $U_{kl2} = 0$ istnieje teoretyczna możliwość całkowitego wyhamowania prędkości elektronów i zmniejszenia do zera mocy pobieranej z zasilaczy wysokiego napięcia³⁶. Praktycznie jednak jest to niemożliwe w realizacji ze względu na silne zróżnicowanie prędkości elektronów w procesie grupowania i wymiany energii z falą elektromagnetyczną. Na rysunku 3-9 pokazano przykładowy wykres zależności prądu wiązki docierającego do



Rys. 3-9 Przykładowa zależność prądu wiązki docierającej do jednostopniowego kolektora LFB w funkcji napięcia hamującego kolektora; linia ciągła – dla wiązki opuszczającej obszar interakcji z sygnałem b.w.cz., linia przerywana – dla braku oddziaływania; $U_0 - U_{kl}$ - aktualne napięcie hamujące kolektora mierzone względem linii opóźniającej; I_m - prąd linii opóźniającej, I_{kl1} , I_{kl2} – odpowiednio prądy kolektora # 1 i # 2 dla wersji dwustopniowe. Poszczególne obszary wyszczególnione na wykresie odpowiadają: **I** – mocy wytracanej w linii opóźniającej, **II** - mocy odzyskanej w wyniku wyhamowania elektronów wiązki w obszarze kolektora # 1, **III** – mocy odzyskanej w polu hamującym kolektora # 2, **IV** – mocy wytracanej w kolektorze nr 1 w postaci ciepła, **V** – mocy wzmocnionego sygnału b.w.cz. przypadającej na pierwszy kolektor, **VI** – mocy wytracanej w kolektorze # 2 w postaci ciepła, **VII** – mocy sygnału b.w.cz. przypadającej na drugi kolektor, **VIII** – dodatkowej mocy wydzielanej w kolektorze # 2 w wyniku bombardowania elektronami o energii większej od ich początkowej energii.

jednostopniowego kolektora LFB od wartości napięcia hamującego przyłożonego pomiędzy linię opóźniającą a kolektor. W istocie wykres ten przedstawia więc funkcję dystrybucji energii elektronów opuszczających przestrzeń oddziaływania z falą

³⁶ Odpowiada to wypadkowi, gdy potencjał kolektora drugiego jest tożsamy z potencjałem katody.

elektromagnetyczną ³⁷ . Dla napięcia kolektora #1 z przedziału wartości $0 \div (U_0 - U_{K11})$, wszystkie elektrony mają energię większą lub równą wartości $e \cdot (U_0 - U_{K11})$ i nie będą zawracane do linii opóźniającej ³⁸ . Jednak dalsze zwiększanie napięcia hamującego powodować będzie już tylko wzrost poboru mocy z zasilacza katodowego w wyniku rosnącej wartości prądu linii opóźniającej I_m .

Jeżeli prąd wiązki w obszarze wlotowym kolektora pierwszego zmniejszony jest o wartość prądu przechwyty linii opóźniającej I_m wówczas, pole powierzchni obszaru **I** na rysunku 3-9 reprezentuje moc pobieraną z zasilacza katodowego, pole powierzchni prostokąta **II** - moc odzyskaną z pierwotnej wiązki w wyniku obniżenia napięcia pierwszego kolektora a przylegające do niego pole **IV** - moc wydzieloną w tym kolektorze w postaci ciepła. Obszar **V** reprezentuje część połączonej mocy wzmocnionego sygnału w.cz., mocy strat w linii opóźniającej i mocy w.cz. sygnałów pasożytniczych przypadającą na kolektor pierwszy.

Dalsze zwiększanie napięcia kolektora pierwszego poza punkt przegięcia krzywej spowoduje zawracanie elektronów do linii opóźniającej i zwiększanie mocy pobieranej z zasilacza katodowego i w konsekwencji zmniejszenie ogólnej sprawności lampy.

Zastosowanie na wyjściu pierwszego kolektora dodatkowego kolektora o napięciu hamującym $U_{K11} - U_{K12}$ względem kolektora pierwszego prowadzi do dalszego wzrostu sprawności LFB. Część elektronów o niskiej energii zostanie zawrócona do kolektora pierwszego jako prąd I_{K11} , ale energia pozostałych elektronów docierających do kolektora drugiego będzie zredukowana o wartość $e \cdot (U_{K12} - U_{K11})$. Całkowitą moc odzyskaną z wiązki w wypadku kolektora dwustopniowego określa zatem połączone pole powierzchni prostokątów **II** + **III**. Pole **VI** + **VIII** jest mocą strat cieplnych w kolektorze # 2 a przylegające do nich pole **VII**, analogicznie jak w przypadku kolektora # 1, częścią mocy użytecznej i strat przypadającą na ten kolektor. Całkowitą moc strat $P_{C1} + P_{C2}$ jaka zostanie wydzielona w obu stopniach kolektora w postaci ciepła można więc obliczyć z formuły:

$$P_{C1} + P_{C2} = U_{K11}I_{K11} + U_{K12}I_{K12} - (P_V + P_{VII}), \quad (3.4)$$

³⁷ Osi odciętych odpowiada wartość prądu jaki tworzą elektrony o energii większej od eU .

³⁸ Dla przejrzystości opisu zjawiska, na rysunku nie uwzględniono wpływu zjawiska emisji wtórnej na rozptył prądów. Założono, że do napięcia hamującego kolektora $U_0 - U_{K11}$ funkcja dystrybucji energii jest praktycznie stała.

gdzie $P_V + P_{VII} = P_{wcz}$ jest mocą całkowitego sygnału b.w.cz.³⁹ wytworzonego w lampie.

Znając wartość stosunku $k_1 = \frac{P_V}{P_{wcz}}$ i $k_2 = \frac{P_{VII}}{P_{wcz}}$ w jakim pozostają obie składowe względem mocy P_{wcz} dla danego podziału napięć i prądów wiązki pomiędzy stopniami kolektora, wyznaczyć można moc strat wydzielą w jego poszczególnych stopniach:

$$P_{C1} = U_{K11}I_{K11} - P_{wcz}k_1, \quad P_{C2} = U_{K12}I_{K12} - P_{wcz}k_2. \quad (3.5)$$

W celu wyznaczenia współczynników k_1, k_2 można rozważyć model uproszczony, w którym wszystkie elektrony opuszczające obszar linii opóźniającej mają jednakową energię równą ich energii początkowej, ale pomniejszoną o energię przekazaną przez nie do linii opóźniającej w procesie wzmacniania sygnału b.w.cz.. Jeżeli założyć ponadto, że zjawisko emisji wtórnej i przechwyty elektronów wtórnych jest pomijalnie małe oraz cały prąd danego stopnia kolektora jest prądem pierwotnym⁴⁰ wówczas, wartość współczynnika k_n dla danego stopnia określić można przez stosunek prądu tego stopnia do całkowitego prądu wiązki docierającej do kolektora LFB:

$$k_n = \frac{I_{Kln}}{I_0 - I_m}. \quad (3.6)$$

Na podstawie (3.5) i (3.6) można więc napisać, że przybliżona wartość mocy cieplnej wydzielana w n -tym stopniu kolektora lampy wynosi:

$$P_{Cn} \cong U_{Kln}I_{Kln} - \frac{I_{Kln}}{I_0 - I_m} P_{wcz}. \quad (3.7)$$

Formuła ta, chociaż przybliżona, może być przydatna na początku procesu projektowania konstrukcji kolektora, gdy nie znamy przebiegu funkcji $I_{KI} = f(U_0 - U_{KI})$. Zakładając, że podział napięć oraz prądów pomiędzy stopniami kolektora jest podobny do innych konstrukcji tego typu, można wyznaczyć przybliżone obciążenie termiczne poszczególnych stopni, uzyskując podstawowe dane niezbędne do opracowania wstępnego projektu konstrukcji kolektora.

³⁹ Całkowity sygnał b.w.cz. wytworzony w lampie składa się z mocy wyjściowej, strat związanych z odbiciami, strat rezystancyjnych, strat związanych z procesem wzmacniania oraz strat dielektrycznych.

⁴⁰ Przez prąd pierwotny danego stopnia kolektora rozumiany jest prąd wynikający z bezpośredniego przejścia elektronów uderzających w jego powierzchnię.

3.4. Analityczny model obciążenia linii opóźniającej mocą strat

Spośród omówionych w poprzednim podrozdziale obciążeń termicznych lampy, centralne znaczenie mają straty w obszarze oddziaływania wiązki elektronów z sygnałem b.w.cz. Obszar ten obejmuje okresową strukturę opóźniającą falę elektromagnetyczną (linia opóźniająca), jej ceramiczne elementy wsporcze oraz zewnętrzną osłonę próżniową (ang. barrel). Chociaż w ogólnym wypadku linia opóźniająca LFB może mieć różną budowę⁴¹ to jednak, ze względu na przyjęte ogólne rozwiązania konstrukcyjne projektowanej przez autora lampy, w dalszych rozważaniach będzie ona utożsamiana z linią spiralną. W tego typu konstrukcjach pakiet składający się ze spirali i trzech cienkich ceramicznymi prętów, mocowany jest przez zacisk w sprężyście odkształconej osłonie próżniowej. Delikatna budowa zespołu linii opóźniającej, w połączeniu z dużą lokalną wartością mocy strat ciepłych, może prowadzić do wzrostu lokalnej temperatury spirali i obniżenia jej granicy sprężystości. Osiągnięcie warunków mechanicznych i termicznych w których przekroczona zostaje granica plastyczności materiału prowadzi do trwałej deformacji spirali połączonej z utratą kontaktu z prętami wsporczymi. Tym samym traci ona zdolność do skutecznego odprowadzania ciepła.

Temperatura linii rośnie a wraz z nią ciśnienie par metalu z którego została wykonana – zwykle molibdenu lub wolframu. Prowadzi to do napylenia materiału spirali na ceramiczne pręty wsporcze i w efekcie do zwarcia sygnału b.w.cz., co równoznaczne jest z zakończeniem czasu życia lampy.

Wyznaczenie maksymalnej wartości temperatury linii opóźniającej zastosowanej w projektowanej lampie LO-500 było zasadniczym celem przeprowadzonych w tej pracy rozważań analitycznych, symulacji numerycznych i pomiarów własności termicznych. U podstaw tych wszystkich działań leży konieczność wyznaczenia funkcji rozkładu gęstości mocy strat w linii opóźniającej czyli matematycznego opisu istniejących w niej źródeł ciepła. Analityczna postać tej funkcji była celem rozważań przeprowadzonych w rozdziałach 3.4.1 – 3.4.3.

⁴¹ Np. linia pierścieniowo-prętowa, jej pochodna linia pierścieniowo-pętłowa, spiralna, wnekowa.

3.4.1. Założenia modelu

W celu wyprowadzenia analitycznej formuły na wartość gęstości mocy strat w linii opóźniającej należy wprowadzić pewne założenia upraszczające zagadnienie.

Z zasady zachowania energii wynika, że wzmacnianie mocy sygnału wejściowego w LFB możliwe jest tylko kosztem średniej energii wiązki elektronowej z którą współdziała. Moc wiązki na końcu przestrzeni oddziaływania jest zatem mniejsza od mocy wiązki na jej wlocie o:

- moc przekazaną do wyjścia LFB w postaci wzmocnionego sygnału w.cz.,
- sumaryczną moc strat mikrofalowych,
- moc prądu wiązki elektronowej przechwyconej przez LO.

W przedstawionej analizie założono, że LO przechwytuje spowolnione elektrony wiązki i cała ich energia wydziela się w niej w postaci ciepła. Nie uwzględniamy przy tym obecności elektronów emisji wtórnej i elektronów Augera unoszących energię wiązki poza linię opóźniającą [34].

Jeżeli założymy, że znamy *a priori* charakter funkcji rozkładu gęstości prądu przechwyty LO wzdłuż jej osi, wówczas możemy zastosować makroskopowe podejście do zagadnienia obliczania rozpraszania mocy w linii opóźniającej. Alternatywą takiego modelu jest stosowanie skomplikowanych i czasochłonnych obliczeń numerycznych ruchu elektronów wiązki w złożonych polach: magnetycznym (pole układu ogniskującego), polu elektrycznym fali elektromagnetycznej sygnału w.cz. i ładunku przestrzennego wiązki oraz wzajemnej ich interakcji.

W pracy [35] J. R. M. Vaughan przedstawił symulację transmisji wiązki elektronowej w LFB z linią opóźniającą na wnękach sprzężonych dla różnych wzmocnień i różnych wartości pól periodycznego układu ogniskującego. Stosując upraszczające założenia odnośnie wiązki elektronowej uzyskał wartość całkowitego prądu przechwyty linii opóźniającej. Autor nie przedstawił jednak interesującej nas funkcji rozkładu przechwytywanego prądu wzdłuż linii. Wyniki obliczeń nie były również weryfikowane eksperymentalnie. Inne rozwijane aktualnie metody symulacyjne np. [36,37] opierają się również na uproszczeniach a ich zasadniczym celem jest obliczenie podstawowych parametrów częstotliwościowych LFB: wzmocnienia, sprawności elektronowej, mocy wyjściowej, czy charakterystyki częstotliwościowej a nie wyznaczenie prądu przechwyty. Zastosowanie takiego aparatu matematycznego dla praktycznego określenia rozkładu

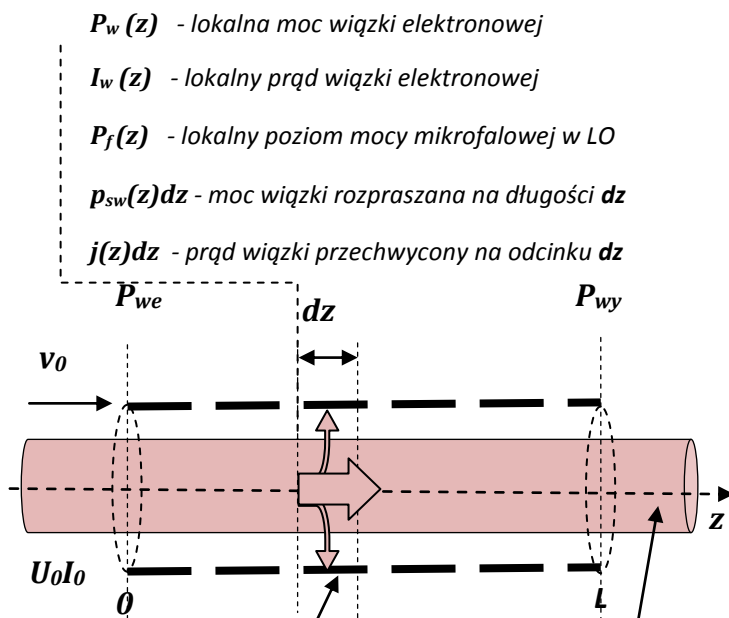
przechwytywanego prądu wiązki, a w efekcie obciążenia termicznego linii opóźniającej, wydaje się zagadnieniem jeszcze trudniejszym.

Warto jednak zaznaczyć, że z praktycznego punktu widzenia, nawet przybliżone wyznaczenie rozkładu mocy strat prądu wiązki w LO jest wystarczające do określenia poziomu termicznego obciążenia struktury mikrofalowej. Przedstawione przez autora w tym rozdziale analityczne rozwiązanie problemu jest propozycją takiego właśnie spojrzenia na omawiane zagadnienie.

Wszystkie obliczenia symboliczne przeprowadzone w niniejszych rozważaniach, w ramach poszukiwania rozwiązań analitycznych, wykonano w programie komputerowym MAPLE 13 klasy CAS (ang. Computer Algebra System) [14]. Arkusze obliczeniowe powstałe na jego bazie wykorzystywano następnie do symulacji rzeczywistych struktur i porównań pomiędzy nimi.

3.4.2. Moc wiązki rozpraszana w linii opóźniającej

Rozważając obszar oddziaływania fali elektromagnetycznej z wiązką elektronową, przedstawiony schematycznie na rysunku 3-10 zakładamy, że lokalna moc strat w spirali



Rys. 3-10 Schemat przestrzeni oddziaływania LFB do obliczeń gęstości mocy strat wynikających z prądu przechwyty.

linii opóźniającej wywołana bombardowaniem elektronami jest wprost proporcjonalna do lokalnej wartości mocy wiązki elektronowej. Przy czym wartość współczynnika proporcjonalności określona jest przez iloraz lokalnego prądu przechwyty do lokalnej wartości prądu wiązki [38,39,40].

Jeżeli $I_w(z)$ jest prądem wiązki w punkcie z , $P_w(z)$ mocą wiązki w tym punkcie, a $j(z)$ gęstością liniową prądu

przechwyty linii opóźniającej wówczas, moc strat wynikającą z prądu przechwyty wiązki i wydzielaną w postaci ciepła na odcinku dz przedstawić można jako:

$$p_{sw}(z) dz = P_w(z) \frac{j(z) dz}{I_w(z)} , \quad (3.8)$$

gdzie $p_{sw}(\mathbf{z})$ jest gęstością mocy strat w LO. Po uproszczeniu uzyskujemy wyrażenie na gęstość mocy strat w postaci:

$$p_{sw}(z) = \frac{j(z)}{I_w(z)} P_w(z) . \quad (3.9)$$

Z zasady zachowania energii wynika, że spadek energii wiązki $E_w(\mathbf{z})$ wzdłuż osi \mathbf{z} na odcinku $d\mathbf{z}$ równoważny jest sumie przyrostu energii sygnału w.cz. generowanego w linii opóźniającej $E_f(\mathbf{z})$, energii cieplnej wydzielanej w linii opóźniającej w wyniku strat rezystancyjnych $E_{cf}(\mathbf{z})$ oraz energii cieplnej wynikającej z bombardowania elektronowego $E_{cw}(\mathbf{z})$ spiral. Zatem:

$$\frac{d}{dz} E_w(z) = - \frac{d}{dz} (E_f(z) + E_{cf}(z) + E_{cw}(z)). \quad (3.10)$$

Znak „minus” oznacza, że energia wiązki przekazywana jest do linii opóźniającej. Jeżeli obie strony równania zróżniczkujemy po czasie i zamienimy kolejność różniczkowania wówczas równanie (3.10) przybiera postać:

$$\frac{d}{dz} P_w(z) = - \frac{d}{dz} P_f(z) - \frac{d}{dz} P_{cf}(z) - \frac{d}{dz} P_{cw}(z) . \quad (3.11)$$

Uwzględniając, że ostatni człon równania jest gęstością liniową mocy strat, którą wcześniej wyrażono zależnością (3.9) otrzymujemy ostatecznie równanie różniczkowe w postaci:

$$\frac{d}{dz} P_w(z) = - \frac{d}{dz} P_f(z) - \frac{d}{dz} P_{cf}(z) - \frac{j(z)}{I_w(z)} P_w(z) . \quad (3.12)$$

Powyższe równanie opisuje związek pomiędzy poszukiwaną lokalną wartością mocy wiązki elektronowej $P_w(\mathbf{z})$ a:

- mocą sygnału b.w.cz. generowanego w linii opóźniającej $P_f(\mathbf{z})$,
- mocą strat w linii opóźniającej⁴² $P_{cf}(\mathbf{z})$,
- lokalną wartością prądu wiązki elektronowej $I_w(\mathbf{z})$ oraz,
- gęstością liniową prądu przechwyty spirali $j(\mathbf{z})$.

Jak pokazano w dalszej części rozważań, wszystkie te wielkości można przedstawić jako funkcje znanych parametrów rozważanej LFB tzn.: mocy wyjściowej P_{wy} , tłumienia jednostkowego \mathbf{a} , wzmocnienia jednostkowego \mathbf{g} , czynnej długości wyjściowego odcinka

⁴² Straty powodowane przepływem prądów wysokiej częstotliwości (efekt naskórkowy) i stratnością ceramicznych prętów wspierających spiralę.

linii opóźniającej⁴³ L oraz całkowitej wartości prądu przechwytywanego przez linię opóźniającą w wyniku procesu wzmacniania - I_a . Równanie różniczkowe (3.12) można zatem rozwiązać względem funkcji rozkładu mocy wiązki $P_w(z)$ a następnie korzystając z formuły (3.9) wyznaczyć poszukiwaną funkcję gęstości liniowej mocy strat wynikających z bombardowania elektronowego spirali.

3.4.2.1. Rozkład mocy sygnału b.w.cz. w linii opóźniającej

W celu wyznaczenia funkcji rozkładu mocy sygnału b.w.cz. wzdłuż osi LO zakładamy, zgodnie z teorią LFB opracowaną przez J.R. Pierce'a dla małych sygnałów, że jeżeli sygnał wejściowy w.cz. zmienia się wg zależności $e^{j(\omega t - \beta z)}$, to natężenie pola elektrycznego fali składowej o rosnącej amplitudzie zmienia się wzdłuż osi z wg eksponencjalnej zależności [19]:

$$E_z(z) \sim e^{j[\omega t - (\beta e + \frac{\beta e C}{2})z]} e^{-\alpha z} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} \beta e C z}, \quad (3.13)$$

gdzie: $\beta e = \frac{\omega}{\sqrt{2\eta U_0}}$, C jest parametrem wzmocnienia Pierce'a a α współczynnikiem tłumienia stałej propagacji. Gęstość strumienia energii przenoszony przez falę (wektor Poynting'a) jest wprost proporcjonalna do kwadratu amplitudy pola elektrycznego. Wzmocnienie mocy $G(z)$ na odcinku $0 - z$ obliczyć można zatem jako:

$$G(z) = 10lg_{10}(e^{-\alpha z} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} \beta e C z})^2. \quad (3.14)$$

Jeżeli wprowadzimy użyteczne w praktyce parametry wzmocnienia jednostkowego g i tłumienia jednostkowego a wówczas, zapisując $G(z)$ jako $(g - a)z$ otrzymujemy:

$$\frac{(g-a) \ln 10}{10} z = 2 \left(-\alpha z + \frac{\sqrt{3}}{2} \beta e C z \right). \quad (3.15)$$

Lokalną wartość mocy w LO $P_f(z)$ można więc wyrazić przez wartość mocy na końcu linii P_{wy} jako:

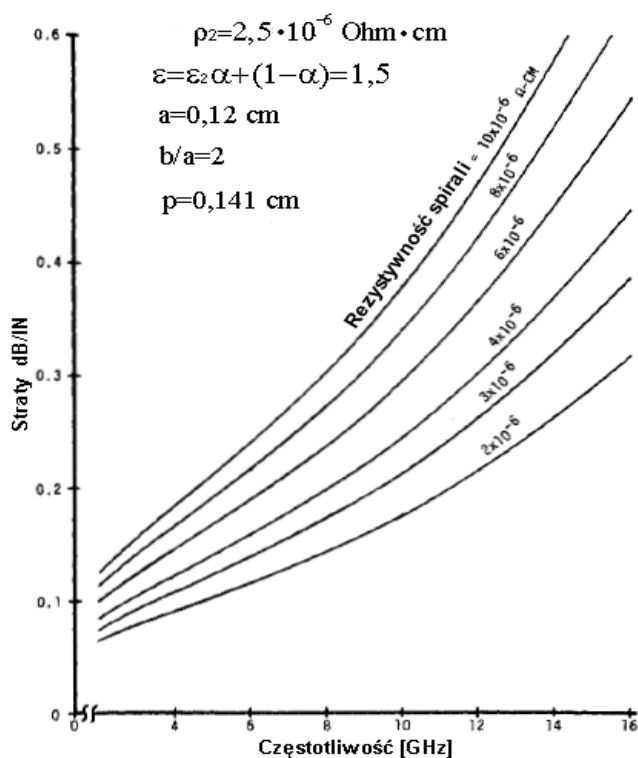
$$P_f(z) = P_{wy} e^{\frac{(g-a) \ln 10}{10} (z-L)}, \quad (3.16)$$

gdzie L jest długością końcowej sekcji LO.

⁴³ Długość wyjściowej części linii opóźniającej bez uwzględnienia długości sekcji tłumików.

3.4.2.2. Gęstość mocy strat sygnału b.w.cz. rozpraszanego w linii opóźniającej

Zjawisku wzmacniania sygnału b.w.cz. w obszarze linii opóźniającej towarzyszy jednocześnie zjawisko odwrotne. W wyniku różnych od zera rezystywności spirali ρ_1 i osłony próżniowej ρ_2 stanowiącej zewnętrzny przewód linii transmisyjnej oraz stratności ceramicznych prętów wsporczych, część mocy generowanego sygnału ulega rozproszeniu



Rys. 3-11 Straty linii opóźniającej jako funkcja rezystywności spirali i częstotliwości [41].

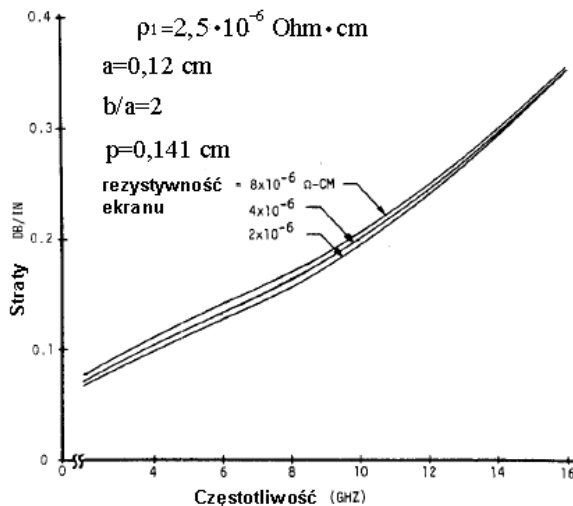
pod postacią ciepła. Zagadnienie to było analizowane i zweryfikowane eksperymentalnie przez A.S.Gilmoura i M.R. Gillette'a na bazie standardowego modelu Pierce'a spiralnej linii opóźniającej - skośnie przewodzącego walca [41]. Autorzy uzyskali formułę na współczynnik tłumienia stałej propagacji linii opóźniającej obciążonej dielektrycznymi prętami wsporczymi o efektywnej względnej przenikalności dielektrycznej $\epsilon = \epsilon_2 \alpha + (1 - \alpha)$. Współczynnik α jest określony przez stosunek sumarycznej powierzchni przekroju prętów wsporczych do powierzchni przekroju obszaru zawartego pomiędzy spiralą a osłoną próżniową. W analizie teoretycznej nie uwzględniono strat dielektrycznych oraz chropowatości powierzchni spirali. Przeprowadzone pomiary stratności modeli linii opóźniającej pokazały, że w zakresie częstotliwości $4 \div 10$ GHz tłumienność rzeczywistej spirali może odpowiadać tłumienności spirali gładkiej o ponad dwukrotnie większej rezystywności. Uzyskane wyniki sugerują więc silny wpływ stanu powierzchni spirali na jej własności transmisyjne.

Wszystkie wykresy pokazane na rysunkach od 3-11 do 3-13, będące wynikiem obliczeń teoretycznych, przedstawiają stratności pakietu spiralnej linii opóźniającej o następujących ogólnych parametrach:

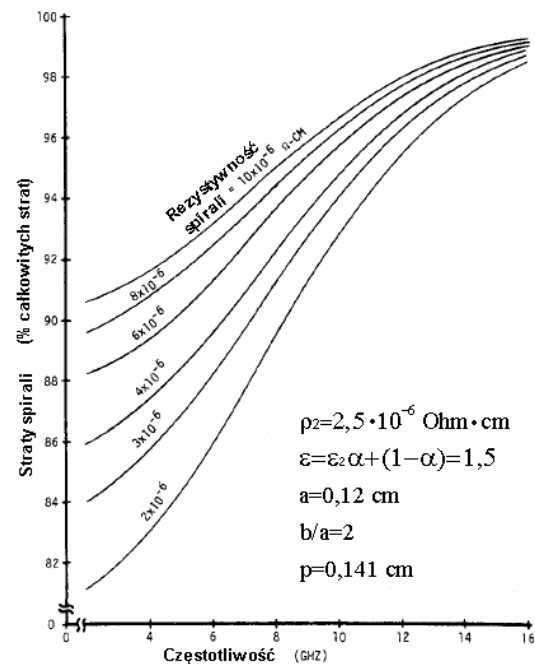
- rezystywność spirali i osłony: $\rho_1 = \rho_2 = 2 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$ (pokrycie Cu),
- efektywna przenikalność dielektryczna obszaru spirala-osłona:

$$\varepsilon = \varepsilon_2 \alpha + (1 - \alpha) = 1,5,$$
- promień spirali: $a = 0,12 \text{ cm},$
- stosunek promieni osłony i spirali: $a/b = 2,$
- skok spirali: $p = 0,141 \text{ cm}.$

Na rysunku 3-11 pokazano zależność strat jednostkowych LO od częstotliwości dla różnych rezystywności materiału spirali.



Rys. 3-13 .Udział strat spirali w całkowitych stratach linii opóźniającej, w funkcji częstotliwości [41].



Rys. 3-12 Straty linii opóźniającej dla różnych rezystywności osłony, w funkcji częstotliwości [41].

Ze względu na wspomnianą wcześniej chropowatość powierzchni, np. dla wolframu (rezystywność ok. $\rho_1 = 6 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$) i częstotliwości 5 GHz można oczekiwać strat jednostkowych o wartości nawet 0,25 dB/in (0,1 dB/cm). Taką właśnie wartość, pokrywającą się z danymi uzyskanymi z programu Expres, przyjęto w dalszych rozważaniach.

Chociaż wpływ rezystywności osłony próżniowej na całkowite straty LO jest niewielki to, jak wynika to z rysunku 3-12, zastosowanie stali nierdzewnej o rezystywności nawet 50

$\mu\Omega\text{cm}$ (krzywa nie pokazana na rysunku) może również wpłynąć na wartość szacowanych strat całkowitych.

Udział strat w spirali, w całkowitych stratach LO, ocenić można na podstawie wykresu przedstawionego na rysunku 3-13. Dla rozważanej wcześniej spirali wolframowej otrzymujemy $k1 \cong 0,9$. Zatem, tylko 10% strat całkowitych jest wydzielana pod postacią ciepła bezpośrednio w osłonie próżniowej.

Obliczenie gęstości mocy strat w linii opóźniającej o narastającym poziomie mocy warto poprzedzić przykładem biernej linii o współczynniku tłumienia α . Jeżeli na jej wejście podamy sygnał o mocy P_0 , wówczas poziom amplitudy mocy w odległości z od jej początku opisuje funkcja:

$$P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}. \quad (3.17)$$

Wartość różniczki mocy $\frac{d}{dz} P(z)$ ze znakiem minus jest zatem z definicji poszukiwaną gęstością liniową mocy strat:

$$p_{sf}(z) = -\frac{d}{dz} P(z) = 2\alpha P_0 e^{-2\alpha z} = 2\alpha P(z). \quad (3.18)$$

W przypadku lampy LFB mamy do czynienia z rosnącym poziomem mocy wzdłuż osi z wg zależności (3.16). Zatem, przez analogię do zależności (3.18), gęstość mocy strat wynosi:

$$p_{sf}(z) = -\frac{d}{dz} P_f(z) = \frac{a \ln(10)}{10} P_{wy} e^{\frac{g-a}{10} \ln 10 (z-L)}, \quad (3.19)$$

gdzie parametry tłumienia a i α powiązane są zależnością: $\alpha = \frac{1}{2} \frac{a \ln(10)}{10}$.

3.4.2.3. Gęstość prądu przechwyty

W celu wyznaczenia funkcji opisującej gęstość prądu przechwyty $j(z)$ zakładamy, że na wlocie wyjściowej sekcji linii opóźniającej wiązka elektronowa o natężeniu prądu I_0 ma rozkład gęstości prądu wiązki $i(r)$ opisany funkcją Gaussa postaci:

$$i(r) = i_0 e^{-m\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}, \quad (3.20)$$

gdzie i_0 wyznaczone jest z warunku normalizacyjnego $\int_0^\infty 2\pi r i(r) dr = I_0$ i wynosi:

$$i_0 = \frac{I_0}{\pi r_0^2} \quad . \quad (3.21)$$

Gęstość prądu i_0 jest więc gęstością prądu wiązki odpowiadającej jednorodnej wiązce zamkniętej w walcu o promieniu $\frac{r_0}{\sqrt{m}}$ i natężeniu prądu I_0 .

Proces wzmacniania sygnału b.w.cz w linii opóźniającej LFB prowadzi do zjawiska grupowania elektronów czyli, adekwatnego do wartości lokalnej mocy sygnału, wzrostu lokalnej gęstości prądu wiązki elektronowej. Rosnąca w kierunku wyjścia lampy gęstość prądu wiązki prowadzi do powiększenia jej średnicy i w konsekwencji, zwiększenia przechwyty przez linię opóźniającą. W celu wyznaczenia charakteru tej zależności oparto się na wynikach obliczeń zmian średnicy cylindrycznej wiązki elektronowej w jednorodnym polu magnetycznym podanych przez J.F. Gittinsa [33].

W przypadku nieoddziaływującej wiązki w jednorodnym polu magnetycznym układu ogniskującego, zgodnie z rysunkiem 3-7, n krotna zmiana gęstości prądu wiązki prowadzi do zmiany jej średnicy ze współczynnikiem R_n wg liniowej zależności:

$$R_n = b(n - 1) + 1 \quad , \quad (3.22)$$

gdzie b jest współczynnikiem zależnym od wartości indukcji pola magnetycznego w obszarze wiązki. Dla typowych rozwiązań konstrukcyjnych można przyjąć wartość b z zakresu $0,15 \div 0,2$, co odpowiada ok. dwukrotnemu przewyższeniu wartości pola Brillouina. Jeżeli zatem gęstość prądu wiązki powiększona zostanie lokalnie w wyniku procesu wzmacniania n krotnie względem wartości początkowej i_0 ($n = 1$) wówczas, w oparciu o równanie (3.20), dystrybucję gęstość prądu powiększonej wiązki $i_n(\mathbf{r})$ można opisać za pomocą formuły:

$$i_n(r) = n i_0 e^{-m \left(\frac{r}{R_n r_0} \right)^2} \quad . \quad (3.23)$$

Rysunek 3-14a przedstawia przebiegi funkcji gęstości prądu rzeczywistej wiązki prototypu lampy LO-500 obliczony wg formuły 3.23 dla: $m = 1$, średniego promienia wiązki wiązka elektronowej na wlocie LO $r_0 = 0,78$ mm i trzech różnych wartości n .

W dalszych rozważaniach założono, że elektrony przemieszczają się wzdłuż cylindrycznego kanału o promieniu a utworzonego przez wewnętrzne ścianki spirali. Przechwytuje on cały prąd wiązki przyporządkowany obszarowi położonemu na zewnątrz średnicy kanału. Powiększająca się średnica wiązki w trakcie jej przemieszczania w kierunku wyjścia sygnału b.w.cz. powoduje, że całkowity prąd przechwyty spirali na odcinku od 0 do z czyli $I_a(\mathbf{z})$ również rośnie wraz z odległością. W odległości z od

początku sekcji wyjściowej całkowita wartość prądu wiązki zawartego w obszarze na zewnątrz cylindra spirali wynosi:

$$I_a(z) = \int_a^\infty 2 \pi r i(r, z) dr - I_a(0) . \quad (3.24)$$

Ze względu na fakt, że wzmocnienie końcowej sekcji LFB jest zwykle większe od 20 dB można założyć, że modulacja gęstość prądu wiązki na początku sekcji ($z = 0$) jest pomijalnie mała i w niewielkim stopniu odbiega od gęstości początkowej i_0 . Wraz z odległością gęstość składowej zmiennej prądu wiązki i_z rośnie a sumaryczna wartość gęstości prądu w położeniu z , jest n razy większa od wartości początkowej. Zatem:

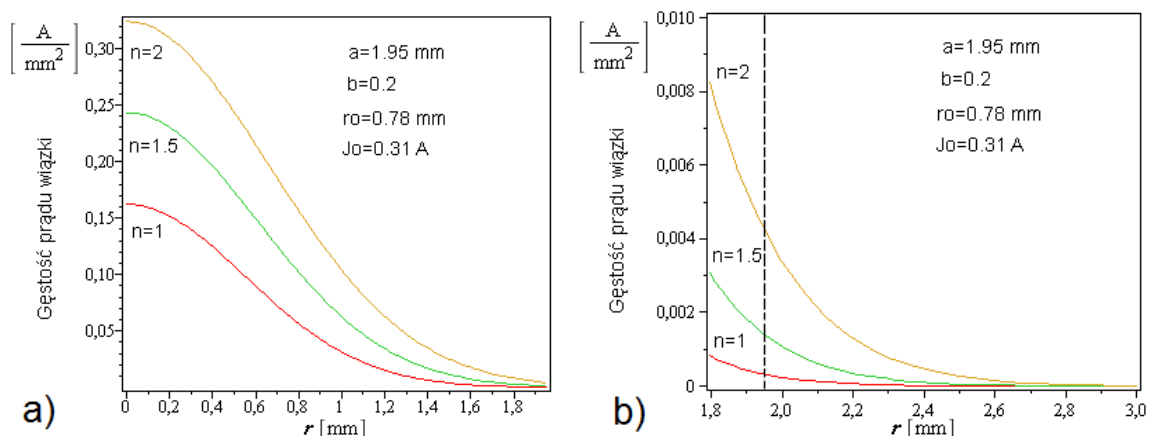
$$n(z) i_0 = i_0 + i_z(n(z)) . \quad (3.25)$$

Na podstawie (3.22), (3.24) i (3.25) wartość prąd linii opóźniającej $I_a(z)$ można więc przedstawić jako:

$$I_a(z) = \int_a^\infty 2 \pi r (i_0 + i_z) e^{-m \frac{r^2}{r_0^2} \left(\frac{1}{(b \frac{z}{r_0} + 1)} \right)^2} dr - I_a(0) , \quad (3.26)$$

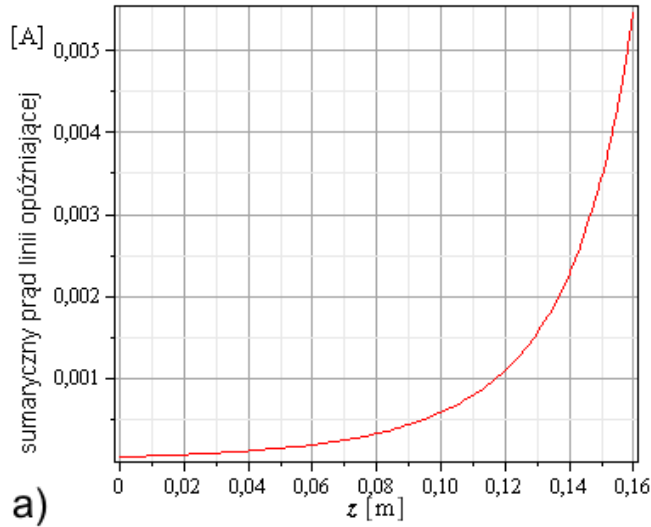
gdzie $I_a(0)$ jest wartością prądu linii na początku sekcji wyjściowej LO - w lampie odpowiada ona wartości prądu LO w warunkach braku sygnału b.w.cz.

Operacja całkowania wymaga znajomości zależności składowej zmiennej i_z od położenia. W celu jej wyznaczenia założono, że amplituda natężenia pola elektrycznego fali w przekroju wiązki jest stała. Z modelu teoretycznego Pierce'a procesu wzmocniania LFB wynika tzw. równanie elektroniczne, które wiąże amplitudę składowej zmiennej

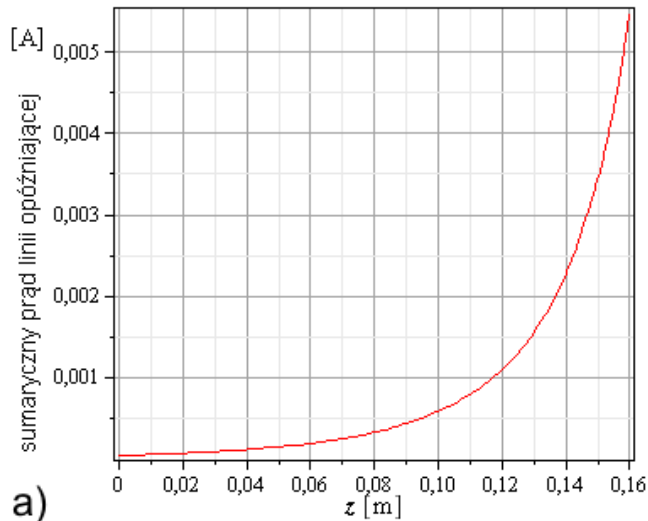


Rys. 3-14 a) Rozkład Gaussa gęstości prądu wiązki zastosowanej w prototypie lampy LO-500, dla trzech wartości przewyższenia początkowej gęstości prądu wiązki n oraz $m = 1$; **b)** Przebiegi funkcji w okolicach ścianki cylindrycznego kanału przelotowego o promieniu a ; $r_0 = 0,78$ mm odpowiada stosunkowi średnicy wiązki do średnicy kanału 0.4.

gęstości prądu wiązki elektronowej i_z ze składową natężenia pola elektrycznego E_z , przyczyny modulacji:



a)



a)

Rys.3-15 a) Szacowany na podstawie (3.30) całkowity prąd przechwyty spirali na długości $0 \div z$ lampy LO-500; $m = 1$, $L = 0,161$ m, $I_0 = 0,31$ A, b) Gęstość liniowa prądu przechwyty linii opóźniającej; linia czerwona – obliczony na podstawie (3.33) dla danych jak dla rysunku a; linia zielona – aproksymacja za pomocą funkcji wykładniczej (3.35) dla $k = 1$ i $A = 0,7 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Wm}$, linia przerywana – dla $k = 1,1$ i $A = 0,73 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Wm}$.

można jako:

$$i_z = i_{wy} e^{B \frac{z-L}{2}} \quad (3.29)$$

$$i_z = \frac{j \beta_e i_0}{2 V_0 (\beta_e - \beta)^2} E_z, \quad (3.27)$$

gdzie $\beta_e = \frac{\omega}{u_0}$ jest liczbą falową związaną z prędkością elektronów u_0 , $\beta = \frac{\omega}{v_f}$ jest liczbą falową składowej fali o narastającej amplitudzie i rozprzestrzeniającej się z prędkością fazową v_f , i_0 gęstością początkową prądu wiązki a V_0 napięciem przyspieszającym wiązkę.

Jak już wcześniej zważono, gęstość strumienia przenoszonej energii przez falę, czyli moc sygnału b.w.cz., jest wprost proporcjonalna do kwadratu amplitudy pola elektrycznego. Zatem amplituda natężenia pola elektrycznego w przekroju wiązki zmienia się wg zależności:

$$E(z) = E_{wy} e^{\frac{B}{2}(z-L)}, \quad (3.28)$$

gdzie E_{wy} jest natężeniem pola elektrycznego na końcu LO a $B = \frac{(g-a) \ln(10)}{10}$. Tym samym rozkład gęstość prądu składowej zmiennej prądu wiązki, w stałych warunkach zasilania V_0 i i_0 oraz stałej częstotliwości sygnału ω zapisać

Zakładając, że maksymalna wartość składowej zmiennej i_z , w warunkach liniowych może wynosić i_0 a całkowita gęstość prądu $2 \cdot i_0$ (co odpowiada wartości $n = 2$), po podstawieniu (3.29) do (3.26) i wykonaniu całkowania otrzymuje się formułę na wartość całkowitego prądu linii opóźniającej przechwyconego na odcinku $0 \div z$:

$$I_a(z) = I_0 F_1^2 (1 + F_2) e^{-m(\frac{a}{r_0})^2 (z-L) F_1^2} - I_0 e^{-m(\frac{a}{r_0})^2}, \quad (3.30)$$

gdzie:

$$F_1 = b e^{B \frac{z-L}{2} + 1}, \quad F_2 = e^{B \frac{z-L}{2}}. \quad (3.31)$$

Rysunek 3-15a przedstawia wykres zależności całkowitego prądu linii opóźniającej od odległości wg formuły (3.30), dla $m = 1$ i przyjętych wcześniej danych lampy LO-500; długość czynna wyjściowej sekcji wynosi $L = 16,1$ cm, $g = 2,1$ dB/cm i $a = 0,1$ dB/cm.

Gęstość liniowa prądu przechwyty linii opóźniającej $j(z)$ jest z definicji szybkością zmian całkowitego prądu LO wzdłuż osi z :

$$j(z) = \frac{dI_a(z)}{dz}. \quad (3.32)$$

Zatem, na podstawie zależności (3.30), funkcja gęstości prądu przechwyty przyjmuje postać:

$$j(z) = I_0 B F_2 e^{-m F_1^2 (\frac{a}{r_0})^2} \left(\frac{F_1^2}{2} + b F_1 (F_2 + 1) + \frac{m a^2 b}{r_0^2} \frac{(F_2 + 1)}{F_1} \right), \quad (3.33)$$

gdzie funkcje F_1 oraz F_2 określone są zależnościami (3.31).

Uzyskana metodą analityczną zależność ma złożoną postać. Uniemożliwia to rozwiązanie równania różniczkowego (3.12) metodami analitycznymi. Zadanie można jednak uprościć stosując jej przybliżenie za pomocą funkcji wykładniczej postaci:

$$j(z) = A P_f(z) \quad (3.34)$$

$$j(z) = A P_{wy} e^{k \frac{(g-a) \ln 10}{10} (z-L)}, \quad (3.35)$$

gdzie: A – stała proporcjonalności, $P_f(z)$ - lokalna wartość mocy sygnału w.cz., k – liczba rzeczywista. Najlepsze wyniki uzyskuje się dla wartości k z przedziału $1,1 \div 1,2$ (rys.3-15b). Niestety również dla takiej postaci funkcji uzyskanie użytecznej zależności w postaci analitycznej jest niemożliwe. Dla $k = 1$ przybliżenie gęstości prądu przechwyty funkcją na podstawie (3.34) prowadzi do lokalnych odstępstw od krzywej teoretycznej na poziomie $5 \div 7$ % , co wydaje się być wartością akceptowalną . Rysunek 3-15b przedstawia wykres gęstości liniowej prądu przechwyty LO (linia czerwona) dla dystrybucji prądu jak na rysunku 3-15a. Linia zielona reprezentuje jego przybliżenie za

pomocą funkcji (3.35) dla $k = 1$ i $A = 0,7 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Wm}$ (wartość stałej A dobrano tak, aby całki obu przebiegów w przedziale zmienności były sobie równe). Kropkowaną linią pokazano przebieg funkcji aproksymacyjnej wg (3.35) dla $k = 1,1$ i $A = 0,73 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Wm}$.

3.4.2.4. Gęstość mocy strat wynikających ze zjawiska przechwyty prądu wiązki

W oparciu o wyznaczone w pkt. 3.4.2.1. i 3.4.2.2. funkcje wartości lokalnej mocy sygnału w.cz. $P_f(z)$ oraz gęstości liniowej prądu przechwyty LO $j(z)$, możliwe jest więc analityczne rozwiązanie równania różniczkowego (3.12). Brakującą postać funkcji rozkładu lokalnej wartości prądu wiązki wyznaczyć bowiem można z zależności:

$$I_w(z) = I_0 - \int_0^z j(t)dt , \quad (3.36)$$

gdzie I_0 jest początkowym prądem wiązki dla $z = 0$ a pomocniczą zmienną t wprowadzono w celu rozróżnienia zmiennych. Zakładając przybliżoną, liniową zależność prądu od lokalnej wartości mocy sygnału w.cz. ($k = 1$) oraz na podstawie (3.34) otrzymujemy:

$$j(z) = A P_{wy} e^{B(z-L)} , \quad (3.37)$$

gdzie A jest stałą, którą wyznacza się z warunku normalizacyjnego:

$$I_a = \int_0^L j(z)dz = A \int_0^L e^{B(z-L)} dz , \quad (3.38)$$

a I_a jest całkowitym prądem LO wywołanym oddziaływaniem z sygnałem b.w.cz. Jego wartość wyznaczana jest na drodze eksperymentalnej. Poszukiwana postać stałej A wynosi więc:

$$A = \frac{I_a B}{P_{wy}} (1 - e^{-B L})^{-1} . \quad (3.39)$$

Na podstawie (3.37) gęstość prądu przechwyty przybiera ostateczną postać:

$$j(z) = I_a B \frac{e^{B z}}{e^{B L} - 1} , \quad (3.40)$$

a funkcja dystrybucji prądu wiązki wzdłuż osi lampy $I_w(z)$, na podstawie (3.36):

$$I_w(z) = I_0 - I_a \frac{e^{B z} - 1}{e^{B L} - 1} . \quad (3.41)$$

Tym samym określono wszystkie składniki równania różniczkowego (3.12), które po podstawieniu formuł (3.16), (3.19), (3.40) oraz (3.41) przybiera ostateczną postać:

$$\frac{d}{dz} P_w(z) = -\frac{d}{dz} (P_{wy} e^{B(z-L)}) - \frac{aln(10)}{10} e^{B(z-L)} - \frac{I_a B \frac{e^{Bz}}{e^{BL-1}}}{I_0 - I_a \frac{e^{Bz-1}}{e^{BL-1}}} P_w(z) \quad , \quad (3.42)$$

$$\frac{d}{dz} P_w(z) = -(1 + \frac{aln(10)}{10}) P_{wy} B e^{B(z-L)} - \chi B \frac{e^{Bz}}{e^{BL-1} - \chi(e^{Bz-1})} P_w(z) \quad . \quad (3.43)$$

Wprowadzona tutaj stała $\chi = \frac{I_a}{I_0}$ jest współczynnikiem przechwyty prądu wiązki elektronowej przez linię opóźniającą wynikającym z procesu wzmacniania sygnału b.w.cz. Rozwiązaniem tego równania jest funkcja rozkładu mocy wiązki $P_w(z)$ o postaci:

$$P_w(z) = \left(\frac{P_{wy} \left(1 + \frac{aln(10)}{10}\right) \ln(e^{BL-1} - \chi e^{Bz} + \chi)}{\chi e^{BL}} + C \right) (e^{BL} - 1 - \chi e^{Bz} + \chi). \quad (3.44)$$

Stałą całkowania C wyznaczamy z warunków brzegowych. Dla $z = 0$ moc wiązki jest jej mocą początkową (w przybliżeniu równą mocy wiązki opuszczającej wyrzutnię elektronów $U_0 I_0$), pomniejszoną o moc sygnału b.w.cz. na początku sekcji wyjściowej lampy. Zatem:

$$C = \frac{U_0 I_0 - P_{wy} e^{-BL}}{e^{BL-1}} - \frac{P_{wy} \left(1 + \frac{aln(10)}{10}\right) \ln(e^{BL-1})}{\chi e^{BL}} \quad , \quad (3.45)$$

$$P_w(z) = \left(\frac{1}{\chi} P_{wy} \left(1 + \frac{aln(10)}{10}\right) e^{-BL} \ln \left(1 - \chi \frac{e^{Bz-1}}{e^{BL-1}}\right) + \frac{U_0 I_0 - P_{wy} e^{-BL}}{e^{BL-1}} \right) (e^{BL} - 1 - \chi e^{Bz} + \chi) \quad (3.46)$$

Na podstawie (3.9), (3.41) i (3.46) poszukiwana postać wyrażenia na gęstość mocy strat w LO wywołanych bombardowaniem przechwytywanymi elektronami wiązki wynosi:

$$p_{sw}(z) = P_{wy} B e^{B(z-L)} \ln \left(1 - \chi \frac{e^{Bz-1}}{e^{BL-1}}\right) + \chi B e^{Bz} \frac{U_0 I_0 - P_{wy} e^{-BL}}{e^{BL-1}} \quad . \quad (3.47)$$

W rzeczywistych, typowych LFB wzmocnienie części wyjściowej $(g-a) \cdot L$ jest zwykle większe od 20 dB. Zatem zachodzą następujące zależności:

- moc sygnału b.w.cz. indukowana na początku ostatniej sekcji LO ($P_{wy} e^{-BL}$) przez zmodulowaną wiązkę elektronów jest bardzo mała w stosunku do mocy

wiązki elektronowej $U_0 I_0$. W przypadku lampy LO 500 stosunek obu wielkości wynosi ok. 10^{-4} ,

- zachodzi nierówność: $e^{BL} \gg 1$ (w przytoczonym przykładzie $e^{BL} = 1905$).

Tym samym formułę (3.47) można uprościć do postaci:

$$p_{sw}(z) \approx U_0 I_0 B e^{B(z-L)} (\chi + \eta \ln(1 - \chi e^{B(z-L)})) , \quad (3.48)$$

gdzie $\eta = \frac{P_{wy}}{U_0 I_0}$ jest sprawnością procesu przemiany energii wiązki elektronowej na energię sygnału b.w.cz.

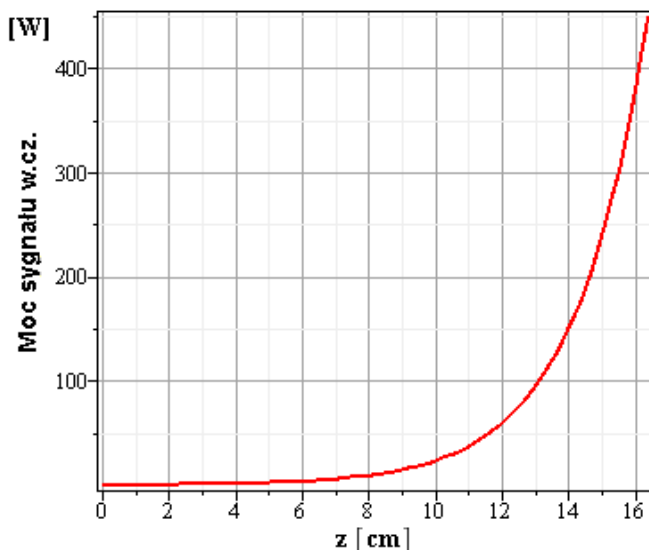
Uzyskana postać funkcji gęstości mocy strat wywołanych prądem przechwyty linii opóźniającej jest jednym z dwóch składników całkowitych strat jakie występują w linii opóźniającej LFB, w procesie wzmacniania mocy mikrofalowej. Pierwszy składnik, związany z przepływem prądów wysokiej częstotliwości w strukturze linii opóźniającej, wyznaczony został w rozdziale 3.4.2.2.

3.4.3. Całkowita gęstość mocy strat w spirali

Całkowita gęstość mocy strat w spirali linii opóźniającej jest zatem sumą gęstości mocy strat wywołanej bombardowaniem spirali elektronami wiązki p_{sw} (3.48) oraz gęstości mocy strat wynikającej z rezystywności spirali p_{sf} (3.19):

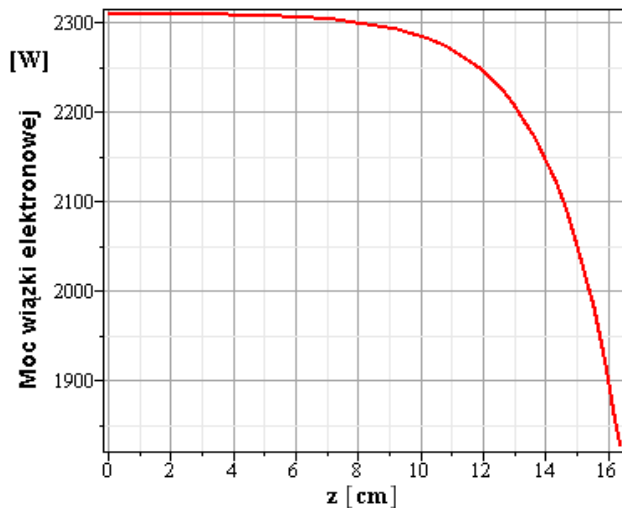
$$p_c = p_{sw} + p_{sf} . \quad (3.49)$$

W celu weryfikacji uzyskanych formuł autor skorzystał z danych linii opóźniających



dwóch LFB opracowanych w OW BE [27] - projektowanej LO-500 oraz LO-120. W wypadku LO-500 przyjęto parametry wiązki oraz linii opóźniającej identyczne jak w rozdziale 2.7.

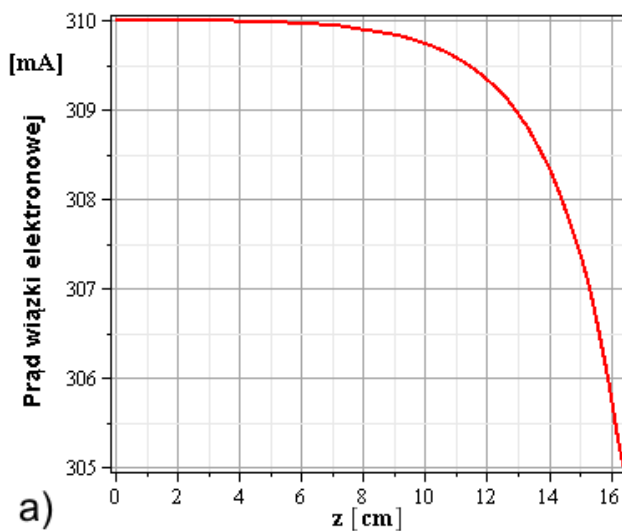
Rys. 3-16 Przebieg mocy sygnału b.w.cz. w lampie LO-500 obliczony wg formuły (3.16) dla: $g=2,1$ dB/cm, $a=0,09$ dB/cm, $P_{wy}=450$ W, $L=16,1$ cm.



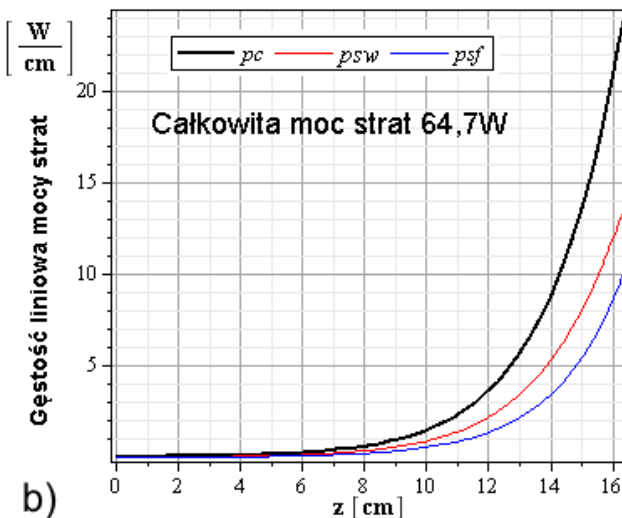
Rys. 3-17 Przebieg mocy wiązki elektronowej wzdłuż osi LO wg formuły (3.46); $U_0=7450$ V, $I_0=0,31$ A, $I_a=5$ mA.

wartości mocy sygnału b.w.cz. w LO a rysunek 3-17 – lokalnej wartości mocy wiązki

Wartość współczynnika wzmocnienia jednostkowego $g = 2,1$ dB/cm przyjęto za programem Expres, natomiast wartość współczynnika tłumienia jednostkowego skorygowano w dół, z powodów przedstawionych w paragrafie 3.4.2.2., do $a = 0,09$ dB/cm. Uwzględniono tym samym wyłącznie straty w spirali, które stanowią 90 % całkowitych strat w LO (rys. 3-13, $k_1 = 0,9$). Rysunek 3-16 zawiera obliczony na podstawie formuły (3.41) przebieg lokalnej wartości mocy sygnału b.w.cz. w LO a rysunek 3-17 – lokalnej wartości mocy wiązki elektronowej, obliczony na podstawie (3.46).



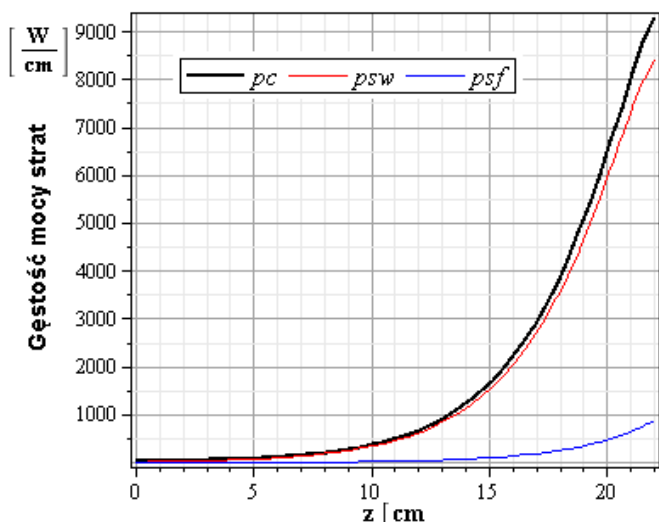
a)



b)

Zmiany prądu wiązki wzdłuż osi rozważanej lampy, obliczone na podstawie (3.41), pokazano na rysunku 3-18a. Rysunek 3-18b zawiera wynik obliczeń całkowitej gęstości liniowej mocy strat w LO obliczony wg (3.49) oraz poszczególne jej składniki: p_{sw} oraz p_{zf} . Dla porównania, na rysunku 3-19, pokazano wyniki identycznych

Rys. 3-18 a) Rozkład prądu wiązki w lampie LO-500 obliczony wg formuły 3.41, b) Gęstość liniowa mocy strat w spirali LFB; p_{sw} – gęstość liniowa mocy strat wynikająca z prądu przechwyty wg (3.48), p_{zf} – gęstości liniowa mocy strat wynikających z rezystywności spirali (wg (3.19)), p_c – gęstość liniowa mocy strat całkowitych.



Rys. 3-19 Gęstość mocy strat w impulsie lampy LO-120 obliczona wg formuły (3.16) dla $g = 1,42$ dB/cm, $a = 0,1$ dB/cm, $P_{wy} = 40\ 000$ W, $L = 22$ cm.

a

przechwytu prądu wiązki $\chi = 0,35$, prowadzą do dużego obciążenia linii opóźniającej mocą strat wynikających z prądu przechwytu p_{sw} . Jednocześnie jednak, zastosowana tam linia pierścieniowo-prętowa jest tylko w niewielkim stopniu obciążona stratami p_{sf} . Wynika to zarówno z niskiej częstotliwości wzmacnianego sygnału b.w.cz. (1,24 ÷ 1,44 GHz) jak i dużych wymiarów LO. Wykres przedstawia wartości szczytowe gęstości mocy strat. Wartość średnią uzyskuje się poprzez jej pomnożenie przez współczynnik wypełnienia impulsami, który w tym przypadku, dla nominalnych warunków pracy lampy, wynosi 0,02.

obliczeń uzyskane dla linii opóźniającej lampy LO-120. Ten typ LFB przeznaczony do pracy w układach impulsowych, z mocą szczytową b.w.cz. 40 kW, przewyższa o dwa rzędy wielkości moc typowych lamp LFB przeznaczonych do zastosowań telekomunikacyjnych.

Wysoki poziom mocy wyjściowej, parametry zastosowanej wiązki elektronowej (prąd wiązki $I_0 = 7,3$ A, napięcie katodowe $U_0 = 18$ kV) zwłaszcza wysoki współczynnik

3.5. Analiza numeryczna pola temperatury spiralnej linii opóźniającej w programie ANSYS

3.5.1. Przepływ ciepła w linii opóźniającej LFB

W termodynamice przez przepływ ciepła pomiędzy rozważanymi obszarami rozumie się transport energii cieplnej w stanie nierównowagi termicznej, wynikającej z istniejącej różnicy temperatur pomiędzy nimi [42]. Rozróżnia się trzy mechanizmy przenoszenia energii cieplnej:

- przewodnictwo; w przypadku ciał stałych przepływ energii cieplnej odbywa się bez przemieszczania cząsteczek ośrodka. Nośnikiem energii cieplnej są elektrony

pasma przewodnictwa oraz fonony, czyli kwanty energii drgań atomów lub cząsteczek w sieci krystalicznej ciała stałego. W przypadku środowiska gazowego transport ciepła odbywa się za pośrednictwem zderzających się atomów lub cząsteczek i dyfuzji.

- Konwekcję - mechanizm przenoszenia ciepła związanym z makroskopowym ruchem materii danego ośrodka, dotyczący ośrodków ciekłych i gazowych. Konwekcja naturalna występuje gdy przemieszczanie się cząsteczek ośrodka wynika wyłącznie z różnicy gęstości ośrodka spowodowanej różnicą temperatur. W przypadku zewnętrznego wymuszenia ruchu ośrodka mówimy o konwekcji wymuszonej.
- Promieniowanie - mechanizm wyrównywania temperatury przez przepływ energii między ośrodkami za pośrednictwem fal elektromagnetycznych.

Ogólna postać równania różniczkowego opisującego zjawisko przewodnictwa cieplnego w materiale o izotropowych własnościach cieplnych, w domenie czasu i przestrzeni ma postać:

$$\nabla^2 T = \frac{c\rho}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{q}{\lambda} \quad , \quad (3.50)$$

gdzie c – ciepło właściwe, ρ – masa właściwa, λ – współczynnik przewodnictwa cieplnego ośrodka, q – wydajność cieplna źródeł ciepła zawartych wewnątrz rozważanego obszaru [43]. Jego rozwiązaniem jest pole temperatury rozpatrywanego zagadnienia czyli w ogólnym przypadku suma aperiodycznych funkcji wykładniczych czterech zmiennych: trzech współrzędnych położenia i czasu.

W przypadku układu składającego się z elementów o skomplikowanych kształtach, posiadającego wewnętrzne źródła ciepła czy też uwzględniającego zjawiska promieniowania, rozwiązanie analityczne nastęrcza poważne trudności. Najczęściej jest niemożliwe. W takich sytuacjach, jedyną drogą prowadzącą do rozwiązania pozostają metody numeryczne. Często jednak rozpatrywane zagadnienia cieplne dotyczą stanu ustalonego przepływu energii wtedy, gdy pole temperatury nie ulega już zmianom w czasie - $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$. Jeżeli równocześnie rozpatrywany układ nie zawiera wewnętrznych źródeł ciepła ($q = 0$) wówczas, równanie przewodnictwa cieplnego redukuje się do postaci równania Laplace'a:

$$\nabla^2 T = 0 \quad . \quad (3.51)$$

Dalsze uproszczenie rozpatrywanego zagadnienia może również wynikać z określonej symetrii układu, która pozwala na jego redukcję do zagadnienia jednowymiarowego.

Pole temperatury wielu zagadnień można jednak wyznaczać bezpośrednio z prawa Fouriera, z którego korzysta się również przy wyprowadzaniu równania (3.50). Dla przypadku jednowymiarowego przyjmuje ono postać:

$$q = \frac{P}{A} = -\lambda(T) \frac{dT}{dx} , \quad (3.52)$$

gdzie q jest gęstością strumienia energii cieplnej, P jest mocą z jaką przenoszona jest energia cieplna wzdłuż osi x pomiędzy dwoma równoległymi płaszczyznami o powierzchniach A , w odległości dx i prostopadłymi do kierunku przepływu energii gdy różnica temperatur pomiędzy powierzchniami wynosi dT .

Praktycznie, wygodnie jest korzystać z pojęcia rezystancji termicznej R , które wynika bezpośrednio z formuły (3.52). W ustalonych warunkach dla obszaru przewodnika ciepła o długości L i stałej wartości gęstości strumienia energii cieplnej q , przenikającego powierzchnię A mamy:

$$R = \frac{\Delta T}{P} = \frac{1}{\lambda} \frac{L}{A} \quad \left[\frac{K}{W} \right]. \quad (3.53)$$

W wypadku połączenia szeregowego n przewodników ciepła o współczynnikach przewodnictwa cieplnego $\lambda_1 \dots \lambda_n$, długościach $L_1 \dots L_n$ i tym samym przekroju A , wypadkowa rezystancja termiczna układu wynosi:

$$R_s = \frac{1}{A} \sum_{k=1}^n \frac{L_k}{\lambda_k} , \quad (3.54)$$

podczas gdy przy równoległym połączeniu tych elementów:

$$R_r = \frac{1}{A \sum_{k=1}^n \frac{\lambda_k}{L_k}} . \quad (3.55)$$

W literaturze przyjmuje się pojęcie rezystancji termicznej odniesionej - tak jak w równaniu (3.53) - do całkowitej mocy energii cieplnej P przenoszonej przez powierzchnię A [41]. Spotyka się jednak również jej definiowanie poprzez gęstość przenoszonej mocy $q = \frac{P}{A}$ [44] a jej wymiar przyjmuje postać $[m^2K/W]$. Wobec takiej dwoistości wydaje się, że w drugim wypadku byłoby lepiej stosować, przez analogię do zjawisk elektrycznych, pojęcie rezystywności termicznej θ . Wówczas:

$$\theta = AR . \quad (3.56)$$

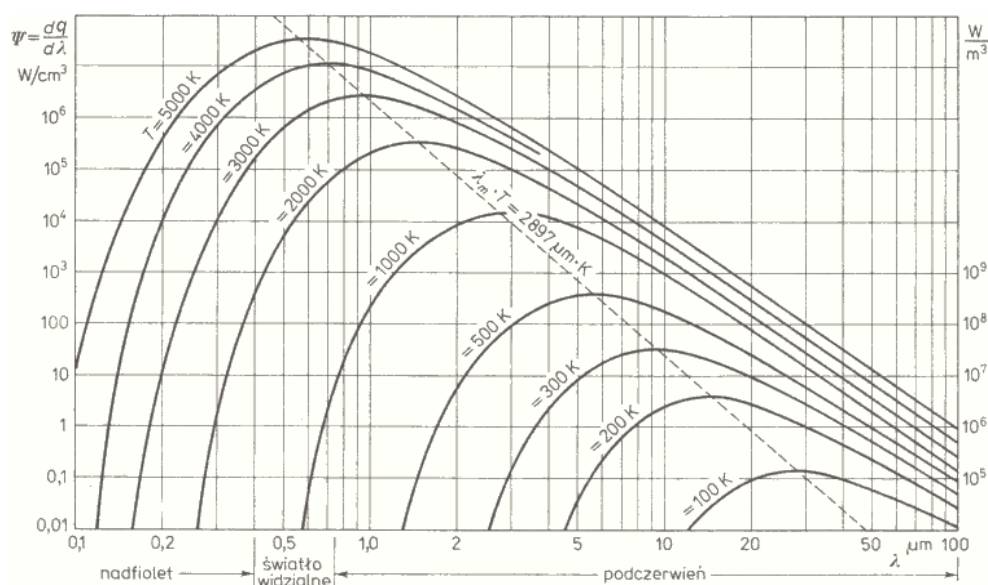
Zjawisko konwekcji ujmuje matematycznie równanie Newtona:

$$q = \alpha (T_s - T_a). \quad (3.57)$$

W równaniu q jest gęstością strumienia energii cieplnej na powierzchni granicznej w kierunku normalnym do tej powierzchni, α współczynnikiem przejmowania ciepła przez otoczenie⁴⁴ (w ogólnym przypadku zależnym od temperatury, rodzaju ośrodka oraz warunków jego stosowania⁴⁵), T_s temperaturą powierzchni źródła ciepła a T_a stałą temperaturą ośrodka otaczającego źródło.

Ostatni z wymienionych na wstępie sposobów przepływu ciepła to wymiana ciepła z otoczeniem na drodze promieniowania. Dla źródła ciepła o temperaturze z zakresu od 300 K do 5000 K promieniowanie to obejmuje fale elektromagnetyczne o długości fali z przedziału od ok. 0,1 do 40 μm . Przy czym w zakresie 0÷1000 K praktycznie cała energia emitowana jest w zakresie podczerwieni. Na rysunku 3-20 zamieszczono rodzinę krzywych zdolności promieniowania⁴⁶ $\psi(\lambda)$ ciała doskonale czarnego w różnych temperaturach, obliczoną na podstawie rozkładu Plancka.

Całkowitą gęstość strumienia energii promieniowania ciała doskonale czarnego



Rys. 3-20 Zdolność promieniowania ciała doskonale czarnego – rozkład Plancka i prawo Wiena [45].

⁴⁴ W ogólnym wypadku obejmuje przepływ energii cieplnej przez konwekcję i przewodzenie.

⁴⁵ Sposób usytuowania źródła ciepła względem ośrodka zewnętrznego i warunki przepływu substancji otaczającej źródło.

⁴⁶ Zdolność promieniowania ciała dla fali o długości λ , w temperaturze T , to szybkość zmian gęstości strumienia wypromieniowanej energii q (inaczej, gęstości mocy promieniowania) przy zmianie długości fali: $\psi(\lambda) = \frac{dq}{d\lambda}$. Gęstość powierzchniową strumienia wypromieniowanej energii w całym zakresie długości fal obliczamy jako: $q = \int_0^{\infty} \psi(\lambda) d\lambda$.

o temperaturze T obliczyć można na podstawie prawa Stefana-Boltzmana:

$$q = \sigma T^4, \quad (3.58)$$

gdzie $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$ jest stałą Stefana - Boltzmana. W wypadku ciał rzeczywistych wzór (3.58) podlega modyfikacji przez uwzględnienie bezwymiarowego współczynnika emisyjności⁴⁷ ε :

$$q = \varepsilon \sigma T^4. \quad (3.59)$$

Promieniowanie wysyłane przez ciało o temperaturze powierzchni T_s , pozostające w otoczeniu innego ciała o temperaturze T_a jest przez nie pochłaniane a w części odbijane; zdolność absorpcji promieniowania określa bezwymiarowy współczynnik absorpcji α . Jeżeli wymiary rozpatrywanego ciała o temperaturze T_s są znacznie mniejsze od wymiarów ciała otaczającego i mamy jednocześnie do czynienia z tzw. ciałami szarymi⁴⁸, to gęstość strumienia energii promieniowania elektromagnetycznego wysyłanego przez nie, obliczyć można jako:

$$q = \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_a^4). \quad (3.60)$$

W wypadku spiralnej linii opóźniającej i linii pochodnych, odporność na podwyższoną temperaturę determinuje granica plastyczności zastosowanego materiału spirali oraz obszarem przejściowy charakterystyki rozciągania, zawartym pomiędzy granicą plastyczności a granicą sprężystości. Dla molibdenu, w warunkach linii nielutowanej a więc takiej jaką zastosowano modelu lampy LO-500, maksymalna temperatura pracy⁴⁹ nie powinna przekraczać 550 K. Jak wynika z rysunku 3-20, w takiej temperaturze istotne znaczenie w zakresie odprowadzania ciepła wydzielanego w spirali może mieć zatem jedynie mechanizm odprowadzania ciepła na drodze przewodnictwa. W rozdziale 5., opierając się na tym przybliżeniu i wychodząc bezpośrednio z prawa Fouriera zastosowanego do układu LO obciążonego równomiernie mocą strat (3.52), wyznaczono metodami analitycznymi pole temperatury spiralnej linii opóźniającej oraz poszczególne rezystancje termiczne jego elementów. Uzyskane dane stanowią niewątpliwą pomoc w zakresie oceny zdolności danej konstrukcji do odprowadzania ciepła wytracanego w spirali i prognozowania skutków zastosowanych zmian konstrukcyjnych.

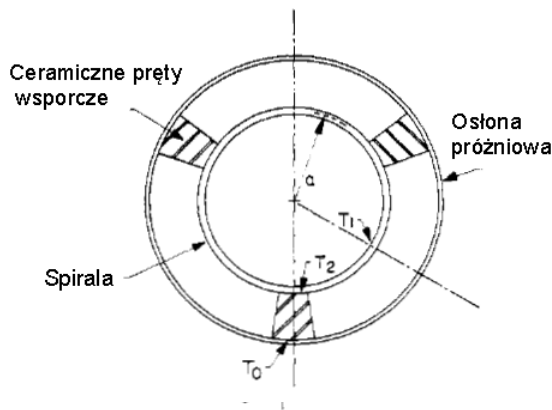
⁴⁷ Określa zdolność emisyjną danego ciała w odniesieniu do ciała doskonale czarnego; $0 \leq \varepsilon \leq 1$.

⁴⁸ Współczynnik emisyjności ciała szarego nie zależy od długości fali i równy jest współczynnikowi absorpcji.

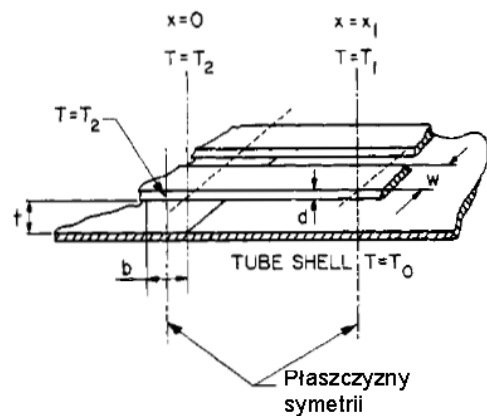
⁴⁹ Maksymalna temperatura spirali dla której nie wystąpiło jeszcze przekroczenie granicy sprężystości materiału z którego ją wykonano.

Wprowadzenie do rozważań niejednorodnego rozkładu mocy strat w znacznym stopniu komplikuje jednak rozpatrywane zagadnienie. Wyznaczenie maksymalnej temperatury spirali metodą analityczną jest w tych warunkach zadaniem skomplikowanym i obciążonym wieloma warunkami. Kwalifikuje to je raczej do grupy zagadnień rozwiązywalnych metodami numerycznymi niż analitycznymi.

J.R. Lucken w pracy [46,47] przeprowadził analizę pola temperatury linii opóźniającej LFB fali ciągłej o mocy 10 kW i częstotliwości pracy 1 GHz. W modelu tym linia zbudowana jest ze spirali nawiniętej tasiemką o przekroju prostokątnym, wspartej na trzech ceramicznych prętach, umieszczonej w osłonie ze stali nierdzewnej (rys. 3-20); pręty przylutowane są zarówno do osłony jak i spirali co pozwala na pominięcie w rozważaniach rezystancji termicznej styku.



Rys. 3-20 Przekrój poprzeczny spiralnej linii opóźniającej [46].



Rys. 3-21 Przekrój poprzeczny przez rozwiniętą spiralę nad płaszczyzną osłony [46].

Opierając się na symetrii układu i założeniu, że ciepło przepływa wyłącznie w kierunku promieniowym (rys. 3-21), autor wyprowadził formuły opisujące spadki temperatury na odcinkach (przęsłach) spirali rozpiętych pomiędzy prętami wsporczymi oraz na samych prętach, w zależności od lokalnej mocy sygnału b.w.cz.. Przyjęto liniowy charakter temperaturowej zależności współczynników przewodnictwa cieplnego zastosowanych materiałów: $\lambda(T) = \lambda(T_0)(1 + \alpha(T - T_0))$.

W rozważaniach uwzględniono w zasadzie, wyłącznie straty rezystancyjne związane z sygnałem b.w.cz. Straty wynikające z prądu przechwyty LO oszacowano poprzez założenie, że prąd przejmowany przez spiralę dotyczy wyłącznie końcowego odcinka spirali o znanej długości a przechwyt nie przekracza 2% prądu wiązki. W wypadku lamp

impulsowych dużej mocy wyjściowej ($10 \div 40$ kW) przybliżenie takie traci uzasadnienie ze względu na wysokie wartości prądu LO sięgające nawet $10 \div 30\%$ wartości prądu wiązki. Powoduje to, że straty wynikające z bombardowania elektronowego znacznie przewyższają straty rezystancyjne w spirali (rys. 3-19). Przedstawiona analiza nie uwzględnia również faktu, że szybki narost mocy strat wzdłuż osi LO musi powodować powstanie różnicy temperatury wzdłuż prętów wsporczych i tym samym przepływ strumienia ciepłego wzdłuż prętów. W efekcie końcowym temperatura tzw. „gorących” punktów spirali, utożsamianych ze środkiem przeszła, może być znacznie niższa od przewidywań modelu.

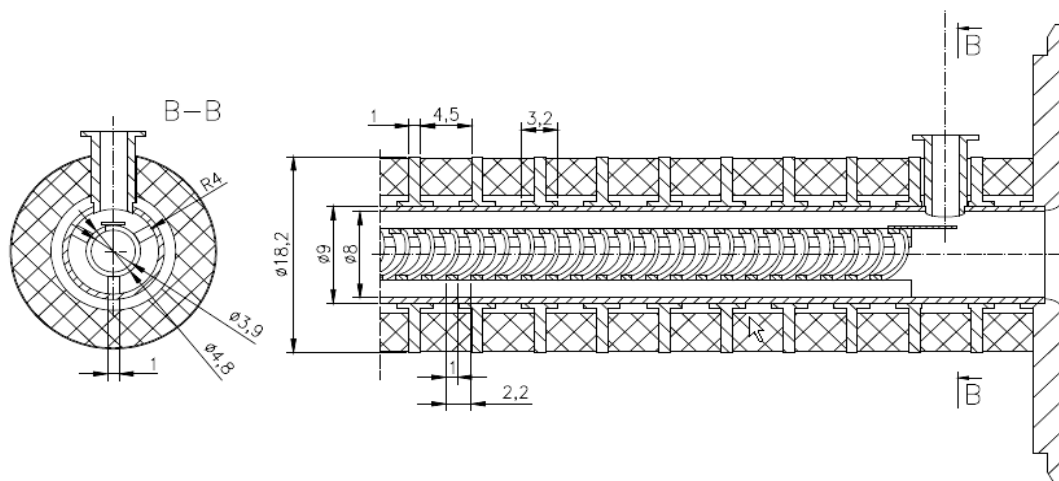
Niezależnie od J.R. Luckena, podobny tok myślenia w zakresie opisu zjawiska przepływu ciepła w spiralnej LO metodami analitycznymi przedstawił autor w rozdziale 5. W modelu tym nie uwzględniono - z założenia - zależności temperaturowej współczynników przewodnictwa ciepłego oraz zjawiska promieniowania, jako pomijalnie małych w rozważanym zakresie temperatury. Uzyskane przez autora wyniki pomiarów rezystancji termicznej pakietu realnej LFB ze spiralą zaciskaną metodą triangulacji⁵⁰, w warunkach jednorodnego rozkładu mocy strat (rozdz. 4. i 5.) pokazują, że rezystancje termiczne styku ceramiki z metalem są znacząco niższe od opisanych w pracy [48].

3.5.1. Opis konstrukcji przyjętej do obliczeń numerycznych

Wykonany w programie Ansys v.11 numeryczny model spiralnej linii opóźniającej oparto na konstrukcji realnej LFB pokazanej na rysunku 3-22. Chłodzenie lampy odbywa się prawie w całości na drodze odprowadzania ciepła do podstawy przez nabiegunniki układu magnetycznego, w niewielkim stopniu przez same magnesy. W związku z tym, w modelu numerycznym LO uwzględniono również obecność aluminiowej chłodnicy pokazanej na rysunku 3-24. Tym samym, stanowi ona istotny element układu odprowadzania ciepła.

W początkowych rozważaniach nie uwzględniono zakończenia LO składającego się z kołnierza kolektora oraz fragmentu układu ogniskującego pozostającego poza obszarem spirali i prętów.

⁵⁰ Metoda mocowania spirali wspartej na trzech rozmieszczonych symetrycznie ceramicznych prętach w odkształconej trójkątnie, w granicach sprężystości, stalowej rurze.



Rys. 3-22 Przekrój poprzeczny przyjętej do analizy numerycznej wyjściowej sekcji LO lampy LO-500 wraz z magnetycznym, okresowym układem ogniskującym; **1** - nabiegunnik (Fe), **2** - magnes pierścieniowy (Sm-Co), **3** - ceramiczny pręt wsporczy (BeO), **4** - spirala (W), **5** - osłona próżniowa (stal nierdzewna).

Dla uproszczenia opisu zjawiska i uzyskania danych zależnych wyłącznie od własności części składowych badanej struktury założono, że rezystancje termiczne styku poszczególnych obszarów są zanedbywalnie małe.

Chociaż taki uproszczony obraz przepływu ciepła jest sprzeczny z doświadczeniem, zwłaszcza w przypadku układu zmontowanego wyłącznie metodą triangulacji, to jednak uzyskane wyniki ilustrują w sposób przejrzysty istotę zjawiska. Można je ponadto uogólnić dla przypadków rzeczywistych uwzględniając poprawki wnoszone przez wyznaczone eksperymentalnie rezystancje termiczne styku.

Podobne podejście do zagadnienia symulacji numerycznej spiralnej linii opóźniającej LFB zaprezentowano w pracy [49]. Autorzy przeprowadzili symulacje w programie Ansys v.10.1, ale ograniczyli się jednego segmentu LO składającego się z dwóch sąsiednich nabiegunników rozdzielonych pierścieniowym magnesem i spirali o długości 10 zwojów. Rozkład mocy strat zadany był funkcją o charakterze zbliżonym do prezentowanego w tej pracy jednak nie podano źródła jego pochodzenia. W wynikach nie pokazano przebiegu uzyskanego rozkładu temperatury spirali (lub osłony próżniowej) a jedynie temperaturę maksymalną dla tej konstrukcji, silnie zależną od przyjętych *a priori* wartości rezystancji termicznych styku. Stąd prawdopodobnie wynika uzyskana, nierealna temperatura linii spiralnej na poziomie $1600 \div 2000$ °C.

Celem przeprowadzonego w tej pracy modelowania numerycznego metodą FEM było wyznaczenie rozkładu maksymalnej temperatury spirali oraz osłony próżniowej

pakietu linii opóźniającej dla założonego, niejednorodnego rozkładu liniowej gęstości mocy strat cieplnych uzyskanego na drodze analitycznej - formuły (3.48) i (3.49). Następnie przeprowadzono eksperymentalną weryfikację tej formuły wykorzystując, najdogodniejszy ze względu na możliwości pomiarowe, rozkład temperatury osłony próżniowej (rozdz. 4.) Ponadto, uzyskane dodatkowe rozkłady temperatury pakietu LO dla stałej gęstości mocy strat posłużyły do weryfikacji wprowadzonych przez autora przybliżonych, analitycznych metod wyznaczenia rezystancji termicznych jego elementów składowych (rozdz. 5.).

3.5.2. Założenia projektowe

3.5.3.1. Modelowanie funkcji rozkładu mocy w linii opóźniającej

Kluczowym problemem związanym z tworzeniem modelu numerycznego LO było zamodelowanie rozkładu mocy strat wydzielanej w spirali pod postacią ciepła wg przebiegu funkcji otrzymanej z modelu analitycznego (3.48). Przyjęto model dyskretny strat rezystancyjnych, w którym spiralę o długości L i skoku s podzielono na $N = \frac{L}{s}$ szeregowo połączonych zwojów przez które przepływa prąd stały o natężeniu I . Zatem w zwoju o numerze n , zgodnie z prawem Joule'a – Lenza, wydziela się energia cieplna z mocą P_n :

$$P_n = I^2 R_n = I^2 \rho_n \frac{2 \pi a}{d w}, \quad (3.61)$$

gdzie R_n jest rezystancją zwoju n , ρ_n - jego rezystancją właściwą, a - średnim promieniem spirali (rys.3-20 lub rys.6-1), d - grubością tasiemki a w - jej szerokością. Jeżeli moc P_n wyrazimy poprzez założoną gęstość liniową mocy strat $p(z)$, gdzie $z = s(n - 0,5)$ odpowiada położeniu środka zwoju n , wówczas korzystając z (3.53) otrzymujemy:

$$P_n = s \cdot p(n) . \quad (3.62)$$

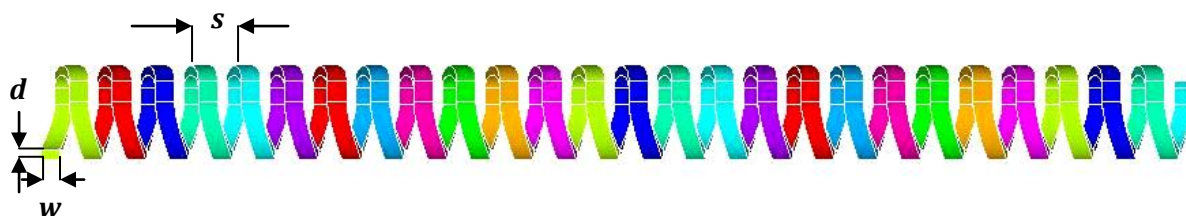
Porównanie (3.61) oraz (3.62) prowadzi do formuły na wartość rezystancji właściwej zwoju ρ_n jaką należy przyjąć, aby uzyskać założony rozkład gęstości liniowej mocy strat p_n dla przyjętej wartości natężenia prądu I :

$$\rho_n = \frac{s d w}{2 \pi a I^2} p(n) . \quad (3.63)$$

W układzie poddanym analizie część czynna spirali podzielona została na $N = 64$ zwoje, co daje całkowitą długość spirali 140,8 mm. Fragment modelu numerycznego tak

opisanej spirali pokazano w powiększeniu na rysunku 3-23. Na tej podstawie, całkowitą moc strat cieplnych modelu obliczyć można jako:

$$P = I^2 \frac{2\pi a}{d w} \sum_{n=1}^N \rho_n \cdot \quad (3.64)$$



Rys. 3-23 Fragment modelu numerycznego spirali lampy LO-500 [50].

3.5.3.2. Własności materiałowe

Podstawowym warunkiem uzyskania wyników analizy numerycznej badanej struktury zgodnych z danymi eksperymentalnymi jest przyjęcie właściwych wartości współczynników określających własności fizyczne zastosowanych materiałów. W przypadku modelu linii opóźniającej lampy LO-500 mamy do czynienia z sześcioma materiałami, z których każdy powinien być opisany sześcioma właściwościami termomechanicznymi. W tabeli 3-1 przedstawiono przyjęte do analizy numerycznej właściwości materiałowe opisujące ich zachowanie w warunkach złożonych obciążeń termomechanicznych. Dla większości materiałów wartości właściwości materiałowych dostępnych w literaturze różnią się, w zależności od przyjętej metody pomiarowej lub typu badanej próbki. Część z wymienionych właściwości przyjęto zatem wg dostępnych kart technologicznych, a część według internetowej bazy danych [51]. Wszystkie dane zamieszczone w tabeli 3-1 odnoszą się do temperatury 293 K.

Tabela 3-1 Właściwości materiałów przyjęte do analizy numerycznej; E - moduł Younga, ν - współczynnik Poissona, α - współczynnik rozszerzalności cieplnej, c – ciepło właściwe, λ - współczynnik przewodności cieplnej, ρ – gęstość [50].

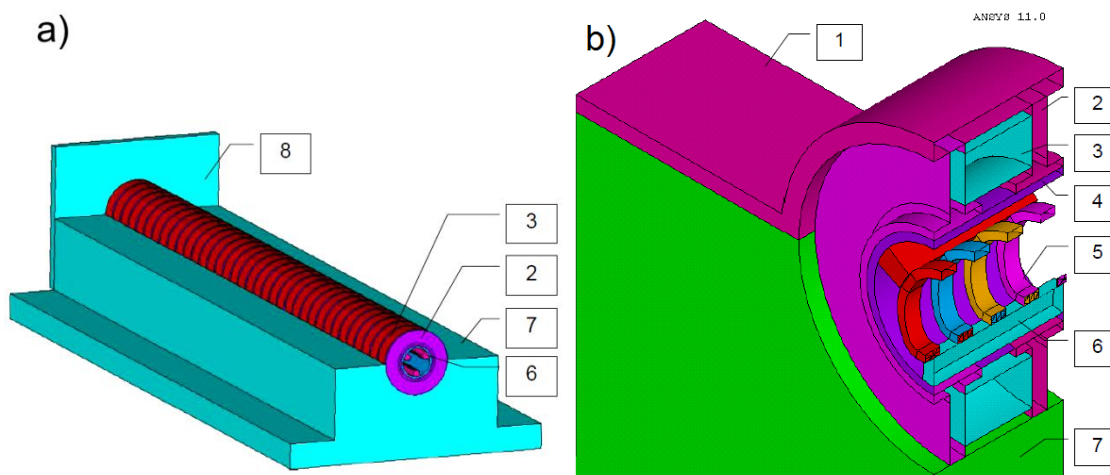
Opis części	Materiał	E	ν	α	c	λ	ρ
		[GPa]	[1]	[10 ⁻⁶ /K]	[J/kgK]	[W/mK]	[kg/m ³]
Spirala	Wolfram	410	0,17	4,2	130	164	19300
Dielektr.	Ceramika BeO	345	0,26	8	1050	265	2850
Ośłona próżniowa	Stal nierdz. X12CrNi18-8	199	0,305	16	500	14,7	7900
Nabiegunniki	Żelazo Armco	190	0,29	11,7	440	80,2	7900
Magnesy	Sm-Co	110	0,32	7	370	10	8400
Podstawa	Aluminium	72,4	0,33	23,6	900	193	2790

3.5.4. Analiza pola temperatury

W celu wykonania obliczeń numerycznych przyjęto szereg założeń uproszczających, z których najważniejsze to:

- moc rozpraszana w lampie jest odprowadzana tylko i wyłącznie na drodze przewodnictwa cieplnego do podstawy lampy o odpowiednio zdefiniowanych warunkach brzegowych,
- przyjęto temperaturę 343 K dla dolnej części podstawy lampy wykonanej z aluminium, co odpowiada maksymalnej przewidywanej temperaturze pracy,
- zanedbano problem rezystancji cieplnej styku materiałów przyjmując założenie, że jej wartość można potraktować jako pomijalnie małą,
- zanedbano zjawisko odprowadzania ciepła na drodze konwekcji ze względu na ograniczoną możliwość swobodnej wymiany powietrza z otoczeniem,
- z powodu oczekiwanej niskiej temperatury spirali ($T < 500$ K), zanedbano unoszenie ciepła ze spirali za pomocą promieniowania elektromagnetycznego,
- charakterystyki wykorzystanych do konstrukcji lampy materiałów opisano zakładając, że ich właściwości są izotropowe, jednorodne i nie zależą od temperatury. Tym samym ich zachowanie w szerokim zakresie temperatury można opisać przy pomocy zbioru liczb zamieszczonego w tabeli 3-1, opisującego ich właściwości termomechaniczne.

Model numeryczny LO lampy LO-500 do obliczeń rozkładu temperatury wyjściowej sekcji linii opóźniającej pokazano na rysunku 3-24a. W dalszych rozważaniach model linii został uszczegółowiony przez uwzględnienie obejm dociskowych



Rys. 3-24 a) Model numeryczny wyjściowej sekcji LO lampy LO-500 w programie Ansys v.11, b) Model numeryczny fragmentu LO do obliczeń szczegółowego pola temperatury dla jednorodnego obciążenia mocą strat; 1 - obejm dociskowa, 2 - nabiegunnik, 3 - magnes pierścieniowy, 4 - osłona próżniowa, 5 - spirala, 6 - ceramiczny pręt wsporczy, 7 - podstawa, 8 - kołnierz mocowania kolektora [50].

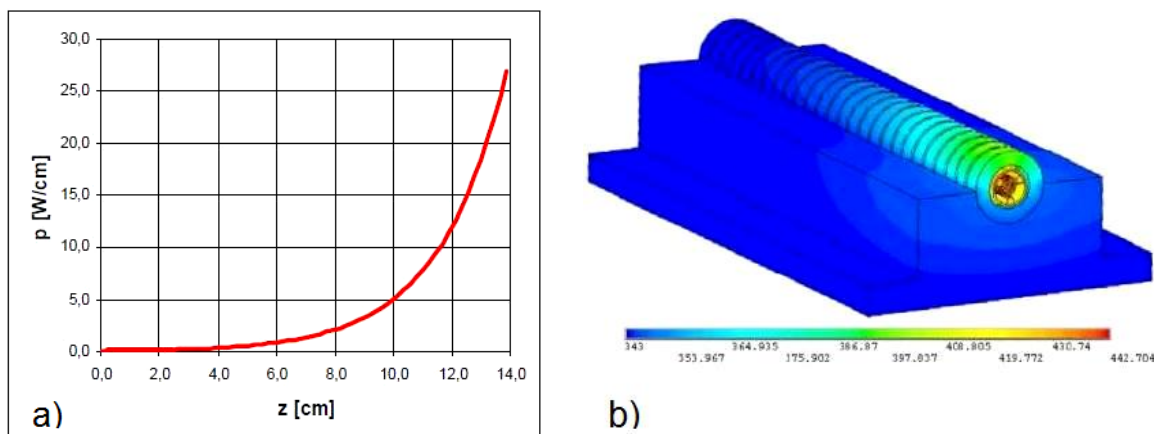
nabiegunników i zagęszczenie sieci węzłów obliczeniowych, prowadzące do istotnego zwiększenia dokładności obliczeń (rys. 3-24b). Jednocześnie obszar obliczeń ograniczono do symetrycznego segmentu lampy składającego się z jednego ogniwa układu magnetycznego, obejmę dociskowej i odpowiadających jej fragmentów linii spiralnej i podstawy. Taki model jest szczególnie przydatny do badań właściwości termicznych pakietu LO przy rozpraszania energii w spirali ze stałą gęstością mocy strat. Z taką sytuacją mamy właśnie do czynienia przy pomiarach rezystancji termicznej pakietu linii opóźniającej (rozd. 4.). Również na bazie tego modelu (rozd. 5 dokonano porównania wyników analizy numerycznej pola temperatury pakietu LO, z wynikami uzyskanymi metodą analityczną i na drodze eksperymentalnej.

3.5.4.1. Gęstość mocy strat a pole temperatury pakietu linii opóźniającej

Obliczenia numeryczne pola temperatury pokazanego na rysunku 3-24a modelu sekcji wyjściowej LFB przeprowadzono dla rozkładu gęstości mocy strat opisanego za pomocą wyprowadzonej analitycznie formuły (3.49). Zamieszczone na rysunku 3-25b pole temperatury modelu odnosi się do rozkładu gęstości z rysunku 3-25a i odpowiada

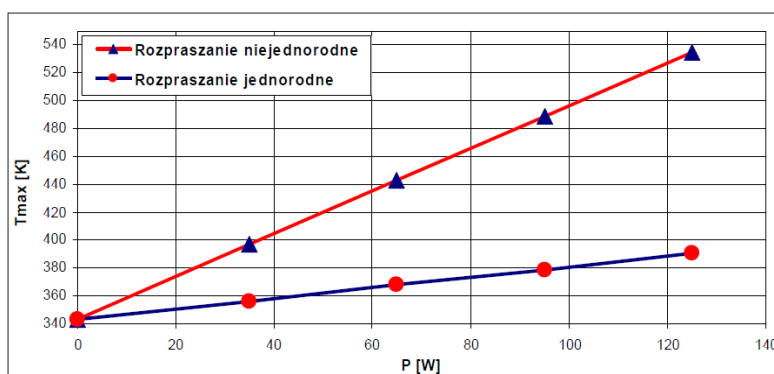
całkowitej mocy strat 65 W. W tych warunkach maksymalna względna⁵¹ temperatura spirali wynosi ok. 100 K. Wyniki symulacji przeprowadzonych dla innych wartości całkowitej mocy strat pokazano na rysunku 3-26 zestawione z przypadkiem jednorodnego rozkładu mocy strat.

W celu oceny wpływu przyjętych założeń początkowych⁵² na wynik obliczeń pola temperatury, przeprowadzono symulacje uwzględniające wszystkie drogi przepływu



Rys. 3-25 a) Założony rozkład gęstości mocy strat w spirali LO lampy LO-500; b) Obliczone numerycznie pole temperatury modelu wyjściowej sekcji LO dla założonego rozkładu gęstości mocy strat i całkowitej mocy strat 65 W [50].

ciepła. Wyniki obliczeń pokazane na rysunku 3-27, wykonane z uwzględnieniem zjawiska przewodnictwa i konwekcji (ale bez radiacji), potwierdzają niewielki wpływ zjawiska konwekcji na temperaturę maksymalną spirali. Również wyniki symulacji przeprowadzonych z uwzględnieniem wszystkich sposobów odprowadzania ciepła tzn. przewodnictwa, konwekcji i radiacji, dla jednorodnego rozkładu mocy strat (rys. 3-28), wydają się potwierdzać przyjęte założenia. Obserwowane niewielkie różnice mogą

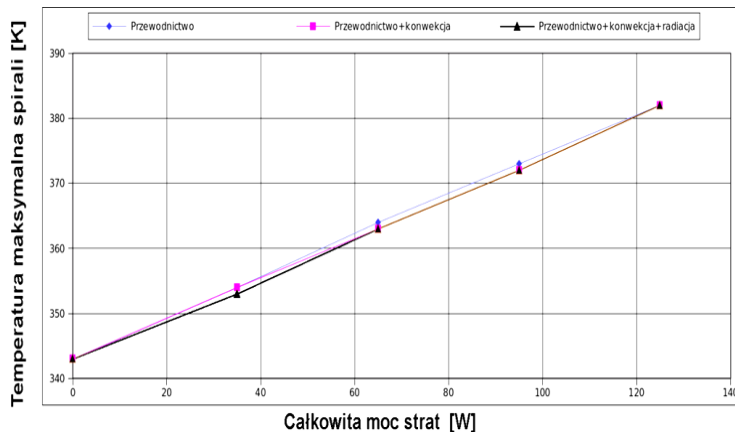


Rys.3-26 Zależność maksymalnej temperatury spirali od całkowitej mocy strat dla rozkładu gęstości mocy strat obliczonego wg (3.49) – linia czerwona, oraz dla adekwatnego rozkładu jednorodnego – linia niebieska [50].

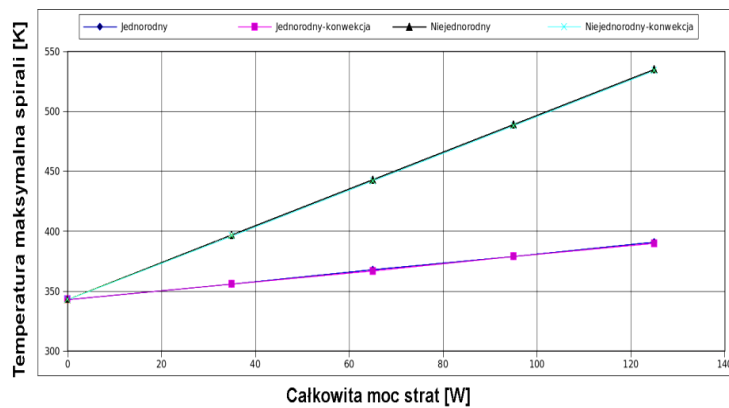
⁵¹ Temperatura odniesiona do założonej temperatury podstawy chłodnicy.

⁵² Pominięto w rozważaniach unoszenie energii cieplnej przez promieniowanie i konwekcję.

wynikać z przyjęcia zbyt rzadkiej sieci punktów węzłowych.



Rys.3-27 Maksymalna temperatura spirali dla rozkładu jednorodnego i niejednorodnego obliczona z uwzględnieniem zjawiska konwekcji [50].

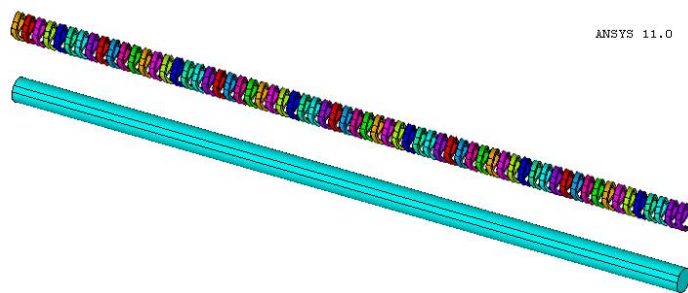


Rys. 3-28 Maksymalna temperatura spirali dla rozkładu jednorodnego z uwzględnieniem wszystkich trzech rodzajów transportu ciepła: przewodnictwa w ciele stałym, konwekcji i radiacji [50].

3.5.4.2. Wpływ geometrii spirali na pole temperatury pakietu linii opóźniającej

Dla oceny wpływu geometrii spirali, określonej przez szerokość tasiemki w i skok spirali s , na maksymalną obserwowaną temperaturę środka przęśla zwoju przyjęto

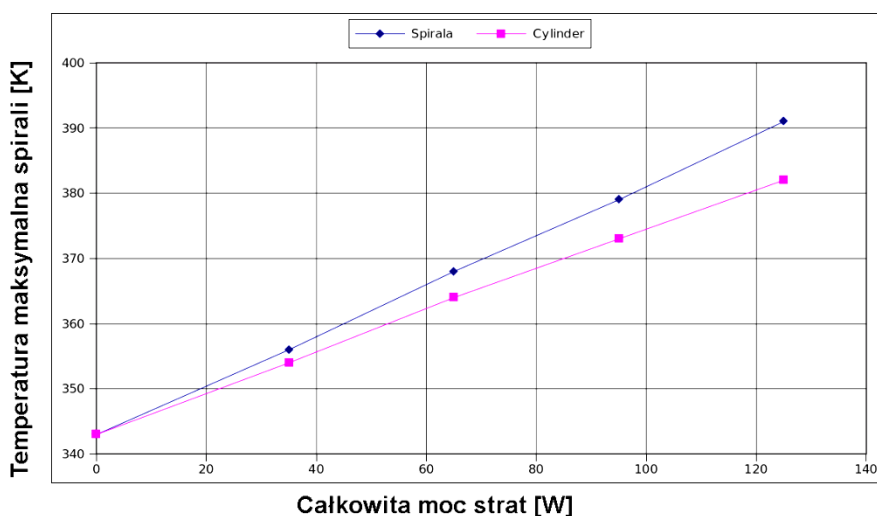
przypadek ekstremalny, gdy $\frac{w}{s} = 1$. Założenie takie jest równoznaczne z zastosowaniem spirali w postaci cienkościennego walca o grubości ścianki identycznej z grubością tasiemki (rys. 3-29). Do analizy przyjęto



jednorodny rozkład gęstości mocy strat w spirali.

Rys. 3-29 Dwa typy modeli numerycznych spirali: spirala rzeczywista lampy LO-500 oraz spirala w postaci rurki odpowiadająca przypadkowi $\frac{w}{s} = 1$ [50].

Z wykresu zależności temperatury maksymalnej obu modeli spiral od całkowitej mocy strat (rys.3-30) wynika, że w skrajnym przypadku temperatura względna obu spiral może



Rys.3-30 Maksymalna temperatura spirali dla dwóch typów modeli numerycznych spiral: spirali rzeczywistej lampy LO-500 oraz spirali w postaci rurki odpowiadającej przypadków $\frac{w}{s} = 1$ [50].

różnić się nawet o 20 %. Wpływ na to mają dwa czynniki. Po pierwsze, ciepło wytwarzane w zwoju znajdującym się pomiędzy nabiegunnikami, przez które odbywa się praktycznie cały transport ciepła do podstawy lampy, odprowadzane jest do nich poprzez ceramiczne pręty wsporcze. Zwiększenie szerokości tasiemki prowadzi zatem do skrócenia drogi przepływu ciepła i tym samym obniżenia rezystancji termicznej pakietu LO. Po drugie, z powodu zwiększenia szerokości taśmy zmniejszeniu ulega rezystancja termiczna samego przesła spirali, co również skutkuje obniżeniem jej temperatury.

W praktyce jednak, zarówno ze względów technologicznych⁵³ jak i elektrycznych, pole manewru w zakresie zwiększania współczynnika wypełnienia tasiemką skoku spiral jest niewielkie. Tym samym, możliwość regulacji maksymalnej temperatury spirali za pomocą jej geometrii można uznać za znikomą.

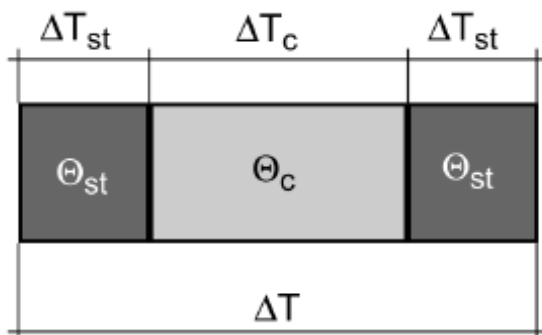
3.5.4.3. Wpływ rezystancji termicznej styku na temperaturę spirali

Jakkolwiek istnieje możliwość symulacji numerycznej transportu ciepła przez obszar styku powierzchni kontaktowych dwóch przewodników ciepła, to jednak uzyskanie

⁵³ W przypadku wolframowej spirali o dużym kącie pochylenia zwojów i szerokiej tasiemce, jej właściwe ułożenie na rdzeniu, w trakcie nawijania, wymaga zastosowania bardzo dużych naprężeń, często niemożliwych do zastosowania w praktyce.

praktycznie użytecznych wyników dla rzeczywistych materiałów i ich powierzchni jest zadaniem trudnym. Z analitycznego punktu widzenia ocena ilościowa transportu energii cieplnej w obszarze połączenia materiałów może być rozważana w postaci liniowych i nieliniowych modeli mechanicznych i termicznych [52]:

- modelu transportu ciepła poprzez powierzchnię styku ciał stałych, w którym można wyróżnić:
 - model geometrii i deformacji powierzchni styku, gdzie rozważania prowadzi się w oparciu wielkość obciążenia mechanicznego i topografię powierzchni styku, np. w oparciu o średnią wielkość powierzchni kontaktowych i ich liczbę,
 - model transportu ciepła, w którym model przewodnictwa cieplnego styku należy rozważać jako połączenie właściwości cieplnych i mechanicznych stykających się materiałów.
- modelu transportu ciepła poprzez gaz w obszarze styku, wynikającego ze zjawisk przewodnictwa i konwekcji (w wypadku próżni zjawiska te nie występują),
- modelu promieniowania w obszarze styku; ze względu na niską temperaturę stykających się powierzchni w rozważanym układzie zjawisko promieniowania można jednak pominąć jako zanedbywalnie małe.



Rys. 3-31 Zasada dodawania rezystancji cieplnych połączonych materiałów ze względu na obecność rezystancji cieplnej styku [52].

Na rysunku 3-31 pokazano schemat zastępczy zespołu rezystancji termicznych ceramicznego pręta, rezystancji termicznej styku ze spiralą i styku z osłoną próżniową. Dla uproszczenia przyjęto, że obie rezystancje termiczne styku są sobie równe. Wypadkowy spadek temperatury ΔT na pręcie oraz obu jego stykach obliczyć można jako:

$$\Delta T = 2\Delta T_{st} + \Delta T_c . \quad (3.65)$$

Zgodnie z zasadą sumowania połączonych szeregowo rezystancji termicznych (wg 3.54) i w oparciu o (3.56) można pokazać, że zastępczy współczynnik przewodności cieplnej ceramicznego pręta λ_w wynosi:

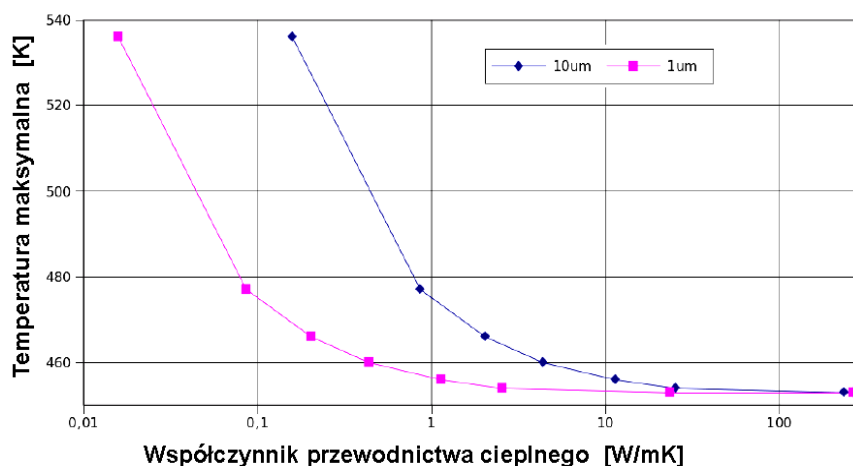
$$\lambda_w = \frac{\lambda_{st}\lambda_c(2L_{st}+L_c)}{2L_{st}\lambda_c+L_c\lambda_{st}}, \quad (3.65)$$

gdzie λ_c i λ_{st} są współczynnikami przewodnictwa cieplnego pręta i obszaru styku, a L_c i L_{st} długościami obu rozpatrywanych obszarów.

Modelowanie numeryczne pola temperatury linii opóźniającej LFB pokazanej na rysunku 3-24 przeprowadzono dla dwóch założonych grubości obszarów styku: 1 μm i 10 μm oraz kilku wybranych wartości zastępczego współczynnika przewodnictwa cieplnego obszaru styku. W wypadku styku o grubości 1 μm , jego wartość zmieniano od poziomu odpowiadającego własności litego pręta tj. $\lambda_{st} = \lambda_c = 265 \text{ W/mK}$ aż do wartości o ponad cztery rzędy wielkości mniejszej.

Wyniki analizy numerycznej zamieszone na rysunku 3-32 pozwalają na możliwość wyznaczenia krytycznej wartości stosunku współczynnika przewodnictwa cieplnego styku λ_{st} do grubości styku L_{st} , powyżej której ich wpływ na temperaturę spirali nie może być ignorowany. W przyjętym modelu LO wynosi ona w przybliżeniu:

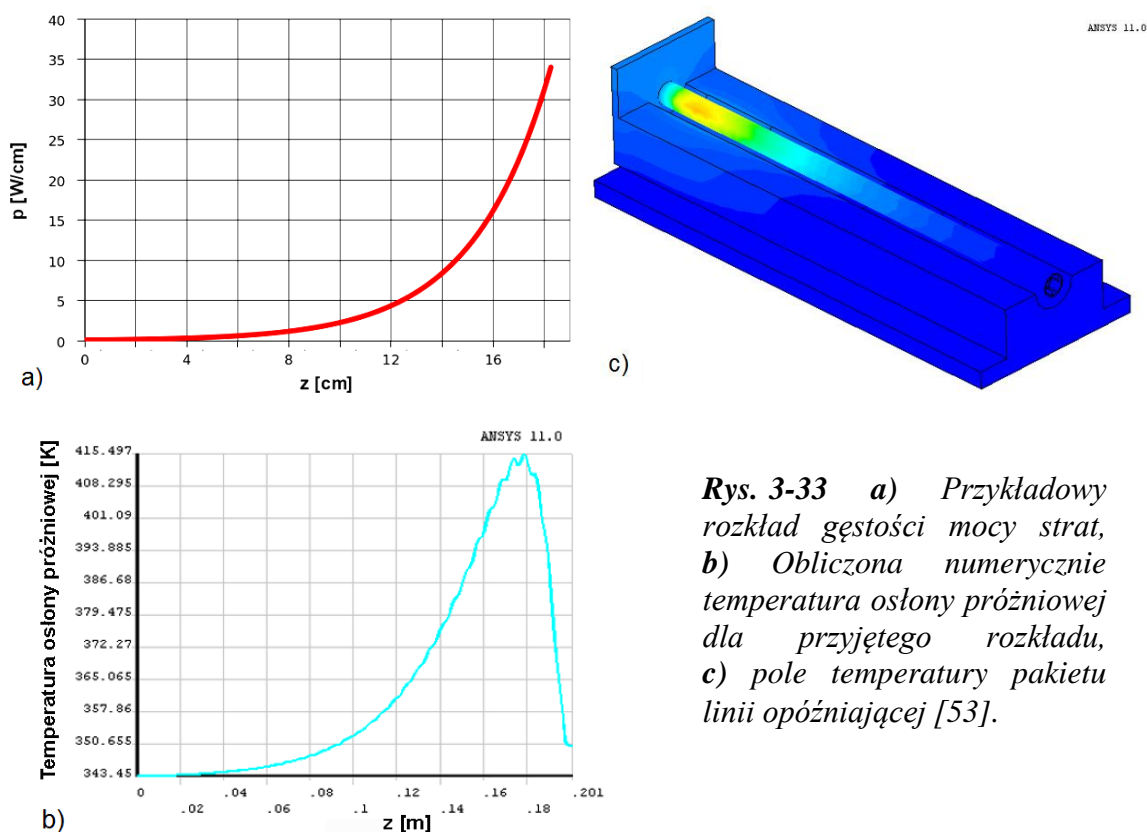
$$\frac{\lambda_{st}}{L_{st}} \approx 11,4 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}} \right]. \quad (3.66)$$



Rys. 3-32 Obliczona numerycznie, maksymalna temperatura spirali modelu LO w zależności od współczynnika przewodnictwa cieplnego obszaru styku, dla jego dwóch różnych szerokości: 1 μm i 10 μm [52].

3.5.4.4. Rozkład temperatury osłony próżniowej LFB a gęstość mocy strat

W rozdziale 5. przedstawiono wyniki pomiaru rozkładu temperatury osłony próżniowej na końcowym odcinku wzmacniania sygnału b.w.cz. w linii opóźniającej lampy LO-500. Na ich podstawie autor podjął próbę wyznaczenia rzeczywistej postaci funkcji opisującej dystrybucję mocy strat w spirali LFB. Należy zauważyć, że rozkład



Rys. 3-33 a) Przykładowy rozkład gęstości mocy strat, b) Obliczona numerycznie temperatura osłony próżniowej dla przyjętego rozkładu, c) pole temperatury pakietu linii opóźniającej [53].

temperatury osłony wzdłuż osi lampy $T(z)$ przedstawić można jako liniową funkcję gęstości mocy strat całkowitych $p_c(z)$ jedynie w wypadku transportu ciepła wyłącznie w kierunku promieniowym. W sytuacji braku możliwości przepływu ciepła wzdłuż spirali, prętów i osłony mamy więc:

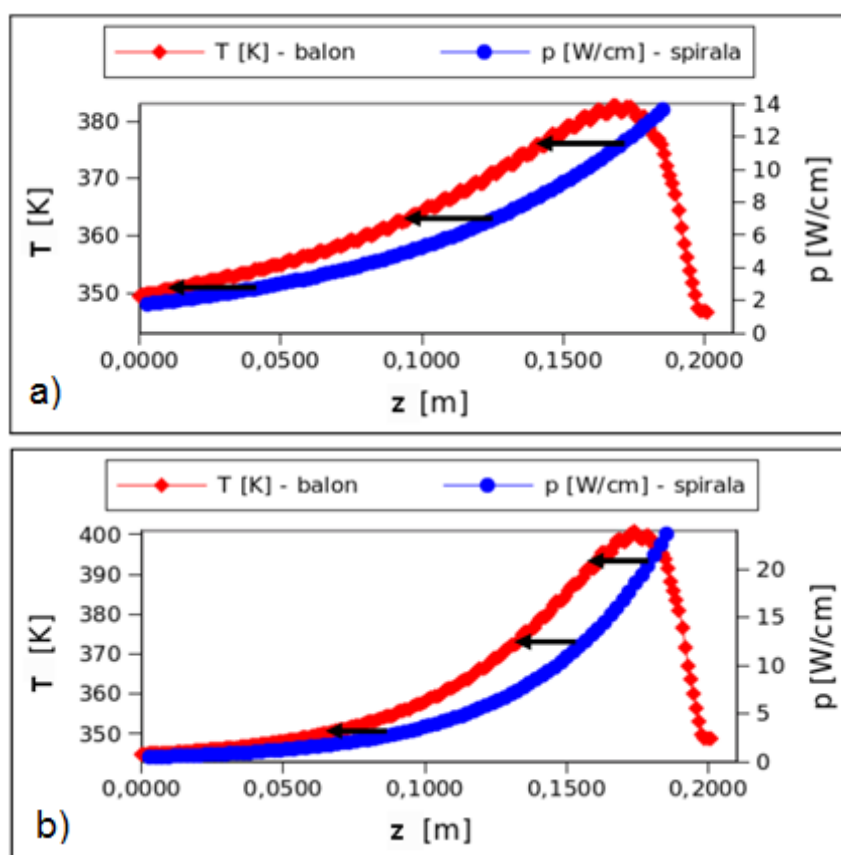
$$T(z) = k p_c(z), \quad (3.67)$$

gdzie k jest współczynnikiem proporcjonalności. Po przeprowadzeniu procesu normalizacji obu funkcji⁵⁴, ich wykresy powinny wówczas wzajemnie się pokrywać na całej długości linii opóźniającej. W przypadku rzeczywistym, jak pokazano to na rysunku 3-33 zawierającym wyniki przeprowadzonych symulacji numerycznych, charakter tej

⁵⁴ Normalizację temperatury spirali wykonano przez odniesienie jej do temperatury chłodziwy 343 K i temperatury maksymalnej T_{max} wg formuły $T_n(z) = \frac{T(z)-343}{T_{max}-343}$ a normalizację gęstości mocy strat, wg formuły $p_n(z) = \frac{p(z)}{p_{max}}$.

zależności podlega jednak znacznej modyfikacji, zwłaszcza w końcowym odcinku spirali. Weryfikacja eksperymentalna rozkładu gęstości mocy strat w linii opóźniającej LFB na podstawie pomiaru temperatury osłony próżniowej wymaga zatem znajomości ich wzajemnej relacji w przypadku różnych typów funkcji gęstości mocy strat. Ponadto, pozwala określić przybliżoną długość odcinka linii opóźniającej na którym zależność (3.67) jest spełniona i który można przyjąć do porównania obu przebiegów.

Na rysunku 3-34 pokazano zestawienie dwóch różnych, założonych *ad hoc* znormalizowanych przebiegów gęstość mocy strat w spirali pakietu linii opóźniającej



Rys. 3-34 Założone, dwa różne znormalizowane rozkłady gęstości mocy strat (kolor niebieski) i odpowiadające im, uzyskane w wyniku symulacji numerycznych, rozkłady temperatury osłony próżniowej (kolor niebieski); **a)** „łagodny” charakter narostu gęstości mocy strat; **b)** „stromy” narost; w obu przypadkach całkowita moc strat wynosi 107 W [53].

i uzyskanej z symulacji numerycznych, adekwatnej, znormalizowanej temperatury osłony próżniowej lampy. Do obliczeń przyjęto, że całkowita moc strat w obu przypadkach jest taka sama i wynosi 107 W. Wyniki symulacji pokazują, że niezależnie od szybkości zmian funkcji gęstości mocy strat, znormalizowany rozkład temperatury można uzyskać ze znormalizowanego rozkładu gęstości mocy strat przez ich równoległe przesunięcie.

Wyjątkiem jest końcowy odcinek o długości ok. 2 cm, gdzie, w wyniku efektu „końca spirali” czyli braku dopływu ciepła z obszaru położonego poza jej wyjściem, występuje zakrzywienie wykresu temperatury, z niewielkim lokalnym maksimum. Przy czym, wraz ze zwiększeniem szybkości zmian gęstości mocy strat, przesunięcie pomiędzy obu wykresami ulega zmniejszeniu.

3.5.5. Podsumowanie wyników modelowania

Przeprowadzone modelowanie numeryczne rozptywu ciepła w strukturze spiralnej linii opóźniającej dostarczyło danych do określenia zależności pomiędzy założoną funkcją gęstości liniowej mocy strat cieplnych w spirali a rozkładem temperatury linii opóźniającej LFB. Z modelowania wynika, że znormalizowany rozkład temperatury osłony próżniowej, w punktach położonych pomiędzy sąsiednimi nabiegunnikami, jest odzwierciedleniem znormalizowanego rozkładu gęstości mocy strat cieplnych na przeważającej długości spirali. Zatem, uzyskana eksperymentalnie postać funkcji rozkładu temperatury osłony próżniowej LFB powinna pozwolić na weryfikację rzeczywistego charakteru funkcji rozkładu gęstości mocy strat w jej linii opóźniającej.

Uzyskany w modelowaniu numerycznym pełny, przestrzenny rozkład pola temperatury analizowanej struktury wykorzystany został w rozdziale 5.3. do weryfikacji analitycznego modelu przepływu ciepła w warunkach jednorodnego rozkładu gęstości mocy strat.

4. Eksperymentalna weryfikacja analitycznego modelu rozpraszania mocy w linii opóźniającej

W bieżącym rozdziale przedstawiono opracowaną przez autora metodę i wyniki pomiaru rozkładu gęstości mocy strat oraz całkowitej mocy strat w linii opóźniającej lampy LFB, wynikających z procesu wzmacniania sygnału b.w.cz. Podstawowym celem była eksperymentalna weryfikacja uzyskanej metodą analityczną formuły (3.48) opisującej rozkład gęstości liniowej mocy strat w linii opóźniającej, w zastosowaniu do prototypu lampy LO-500.

Wyznaczenie rozkładu gęstości mocy strat w LO możliwe jest jedynie metodą pośrednią tzn. poprzez pomiar rozkładu temperatury spirali. W rzeczywistości realizacja takiego pomiaru jest bardzo trudna. Powodem jest konieczność ingerencji w obszar o miniaturowych wymiarach, w którym mamy do czynienia z rozprzestrzeniającą się falą elektromagnetyczną dużej mocy, w środowisku wysokiej próżni. Sposób rozwiązania tego zagadnienia w sposób pośredni pokazano w rozdziale 3.5.4.4. Przedstawiono wyniki analizy numerycznej rozkładu temperatury osłony próżniowej linii opóźniającej, uzyskane dla zadanego rozkładu gęstości mocy strat w jej spirali. Po przeprowadzeniu normalizacji obu funkcji, koniecznej do bezpośredniego porównania ich wykresów, zauważyć można ich tożsamość w wypadku równoległego przesunięcia wzdłuż osi z LO o pewien stały wektor. Wyjątkiem jest tutaj niewielki obszar LO zlokalizowany w pobliżu wyjścia sygnału b.w.cz., gdzie wykres ulega załamaniu ze względu na nieciągłość funkcji gęstości mocy strat (zakończenie procesu wzmacniania mocy).

Tym samym, można przyjąć, że rozkład temperatury osłony w ustalonych termicznie warunkach, wyznacza charakter funkcji opisującej rozkład gęstości mocy strat w LO. Wynik ten wydaje się intuicyjnie oczywisty gdy zauważymy, że rezystancje termiczne nabiegunników, którymi odprowadzane jest ciepło wydzielane w spirali, są jednakowe a ciepło rozprzestrzenia się zarówno wzdłuż spirali jak i ceramicznych prętów wsporczych w kierunku przeciwnym do gradientu temperatury.

Poza wyznaczeniem postaci funkcji mocy strat, niezbędnego do weryfikacji formuły (3.48), koniecznym jest również wyznaczenie wartości całkowitej mocy strat $P_{s2}(f)$ wydzielanej w drugiej części LO lampy. Dla sygnału o częstotliwości f , w warunkach bliskich nasyceniu, powinna zachodzić zależność:

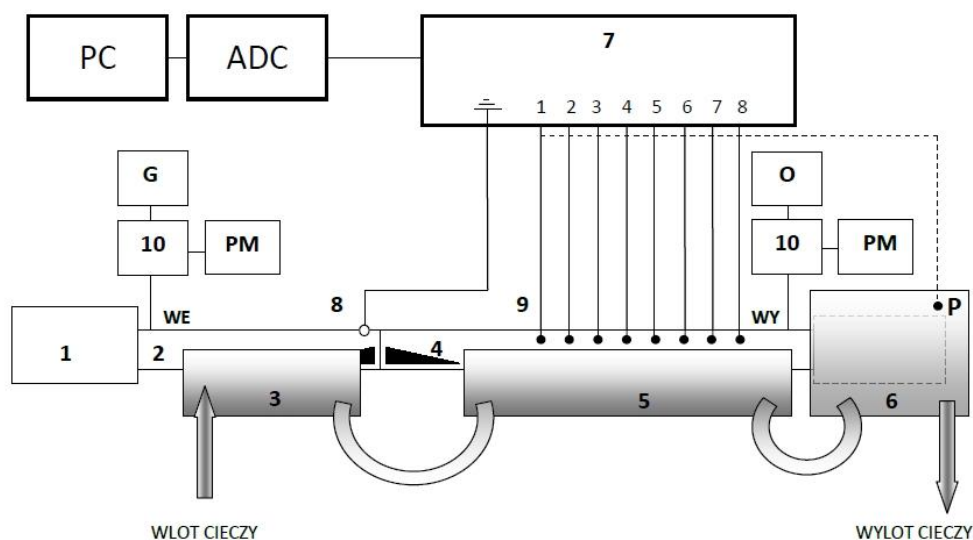
$$P_{s2}(f) = \int_0^L U_0 I_0 B e^{B(z-L)} (\chi + \eta \ln(1 - \chi e^{B(z-L)})) dz \quad . \quad (4.1)$$

Jej eksperymentalne wyznaczenie możliwe jest przez pomiary termiczne LFB, wiążące moc cieplną wytracaną w kolektorze z jego temperaturą.

4.1. Wyznaczanie rozkładu gęstości mocy strat

4.1.1. Opis stanowiska pomiarowego

Rysunek 4-1 przedstawia schemat ideowy stanowiska do rejestracji rozkładu temperatury osłony LO lampy. Model LFB przeznaczony do pomiarów wyposażono we wzajemnie separowane obwody chłodzenia wodnego kolektora i linii opóźniającej (p. 3,5,6 na rys. 4-1). Takie rozwiązanie, w połączeniu z 50-cio procentowym współczynnikiem wypełnienia, zminimalizowało wpływ ciepła wydzielanego w kolektorze (ok. 95% całej mocy strat LFB) na rozkład temperatury osłony próżniowej. Trzyczęściowy układ chłodzenia zasilano szeregowo wodą o stałej temperaturze 20 °C płynącą w obiegu zamkniętym. Ze względu na niewielką moc strat w pierwszej sekcji LO (maks. 10 ÷ 20 W) oraz dużą szybkość przepływu cieczy chłodzącej (10 dcm³/min) przyjęto, że wpływ ciepła wydzielanego w tej sekcji na rozkład temperatury w sekcji drugiej jest zanedbywalnie mały. Z bilansu energetycznego układu dla sumarycznej mocy strat ok. 50 W wynika, że

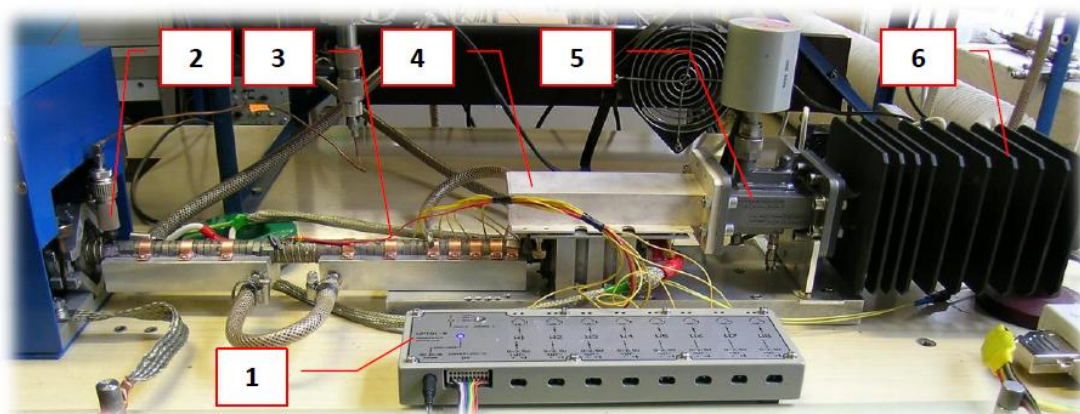


Rys. 4-1 Schemat układu do pomiaru temperatury osłony próżniowej i kolektora LFB; **PC** - komputer, **ADC** - przetwornik analogowo-cyfrowy, **G** - generator sygnałowy, **PM** - miernik mocy mikrofalowej, **O** - obciążenie dopasowane, **1** - wyrzutnia elektronów, **2** - wej. część LO, **3 ÷ 5** - chłodnice LO, **4** - wyjściowa część LO, **6** - chłodnica kolektora, **7** - wzmacniacz pomiarowy, **8** - przewód wspólny termopar, **9** - konstantanowe termopary, **10** - sprzęgacze pomiarowe, **P** - punkt pomiaru temperatury kolektora.

różnica temperatury wody chłodzącej pomiędzy wylotem i wlotem nie powinna w tych warunkach przekraczać 0,1 °C.

Praktyczną realizację układu pomiarowego z rysunku 4-1 pokazano na rysunku 4-2. Obwód wejściowy sygnału b.w.cz. **2** zasilano jest z generatora sygnałowego przez sprzęgacz koncentryczny a poziom mocy wejściowej, mierzono miernikiem mocy mikrofalowej - niepokazanymi na zdjęciu. Wzmocniony sygnał wyprowadzano z lampy przez adapter przewód koncentryczny – falowód **4**, wyjściowy sprzęgacz pomiarowy **5** z miernikiem mocy a następnie wytracano w dopasowanym obciążeniu falowodowym **6**.

Do pomiaru temperatury wykorzystano, opracowany specjalnie w tym celu, ośmiokanałowy wzmacniacz prądu stałego (rys. 4-1, 7 i rys. 4-2, 1) wyskalowany do pomiaru napięcia niestandardowej termopary konstantan - stal nierdzewna. W przyjętym rozwiązaniu pomiar rozkładu temperatury osłony próżniowej LO realizowano, w zależności od metody pomiarowej za pomocą 7 lub 8 termopar⁵⁵. Wspólną elektrodą dla wszystkich punktów pomiarowych była wykonana ze stali nierdzewnej osłona próżniowa LO. Przewody pomiarowe poszczególnych termopar stanowił drut konstantanowy przyłutowany punktowo do osłony próżniowej za pomocą lutowni cynowo-srebrnego. Wybrane punkty pomiarowe rozlokowano pomiędzy sąsiednimi nabiegownikami a ich przewody sygnałowe w osłonach izolacyjnych, wyprowadzono na zewnątrz układu ogniskującego lampy przez otwory wykonane w pierścieniach magnesów. Zastosowanie



Rys. 4-2 Stanowisko pomiarowe do wyznaczania temperatury linii opóźniającej; **1** - wzmacniacz prądu stałego, **2** - przepust wejściowy b.w.cz., **3** - wyjściowa sekcja LO, **4** - falowodowe wyjście sygnału b.w.cz., **5** - sprzęgacz pomiarowy mocy wyjściowej, **6** - obciążenie dopasowane.

⁵⁵ Pomiaru temperatury słony ograniczano do siedmiu punktów pomiarowych podczas korzystania z pomiaru temperatury kolektora.

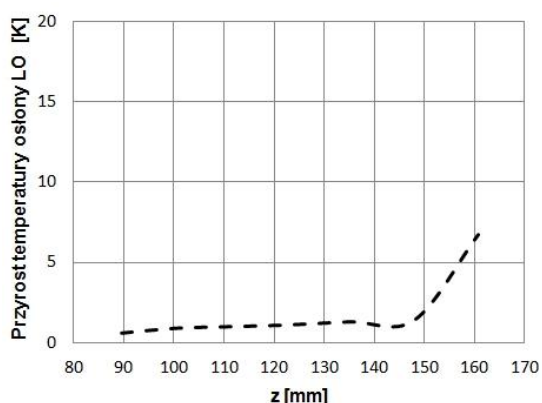
wykonanych z miedzi obejm dociskających nabiegunniki do łoża chłodnicy (rys. 4-2, 3) zapewniało identyczne warunki transportu ciepła w obszarach poszczególnych ogniw układu ogniskującego. Sygnały analogowe uzyskane z poszczególnych wzmacniaczy napięć termopar zamieniano w przetworniku analogowo – cyfrowym **ADC** (rys. 4-1) na dane numeryczne dostarczane do komputera **PC**.

Lampę zasilano ze stabilizowanego zasilacza WN (rys. 3-8) zapewniającego długoterminową stabilność jej parametrów elektrycznych. Dla eliminacji wpływu elektronów wtórnych na obszar wyjściowy LO, obydwa stopnie kolektora były zasilane napięciem o wartości ok. 50V większej od napięcia katody. Przedstawione w 4.1.2. wyniki pomiaru rozkładu temperatury osłony LO uzyskano dla zebranych w tabeli 4.1 warunków zasilania i parametrów LFB.

Tabela 4.1 Parametry LFB.

L.p.	Napięcie katodowe	U_0	7450 V
1	Prąd katody	I_0	310 mA
2	Napięcie połączonych kolektorów	U_{Kl}	7500 V
3	Prąd przechwyty LO w warunkach statycznych	I_{bs}	6 mA
4	Przyrost prąd LO w warunkach dynamicznych	I_a	5 mA
5	Moc wyjściowa dla częstotliwości 4,7 GHz środkowej	P_{wy}	450 W
6	Tłumienie jednostkowe	a	0,1 dB/cm
7	Wzmocnienie jednostkowe	g	2,1 dB/cm
8	Długość czynnej części sekcji wyjściowej	L	164 mm

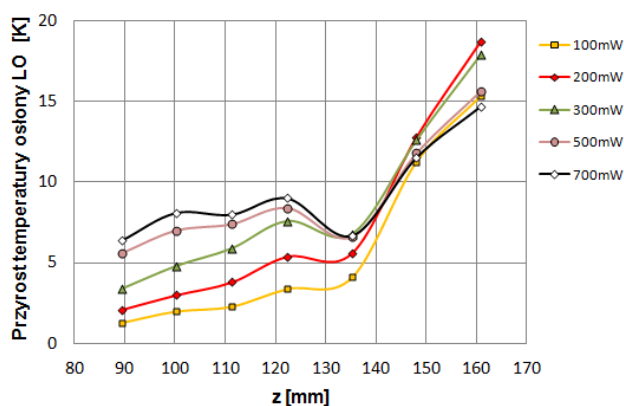
4.1.2. Rozkład temperatury osłony linii opóźniającej a gęstość liniowa mocy strat



Rys. 4-3 Przyrost temperatury osłony LFB w nominalnych warunkach zasilania i braku mocy wejściowej.

W nominalnych, statycznych warunkach pracy LFB (bez sygnału wejściowego), ustalony rozkład temperatury wyjściowej sekcji linii opóźniającej wynika wyłącznie z mocy strat prądu przechwyty wiązki elektronowej i zasilania tej sekcji ciepłem wydzielanym w kolektorze lampy. Rozkład przyrostu temperatury osłony próżniowej w tych warunkach pokazano na rysunku 4-3.

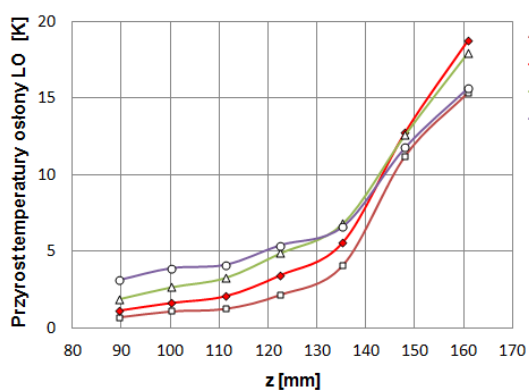
Włączenie mocy sterującej b.w.cz. (warunki dynamiczne) powoduje wzrost i równocześnie zmianę rozkładu temperatury osłony w wyniku zjawiska przechwyty prądu wiązki (rys. 4-4). Zatem, w celu uzyskania rozkładu względnego przyrostu temperatury



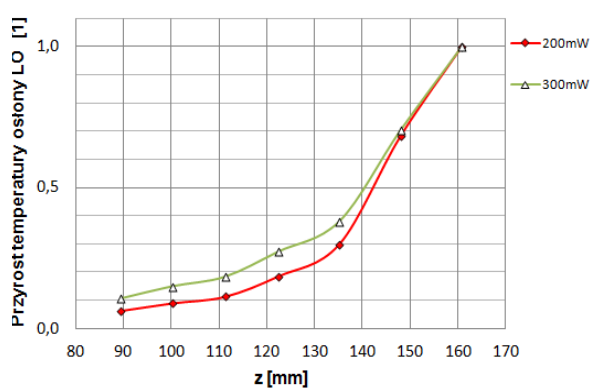
Rys. 4-4 Zmierzony względny przyrost temperatury osłony LFB w nominalnych warunkach zasilania (tab. 4-1) dla różnych poziomów mocy wejściowej.

osłony wynikającego wyłącznie z rozkładu gęstości mocy strat powodowanych procesem wzmacniania, należy od rozkładów temperatury z rysunku 4-4 odjąć rozkład tła termicznego z rysunku 4-3.

Niestety uzyskany rozkład temperatury nie jest jeszcze ostatecznym. W badanym modelu LFB zastosowano bowiem, w otoczeniu termopar nr 2÷5 (pierwsze cztery punkty pomiarowe), nabiegunniki żelazne o grubości 1 mm podczas gdy termopary nr 7 i 8 otoczone były nabiegunnikami o grubości ścianki 1,8 mm. Tym samym należało zastosować odpowiednie współczynniki korekcyjne uwzględniające różne rezystancje termiczne nabiegunników. Dla pozycji termopar nr 2, 3, 4 i 5 przyjęto wartość współczynnika $k = 1/1,8$ a dla pozycji nr 6 $k = 1/1,56$, które wynikają z grubości pierścieni zastosowanych nabiegunników lub równoległego połączenia rezystancji obu sąsiednich nabiegunników w strefie przejściowej (rys. 5-4). Wykresy na rysunku 4-5 zawierają wyniki tak przeprowadzonej korekcji przyrostu

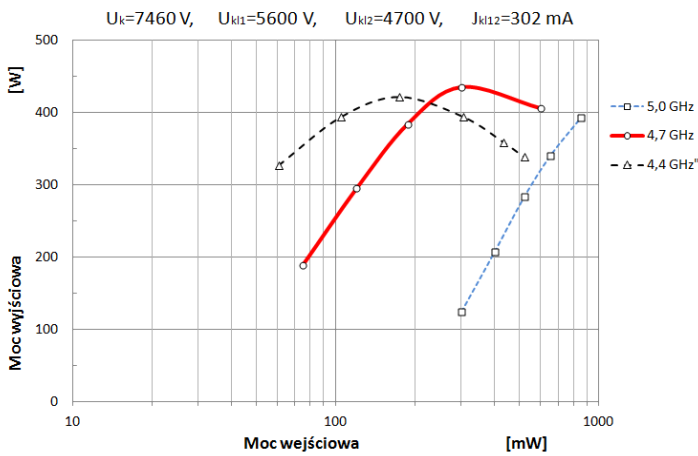


Rys. 4-5 Skorygowany ze względu na różnice w budowie nabiegunników przyrost temperatury osłony LFB w nominalnych warunkach zasilania.



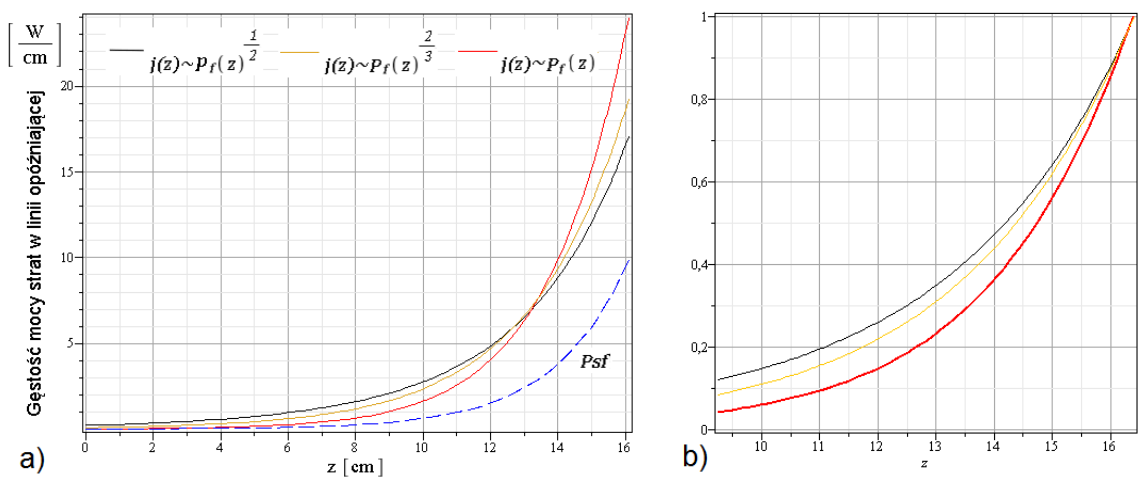
Rys. 4-6 Znormalizowany przyrost temperatury osłony LFB z rys.4-5 dla mocy wejściowej 200mW i 300mW.

temperatury osłony LO dla danych z rysunku 4-4. Na rysunku 4-6 zamieszczono dwa rozkłady temperatury w postaci znormalizowanej, uzyskane dla mocy wejściowej 200 mW i 300 mW. Wybór tych właśnie przebiegów do dalszej analizy wyjaśnia rysunek 4-7 zawierający charakterystykę mocy wyjściowej LFB w funkcji mocy sterowania dla częstotliwości środkowej 4,7 GHz. Moc wejściowa 200 mW odpowiada zakresowi tuż przed nasyceniem a wartość 300 mW - dokładnie mocy nasycenia. Tym samym bliższa spełnieniu warunków założenia o eksponencjalnym naroście mocy mikrofalowej wzdłuż osi wyjściowej części LO (3.16) jest czerwona krzywa z rysunku 4-6, odpowiadająca mocy wyjściowej 200 mW.



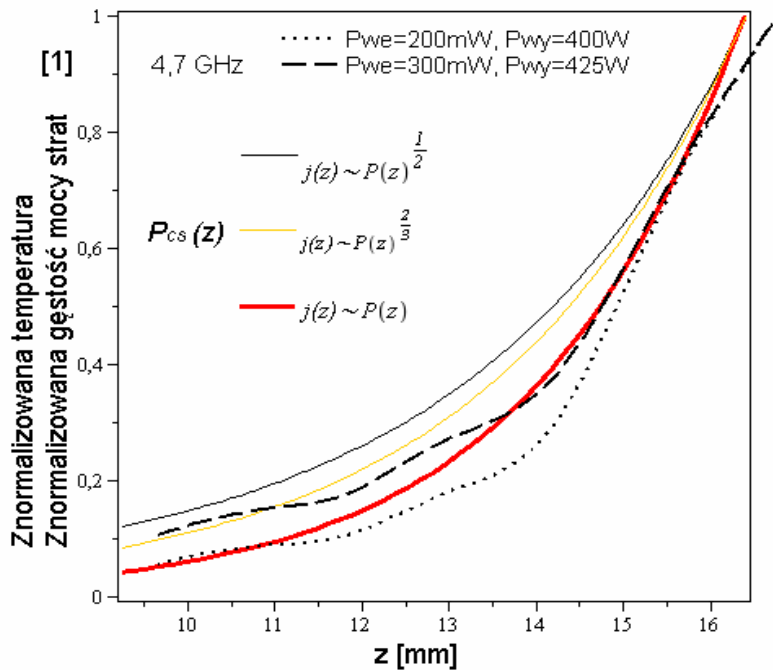
Rys. 4-7 Zależność mocy wyjściowej prototypu LFB LO-500 uzyskana dla parametrów zasilania identycznych jak w warunkach rejestracji rozkładu temperatury osłony próżniowej [23].

Aby umożliwić porównanie obu znormalizowanych przebiegów temperatury z rysunku 4-6, z przebiegiem teoretycznej krzywej rozkładu gęstości mocy strat całkowitych w LO, uzyskane na drodze empirycznej dane zostały wprowadzone do programu Maple 13 i zamienione na postać funkcyjną. Zgodnie z wynikami



Rys. 4-8 a) Zestawienie trzech różnych rozkładów gęstości mocy strat wynikających z prądu przechwyty, obliczonych dla tych samych warunków pracy LFB; linia przerywana - gęstość liniowa mocy strat rezystancyjnych w spirali, b) Znormalizowane rozkłady całkowitej gęstości mocy strat dla przebiegów z rysunku a.

symulacji numerycznych przedstawionymi w rozdziale 3.5.4.4. stopień zbieżności przesuniętych w poziomie, znormalizowanych przebiegów temperatury osłony LO i założonego, teoretycznego rozkładu gęstości liniowej mocy strat, powinien dać odpowiedź na pytanie o ich wzajemną korelację. Dla uzyskania lepszej oceny dokładności wyznaczania tej relacji wprowadzono dwie dodatkowe postacie funkcji gęstości mocy strat (rys. 4-8), stanowiące odniesienie dla funkcji obliczonej na podstawie (3.48). Postać obu tych funkcji wyznaczono w oparciu o analityczną procedurę wyznaczania funkcji gęstości mocy strat przedstawioną w rozdziale 3.4 przy założeniu, że gęstość prądu przechwyty LO



Rys. 4-9 Porównanie trzech różnych znormalizowanych typów funkcji gęstości mocy strat w spirali LO z zarejestrowanym rozkładem temperatury osłony próżniowej.

$j(z)$ jest wprost proporcjonalna do k – tej potęgi lokalnej wartości mocy sygnału b.w.cz. ($k = 2/3$ i $k = 1/2$), czyli:

$$j(z) = A_1 P_f^{\frac{2}{3}}(z) \text{ oraz } j(z) = A_2 P_f^{\frac{1}{2}}(z) . \quad (4.2)$$

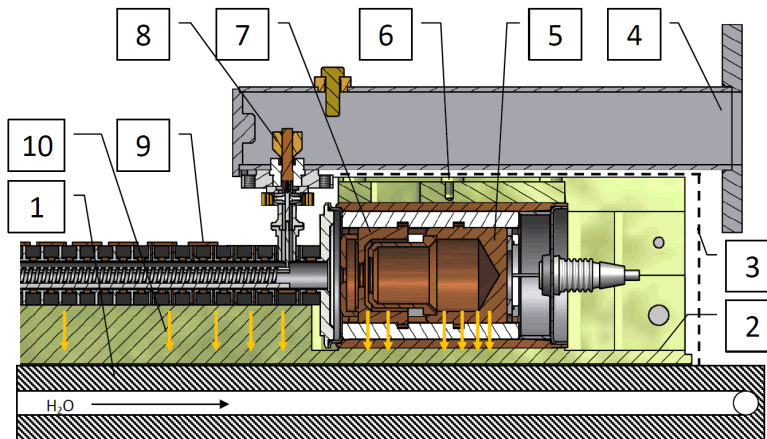
Kryterium doboru wartości wykładnika potęgi stanowiła możliwość uzyskania rozwiązania równania różniczkowego (3.12) metodą analityczną. Ze względu na stopień komplikacji uzyskanych rozwiązań końcowe wzory nie zostały tutaj przedstawione⁵⁶. Rysunek 4-9 pokazuje wynik złożenia wszystkich trzech znormalizowanych rozkładów liniowej gęstości mocy strat i temperatury osłony próżniowej. W oparciu o zależności obserwowane przy symulacji numerycznej zjawiska można oczekiwać pokrycia się składanych przebiegów dopiero poniżej wartości 0,8 znormalizowanej temperatury. Przyczyną jest naturalne zakrzywienie rozkładu, spowodowane efektem końca spirali czyli zakończeniem

⁵⁶ Postać funkcji gęstości mocy strat dla warunku $k = 1/2$ rozważano w pracy [39]

procesu wzmacniania, przy jednoczesnym skutecznym odbiorze ciepła przez pozostałe fragmenty struktury. Rozkład przypisany do zakładanej w rozdziale 3.4 liniowej zależności gęstości prądu przechwyty LO od mocy b.w.cz. $j(z) = A_3 P_f^1(z)$ (linia czerwona), zawiera się między rozkładami temperatury uzyskanymi dla mocy sterowania 200 mW i 300 mW i jest zdecydowanie najlepiej z nimi skorelowany. Dotyczy to zwłaszcza odcinka końcowego LO o długości 5 cm, który odpowiada około pięciu długościom fali wzmacnianego sygnału. Na ten odcinek właśnie przypada od 81 % (dla $P_{we} = 300$ mW) do 88 % (dla $P_{we} = 200$ mW) całkowitej mocy strat wydzielanej w LO pod postacią ciepła⁵⁷. Można więc przyjąć, że analityczny modelu dystrybucji strat ciepłych opisany w rozdziale 3.4. jest zbliżony do rzeczywistego rozkładu mocy strat w prototypie lampy LO-500. Bezpośrednie rozszerzenie jego zasięgu na inne typy LFB, o zasadniczo różnych warunkach pracy – np. wymieniona w rozdziale 3.4.3 lampa dużej mocy LO-120 - wymaga jednak potwierdzenia dodatkowym eksperymentem.

4.2. Pomiar całkowitej mocy strat w wyjściowej sekcji linii opóźniającej

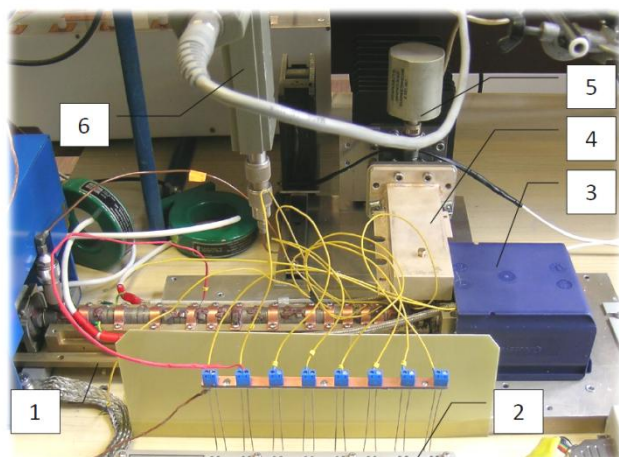
4.2.1 Opis metody pomiarowej



Pomiary mocy strat metodą termiczną przeprowadzono na modelu LFB umieszczonym w docelowej obudowie (rys. 4-10 oraz 4-11), umożliwiającej pracę z falą ciągłą. Metodę pomiaru oparto na założeniu, że

Rys. 4-10 Przekrój LFB w obudowie do pomiaru mocy strat w linii opóźniającej; 1 – chłodnica, 2 – łożo lampy, 3 - ekran termiczny, 4 – falowód wyprowadzenia mocy b.w.cz., 5 – kolektor #2, 6 - miejsce zamocowania termopary, 7 – kolektor #1, 8 – antena, 9 – obejma dociskowa nabiegowników, 10 - dominujący kierunek przepływu ciepła w obudowie.

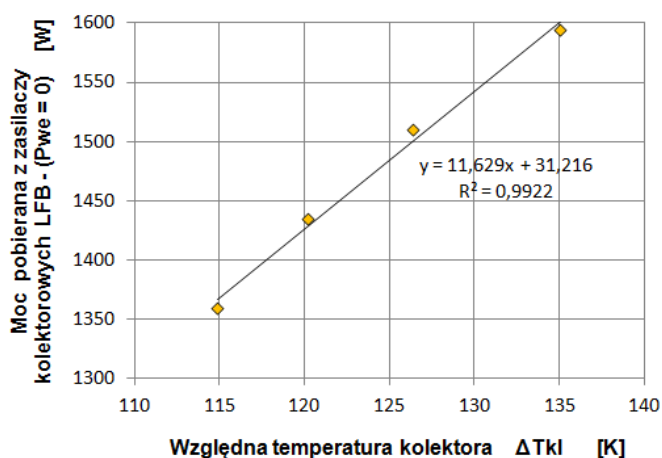
⁵⁷ Wartość uzyskana przez całkowanie cyfrowych postaci rozkładów temperatury z rysunku 4-9, w granicach wyznaczonych przez położenie skrajnych termopar pomiarowych.



Rys. 4-11 Widok LFB zamocowanej w obudowie do pomiarów mocy strat w linii opóźniającej; 1 – podstawa obudowy LFB, 2 – wzmacniacz pomiarowy, 3 – osłona termiczna kolektora, 4 – Przejście KF, 5 – głowica miernika mocy b.w.cz. zamontowana na sprzęgaczu falowodowym, 6 – sprzęgacz pomiarowy mocy wejściowej.

ciepło wydzielane w kolektorze jest odprowadzane do otoczenia wyłącznie przez podstawę lampy a ciepło wydzielane w linii opóźniającej⁵⁸ wpływa w pomijalnie małym stopniu na temperaturę wybranego punktu pomiarowego kolektora. Transport ciepła na drodze konwekcji zminimalizowano przez zastosowanie osłony termicznej kolektora (rys. 4-8, 3). Tym samym, zakładając niezmienność w czasie i przestrzeni przewodnictwa cieplnego obszaru kolektora w trakcie prowadzonych pomiarów oraz brak zależności od temperatury, można wyznaczyć funkcję wiążącą moc wydzielaną w nim pod postacią ciepła z temperaturą punktu pomiarowego.

Jako skalowalnego źródła mocy cieplnej dostarczanej do dwustopniowego kolektora użyto wiązki elektronowej, przyspieszonej napięciem U_0 o stałym natężeniu prądu I_0 nie oddziaływującej z sygnałem b.w.cz. W obszarze kolektora #1 o napięciu U_{K11} oraz w obszarze kolektora #2 o napięciu U_{K12} wiązka podlegała hamującemu działaniu pól elektrycznych. W efekcie tego oddziaływania rozptyw prądów osiadających na wewnętrznych powierzchniach obu



Rys. 4-12 Zależność mocy wydzielanej w obu kolektorach LFB pod postacią ciepła od mierzonej temperatury osłony kolektora (pkt. 6, rys. 4.7). Skalowanie wykonano dla napięcia kolektora #1, $U_{K11} = 5,6$ kV, napięcia katody $U_0 = 7,45$ kV oraz napięcia kolektora #2, $U_{K12} = 5050 \div 4100V$.

⁵⁸ Przepływ ciepła pomiędzy obszarami kolektora i LO został zminimalizowany przez:

1. Zastosowanie przewężeń w podstawie LFB separujących cieplnie obydwie obszary.
2. Bezpośredni transport ciepła (żółte strzałki) do zewnętrznej chłodnicy przez wykonaną z litego aluminium podstawę o niewielkiej rezystancji termicznej.

kolektorów był zbliżony do rozplywu występującego w warunkach dynamicznych, tzn. w obecności wiązki zmodulowanej sygnałem b.w.cz.. Tym samym zależność temperatury kolektora od mocy w nim wydzielonej (rys. 4-12), uzyskana przy pomocy wiązki statycznej, mogła być zastosowana w warunkach dynamicznych do wyznaczenia mocy strat wydzielanej w wyjściowej sekcji LO, na podstawie przeprowadzonego bilansu energetycznego.

Jeżeli moc wydzielana w kolektorze, w warunkach statycznych, wynosi P_{Kl0} , a po włączeniu sygnału b.w.cz. o częstotliwości f spada do wartości P_{Klf} , wówczas odpowiadająca temu zmiana temperatury kolektora ΔT jest miarą sumy składników:

- mocy wiązki elektronowej zamienionej w moc sygnału mikrofalowego na wyjściu LO P_{wy} ,
- mocy strat wydzielonych w obu sekcjach LO w związku z procesem wzmacniania P_{s1} i P_{s2} ,
- mocy ciepłej dopływającej do kolektora lampy z wyjściowego obszaru LO związanej ze zjawiskiem emisji wtórnej z kolektora $k \cdot \Delta P_{LO}$ ⁵⁹:

$$\Delta P_{Kl} = P_{Kl0} - P_{Klf} = m \Delta T \quad \text{oraz} \quad (4.3)$$

$$m \Delta T = P_{s1} + P_{s2} + P_{wy} + k \cdot \Delta P_{LO} . \quad (4.4)$$

Na moc mikrofalową wytworzoną w lampie P_{wy} składa się:

- moc sygnału b.w.cz. mierzona w płaszczyźnie kołnierza falowodu LFB P_{wym} ,
- moc odbita do jej wnętrza w wyniku niedopasowania impedancji LO do impedancji obwodów wyjściowych P_{odb} ,
- moc strat rezystancyjnych w torze wyjściowym lampy P_{swy} .

Pierwsze dwa składniki wiąże zależność:

$$\Gamma^2 = \frac{P_{odb}}{P_{wy}} = \frac{P_{odb}}{P_{odb} + P_{wym}} = \frac{(WFS-1)^2}{(WFS+1)^2} \quad \text{skąd:} \quad (4.5)$$

$$P_{odb} = \frac{(WFS-1)^2}{4 WFS} P_{wym} , \quad (4.6)$$

gdzie Γ jest współczynnikiem odbicia a WFS - współczynnikiem fali stojącej. Na podstawie (4.3) ÷ (4.6) moc strat w drugiej sekcji LO można wyznaczyć zatem jako:

$$P_{s2}(f) = m \Delta T - P_{wym} \left(1 + \frac{(WFS-1)^2}{4 WFS} \right) - P_{s1} - P_{swy} + k \Delta P_{LO} . \quad (4.7)$$

Brakującą wartość mocy strat w pierwszej sekcji P_{s1} obliczamy jako:

⁵⁹ Współczynnik k zależy od konstrukcji kolektora i obszaru przejścia kolektor – linia opóźniająca.

$$P_{s1} = P_{we} 10^{\frac{G_1}{10}}, \quad (4.8)$$

$$G_1 = g L_1 - 9,54, \quad (4.9)$$

gdzie P_{we} jest mocą wejściową lampy, G_1 -wzmocnieniem pierwszej sekcji LO, g - wzmocnieniem jednostkowym zaś L_1 - długością tej sekcji.

4.2.2. Wyniki pomiarów mocy strat w wyjściowej sekcji LO

Pomiary mocy strat w warunkach pracy z falą ciągłą przeprowadzono dla trzech częstotliwości pasma pracy lampy i różnych poziomów mocy sterowania. Połączone galwanicznie stopnie kolektorowe #1 i #2 zasilano napięciem 5,6 kV względem katody pozostającej na potencjale -7,45 kV względem masy. W tych warunkach hamujące działanie pola elektrycznego kolektora #1 na elektrony wiązki było powodem pojawienia się strumienia elektronów wtórnych przyspieszanych w kierunku LO. Prąd ten mógł przyczynić się do niewielkiego wzrostu temperatury kolektora w wyniku dopływu do niego dodatkowego ciepła z wyjściowego obszaru LO⁶⁰. Graniczną wartość mocy z tym związaną można oszacować na:

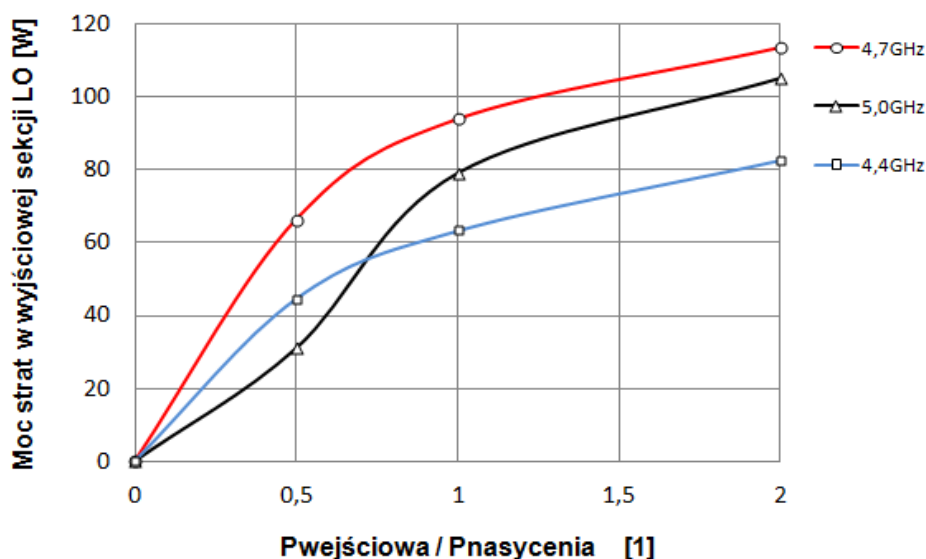
$$\Delta P_{LO} \approx (U_0 - U_{K12})(I_m - I_{m0}), \quad (4.9)$$

gdzie I_m jest mierzonym prądem LO dla danych napięć zasilania a I_{m0} prądem LO zmierzonym dla napięcia $U_{K11} = U_{K12} \geq U_0$, czyli pod nieobecność elektronów wtórnych. W przypadku rozważanej konstrukcji, w warunkach nasycenia dla częstotliwości 4,7 GHz, maksymalną możliwą wartość mocy ΔP_{LO} oszacowano na 21 W ($k = 1$). W rzeczywistości, wartość mocy powracającej do kolektora i wpływającej na temperaturę w punkcie pomiarowym powinna być znacznie mniejsza ($k \ll 1$). Wytwarzane dodatkowe ciepło przepływa bowiem prawie bezpośrednio z kołnierza kolektora do chłodzonej podstawy lampy (rys. 4-10).

W przypadku strat rezystancyjnych P_{swy} wykonanie odpowiednich pomiarów jest trudne ze względu na niski poziom rejestrowanych zmian i zakłócające działanie zjawiska odbicia mocy. Opierając się na danych katalogowych adapterów linii koncentrycznej typu

⁶⁰ Zastosowanie napięcia kolektora równego napięciu katody było niemożliwe ze względu na obawę zniszczenia kolektora lampy wiązką elektronową o mocy 2400 W.

N do falowodu WR 187 można je oszacować na maksimum 0,1 dB, czyli 2 ÷ 3% mierzonej mocy wyjściowej [54].



Rys. 4-13 Moc strat w sekcji wyjściowej LO badanej LFB w funkcji mocy sterowania odniesionej do mocy sterowania w nasyceniu dla: napięcia katody 7450 V, napięcia połączonych kolektorów 5600 V, oraz prądu wiązki $I_0=313$ mA. Wyniki uzyskano dla skalowania termicznego kolektora wykonanego poprzez zmiany napięcia kolektora #2 w warunkach nominalnej wiązki.

Na rysunku 4-13 pokazano wyniki pomiaru mocy strat w wyjściowej sekcji LO lampy próbnej jako funkcję znormalizowanej wartości mocy sterowania⁶¹. Ze względu na trudność dokładnego wyznaczenia obu omawianych wcześniej składników: P_{swy} oraz $k \cdot \Delta P_{swy}$ a także ich niewielki, znoszący się wpływ, obydwa pominięto w prezentowanych wynikach. Można oczekiwać, że rzeczywista poziom mocy strat może być mniejszy nawet o ok. 10 W, w wypadku gdy $k \cdot \Delta P_{swy} \approx 0$.

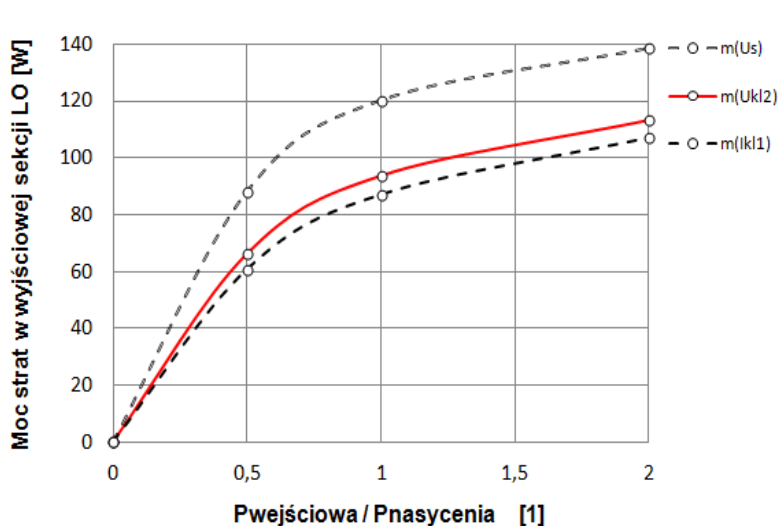
Obserwowane załamanie krzywej dla częstotliwości 5 GHz i $P_{we}/P_{nas} = 0,5$ może wynikać z nieproporcjonalnego spadku mocy strat w LO w wyniku 29 % obniżenia poziomu mocy wyjściowej sygnału b.w.cz. w stosunku do mocy nasycenia lub błędów pomiaru mocy wyjściowej. Zmiany mocy wyjściowej dla sygnałów o częstotliwościach 4,4 i 4,7 GHz są w tych warunkach dwa razy mniejsze - nie przekraczają 15% (rys. 4-7).

⁶¹ Normalizację przeprowadzono poprzez odniesienie wartości mocy sterującej sygnału o danej częstotliwości do wartości mocy sterowania w nasyceniu, czyli dla wartości mocy wejściowej przy której moc wyjściowa osiąga maksymalną wartość w danych warunkach zasilania LFB.

Zastosowanie do badań standardowego, dwustopniowego kolektora LFB spowodowało, że wyniki obliczeń mocy strat zależą w silnym stopniu od przyjętej metodyki skalowania termicznego kolektora. W identycznych warunkach zasilania, skalowanie termiczne wykonane prądem wiązki elektronowej ale za pomocą regulacji napięciem siatki sterującej (współczynnik $m = m(U_s)$ w równaniu (4.7)) daje wynik zdecydowanie wyższy, co pokazano na rysunku 4-14.

W trzeciej metodzie skalowania termicznego kolektora ($m = m(I_{kl1})$ w równaniu (4.7)) zwiększano prąd przechwyty kolektora #1 przez oddziaływanie na wiązkę elektronową zewnętrznym polem magnetycznym przyłożonym do jego ściany. Usytuowanie i wielkość magnesu stałego wytwarzającego poprzeczne, zaburzające działanie na wiązkę dobierano dla uzyskania prądu kolektora zbliżonego do obserwowanych w czasie wzmacniania sygnału b.w.cz. wartości. Przyjęcie takiej metody skalowania obniża zmierzoną wartość mocy strat w warunkach nasycenia również o ok. 10W.

Powyższą niejednoznaczność skalowania termicznego wywołaną pracą w warunkach dynamicznych, można wyeliminować poprzez zastosowanie kolektora jednostopniowego o wysokim przewodnictwie cieplnym w kierunku podłużnym



(pogrubione ścianki). Dodatkowo, jego konstrukcja powinna zapewniać pełną separację ciepła wydzielanego w końcowym odcinku LO, w wyniku zjawiska emisji wtórnej.

Rys. 4-14 Wpływ różnych metod skalowania termicznego kolektora badanej LFB na mierzony poziom mocy strat w LO związanych z procesem wzmacniania sygnału; $m(U_{kl2})$ – skalowanie napięciem kolektora #2, $m(U_s)$ – skalowanie prądem wiązki poprzez zmianę napięcia siatkowego, $m(I_{kl1})$ – skalowanie prądem wiązki i prądem kolektora #1.

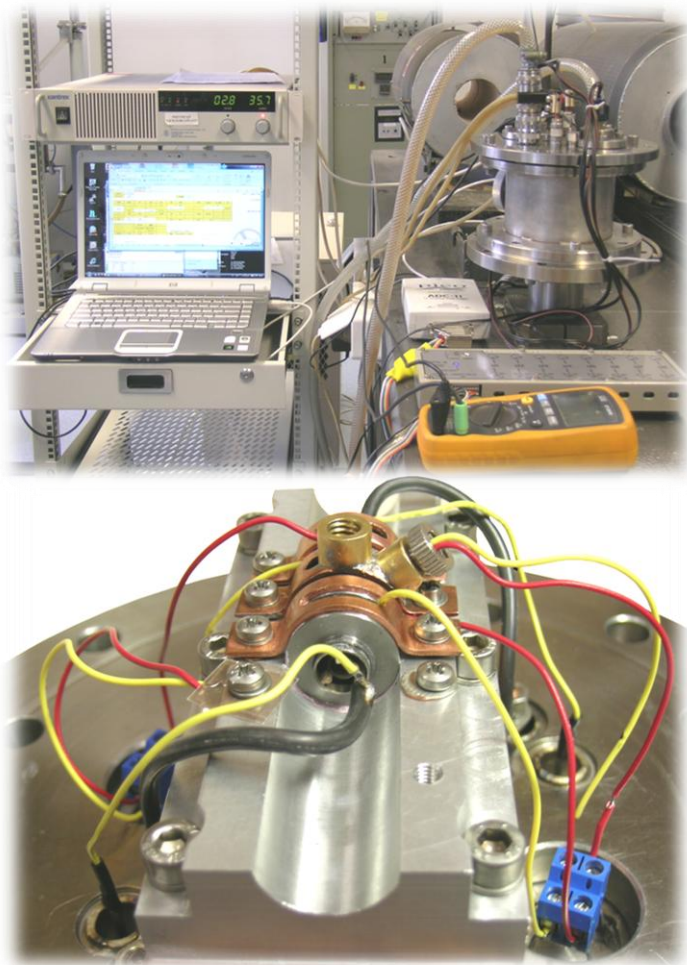
Ze względu na konieczność pomiaru temperatury spirali naprzemiennie, w dwóch punktach T_0 oraz T_1 , z pakietu usunięto wszystkie pierścienie magnesów aby uzyskać przestrzeń do zamontowania głowicy zapewniającej sprężynowy docisk końca termopary do punktu pomiarowego (rys.5-1, 7). Zabieg taki nie wpłynął w istotny sposób na rozkład temperatury i transport ciepła pomiędzy spiralą a chłodnicą. W warunkach termicznie ustalonych ciepło przepływa bowiem głównie przez nabiegunniki. Przyczyną jest ośmiokrotna różnica wartości współczynników przewodnictwa cieplnego materiału magnesów SmCo_5 (ok. 10 W/mK) i wykonanych z żelaza nabiegunników (80,2 W/mK) [55]. Założenie to potwierdzone zostało w symulacjach numerycznych. W identycznych warunkach obciążenia termicznego, po usunięciu magnesów, uzyskano różnicę maksymalnej temperatury spirali nie przekraczającą 2% (rys. 5-2). Biorąc jednak pod uwagę, że w realnej konstrukcji rezystancje termiczne styku nabiegunnika z magnesem nie są zerowe, jak zakładano w symulacjach numerycznych, błąd powinien być znacznie mniejszy.

Źródłem ciepła wytwarzanego w spirali LO był przepływ prądu stałego o regulowanym natężeniu - od 5 do 30 A. Prąd dostarczano do spirali przez przepusty prądowe (rys. 5-1, 6), linkę miedzianą 10 mm² (rys. 5-1, 4) oraz przylutowane laserowo, bezpośrednio do spirali lutem twardym, doprowadzenia wykonane ze srebrnego drutu o średnicy 0,8 mm i długości około 7 mm. Spadek napięcia na rezystancji spirali, niezbędny do wyznaczenia wydzielanej mocy strat, mierzony był za pomocą przewodów zamocowanych bezpośrednio na końcach spirali (rys. 5-1, 5).

Skutkiem przyjętej metody dostarczania ciepła do spirali była konieczność zastosowania do pomiaru jej temperatury termopary o - zbliżonym do punktowego - obszarze styku z taśmą spirali⁶². Przepływ prądu o natężeniu 30 A wytwarza bowiem na długości jednego milimetra taśmy spirali spadek napięcia przekraczający 8 mV. Tym samym, napięcie wnoszone do obwodu pomiarowego mogłoby znacznie przewyższać napięcie termopary wywołane przyrostem temperatury.

Pozostałe termopary pomiarowe rozmieszczono w obszarach zewnętrznych pakietu LO, T_2 – na podstawie środkowego nabiegunnika, nad ceramicznym prętem wsporczym, T_4 – w stałym punkcie chłodnicy położonym w pobliżu jednego z końców pakietu LO a T_3 – na osłonie próżniowej pakietu, pomiędzy skrajnymi nabiegunnikami, dla kontroli

⁶² Zastosowano termoparę o średnicy drutów 0,2 mm zakończoną stopioną kulką o średnicy ok. 0,5 mm.

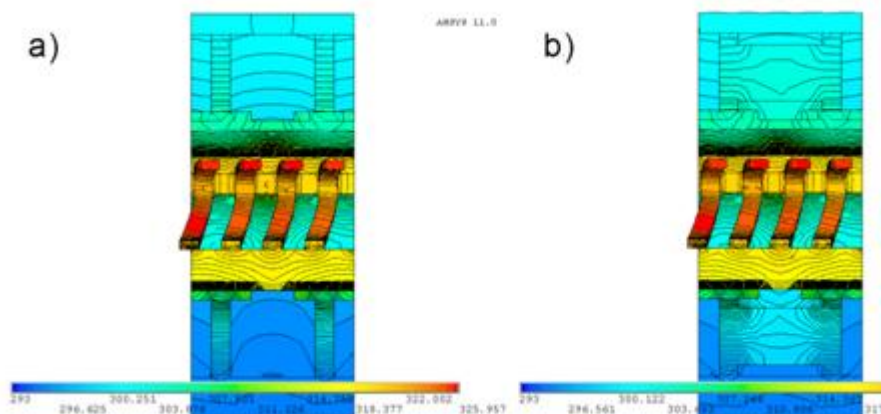


Rys. 5-3 Widok ogólny stanowiska próżniowego (zdjęcie górne) do badań własności cieplnych modeli linii opóźniających oraz zamocowanego w chłodnicy pakietu LO.

w położeniu bocznym umożliwiającym pomiar rozkładu temperatury dla pakietu LO obróconego o kąt 60° względem położenia podstawowego, pokazanego na rysunku 5-1.

jednorodności rozkładu mocy strat wzdłuż jego długości. Odczytu rozkładu temperatury w badanym pakiecie dokonywano w stanie termicznie ustalonym (zwykle po ok. 10 min od włączeniu grzania spirali). Sygnały napięciowe z poszczególnych termopar podlegały wzmocnieniu we wzmacniaczu napięcia stałego (rys. 4-1), a następnie rejestracji w komputerze za pomocą przetwornika analogowo-cyfrowego - 500 kolejnych zapisów, dokonywanych co 50 ms.

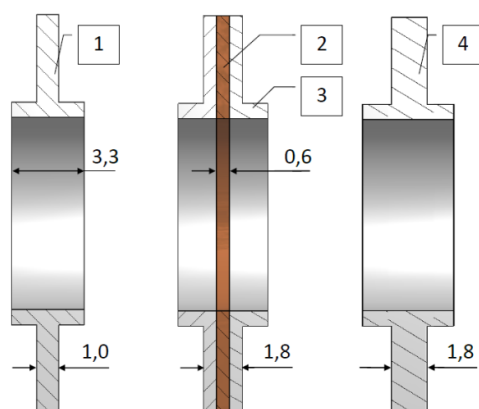
Na rysunku 5-3 pokazano widok ogólny stanowiska pomiarowego oraz pakiet LO zamontowany w chłodnicy osadzonej na pokrywie komory próżniowej. Termopara pomiaru temperatury T_0 znajduje się



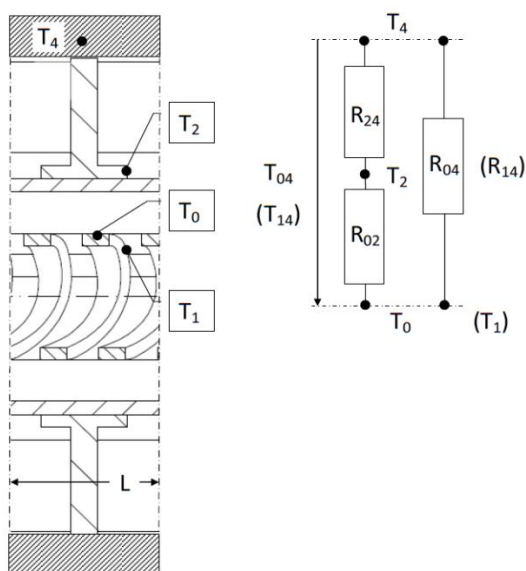
Rys. 5-2 Przekrój przez pojedynczy element pakietu LO w modelu numerycznym MES (Ansys); a.) bez magnezu $T_0 = 325,37$ K, b.) z magnezem $T_0 = 325,96$ K.

5.2. Pomiary temperatury i rezystancji termicznych dla różnych konfiguracji elementów składowych modelu linii opóźniającej

Do badań wykorzystano, niezmienny w trakcie wszystkich pomiarów, zespół LO składający się ze spirali, prętów ceramicznych i osłony próżniowej. W wykonanych seriach pomiarów, wymianie podlegały jedynie całe komplety nabiegowników, które



Rys. 5-4 Typy badanych nabiegowników: 1 - nabiegownik wykonany z żelaza (typ 1), 2 - miedziana wkładka nabiegownika przekładkowego (typ 2), 3 - żelazne okładki, 4 - nabiegownik typu 3.



Rys. 5-5 Definicja rezystancji termicznej pakietu LO.

projektowano do zastosowania w docelowej konstrukcji LO. Typ pierwszy (rys. 5-4) stanowi podstawę konstrukcji układu okresowego w przeważającej części LFB, gdzie straty mocy są niewielkie. Drugi typ - nabiegownik przekładkowy z włutowaną przekładką wykonaną z miedzi zapewnia niską rezystancję termiczną - znalazł zastosowanie w końcowej części wyjściowej sekcji LO, gdzie do czynienia mamy z maksymalną gęstością mocy strat. Typ trzeci stanowił uproszczony konstrukcyjnie zamiennik nabiegownika typu przekładkowego.

Wszystkie wyniki pomiaru temperatury i wynikających z tego rezystancji termicznych pojedynczego segmentu pakietu LO i jego rezystancji składowych, pokazano w zależności od gęstości liniowej mocy strat p , obliczanej jako całkowita moc strat rezystancyjnych przypadająca na 1 cm długości spirali.

Przez wypadkową rezystancję termiczną pakietu należy rozumieć rezystancję termiczną obszaru składającego się z pojedynczego nabiegownika i przylegającego do niego odcinka linii opóźniającej o

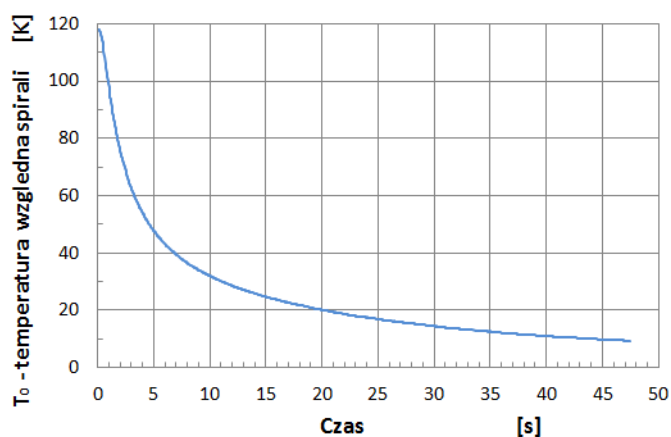
długości L (rys.5-5), w warunkach jednorodnego obciążenia mocą strat badanego pakietu. Rezystancję obliczano jako stosunek różnicy temperatury spirali mierzonej w punkcie T_0 (lub T_1) i temperatury chłodnicy T_4 , do mocy strat P_s przypadającej na jeden nabiegunnik pakietu , czyli:

$$R_{04} = 6 \frac{(T_0 - T_4)}{U_s I_s} \quad \text{lub} \quad R_{04} = \frac{(T_0 - T_4)}{p L} . \quad (5.1)$$

Powyższe wzory należy odpowiednio zmodyfikować w wypadku definiowania rezystancji termicznych przez odniesienie do temperatury podstawy zwoju T_1 . W sposób analogiczny obliczano rezystancje termiczne obszarów przejściowych związanych z tym segmentem: rezystancję termiczną obszaru nabiegownika i styku z chłodnicą - R_{24} , oraz rezystancję termiczną obszaru spirala (T_1) – pręt ceramiczny – nabiegunnik (T_2), wraz z rezystancjami styku poszczególnych elementów składowych - R_{12} .

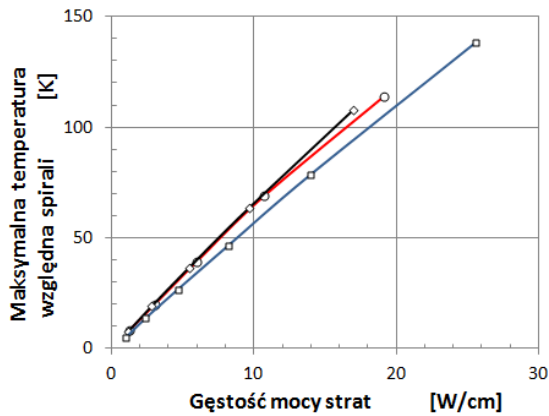
Podstawowe pomiary rezystancji termicznej pakietu przeprowadzono dla wszystkich trzech typów nabiegowników, chociaż w prototypie LFB poddanym badaniom zastosowano jedynie nabiegunki typu 1 i 3 (rys. 5-4). W obszarze wyjściowym docelowej lampy przewidziano bowiem zastosowanie nabiegowników typu 2. Pokazane w tym rozdziale zależności rezystancji termicznej od gęstości mocy strat dla tych typów pakietów, należy rozpatrywać w kontekście wykresów analizowanych w rozdziale 5.4. (rys. 5-32 , 5-33 i 5-35).

Dla oceny dynamiki badanej struktury LO w zakresie odprowadzania ciepła mocy strat wydzielanych w spirali wykonano pomiar maksymalnej temperatury spirali w czasie jej stygnięcia - po wyłączeniu przepływu prądu. Uzyskany dla nabiegowników typu 3 rezultat (rys. 5-6) pozwolił na określenie minimalnego czasu stabilizacji termicznej układu. Przyjęto wartość 300 s dla błędu wyznaczenia rezystancji nie większego od 1%. W praktyce przyjęto jednak większy czas oczekiwania na stabilizację termiczną - 5 ÷ 10

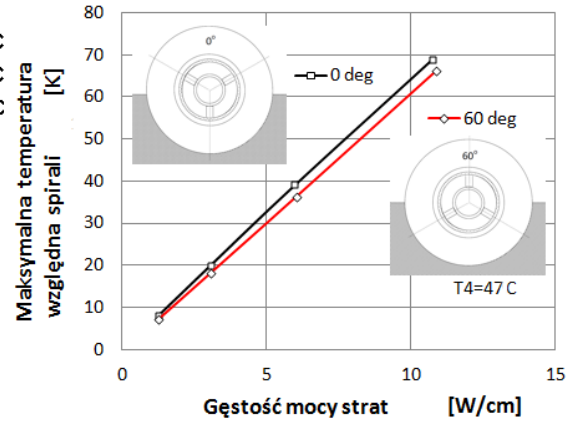


min.

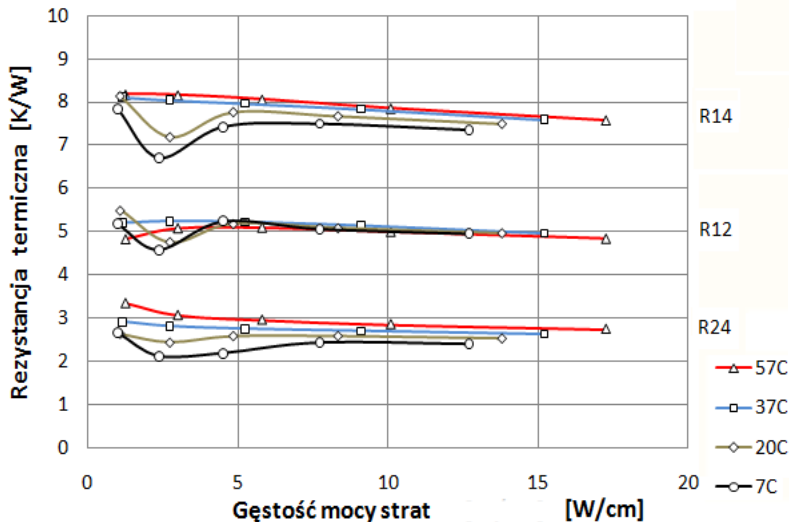
Rys. 5-6 Szybkość zmian temperatury względnej spirali $T_0 - T_4$ w czasie stygnięcia, dla pakietu LO opartego na nabiegownikach typu 3; gęstość mocy strat 19,1 W/cm, temperatura chłodnicy $T_4 = 65$ °C.



Rys. 5-7 Zależność maksymalnej temperatury względnej spirali $T_0 - T_4$ od gęstości mocy strat w spirali dla różnej temperatury chłodnicy; nabiegunniki typu 3.



Rys. 5-8 Wpływ położenia kąowego pakietu LO z nabiegunnikami typu 3 na maksymalną temperaturę względną spirali $T_{04} = T_0 - T_4$ dla temperatury chłodnicy 47°C; 0 deg - położenie wyjściowe (rys.5-1); 60 deg - pakiet obrócony o 60 stopni;



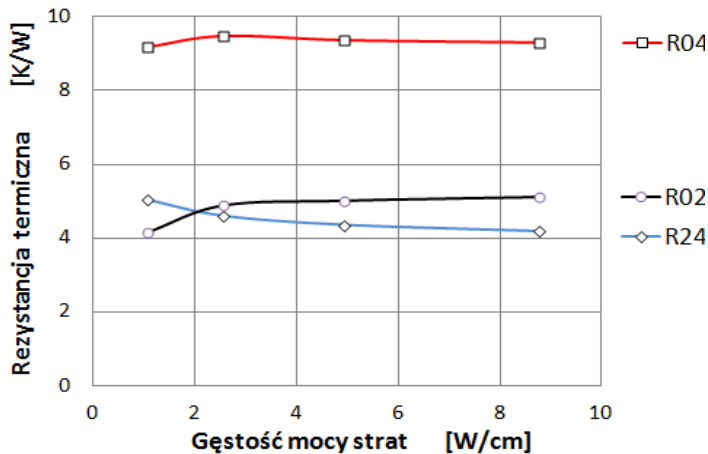
Rys. 5-9 Rezystancja termiczna pakietu LO z nabiegunnikami typu 2 i izolowanymi termicznie obejmami dociskowymi nabiegunników.

Obserwowany na rysunku 5-7, wyraźny wpływ temperatury chłodnicy na maksymalną temperaturę względną spirali pakietu z nabiegunnikami typu 3, może wynikać ze zmian siły dociskającej nabiegunniki do łoża chłodnicy. W przypadku aluminium i żelaza stosunek wartości ich współczynników rozszerzalności cieplnej wynosi aż 2,4. Zatem wzrost temperatury chłodnicy powinien prowadzić do zwiększenia rezystancji termicznej styku nabiegunnik – chłodnica, a tym samym do wzrostu temperatury względnej spirali.

Zbadano również wpływ położenia kąowego pakietu LO typu 3 na maksymalną temperaturę względną spirali (rys. 5-8). Obrót pakietu o kąt 60 stopni względem położenia standardowego, widocznego na rysunku 5-1, prowadzi do 4 ÷ 5% spadku temperatury spirali wynikającego ze skrócenia drogi przepływu ciepła do chłodnicy.

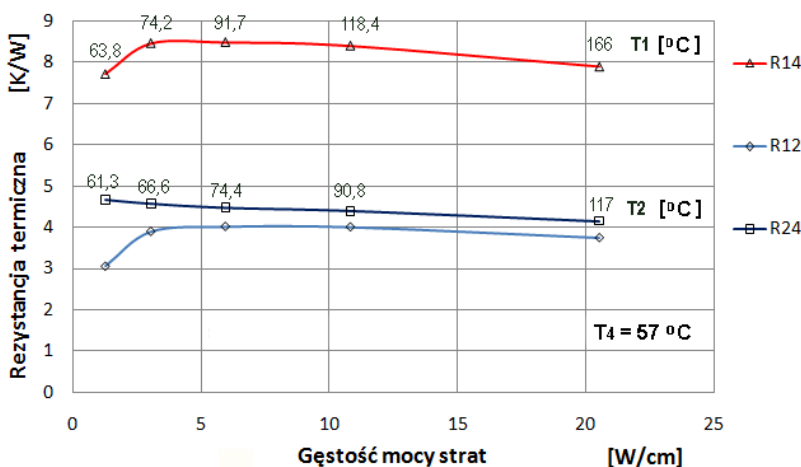
Na przykładzie pakietu z nabiegunnikami typu 2 dokonano oceny wpływu, wykonanych z miedzi obejm dociskowych na własności termiczne pakietu. Wszystkie

obejmy dociskowe izolowane były termicznie od nabiegowników przez teflonowe przekładki o grubości 0,2 mm. Pokazane na rysunku 5-9 zależności należy rozpatrywać w kontekście wykresów z rysunków 5-32 i 5-33, uzyskanych dla takiej struktury w stanie podstawowym gdy odpowiednie rezystancje termiczne są mniejsze nawet o 20 %.



Rys. 5-10 Rezystancja termiczna pakietu LO z nabiegownikami typu 1 zdefiniowana przez temperaturę w punkcie T_0 ; $T_4=20^\circ\text{C}$.

temperaturę podstawy przęśła T_1 , dla temperatury chłodnicy 57°C uzyskano krzywe pokazane na rysunku 5-11 (nad poszczególnymi punktami pomiarowymi umieszczono odpowiadającą im temperaturę). Biorąc pod uwagę, że wpływ temperatury chłodnicy na wartość rezystancji termicznej pakietu jest niewielki w zakresie $20 \div 57^\circ\text{C}$ (rys. 5-32), można oszacować wzrost wartości rezystancji termicznej pakietu LO, odniesionej do punktu T_0 , na około 10%.

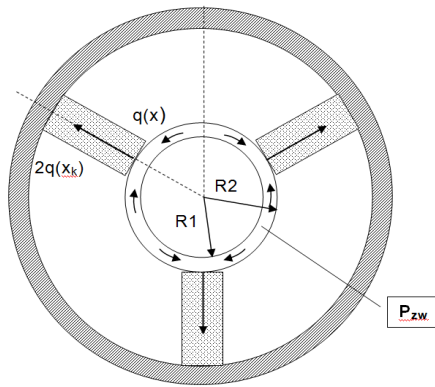


Rys. 5-11 Rezystancja termiczna pakietu LO z nabiegownikami typu 1 zdefiniowana przez temperaturę w punkcie T_1 dla temperatury chłodnicy $T_4 = 57^\circ\text{C}$. Liczby nad punktami pomiarowymi odnoszą się do odpowiednich temperatur w punktach T_1 lub T_2 .

5.3. Pole temperatury pakietu spirala – pręty wsporcze

5.3.1. Wyznaczenie rozkładu temperatury pakietu metodą analityczną

Do rozważań analitycznych przyjęto spiralną linię opóźniającą lampy LFB wspartą na trzech prętach ceramicznych - rysunki 5-12 i 5-13 . W dalszych rozważaniach założono stałą gęstość mocy strat wzdłuż zwoju i pełną symetrię układu w zakresie odprowadzania ciepła do zewnętrznej - nie pokazanej na rysunku - chłodnicy. Z symetrii zjawiska wynika, że strumienie ciepłe $q(x)$ wymuszone mocą strat dostarczaną do zwoju płyną w przeciwnych kierunkach, poczynając od środka każdego odcinka rozpostartego pomiędzy sąsiednimi prętami wsporczymi. Zjawisko jest symetryczne, zatem taki sam strumień płynie w obu kierunkach. Poczynając od środka segmentu spirali gdzie $q(0) = 0$,



Rys. 5-12 Schemat przepływu strumieni ciepła o gęstości $q(x)$ w spirali LFB. P_{szw} jest sumą mocy strat mikrofalowych i mocy wydzielanej w wyniku bombardowania linii elektronami wiązki, przypadającą na jeden zwoj spirali.

wartość gęstości strumienia ciepłego narasta obustronnie wzdłuż zwoju.

W typowej lampie LFB grubość tasiemki jest niewielka w stosunku do długości rozważanego odcinka spirali. W celu opisu transportu ciepła do prętów, można więc zastosować przybliżenie traktujące spiralę jako strukturę płaską. Wówczas, zgodnie z rysunkami 5-12 i 5-13, długość obwód pojedynczego zwoju L można przedstawić jako:

$$L = \sqrt{s^2 + (2\pi a)^2}, \quad (5.2)$$

gdzie s jest skokiem spirali a średni promień a spirali opisuje zależność:

$$a = \frac{(R_1 + R_2)}{2}. \quad (5.3)$$

Jeśli p jest gęstością liniową mocy strat w linii opóźniającej w punkcie z osi spirali wówczas, moc strat przypadającą na jeden zwoj P_{zw} , można przedstawić jako:

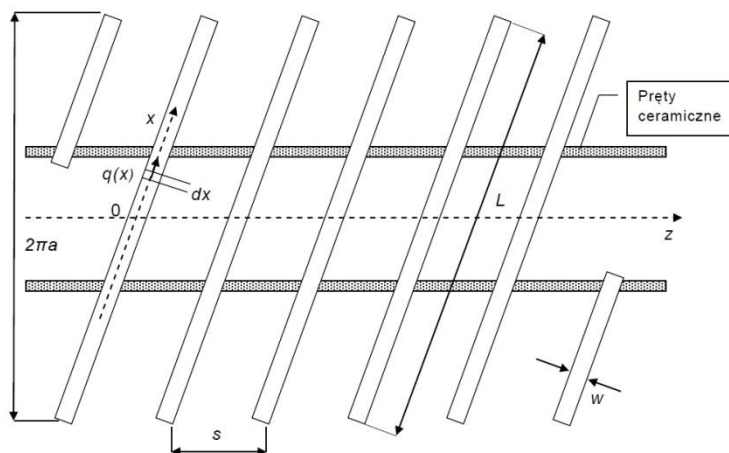
$$P_{zw} = p s, \quad (5.4)$$

a gęstość liniową mocy strat wzdłuż zwoju p_{zw} :

$$p_{zw} = \frac{p s}{L}. \quad (5.5)$$

Dla tasiemki o grubości d i szerokości w , narastający w kierunku pręta strumień mocy cieplnej $q(x)$ obliczamy jako całkę z gęstości liniowej mocy strat wg formuły (5.5), w granicach od $t = 0$, do $t = x$:

$$q(x) = \frac{1}{d w} \int_0^x p_{zw} dt \quad , \quad q(x) = \frac{p s x}{L d w} \quad . \quad (5.6)$$



Rys. 5-13 Rozwinięcie geometryczne spirali o średnicy $2a$ i skoku s podpartej trzema prętami ceramicznymi. Spirala traktowana jest jak płaski przewód rozpostarty nad przewodzącą płaszczyzną osłony próżniowej.

Związek pomiędzy gęstością strumienia cieplnego i temperaturą w warunkach ustalonych termicznie określa równanie Fouriera. W analizowanym, uproszczonym modelu zjawiska można zapisać je w postaci jednowymiarowej jako:

$$q(x) = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad \text{lub} \quad q(x)dx = -\lambda dT \quad , \quad (5.7)$$

gdzie x jest współrzędną mierzoną wzdłuż wyprostowanego zwoju licząc od jego środka, λ jest współczynnikiem przewodnictwa cieplnego materiału spirali a $T(x)$, lokalną wartością temperatury. Korzystając z (5.6) i całkując lewą stronę równania (5.7) w granicach od $t = 0$ do $t = x$ oraz prawą w granicach od T_0 do T_x otrzymujemy⁶³:

$$\int_0^x \frac{p s t}{L d w} dt = - \int_{T_0}^{T_x} \lambda dt \quad . \quad (5.8)$$

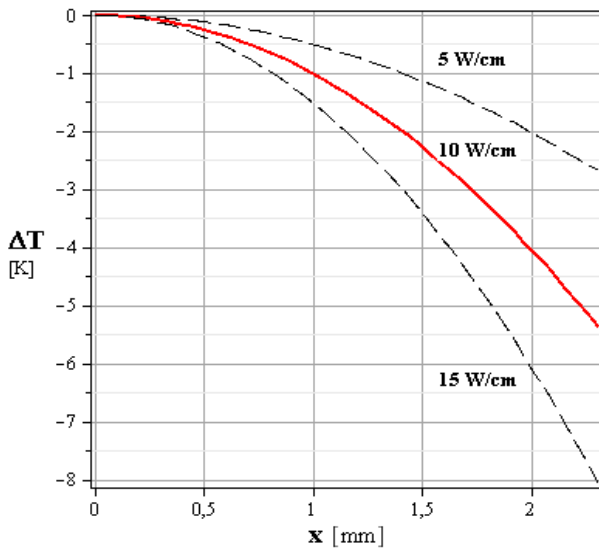
Wyrażenie po prawej stronie jest różnicą temperatur na końcach rozważanego odcinka. Zatem na podstawie (5.2) ostateczna postać funkcji rozkładu temperatury wzdłuż rozważanego fragmentu zwoju przybiera postać:

$$T(x) = T_0 - \frac{p s x^2}{2\sqrt{s^2+(2\pi a)^2} d w \lambda} \quad (5.9)$$

Rysunek 5-14 przedstawia wyniki obliczeń przeprowadzone wg formuły (5.9) dla spirali o parametrach identycznych jak spirala analizowana numerycznie w rozdziale nr 5.3.3. Na

⁶³ T_0 jest temperaturą środka zwoju ($x=0$) a T_x temperaturą zwoju w punkcie x .

osi pionowej odłożono różnicę temperatury spirali w środku odcinka zwoju T_0 i temperatury $T(x)$ zwoju w odległości x od środka zwoju. Wartość minimalna temperatury



względnej odpowiada odległości 1/6 długości zwoju spirali, czyli sytuacji punktowego styku taśmy z prętem wsporczym.

Rys. 5-14 Różnica temperatur $\Delta T = T_0 - T(x)$ spirali wyznaczona metodą analityczną wg (5.8) dla $s = 2,2$ mm, $a = 2,175$ mm, $\lambda = 164$ W/mK, $d = 0,48$ mm, $w = 1,0$ mm oraz punktowego styku spirali z prętem wsporczym.

Jeżeli obszar styku spirali i pręta ma określoną szerokość δ różną od zera⁶⁴ (rys.5-15), wówczas całkowitą długość odcinka spirali pomiędzy środkiem zwoju a punktem styku obliczyć można jako:

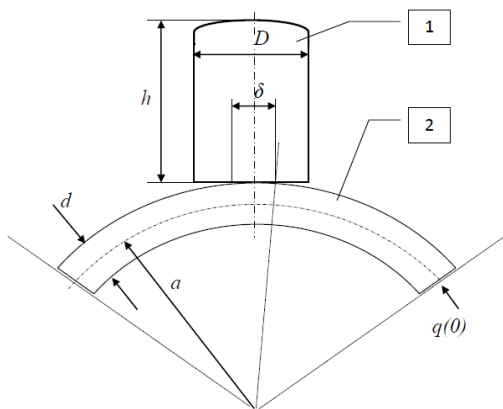
$$b = \frac{L-3\delta}{6} \quad (5.10)$$

Zakładamy przy tym, że szerokość styku powierzchni zewnętrznej taśmy z prętem jest w przybliżeniu taka sama jak mierzona wzdłuż okręgu o promieniu a . Na podstawie (5.9) i (5.2) różnica temperatur ΔT na końcach rozważanego odcinka spirali wynosi więc:

$$\Delta T = \frac{p s (\sqrt{s^2 + (2\pi a)^2} - 3\delta)^2}{72 \sqrt{s^2 + (2\pi a)^2} w d \lambda} \quad (5.11)$$

lub stosując formułę przybliżoną dla $\delta \ll L/3$:

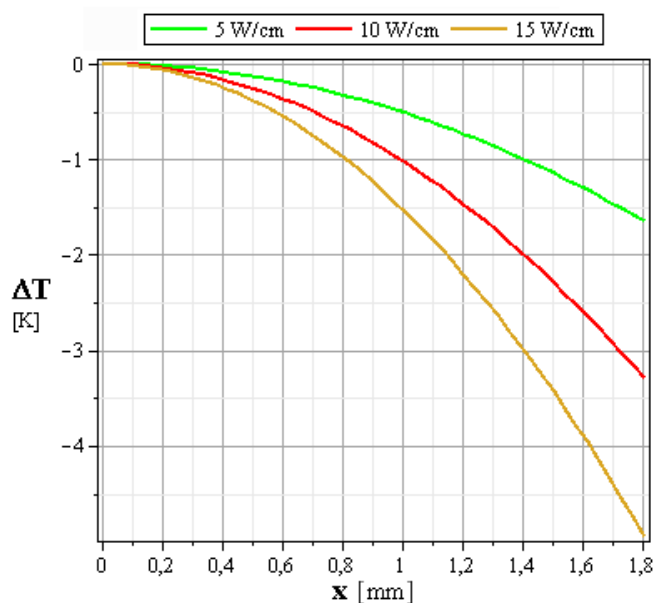
$$\Delta T \approx \frac{p s (\sqrt{s^2 + (2\pi a)^2} - 6\delta)}{72 w d \lambda} \quad (5.12)$$



Rys. 5-15 Schemat obszaru styku spirala – pręt ceramiczny; **1** - pręt ceramiczny, **2** - przęsło, fragment zwoju spirali; D - szerokość pręta; d - grubość taśmy spirali; δ - szerokość styku; $q(0)$ - gęstość strumienia mocy cieplnej na środku zwoju, początku przęsła o temperaturze T_0 .

⁶⁴ Sposób wymiarowania szerokości styku za pomocą szerokości liniowej wydaje się bardziej praktyczny aniżeli za pomocą szerokości kątowej. Można go stosować jedynie dla dużych wartości ilorazu $L/3\delta$ - δ jest mała w porównaniu z długością przęsła zwoju.

Rys. 5-16 Różnica temperatur na końcach przęsła zwoju w warunkach jak na rysunku 5-14 dla szerokości styku z ceramicznym prętem wsporczym $\delta = 1\text{mm}$.



Rysunek 5-16 przedstawia zależność $\Delta T(x)$ obliczoną analitycznie dla spirali o parametrach jak na rysunku 5-14, identycznej jak spirala analizowana numerycznie w podrozdziale 5.3.3.

Dla oceny zdolności spirali do przewodzenia ciepła przyjęto pojęcie rezystancji termicznej przęsła zwoju R_p , zdefiniowanej jako stosunek różnicy temperatury ΔT na końcach przęsła do mocy P_p dostarczanej do tego obszaru:

$$R_p = \frac{\Delta T}{P_p} \quad (5.13)$$

Należy zaznaczyć, że wielkości R_p nie można przypisać wprost znaczenia rezystancji termicznej gdyż, zgodnie z przyjętą wcześniej definicją, powinniśmy mówić o strumieniu cieplnym przepływającym od płaszczyzny w punkcie T_0 do T_1 w warunkach braku źródeł ciepła gdy nie występują w nim inne źródła ciepła. W tym wypadku strumień cieplny wpływający

w obszar segmentu zwoju w płaszczyźnie T_0 powinien być równy strumieniowi wypływającemu z niego w płaszczyźnie T_1 . Tymczasem, w omawianym obszarze mamy do czynienia z rozłożonym źródłem ciepła o stałym i jednakowym rozkładzie gęstości mocy, opisanym zależnością (5.5). Jednak pomimo tego, wielkość R_p nosi cechy rezystancji termicznej, spełniając warunek liniowej zależności różnicy mierzonych temperatur na końcach odcinka⁶⁵ od dostarczanej do tego obszaru mocy cieplnej.

Wielkość mocy strat przypadającą na pojedyncze przęsło spirali P_p obliczamy uwzględniając fakt, że moc strat wydzielana w obszarze styku spirali z prętem nie wpływa na różnicę temperatur na końcach rozważanego przęsła (rys.5-15). Zakładając zatem, że

⁶⁵ Przy założeniu stałej gęstości mocy strat w zwoju spirali wzdłuż jego obwodu.

szerokości styku δ jest zbliżona do długości odpowiadającego mu łuku okręgu o promieniu a , moc P_p można przedstawić jako:

$$P_p = \frac{p s}{6} \left(1 - \frac{3\delta}{L}\right) . \quad (5.14)$$

Korzystając z (5.11) i podstawiając do (5.13) otrzymujemy wyrażenie na rezystancję termiczną przęśła zwoju:

$$R_p = \frac{L-3\delta}{12 d w \lambda} . \quad (5.15)$$

W praktyce jednak, dla struktur typu liniowego o identycznych własnościach termicznych w dowolnym przekroju poprzecznym, parametrem lepiej opisującym jej własności termiczne jest rezystywność termiczna θ_s :

$$\theta_s = \frac{\Delta T}{p} . \quad (5.16)$$

W przypadku spirali jej sens fizyczny odpowiada wartości różnicy temperatur na przęśle spirali dla jednostkowej mocy strat przypadającej na jednostkę długości struktury. Z formuł (5.14) i (5.15) wynika, że obie wielkości związane są zależnością:

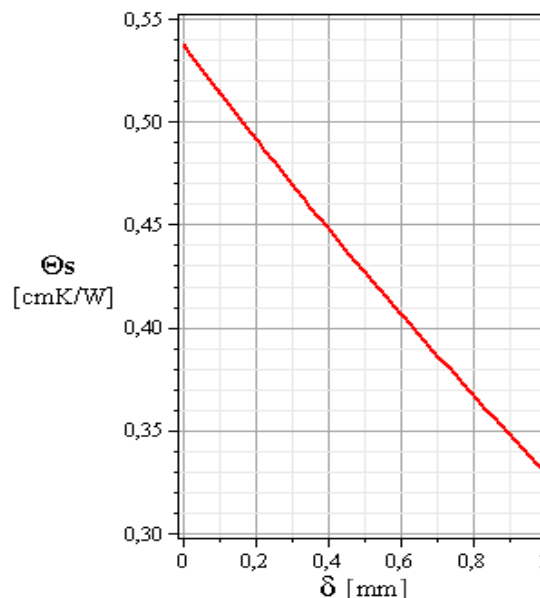
$$\theta_s = R_p \frac{s}{6} \left(1 - \frac{3\delta}{L}\right) . \quad (5.17)$$

Na podstawie (5.11) i (5.16) rezystywność termiczną spirali można więc przedstawić jako:

$$\theta_s = \frac{s(\sqrt{s^2+(2\pi a)^2}-3\delta)^2}{72 \sqrt{s^2+(2\pi a)^2} d w \lambda} . \quad (5.18)$$

Zależność rezystywności termicznej spirali θ_s od szerokości strefy styku δ dla rozważanej wersji spirali pokazano na rysunku 5-17.

Rys. 5-17 Zależność rezystywności termicznej spirali θ_s (wg formuły (5.17)) od szerokości obszaru styku z ceramicznym prętem wsporczym δ , dla spirali o parametrach jak na rysunku 5-14. Różnicę temperatur na końcach przęśła zwoju obliczono z zależności: $\Delta T = p \cdot \theta_s$.



Ze wzoru (5.17) wynika, że dla stałej gęstości mocy strat w spirali, skracanie jej skoku obniża temperaturę maksymalną T_0 przez proporcjonalne zmniejszenie rezystywności termicznej spirali lub w innym ujęciu, poprzez zmniejszenie mocy strat

przypadającej na jeden zwoj. Oczywiście nie wpływa to w istotny sposób na rozkład temperatury w pozostałych punktach struktury. Począwszy bowiem od punktu odpowiadającego temperaturze T_1 , strumień cieplny a tym samym rozkład temperatury pozostają niezmiennie.

5.3.2. Wyznaczanie rozkładu temperatury dla ceramicznego pręta wsporczego metodą analityczną

W analogiczny sposób, jak przedstawiono to w rozdziale 5.3.1., można wyprowadzić formułę opisującą zależność różnicy temperatur pomiędzy powierzchniami pręta przewodzącymi ciepło od spirali do osłony próżniowej lampy, od transportowanej mocy cieplnej. W tym celu zakładamy, że przekrój pręta jest prostokątem o stałej wysokości h i szerokości D i stałej gęstości strumienia ciepła odbieranego z jego powierzchni stykającej się z osłoną próżniową i przekazywanego do chłodnicy. Przyjęte założenie pozostaje w zasadzie słuszne nawet w przypadku odbioru ciepła przez rozmieszczone okresowo nabiegunki, o ile odległości między nimi są niewielkie. Potwierdzają to wyniki analizy numerycznej pakietu LO pokazane na rysunku 5-18. Założono również, że w stanie ustalonym, każdy z prętów przewodzi taki sam strumień cieplny równy 1/3 mocy wytracanej w spirali a ciepło dostarczane jest do pręta z każdego zwoju spirali przez powierzchnię styku o szerokości δ i długości równej szerokości tasiemki w (rys. 5-15). W typowej LFB stosunek szerokości w do skoku spirali s zawiera się w przedziale wartości $0,35 \div 0,45$ ⁶⁶. Gęste wypełnienie przestrzeni zwojami oraz duży współczynnik przewodzenia ciepła ceramiki berylowej, w stosunku do współczynnika przewodzenia ciepła molibdenu lub wolframu - stosowanych jako materiał spirali, pozwalają na przyjęcie założenia, że temperatura pręta w dowolnie wybranym przekroju równoległym do styku, jest w przybliżeniu stała. Zatem izotermy pola temperatury pręta pozostają równoległe a przepływ ciepła opisuje równanie Fouriera dla przypadku jednowymiarowego. Jeżeli gęstość strumienia ciepła q w pręcie wynosi:

$$q = \frac{P_0}{3L_0D} , \quad (5.19)$$

gdzie P_0 jest mocą strat wytracaną w spirali na odcinku segmentu o długości L_0 a D jest szerokością pręta wówczas, na podstawie (5.7) mamy:

⁶⁶ Dane pochodzą z opracowań własnych BE (PIT) oraz niepublikowanych danych innych producentów.

$$\frac{P_0}{3L_0D} = \lambda \frac{\Delta T}{h}, \quad (5.20)$$

gdzie λ jest współczynnikiem przewodnictwa cieplnego ceramicznych prętów wsporczych. Rezystywność termiczna zespołu trzech prętów θ_p zdefiniowana jako (5.16) wynosi więc:

$$\theta_p = \frac{h}{3 \cdot D \cdot \lambda}. \quad (5.21)$$

5.3.3. Numeryczna analiza metodą MES pola temperatury segmentu LO

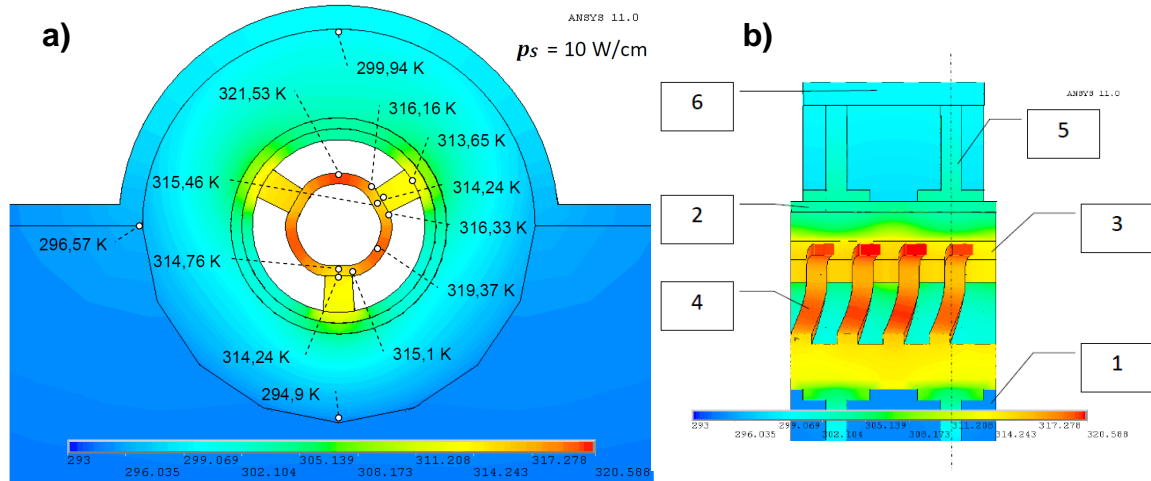
Ze względu na potrzebę szczegółowej analizy własności termicznych obszaru spirali, pręta wsporczego i nabiegownika, niezbędnych dla oceny zgodności metody MES z wynikami analitycznymi i danymi eksperymentalnymi, przeprowadzono powtórnie obliczenia, zwiększając ich dokładność. Zwiększono stopień dyskretyzacji przestrzeni, zastosowano stałą wartość gęstości mocy strat oraz ograniczono zasięg badanej strefy do dwóch segmentów LO. W analizie uwzględniono również wprowadzenie do konstrukcji wykonanej z miedzi obejmy dociskowej nabiegowników, poprawiającej równomierność rozptyłu ciepła w układzie. Podobnie jak w pierwotnej analizie, przyjęto upraszczające założenie, że rezystancje termiczne styku poszczególnych elementów są pomijalnie małe.

Rysunek 5-18 pokazuje pole temperatury dla segmentu LO w dwóch przekrojach: przez środek nabiegownika oraz w przekroju osiowym segmentu, w płaszczyźnie prostopadłej do podstawy chłodnicy. W obu wypadkach obliczenia wykonano dla równomiernego obciążenia spirali mocą strat $p = 10 \text{ W/cm}$.

Widoczna jest niewielka asymetria rozkładu temperatury obwodu nabiegownika - ok. 3,5 K. Chociaż masywne, aluminiowe łożo chłodnicy (rys.5-18, 1) obejmuje nabiegowniki jedynie w ich dolnej połowie, to zastosowanie wykonanej z miedzi obejmy dociskowej nabiegowników skutecznie niweluje efekt asymetrii cieplnej dzięki wysokiemu przewodnictwu cieplnemu miedzi⁶⁷. W tych warunkach uśredniony po obwodzie spadek temperatury na przęśle zwoju, można oszacować na $\Delta T = 4,23 \div 4,96 \text{ K}$. Ograniczenie od dołu wynika z przyjęcia wartości temperatury spirali na krawędzi pręta, górne, z przyjęcia wartości temperatury na wysokości środka pręta. W celu porównania wyników modelowania numerycznego z wynikami uzyskanymi na drodze analitycznej należy

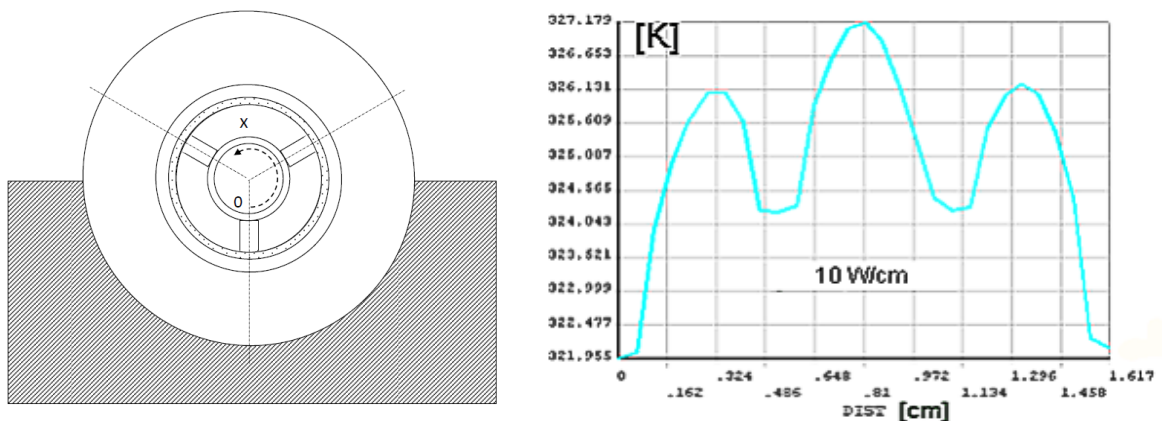
⁶⁷Współczynnik przewodnictwa cieplnego miedzi $\lambda_{Cu} = 393 \text{ W/mK}$, aluminium $\lambda_{Al} = 210 \text{ W/mK}$.

zauważyć, że przyjęcie szerokiej strefy styku spirali z prętem, praktycznie porównywalnej z długością przęsła zwoju, stanowi poważne odejście od przyjętych założeń modelu analitycznego (rozdz. 5.3.1.). Ze względu na skrócenie efektywnej drogi transportu ciepła w przęsle zwoju⁶⁸ należy oczekiwać, że wartość spadku temperatury a więc i rezystywność termiczna spirali θ_s w rzeczywistości będzie mniejsza niż wynika to z obliczeń



Rys. 5-18 Wyniki analizy numerycznej pola temperatury segmentu LO bez magnesów uzyskane w programie ANSYS dla jednorodnego obciążenia spirali mocą 10 W/cm; **a)** przekrój przez nabiegunnik wraz z obejmą dociskową; **b)** przekrój podłużny segmentu; **1** - chłodnica, **2** - osłona próżniowa, **3** - pręt wsporczy, **4** - spirala, **5** - nabiegunnik typu 1, **6** - obejmą.

analitycznych dla $\delta = 1\text{mm}$ tj. $\theta_s = 0,33\text{ cmK/W}$. Wpływ braku obejmy na symetrię termiczną pakietu dla gęstości mocy strat 10 W/cm przedstawia wykres temperatury na rysunku 5-19. Początek układu odniesienia związany jest tutaj ze środkiem dolnego pręta



Rys. 5-19 Wyniki symulacji rozkładu temperatury zwoju spirali LO dla stałej gęstości mocy strat 10 W/cm, w sytuacji braku obejmy dociskowej. Punkt początkowy ($x = 0$) pokrywa się ze środkiem dolnego pręta wsporczego.

⁶⁸ Średnia długość drogi transportu ciepła będzie zbliżona raczej do cięciwy łuku a nie do długości łuku zwoju.

a współrzędna x położona jest na obwodzie średniego promienia zwoju. Różnica temperatury pomiędzy środkiem zwoju a prętem wsporczym zmienia się wzdłuż obwodu w zakresie od 1,9 do 4,1 K, podczas gdy w modelu z obejmą, w zakresie od 1 do 2,16 K. Nierównomierność rozkładu spadków temperatury na przęsłach spirali zmalała.

W wypadku spadku temperatury na prętach ceramicznych obliczonego metodą numeryczną i uśrednionego dla trzech prętów, uzyskano wynik $\Delta T = 1,8$ K, gdy z obliczeń uzyskanych na drodze analitycznej $\Delta T = 2,01$ K (względna różnica wyników na poziomie 10%). Należy jednak pamiętać, że w wypadku modelu numerycznego, obliczony spadek temperatury na wysokości pręta mógł być mniejszy o ok. 15% od teoretycznego ze względu na trapezowy, poszerzający się w kierunku promieniowym kształt jego przekroju poprzecznego. W modelu analitycznym LO przyjęto pręty o szerokości 1 mm i przekroju prostokątnym.

Ze względu na pominięcie w analizie numerycznej rezystancji termicznych styku elementów składowych, trudno jest porównać uzyskane wyniki obliczeń z wynikami eksperymentalnymi. Można jednak porównywać ze sobą spadki temperatury na poszczególnych elementach pakietu o ile są one mierzalne. W podrozdziale 5.4 wykazano, że obecność rezystancji termicznych styku może znacząco zmienić rozkład temperatury elementów składowych, w tym maksymalną temperaturę względną spirali. Celem oszacowania wartości spadków temperatury na stykach rzeczywistej konstrukcji LO, wprowadzono dla danej konfiguracji segmentu (typu nabiegunnika) parametr wypadkowej rezystancji termicznej (5.1). Wiąże on maksymalną względną temperaturę spirali odniesioną do temperatury chłodnicy z mocą cieplną przenoszoną przez segment pakietu LO (w omawianym wyżej przykładzie 4,4 W).

Z rozkładu temperatury segmentu przedstawionego na rysunku 5-18, otrzymano uśrednioną wartość rezystancji termicznej segmentu jako: $R_{04} = 6,32$ K/W. Uwzględniając odstępstwa w budowie rzeczywistej spirali opisane w paragrafie 5.3.4. można wartość tą podwyższyć do $R_{04} = 7,13$ K/W⁶⁹. Jednak zmierzona eksperymentalnie rezystancja termiczna segmentu LO typu 1 (rozdz. 5.2.2.) jest znacznie większa i wynosi ok. 9,7 K/W. Jak zostanie to pokazane w rozdziale 5.4.2., przyczyn tak dużej rozbieżności należy poszukiwać w rezystancji termicznej styku. Praktycznie prawie $\frac{3}{4}$ wartości „brakującej”

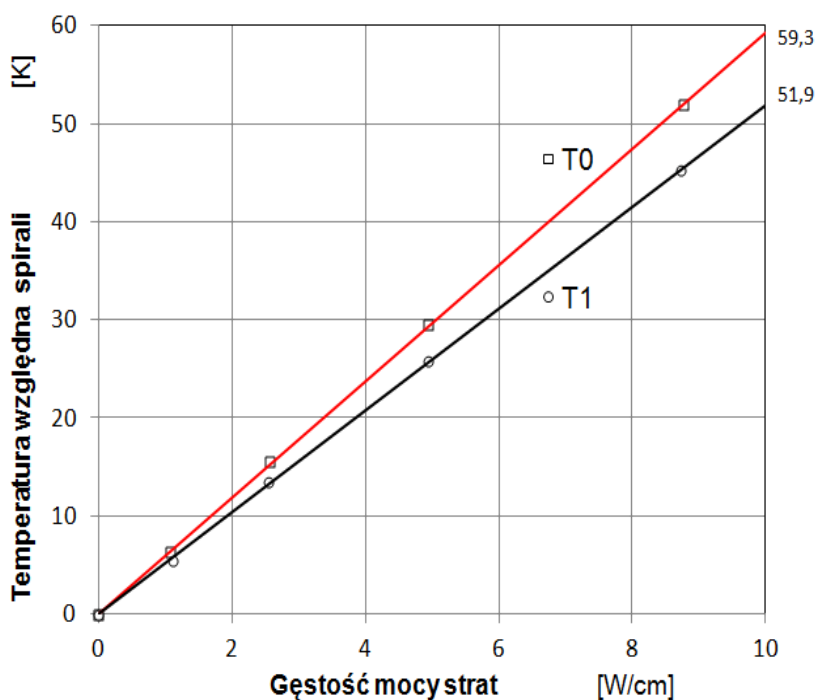
⁶⁹ Podwyższenie temperatury o ok. 2K spowodowane zmianą wymiarów i kształtu przekroju tasiemki spirali, w stosunku do wielkości zakładanych.

rezystancji termicznej związane jest bowiem z rezystancją termiczną styku nabiegownika z chłodnicą.

5.3.4. Wyniki pomiaru temperatury spirali LO

Ze względu na małe rozmiary badanego odcinka zwoju, pomiary rozkładu temperatury spirali ograniczono do pomiaru temperatury w dwóch punktach granicznych przeszła - w środku zwoju (T_0) i w miejscu styku spirali i ceramicznego pręta (T_1) (rys. 5-1). Niestety, ze względu na sposób symulacji mocy strat w spirali (przepływ prądu o dużym natężeniu) nie była możliwa jednoczesna rejestracja obu wielkości. Pomiary temperatury wykonywano za pomocą układu ośmiokanałowego wzmacniacza prądu stałego z galwanicznie połączonymi obwodami wejściowymi (rozdział 4.1.1.). Wskutek tego, nawet niewielka różnica potencjałów obu termopar, wynikająca z ich położenia na spirali, (ok. 1 mV) miała istotny wpływ na wynik pomiarów.

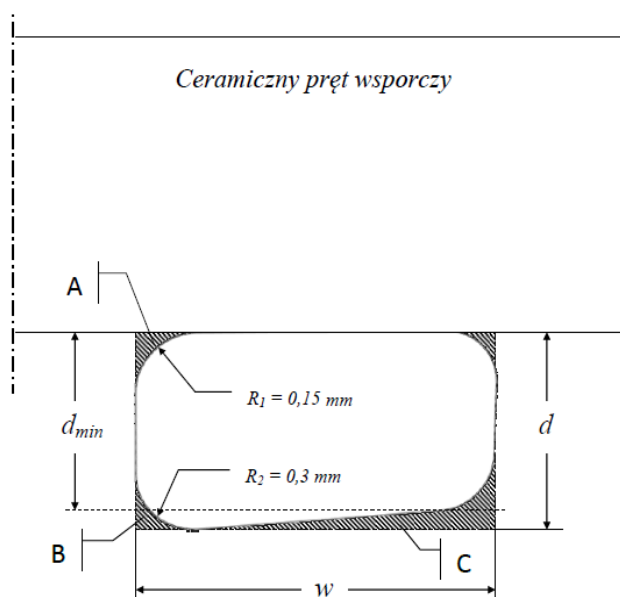
Pakiet pomiarowy (rys. 5.1) zbudowano z wykorzystaniem nabiegowników typu 1 (wykonanych z żelaza). W trakcie kolejnych pomiarów temperatury, niezmiennie pozostawały: temperatura chłodnicy, wartości mocy wytracanych w spirali i warunki termomechaniczne pakietu. Przemieszczeniu ulegała wyłącznie termopara pomiarowa. Na rysunku 5-20 zamieszczono zależność temperatury poszczególnych punktów pomiarowych od mocy strat, dla temperatury chłodnicy $T_4 = 20\text{ }^\circ\text{C}$. Miarą dokładności wykonanych



niezależnie pomiarów jest lokalizacja miejsca przecięcia się prostych regresji dokładnie w punkcie o współrzędnych (0,0).

Rys. 5-20 Wyniki dwóch niezależnych pomiarów temperatury względnej spirali w punktach T_0 i T_1 , dla różnej gęstości mocy strat.

Dla założonej gęstości mocy strat 10 W/cm zmierzony spadek temperatury na segmencie spirali: $T_0 - T_1 = 7,6$ °C, jest większy od wartości uzyskanej analitycznie dla szerokości styku $\delta = 0,2$ mm tj. 5,8 °C. Z analizy wynika, że istnieje kilka możliwych przyczyn tej rozbieżności. Pierwsza przyczyna, to sposób usytuowania termopary pomiarowej w punkcie T_1 . Duża średnica spoiny termopary (ok. 0,5 mm) powodowała, że w czasie pomiarów pozostawała ona w stałym kontakcie z chłodniejszą ścianką ceramicznego pręta.



Rys. 5-21 Porównanie przekrojów poprzecznych taśmy prostokątnej uwzględnionej w analizie numerycznej zagadnienia transportu ciepła z przekrojem taśmy zastosowanej w badanym modelu LO; $w = 1$ mm, $d = 0,45$ mm, $d_{min} = 0,39$ mm.

Spadek temperatury na ceramicznym pręcie dla gęstości mocy strat $p = 10$ W/cm wynosi ok. 2,4 °C⁷⁰, zatem można spodziewać się obniżenia mierzonej temperatury T_1 pręt - spirala nawet o ok. 0,5 °C.

Druga przyczyna może wynikać z przyjęcia błędnej szerokości styku – wartość szacowana na podstawie obserwacji mikroskopem. Dla wartości np. $\delta = 0,1$ mm, zgodnie z rysunkiem 5-16, różnica temperatur powinna wzrosnąć o ok. 0,4 °C.

Pozostałe przyczyny związane są z rzeczywistym wykonaniem spirali, odbiegającym od założonych wymiarów. Na rysunku 5-21 pokazano przekrój zastosowanego w modelu doświadczalnym zwoju spirali na tle prostokąta czyli jej teoretycznego przekroju. Widoczne są dwa rodzaje deformacji kształtu:

1. Pierwszy rodzaj, to zaokrąglenia krawędzi od strony wewnętrznej spirali (B) będące cechą własną zastosowanego drutu wolframowego oraz zaokrąglenia zewnętrzne (A), wprowadzone w trakcie prac technologicznych przy usuwaniu ostrych krawędzi - pozostałość po szlifowaniu spirali. Te ostatnie, wprowadzane są prewencyjnie dla uniknięcia przebieg napięciowych wysokiej częstotliwości

⁷⁰ Otrzymany zarówno w metodzie analitycznej jak i analizie numerycznej.

między spiralą a osłoną próżniową lub pomiędzy sąsiednimi zwojami spirali⁷¹. Wyładowania takie są realne nawet w obszarze wysokiej próżni.

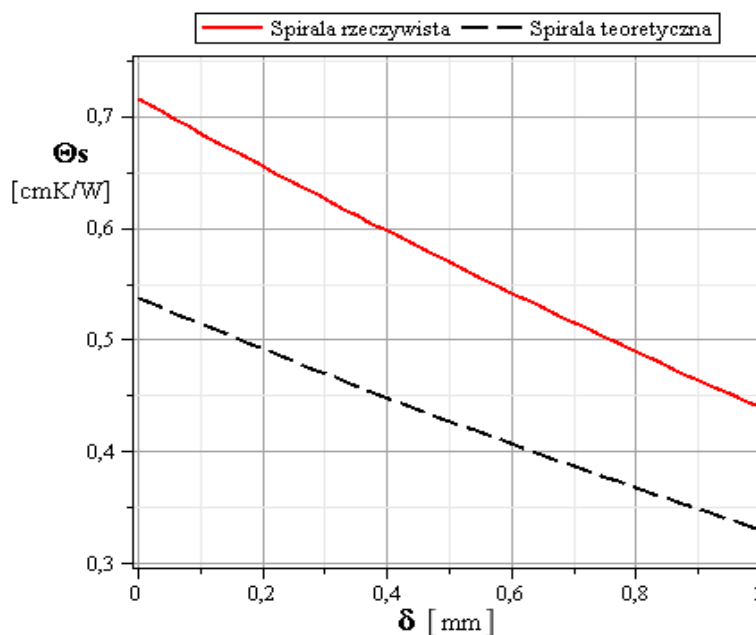
2. Drugi rodzaj deformacji, czyli pochylenie powierzchni wewnętrznej zwoju spirali, wynika bezpośrednio z procesu nawijania spirali na trzpieniu. Ze względu na twardość i jednocześnie kruchość taśmy wolframowej, uzyskanie ścisłego przylegania jej wewnętrznej powierzchni do trzpienia nawojowego, ograniczone jest wartością maksymalnej dopuszczalnej siły naciągu taśmy w trakcie nawijania.

Rysunek 5-22 przedstawia wynik obliczeń metodą analityczną rezystywności termicznej spirali θ_s , uwzględniającej rzeczywiste pole przekroju tasiemki oraz jej mniejszą szerokość $w = 0,9$ mm. Wartość średnią grubości tasiemki d_{sr} dla skorygowanego pola przekroju obliczono wg przybliżonej formuły:

$$d_{sr} = d - \frac{2(R_2^2 - R_1^2)}{w} \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) - \frac{(w - R_2)(d - d_{min})}{2w} \quad (5.22)$$

W celu oszacowania wpływu styku elementów składowych struktury linii opóźniającej na wartość całkowitej rezystywności struktury, przeprowadzono dodatkowe pomiary modeli. Badaniom poddano opisany na wstępie tego rozdziału model LO lampy LO-500 po eliminacji nabiegunków oraz dodatkowo, model linii opóźniającej lampy LO-120 (rys. 5-25) o mocy wyjściowej 40 kW, pracującej w paśmie L⁷² [26].

Usunięcie z pakietu LO nabiegunków pozwala na ujednoczenie badanej struktury



poprzez eliminację okresowości narzucanej przez nabiegunki układu

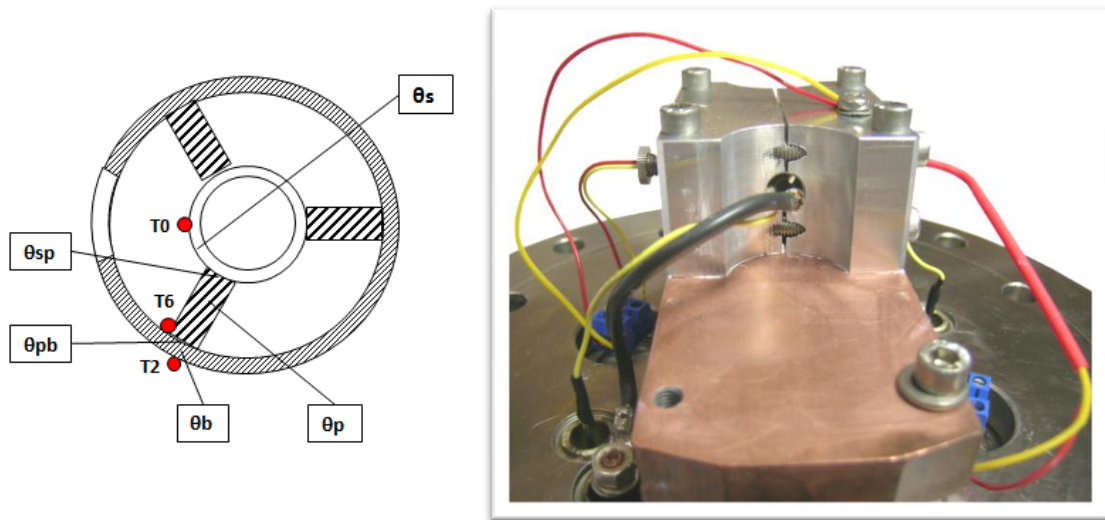
Rys. 5-22 Porównanie wyznaczonej analitycznie rezystywności termicznej θ_s rzeczywistej spirali z danymi analitycznymi dla spirali teoretycznej zastosowanej w modelu numerycznym. Spadek temperatury na długości przęsła zwoju obliczany wg zależności $\Delta T = p \cdot \theta_s$

⁷¹ Zwłaszcza w przypadku LFB o dużej mocy szczytowej (5-10kW), dużej mocy średniej (100-500 W) i wysokiej częstotliwości pracy (>5 GHz).

⁷² Lampa LO-120; zakres częstotliwości pracy lampy: 1,24 ÷ 1,45 GHz.

magnetycznego. Tym samym mierzone lub opisywane własności termiczne pakietu, pozostają stałe w każdym jego przekroju poprzecznym. Dzięki eliminacji nabiegunków uzyskano również zmniejszenie błędów pomiaru temperatury spirali i osłony próżniowej, wynikające z eliminacji zakłócającego wpływu rezystancji termicznych styku nabiegunków z chłodnicą i osłoną próżniową.

Na rysunku 5-23 przedstawiono przekrój pakietu linii opóźniającej z zaznaczoną rezystywnością termiczną jego elementów składowych oraz widok pakietu LO zamocowanego w chłodnicy stanowiska pomiarowego.



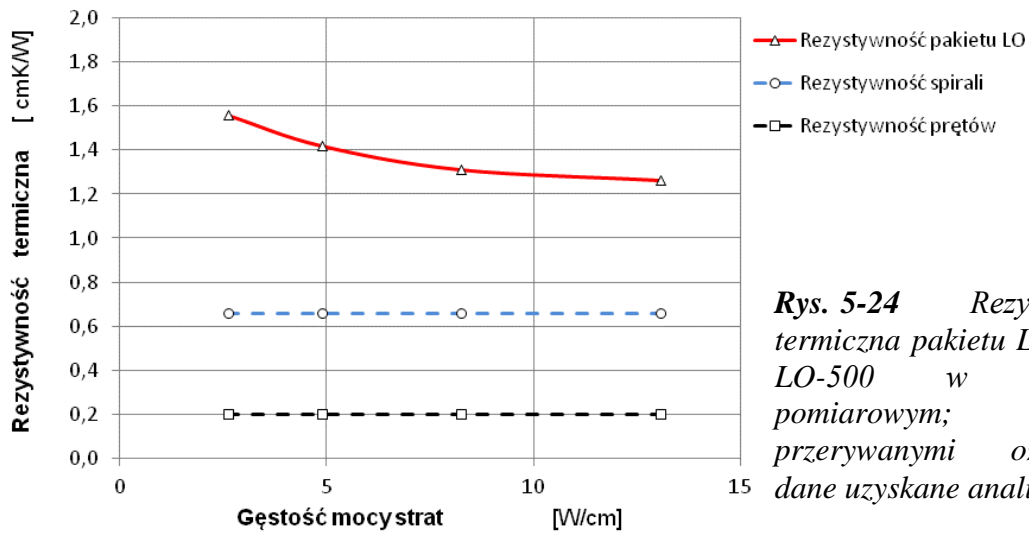
Rys. 5-23 Schemat badanej spiralnej linii opóźniającej LFB LO-500 oraz widok mierzonego pakietu w układzie chłodzenia i pomiaru temperatury. θ - rezystywności termiczne poszczególnych obszarów LO w tym: θ_s - spirali, θ_{sp} - styku spirali - pręty ceramiczne, θ_p - zespołu prętów ceramicznych θ_{pb} - styku pręty ceramiczne - osłona próżniowa, θ_b - osłony próżniowej.

Całkowita rezystywność termiczna pakietu LO θ_{02} wynika z szeregowego połączenia poszczególnych elementów składowych i wynosi:

$$\theta_{02} = \theta_s + \theta_{sp} + \theta_p + \theta_{pb} + \theta_b , \quad (5.23)$$

gdzie θ jest rezystywnością termiczną, odpowiednio: θ_s - spirali, θ_{sp} - styku spirali z ceramicznymi prętami, θ_p - prętów, θ_{pb} - styku prętów osłoną próżniową a θ_b - osłony próżniowej. Ze względu na niewielkie rozmiary badanej linii opóźniającej pomiary ograniczono jedynie do rezystywności całkowitej pakietu θ_{02} . Jednak, wyznaczając za pomocą analitycznych formuł (5.17) i (5.19) wartości θ_s oraz θ_p , można próbować określić sumaryczny udział rezystywności termicznych styku $\theta_{sp} + \theta_{pb}$ oraz rezystywności termicznej osłony próżniowej θ_b w wynikowej rezystywności LO.

Rysunek 5-24 zawiera zestawienie wyników pomiaru z danymi teoretycznymi, uwzględniającymi rzeczywiste wymiary spirali oraz założoną szerokości styku 0,2 mm.



Rys. 5-24 Rezystywność termiczna pakietu LO lampy LO-500 w układzie pomiarowym; liniami przerywanymi oznaczono dane uzyskane analitycznie.

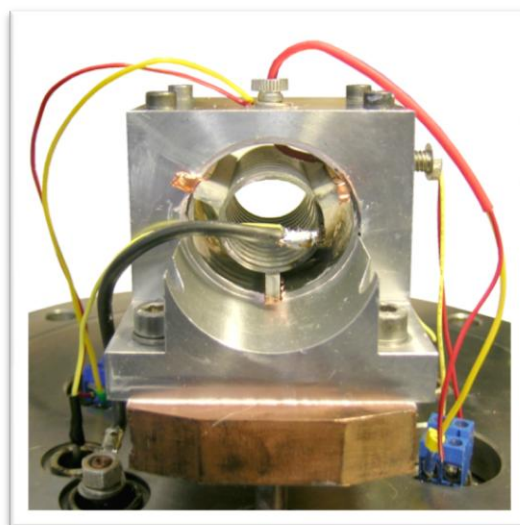
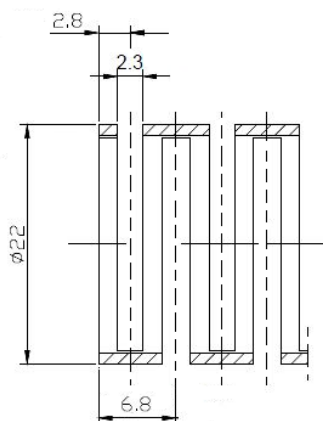
W zakresie gęstości mocy strat większych od 5 W/cm, sumaryczny udział składników równania (5.23) związanych z rezystywnością termiczną styku pakietu i samej osłony próżniowej można zatem oszacować na ok. 35% całkowitej rezystywności LO.

Druga z badanych struktur, będąca modelem linii opóźniającej lampy LO-120, oparta jest na linii pierścieniowo – prętowej (pochodnej linii spiralnej). Pręty wsporcze, tak jak poprzednio wykonane z ceramiki berylowej, wspierają molibdenową linię opóźniającą, która składa się z szeregu pierścieni połączonych za pomocą naprzemiennie sytuowanych poprzeczek (rys. 5-25). Implikuje to odpowiednie zmiany w formule (5.17) opisującej rezystywność termiczną nowej linii θ_s , gdzie długość zwoju o skoku s należy zastąpić długością obwodu pierścienia $2\pi a$:

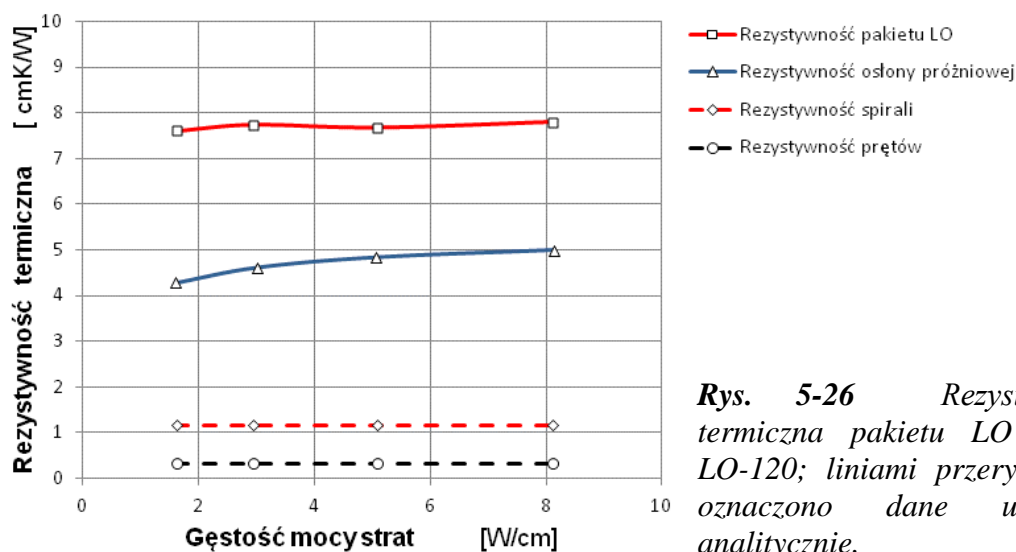
$$\theta_s = \frac{s \pi a \left(1 - \frac{3\delta}{2\pi a}\right)}{36 d w \lambda} . \quad (5.24)$$

Duże rozmiary struktury wynikające z niskiej częstotliwości pracy LFB i dużej mocy szczytowej umożliwiły pomiar temperatury na wewnętrznej powierzchni osłony próżniowej, w punkcie oznaczonym na rysunku 5-23 jako T_6 . Tym samym dokonano pomiaru rezystywności osłony próżniowej pakietu, co pozwoliło na oszacowanie sumarycznej rezystywności termicznej styku pakietu - wyniki pomiarów zawiera rysunek 5-26; liniami przerywanymi oznaczono wartości uzyskane analitycznie.

Łączna rezystywność termiczna styku pakietu i osłony próżniowej przedstawia w tym wypadku ok. 80 % wartości całkowitej rezystywności, w porównaniu z ok. 35 % dla pakietu lampy LO-500.



Rys. 5-25 Schemat pierścieniowo-pętlowej linii opóźniającej lampy LO-120 pasma L oraz widok badanego pakietu w układzie pomiaru temperatury.

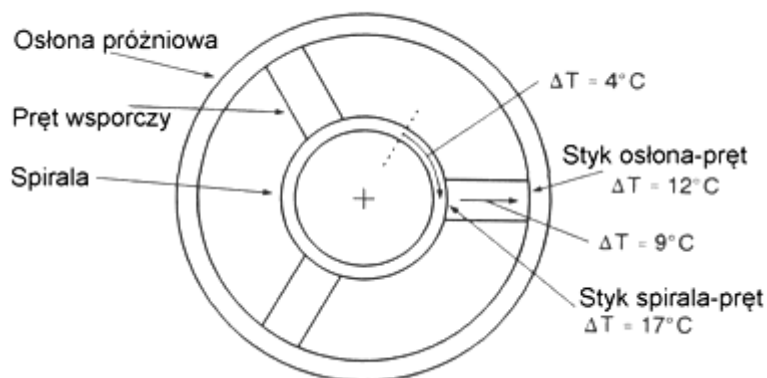


Rys. 5-26 Rezystywność termiczna pakietu LO lampy LO-120; liniami przerywanymi oznaczono dane uzyskane analitycznie.

Zasadniczym tego powodem jest 4 krotnie większa grubość ścianki osłony próżniowej lampy LO-120 (1,5 mm) i jednocześnie mniejsza niż w lampie LO-500 szerokość strefy styku pręt-osłona próżniowa⁷³. Tym samym jej udział w rezystywności badanego pakietu staje się dominujący a łączną wartość rezystywności termicznej styku można ocenić na ok. 18 % wartości całkowitej.

⁷³ Wynika to z geometrii zastosowanych elementów; stosunek wewnętrznego promienia osłony do promienia powierzchni kontaktowej pręta wynosi: 2,7 (LO-500) i 5,14 (LO-120).

W obu modelach linii opóźniającej udział styku w całkowitej rezystywności termicznej można ocenić jako zaskakująco mały. Dane literaturowe dla linii spiralnej z ceramicznymi prętami wsporczy wykonanymi z APBN⁷⁴, oceniają bowiem ten udział na ok. 70 % wartości całkowitej rezystywności pakietu (bez uwzględnienia osłony próżniowej) [56]. Mógłby być on nawet większy uwzględniając fakt, że współczynnik przewodnictwa cieplnego ceramiki APBN można przyjąć jako $50 \div 121 \text{ W/mK}$, a w obu



Rys. 5-27 Spadki temperatury obliczone dla wykonanej z wolframu spirali i prętów ceramicznych z APBN rozpraszających moc 1 W [56].

badanych pakietach zastosowano pręty z ceramiki berylowej o współczynniku przewodzenia ciepła $220 \div 265 \text{ W/mK}$ [57,58,59]. Autorzy opisują spadki temperatury na poszczególnych segmentach pakietu dla mocy strat 1 W (rys. 5-27), nie precyzując jednak danych geometrycznych pakietu i warunków mechanicznych związanych z siłą zacisku i ciśnieniem panującym w rozważanych obszarach styku.

W ramach tej pracy przeprowadzono pomiary siły zacisku spiralnej linii opóźniającej w pakiecie linii opóźniającej lampy LO-500. Pokazały one, że siłę nacisku odkształconej sprężystości osłony próżniowej na pojedynczy pręt wsporczy oszacować można na 330 N/cm^{75} . Przyjmując szerokość strefy styku pomiędzy 0,1 a 0,3 mm, otrzymujemy wartość ciśnienia w strefie styku $330 \div 110 \text{ MPa}$. W rozdziale 5.4. (rys. 5-30) pokazano przykładową zależność rezystancji termicznej styku od ciśnienia [44]. Opierając się na tym można przypuszczać, że zastosowanie dużych ciśnień może w znacznym stopniu zredukować rezystywność termiczną styku. Prawdopodobnie tym właśnie można częściowo wyjaśnić obserwowaną różnicę wyników między obydwoimi omawianymi pakietami linii opóźniającej.

⁷⁴ Z ang. Anisotropic Pyrolytic Boron Nitride – anizotropowy pyrolityczny azotek boru.

⁷⁵ Dane dotyczą przyjętej technologicznie różnicy średnic (0,03 mm) zespołu pręty- spirala i średnicy wewnętrznej stalowej osłony próżniowej.

5.4. Rezystancje termiczne LFB obszaru nabiegunnik-chłodnica

Opisana wcześniej metoda pomiaru rezystancji termicznych pakietu uwzględnia oprócz rezystancji termicznej jego elementów składowych jak nabiegunnik, osłona próżniowa LFB czy ceramiczne pręty wsporcze, również rezystancje termiczne styków. W niesprzyjających warunkach, spowodowanych niedokładnościami wykonania elementów pakietu i chropowatością powierzchni, mogą mieć one znaczny wpływ na skuteczność transmisji ciepła z wnętrza linii opóźniającej do chłodnicy. Z tego powodu znajomość wzajemnych relacji obu rezystancji dostarcza cennych informacji o słabych punktach konstrukcji oraz najskuteczniejszych kierunkach poprawy jej jakości. Stosując znane i stosowane powszechnie technologie montażu linii opóźniającej, jak termiczny zacisk czy zacisk pakietu metodą triangulacji, wpływ konstruktora na możliwość znacznej redukcji rezystancji termicznej styków wewnątrz obszaru próżni jest niewielki. Jakość kontaktu spirali, ceramicznych prętów i stalowego balonu definiowana jest bowiem jedynie przez chropowatość ich powierzchni i siłę docisku. Inaczej jest w przypadku zewnętrznej struktury linii opóźniającej - nabiegunników i chłodnicy. Zastosowanie możliwie ciasnych tolerancji wykonania elementów, specjalnych konstrukcji nabiegunników, klejów lub past termoprzewodzących pozwala na znaczną poprawę parametrów cieplnych konstrukcji.

5.4.1. Metoda wyznaczania rezystancji termicznej styku nabiegunnika z chłodnicą

Opierając się na technice pomiaru rezystancji termicznych styku metodą porównawczą [42], zaproponowano sposób pomiaru rezystancji cieplnej styku nabiegunnika z chłodnicą R_c (rys. 5-28) przez pomiary rezystancji termicznej dwóch różnych pakietów linii opóźniających LFB. Obydwa zawierają ten sam pakiet spirali w osłonie próżniowej, umieszczany kolejno w chłodnicy z zestawem różnych typów nabiegunników:

- **typ 1**, nabiegunnik żelazny; traktowany w dalszych rozważaniach jako zespół składający się z dwóch identycznych kształtek o wypadkowej rezystancji cieplnej R_1 ,
- **typ 2**, nabiegunnik przekładkowy; w istocie jest to nabiegunnik typu 1 poszerzony centralnie o dodatkowy miedziany pierścień o rezystancji termicznej R ,

Jeżeli R_2 jest wypadkową rezystancją termiczną nabiegownika przekładkowego, będącego równoległym połączeniem nabiegownika wykonanego z żelaza o rezystancji R_1 i miedzianego pierścienia o rezystancji termicznej R , wówczas:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R} . \quad (5.26)$$

Rezystancję termiczną R miedzianego walca można łatwo wyznaczyć korzystając bezpośrednio z prawa Fouriera:

$$\mathbf{q} = -\lambda(T) \nabla T , \quad (5.27)$$

gdzie \mathbf{q} jest gęstością strumienia ciepłego, λ współczynnikiem przewodzenia ciepła a T temperaturą. Jeżeli założymy, że ciepło dostarczane jest do wewnętrznej powierzchni walca ze stałą gęstością strumienia i λ nie zależy od temperatury, to linie stałej temperatury muszą być koncentrycznymi okręgami⁷⁶ o promieniu r a równanie Fouriera przyjmuje postać jednowymiarową:

$$q = -\lambda \frac{dT}{dr} . \quad (5.28)$$

Gęstość strumienia ciepłego w odległości r ($r_1 \leq r \leq r_2$) od osi walca wynosi:

$$q = \frac{Q}{\lambda 2\pi r b} , \quad (5.29)$$

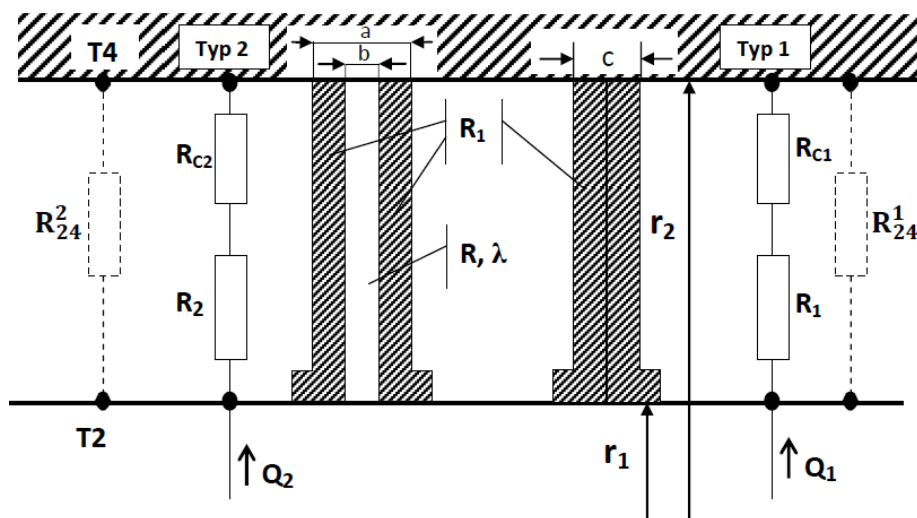
gdzie: Q jest strumieniem ciepłym dostarczonym do wewnętrznej powierzchni walca, a b wysokością walca. Rozdzielając zmienne i całkując powyższe równanie obustronnie dla znanych warunków początkowych otrzymujemy zależność:

$$Q = (T_2 - T_4) \frac{2\pi b \lambda}{\ln \frac{r_2}{r_1}} , \quad (5.30)$$

gdzie: T_2 jest temperaturą powierzchni wewnętrznej walca o promieniu r_1 , T_4 temperaturą powierzchni zewnętrznej walca o promieniu r_2 . Stąd szukana rezystancja termiczna walca wynosi:

$$R = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi b \lambda} . \quad (5.31)$$

⁷⁶ Spełnienie warunku symetrii obrotowej zjawiska wymusza przyjęcie przez izotermy kształtu okręgów.

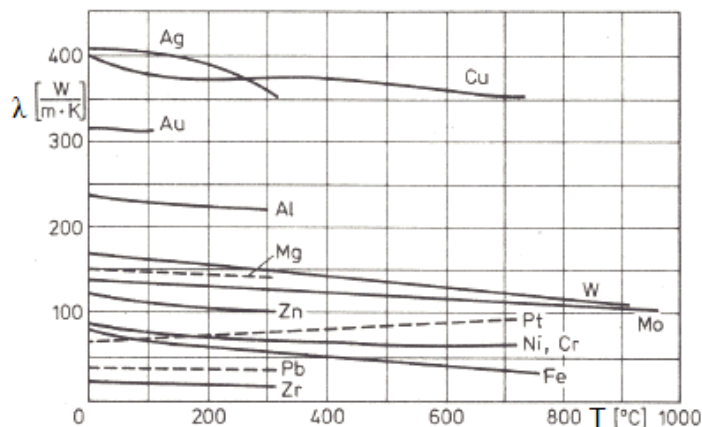


Rys. 5-28 R_1 – rezystancja cieplna nabiegownika litego (typ 1) o grubości c , wraz ze schematem zastępczym; R – rezystancja cieplna miedzianej przekładki o grubości b ; R_2 – rezystancja cieplna nabiegownika przekładkowego (typ 2); T_2 – temperatura podstawy nabiegownika; T_4 – temperatura chłodnicy; $R_{c1/2}$ – rezystancja cieplna styku nabiegownik-chłodnica; $Q_{1/2}$ – strumień cieplny przepływający przez nabiegownik.

Chociaż przyjęto upraszczające założenie, że w całym obszarze całkowania współczynnik λ nie zależy od temperatury, to w ogólnym przypadku taka zależność oczywiście istnieje. Na rysunku (5-29) pokazano zależność współczynnika przewodzenia ciepła od temperatury, dla kilku wybranych materiałów stosowanych w technologii lamp mikrofalowych [45]. W rozważanym układzie pomiarowym mamy jednak do czynienia z niewielkimi zmianami temperatury w zakresie do 50 °C. W wypadku miedzi współczynnik przewodzenia λ pozostaje prawie stały, podczas gdy dla żelaza zmiany nie przekraczają wartości 0,068 W/mK/°C [60,45] co prowadzi do zmian wartości współczynnika przewodzenia ciepła na poziomie 4 ÷ 5 %.

W dalszych rozważaniach zakładamy, że własności fizyczne styku nabiegownika z chłodnicą są identyczne w przypadku obu typów nabiegowników. Zatem, jeżeli R_{c1} jest

rezystancją termiczną styku nabiegownika typu 1 o wysokości c , to rezystancją termiczną styku



Rys. 5-29 Zależność temperaturowa współczynnika przewodzenia ciepła dla kilku wybranych metali powszechnie stosowanych do budowy LFB [45].

R_{C2} aluminiowej chłodnicy i nabiegownika typu 2 o wysokości a , można wyrazić jako $R_{C2} = c/a R_{C1}$. Dla obu typów układów można więc napisać układ równań liniowych:

$$\begin{cases} R_2 + \frac{c}{a} R_{C1} = R_{24}^2 \\ R_1 + R_{C1} = R_{24}^1 \end{cases}, \quad (5.32)$$

gdzie R_{24}^2 oraz R_{24}^1 stanowią wyznaczone eksperymentalnie rezystancje pakietu z odpowiednim rodzajem nabiegowników.

Jeżeli grubość nabiegownika typu 1 jest zbliżona do sumarycznej grubości obu wykonanych z żelaza elementów nabiegownika typu 2⁷⁷, to rezystancję termiczną wykonanej z żelaza części nabiegownika przekładkowego przybliżyć można jako:

$$R_{2Fe} \approx \frac{c}{a-b} R_1, \quad (5.33)$$

Na podstawie (5.26) i (5.31) rezystancję termiczną R_2 wyrażamy przez R_1 i R_{2Fe} :

$$R_2 = \frac{\frac{c}{a-b} R_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}{\frac{c}{a-b} R_1 2\pi b \lambda + \ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (5.34)$$

Zatem układ równań (5.32) można rozwiązać, uzyskując w rezultacie wartości wszystkich trzech rezystancji termicznych: R_1 , R_2 i R_{C1} .

W powyższych rozważaniach założono, że ciepło Joula-Lenca wytwarzane w spirali, w wyniku przepływu prądu elektrycznego, w całości odprowadzane jest na drodze przewodnictwa cieplnego do chłodnicy. W rzeczywistości jednak jego część zostaje wypromieniowana na zewnątrz układu pomiarowego a część odprowadzona przez przewody zasilania zaniżając nieco wartości obliczanych rezystancji termicznych zestawu. Obliczenie rzeczywistego współczynnika straty mocy dostarczanej do układu w wyniku promieniowania jest trudne, można jednak oszacować jego wpływ na wynik rozwiązania układu równań (5.32).

W tym celu zakładamy, że odprowadzanie ciepła przez przewody zasilania jest pomijalnie małe⁷⁸. Jeżeli P jest mocą dostarczoną do spirali, P_r mocą wypromieniowaną a P_p mocą przewodzoną przez nabiegowniki do chłodnicy układu, to układ równań (5.32) można zapisać następująco:

$$\begin{cases} R_2 + \frac{c}{a} R_{C1} = \frac{R_{24}^2}{1-k_1} \\ R_1 + R_{C1} = \frac{R_{24}^1}{1-k_2} \end{cases}, \quad (5.35)$$

⁷⁷ tak jest, bowiem: $a-b = 1,2$ mm, $c = 1,04$ mm.

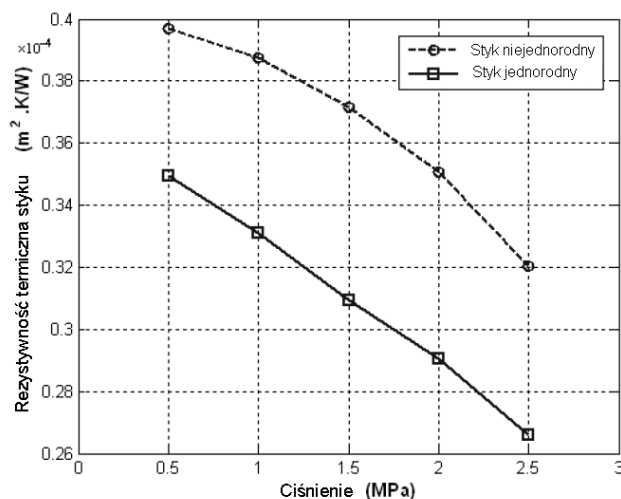
⁷⁸ Doprowadzenia bezpośrednio do spirali wykonano z cienkiego (w porównaniu z przewodami zasilania), przewodu ze stopu AgCu28.

gdzie $k_1 = \frac{P_{r1}}{P}$ $k_2 = \frac{P_{r2}}{P}$ są zależnymi od typu nabiegownika współczynnikami rozpraszania mocy przez promieniowanie przy założeniu, że moc wypromieniowywana jest przede wszystkim ze spirali jako elementu o zdecydowanie najwyższej temperaturze (rys.5.33). Stosując prawo Stefana-Boltzmana i zakładając, że wartość k dla temperatury chłodnicy 7°C $k = k_7$ jest znana i jednakowa dla obu typów nabiegowników, można powyższy układ równania zapisać w postaci:

$$\begin{cases} R_2 + \frac{c}{a} R_{C1} = \frac{R_{24}^2}{1 - k_7 \frac{T_1^4}{T_7^4}} \\ R_1 + R_{C1} = \frac{R_{24}^1}{1 - k_7 \frac{T_2^4}{T_7^4}} \end{cases}, \quad (5.36)$$

gdzie T_7 jest wartością bezwzględną temperatury spirali dla chłodnicy o temperaturze 7°C a T_1 i T_2 jej aktualną temperaturą bezwzględną (załącznik nr 2).

Według danych literaturowych rezystancja termiczna styku w istotny sposób zależy od struktury powierzchni kontaktowych, ich chropowatości i siły docisku [44,61,62]. Shojaefard (rys. 5-30) pokazał znaczny wpływ ciśnienia kontaktowego na jednostkową rezystancję termiczną styku (TCR^{79}) w wypadku próbek ze stali nierdzewnej i aluminium o powierzchniach przygotowanych przez obrabianie skrawaniem [44].

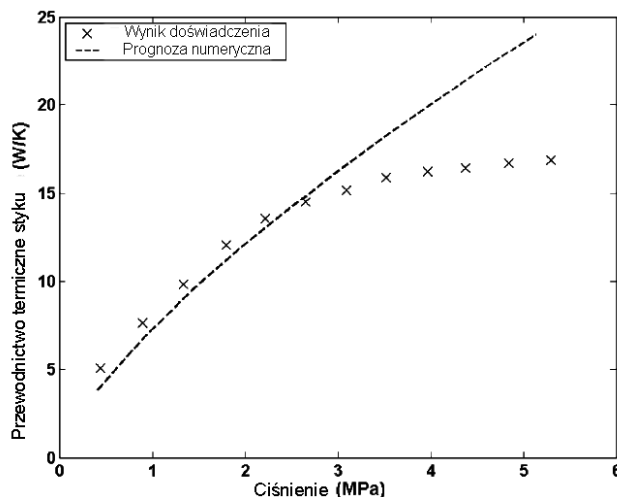


Rys. 5-30 Zależność rezystancji termicznej styku od ciśnienia; próbek jednorodnych (stal nierdzewna lub aluminium), stali nierdzewnej i aluminium [44].

Znacznie większy wpływ ciśnienia na przewodność styku (TCC^{80}) pokazują pomiary i symulacje numeryczne w przypadku zastosowania próbek miedzianych [62] o chropowatości $5\mu\text{m}$ (rys. 5-31). Pozwala to na postawienie hipotezy, że zjawisko zależności rezystancji termicznej styku od ciśnienia należy uwzględnić w przeprowadzanej analizie i obliczeniach jako czynnik mający istotny wpływ na wyniki obliczeń.

⁷⁹ Z ang. TCR – Thermal Contact Resistance

⁸⁰ Z ang. TCC – Thermal Contact Conductance



Rys. 5-31 Porównanie przewodnictwa termicznego styku dwóch próbek miedzianych o chropowatości $5\mu\text{m}$ z wynikami uzyskanymi na drodze modelowania numerycznego [62].

Dla zbadania wpływu wzajemnej relacji obu rezystancji termicznych styku R_{C1} i R_{C2} , na rozwiązanie układu równań (5.36) wprowadzamy współczynnik α opisujący szybkość zmian termicznych stosunku R_{C2}/R_{C1} względem temperatury otoczenia tj. 20°C (współczynnik ten można traktować jako analogiczny do współczynnika temperaturowego rezystancji elektrycznej). Bezpośrednim powodem takiej zależności może być np. zastosowanie w eksperymencie nabiegownika przekładkowego składającego się z połączonych stopem

lutowniczym na bazie srebra dwóch zewnętrznych, wykonanych z żelaza okładek i wykonanego z miedzi pierścienia pomiędzy nimi. Znaczna różnica współczynników rozszerzalności termicznej miedzi ($16,5 \cdot 10^{-6}$) i żelaza ($11,8 \cdot 10^{-6}$) powoduje zmianę warunków styku nabiegownik – chłodnica. W zakresie zmian $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ różnica średnic nabiegownika, w obu obszarach wynosi 0,0043 mm. Nabiegownik uzyskuje cechy złącza bimetalicznego, co może mieć wpływ na rezystancję termiczną styku z aluminiową chłodnicą.

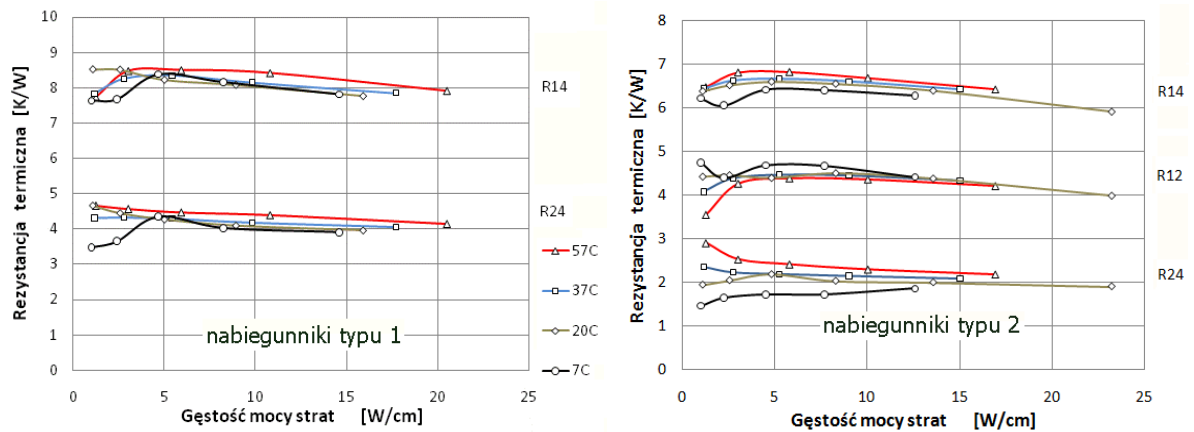
Zatem, ostateczną postać układu równań (5.6) można przedstawić jako:

$$\begin{cases} R_2 + \frac{c}{a}(1 - \alpha\Delta T)R_{C1} = \frac{R_{24}^2}{1 - k_7 \frac{T_1^4}{T_2^4}} \\ R_1 + R_{C1} = \frac{R_{24}^1}{1 - k_7 \frac{T_2^4}{T_1^4}} \end{cases} \quad (5.37)$$

5.4.2. Wyniki pomiarów i obliczeń rezystancji termicznych

Wyniki pomiarów termicznych, obliczeń analitycznych i symulacji numerycznych niezbędnych dla obliczenia rezystancji termicznych zawiera tabela 5-1. oraz

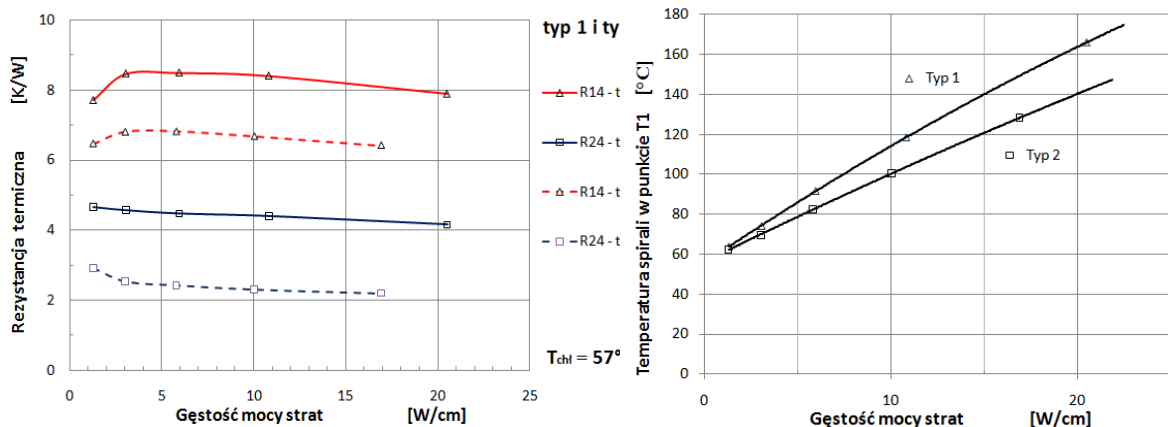
rysunek 5-32. W dolnej części tabeli zamieszczono dane uzyskane z pomiaru rezystancji termicznej eksperymentalnych pakietów linii opóźniającej dla gęstości mocy strat 10 W/cm. Tabela zawiera wynik obliczeń rezystancji termicznych dla nabiegunników typu 1 i 2 w warunkach pomijalnie małego promieniowania cieplnego spirali ($k = 0$) oraz stałej - niezależnej od temperatury chłodnicy - wzajemnej relacji rezystancji styku obu



Rys. 5-32 Rezystancje termiczne segmentu linii opóźniającej dla nabiegunników typu 1 i nabiegunników przekładkowych-typu 2.

nabiegunników ($\alpha = 0$).

Rysunek 5-33 przedstawia rezystancje termiczną pakietu z nabiegunnikami obu typów oraz odpowiadającą im temperaturę spirali mierzoną w punkcie T_1 . Dane te uwzględnione w dalszych obliczeniach pokazują, że ze względu na wartość temperatury



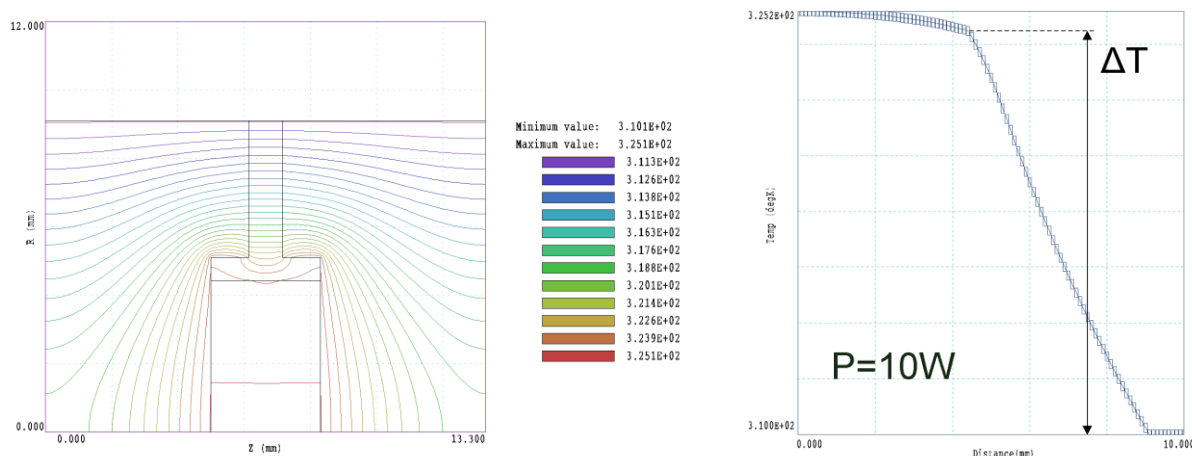
Rys. 5-33 Rezystancje termiczne LO dla nabiegunników typu 1 i 2 oraz odpowiadająca im temperatura spirali jako funkcja gęstości mocy strat; temperatura chłodnicy 57 °C.

jedynie spirala pakietu LO może być znaczącym źródłem mocy wypromieniowanej poza układ pomiarowy.

Tabela 5-1 Zestawienie wyników pomiarów i obliczeń analitycznych dla dwóch badanych pakietów linii opóźniającej

Temperatura chłodnicy		T4	[°C]	7	20	37	57
Współczynnik przewodnictwa cieplnego miedzi [4]		λ_{Cu}	[$\frac{W}{mK}$]	396,1	393,3	389,6	385,3
Współczynnik przewodnictwa cieplnego żelaza [4]		λ_{Fe}		73,6	72,7	71,5	70,2
Typ 2	Rezyst. termiczna styku nabieg. - chłodnica	R_{C2}	[$\frac{K}{W}$]	1,45	1,67	1,77	1,99
	Rezyst. termiczna nabiegownika typu 2	R_2		0,347	0,33	0,33	0,31
	Wartość R_2 oblicz. analitycznie - MAPLE 13			0,356	0,359	0,359	0,369
Typ 1	Rezyst. termiczna nabieg. - chłodnica	R_{C1}		$\alpha = 0$	2,52	2,89	3,07
	Rezyst. termiczna nabiegownika typu 1	R_1	$k = 0$	1,46	1,19	1,13	1,0
	Wartość R_1 obliczona analitycznie		1,35	1,37	1,39	1,42	
	Wartość R_1 obl. numerycznie – 3D AMAZE		-	1,43	-	-	
Zmierzona rezystancja termiczna obszaru 2-4							
Typ 2	Nabiegownik przekładkowy– chłodnica	R_{24}^2		1,8	2	2,1	2,3
Typ 1	Nabiegownik lity, zwykły – chłodnica	R_{24}^1		3,95	4,1	4,2	4,4

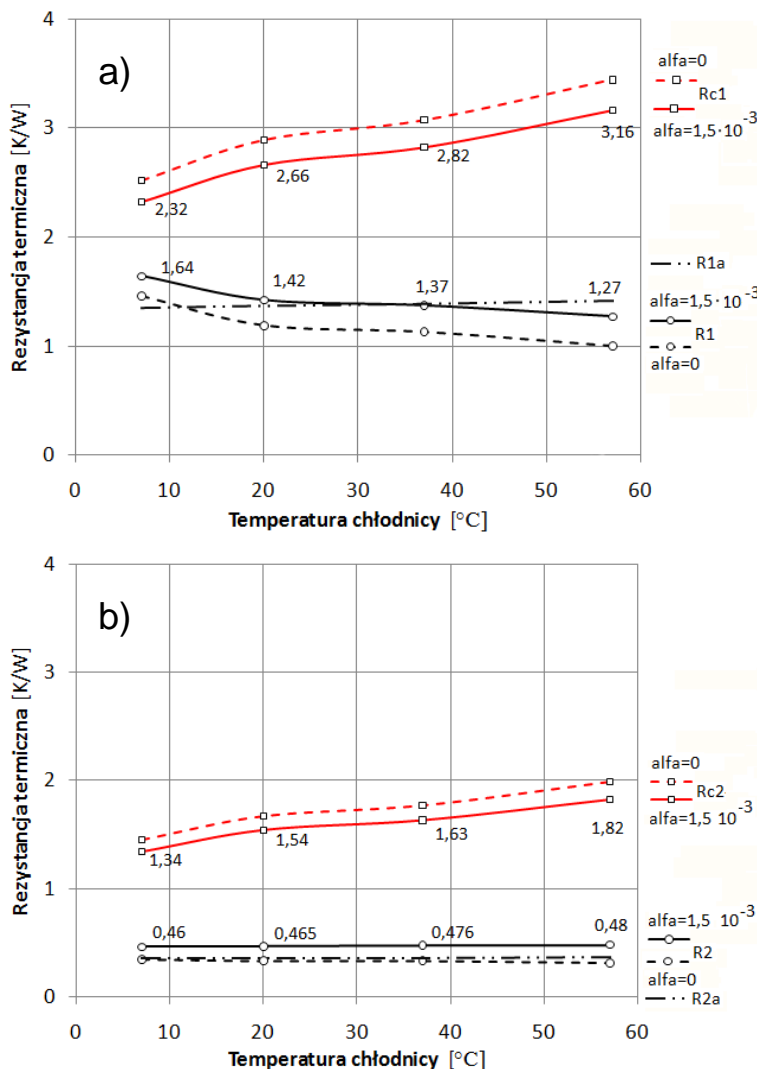
Dla oceny dokładności rozwiązania układu równań (5.37) wykonano obliczenia rezystancji termicznej R_1 nabiegownika typu 1 za pomocą przybliżonej analitycznej formuły



Rys. 5-34 Wyniki symulacji MES pola temperatury dla nabiegownika typu 1 przy założeniu równomiernego rozkładu mocy dostarczonej do wewnętrznej powierzchni nabiegownika, wykonane w pakiecie Advanced Thermal Design Suite programu Amaze

wyprowadzonej w załączniku 2 oraz numerycznej symulacji pola temperatury przeprowadzonej w programie Amaze [16]. Na rysunku 5-34 przedstawiono wyniki symulacji wykonane dla warunków równomiernego rozkładu strumienia ciepłego docierającego do nabiegownika a więc identycznych jak w przybliżeniu analitycznym. W rzeczywistych warunkach pracy ciepło rozpraszane w linii opóźniającej transportowane jest do stalowej osłony próżniowej za pośrednictwem trzech prętów wsporczych. Wymusza to określoną symetrię rozkładu gęstości mocy dostarczanej do nabiegownika, zwiększając nieco wartość jego rezystancji termicznej⁸¹.

Rozwiązania układu równań (5.37) dla różnych temperatur chłodnicy przedstawiono rysunku 5-35. Krzywe przerywane reprezentują wyniki uzyskane przy pominięciu



Rys. 5-35 Zależność rezystancji termicznej nabiegowników typu 1 (a) i przekładowych typ 2 (b) oraz odpowiadających im rezystancji termicznych styku od temperatury; linie przerywane - wynik rozwiązania układu równań (5.35) dla $k = 0$; linie ciągłe reprezentują rozwiązanie układu równań (5.37) uwzględniające przyjętą zależność temperaturową oporności styku $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-3}$; linie kropkowane - analityczne przybliżenie rezystancji termicznej nabiegowników.

promieniowania ciepłego i braku zależności R_{c1} i R_{c2} od temperatury ($k = 0$, $\alpha = 0$). Krzywe ciągłe, uzyskane dla współczynników $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$ i $k = 0$,

pokazują znaczny wpływ współczynnika temperaturowego α na rozwiązanie. Dla przyjętej

⁸¹ Zagadnienie to omówiono dodatkowo w załączniku 2.

wartości współczynnika α , obliczona z równań wartość R_1 jest najbliższa wartości obliczonej analitycznie i numerycznie. W obu przypadkach pominięto udział promieniowania, gdyż dla założonej *ad hoc* wartości współczynnika $k_7 = 0,02^{82}$, uzyskano w każdym punkcie temperaturowym błąd wyznaczenia rezystancji termicznych na poziomie zaledwie 2 %.

Z przedstawionych pomiarów i obliczeń wynika silny wpływ rezystancji termicznej styku R_c na całkowitą rezystancję termiczną pakietu linii opóźniającej. W przypadku nabiegowników typu 1 rezystancja termiczna styku w temperaturze 37 °C (2,82 K/W) jest dwukrotnie większa od rezystancji termicznej samego nabiegownika (1,37 K/W). Zastosowanie nabiegowników przekładkowych z miedzianą wkładką (typ 2) daje podwójną korzyść. Zmniejsza rezystancję termiczną styku w wyniku zwiększonej szerokości nabiegownika oraz prawie czterokrotnie zmniejsza rezystancję termiczną samego nabiegownika.

Z temperaturowej zależności rezystancji termicznej (rys.5-35) wynika (niezależnie od typu nabiegownika), że wraz ze wzrostem temperatury chłodnicy szybko wzrasta również rezystancja obszaru nabiegownik - chłodnica. Zmiana jest jednak znacznie większa (dla R_{c1} ok. 37% dla 50°C) niż wynikałoby to ze spadku wartości stałej przewodnictwa żelaza i aluminium w zakresie obserwowanych zmian temperatury (ok. 3% / 50°C). Prawdopodobnie powodem tego jest wzrost rezystancji termicznej styku nabiegownika ze względu na zjawisko rozszerzalności cieplnej warstwy kontaktowej. Mamy tutaj do czynienia z dwukrotną różnicą wartości współczynników rozszerzalności cieplnej aluminiowej chłodnicy i wykonanych z żelaza⁸³ nabiegowników.

5.4.3. Pasty termoprzewodzące

Zarówno w opisywanym eksperymencie jak i w konstrukcji zaprojektowanej lampy LFB, dla poprawy własności cieplnych styku powierzchni przez które transportowana jest energia cieplna z wnętrza zestawu do chłodnicy, stosowano ten sam rodzaj smaru termoprzewodzącego. Pastę typu H firmy AG Chemia (smar silikonowy z tlenkiem cynku)

⁸² Symulacje numeryczne pokazują, że w realnych warunkach pracy LFB wpływ zjawiska radiacji na transport ciepła jest pomijalnie mały [50].

⁸³ W przypadku nabiegowników przekładkowych typu 2 sytuacja jest podobna, gdyż współczynnik rozszerzalności cieplnej miedzianej wkładki $15 \cdot 10^{-6}$ również zdecydowanie odbiega od wartości współczynnika rozszerzalności cieplnej aluminium $25 \cdot 10^{-6}$.

wzbogacono miedzianym proszkiem o ziarnach w kształcie dendrytycznym i granulacji 40 μm , w stosunku wagowym 2:1 [64,65]. Parametry cieplne smaru bazowego charakteryzowane współczynnikiem przewodnictwa cieplnego (0,75 W/mK) nie odbiegały od parametrów podobnych smarów innych światowych producentów np. MG Chemicals 860 Silicone HTC [66]. Należy oczekiwać, że dodatek miedzianego proszku poprawił jego własności termoprzewodzące, chociaż nie zostało to niestety potwierdzone eksperymentalnie. Zastosowanie w konstrukcji lampy LFB pasty o potwierdzonym, wysokim współczynniku przewodnictwa cieplnego i wysokiej tixotropowości⁸⁴ powinno zauważalnie zredukować rezystancję termiczną styku w lampie.

Znaczną poprawę przewodnictwa cieplnego pasty zapewniają kompozycje oparte na drobnocząsteczkowych wypełniaczach metalicznych, o najlepszych znanych właściwościach cieplnych, jak srebro ($\lambda_{20^\circ\text{C}} = 422 \text{ W/mK}$ [60]), miedź ($\lambda_{20^\circ\text{C}} = 383 \text{ W/mK}$ [63]), aluminium ($\lambda_{20^\circ\text{C}} = 217 \text{ W/mK}$ [60]) oraz kompozyty polimerowe na bacie nanorurek węglowych - CNT⁸⁵. Te ostatnie dzięki swoim wyjątkowym własnościom w dziedzinie przewodnictwa cieplnego ($\lambda_{20^\circ\text{C}} \approx 3000 \text{ W/mK}$ dla struktur wielościannowych - MWNT⁸⁶), mogą w przyszłości zrewolucjonizować technologie efektywnego transportu ciepła [67].

Należy jednak zaznaczyć, że podobny a nawet lepszy wynik osiąga się aktualnie przez stosowanie kompozycji metalicznych ze znacznym udziałem dielektryków o wielokrotnie niższym przewodnictwie cieplnym. Stosuje się nawet kompozycje czysto dielektryczne (np. Al_2O_3 , $\lambda = 70 \text{ W/mK}$). Przykładem tych pierwszych jest smar Arctic Silver 5 firmy AOS, mieszanina cząsteczek czystego srebra o specyficznych kształtach (średnia wielkość 0,38 μm) i subminiaturowych cząsteczek tlenków cynku, glinu oraz azotku boru na bazie syntetycznych olejów [68]. Łączna zawartość wagowa wypełniaczy przekracza 88%. Docelową, wysoką wartość współczynnika przewodnictwa cieplnego 8,9 W/mK (dane producenta) osiąga się po 50-200 godz. pracy i wielokrotnych cyklach studzenia i grzania prowadzących do stabilizacji struktury mieszaniny.

Pasta TC Grease 0098 firmy TIM-Consultants jest mieszaniną cząsteczek aluminium, tlenku aluminium i tlenku cynku na bazie oleju silikonowego (brak danych o stałej przewodnictwa) [69]. Inną pastą zawierającą wyłącznie tlenek aluminium jest Arctic

⁸⁴ Zdolność do wchłaniania substancji ciekłej stanowiącej składnik pasty po ustaniu narażeń mechanicznych powodujących jego wyciekanie np. wibracje.

⁸⁵ Z ang. Carbon Nano Tubes.

⁸⁶ Z ang. Multi-walled Nanotubes.

Alumina, również firmy AOS, o wysokim wynikowym współczynniku przewodnictwa cieplnego $\lambda > 4 \text{ W/mK}$.

Jakkolwiek rozrzut współczynnika przewodnictwa cieplnego jest dla tej grupy substancji znaczny, to jednak skuteczność działania, mierzona zmniejszeniem różnicy temperatur pomiędzy chłodzonym źródłem mocy a otoczeniem (chłodnicą) jest zbliżona. Dane literaturowe pokazują, że po ich zastosowaniu następuje obniżenie temperatury o $9,5 \div 11\%$ w stosunku do zwykłych smarów silikonowych [70]. Takie zachowanie smarów staje się zrozumiałe gdy uświadomimy sobie, że cząsteczki wypełniacza nawet o najwyższych wartościach współczynnika przewodnictwa cieplnego rozdzielone są warstwami dielektryka o bardzo niskim przewodnictwie cieplnym, *de facto* decydującym w głównej mierze o wyniku końcowym. Nawet całkowita eliminacja warstw substancji nośnej z pomiędzy cząsteczek wypełniacza, nie prowadzi jednak do znacznego obniżenia wynikowego współczynnika przewodnictwa cieplnego pasty. W warstwie pasty o grubości $0,025 \text{ mm}$ ⁸⁷ znajduje się przynajmniej kilkadziesiąt cząsteczek wypełniacza tworzących łańcuch pomiędzy powierzchnią źródła ciepła i chłodnicy [68]. Sumaryczna rezystancja termiczna styku takiej struktury będzie więc miała znaczny wpływ na zdolność przewodzenia ciepła przez pastę.

Najlepszą drogą do redukcji rezystancji styku w lampie jest więc zapewnienie wysokiej gładkości stykających się powierzchni nabiegunników i łoża chłodnicy oraz minimalnych luzów pomiędzy nimi. Zastosowanie możliwie dużego ciśnienia w wyniku siły docisku obejm nabiegunników, jak wynika to z [44,61,62], również powinno znacząco zredukować udział rezystancji termicznej styku nabiegunników w sumarycznej rezystancji obszaru spirala – chłodnica.

⁸⁷ 1mil = 0,0254mm - typowa grubość warstwy pasty podawana często jako grubość referencyjna.

6. Podsumowanie

W pracy przedstawiono zintegrowaną analityczno-numeryczną metodę przeznaczoną do projektowania lamp z falą bieżącą, na przykładzie LFB fali ciągłej do zastosowań telekomunikacyjnych. Omówiono budowę i mechanizm działania trzech podstawowych obszarów typowej LFB: wyrzutni elektronów, linii opóźniającej wraz układem ogniskującym oraz kolektorem elektronów. Opisano wyniki obliczeń tych obszarów przeprowadzonych za pomocą wybranych metod analitycznych wspartych metodami numerycznymi (EXPRES oraz program do obliczeń symbolicznych MAPLE 12) i trzech dostępnych autorowi programów do modelowania numerycznego metodą MES.

W ramach obliczeń i symulacji numerycznych wykonano:

- projekt 3D konstrukcji LFB – INVENTOR,
- obliczenia podstawowych parametrów LFB – EXPRES,
- symulacje numeryczne metodą MES wyrzutni i kolektora elektronów oraz rezystancji termicznej nabiegunników – AMAZE,
- symulacje numeryczne metoda MES przejścia KF – HFSS,
- symulacje numeryczne MES obszaru LO w zakresie własności cieplnych – ANSYS,
- arkusze kalkulacyjne do wszystkich obliczeń analitycznych – MAPLE 12.

W ramach zastosowanych metod analitycznych opracowano:

- analityczny, uproszczony model zjawiska rozpraszania mocy w wyjściowej części LO,
- metodę graficznego doboru namagnesowań pojedynczych ogniw układu magnetycznego dla uzyskania planowanego rozkładu pola na osi lampy,
- analityczny model do wyznaczania rezystywności termicznej nabiegunników oraz pakietu pręty ceramiczne – spirala,
- analityczno-empiryczną metodę wyznaczania rezystancji termicznej kontaktu nabiegunnik-chłodnica.

Pierwszy z zastosowanych programów - HFSS, program symulacji rozkładu pola elektromagnetycznego – wykorzystano do zaprojektowania obszaru przejściowego pomiędzy koncentrycznym wyjściem sygnału b.w.cz. a wyjściowym torem falowodowym

- tzw. adaptera „KF”. Numeryczne projekty dwóch typów adapterów różniących się sposobem sprzężenia pomiędzy dopasowywanymi obszarami, pozwalają na wybór wersji odpowiedniej dla jego ewentualnego zastosowania uwarunkowanego: poziomem mocy wyjściowej, wymaganiami w zakresie dopuszczalnych strat odbiciowych czy kosztem wykonania. Pomiarów elektrycznych obu prototypów adapterów wykonanych na podstawie symulacji numerycznych pokazały, że w projektowanym paśmie częstotliwości, teoretyczny poziom mocy odbitej jest niższy o ok. 4 % w stosunku od wartości mierzonych. Chociaż, niestety nie udało się ustalić przyczyny tych rozbieżności, to jednak wyniki symulacji można uznać za zadowalające. Ustalenie generalnych wymiarów adaptera pozwala bowiem, zwłaszcza w przypadku podwójnej pętli prądowej, na szybką poprawę parametrów konstrukcji na drodze eksperymentalnej.

Pakiety programu AMAZE zastosowano do symulacji ruchu cząstek naładowanych w złożonych, statycznych polach elektrycznych i magnetycznych. W wypadku obszaru wyrzutni elektronów pozwoliło to na ustalenie docelowych kształtów jej elektrod, koniecznych dla zapewnienia wymaganych parametrów wiązki elektronowej (średnica i położenie talii wiązki dla wymaganego napięcia katodowego). Zbadano teoretycznie wpływ błędów wykonania na parametry wiązki, wskazując na decydujący wpływ błędu położenia katody względem elektrody ogniskującej. Niepowodzeniem natomiast zakończyła się próba trójwymiarowej symulacji rzeczywistej, promieniowej konstrukcji siatki sterującej. Nie prezentowane w powyższej pracy wyniki obliczeń pokazują, że możliwa jest reprezentacja takiej siatki za pomocą dwóch koncentrycznych pierścieni. Ich odległość od powierzchni katody - tym samym wartość roboczego napięcia siatki - można ustalić na podstawie obliczonego w rozdziale 2. rozkładu potencjału pola elektrycznego.

Symulacja transmisji statycznej wiązki elektronowej w obszarze dwustopniowego kolektora pozwoliła na wyznaczenie jego podstawowych wymiarów, które zostały pozytywnie zweryfikowane w eksperymencie. Zastosowanie programu AMAZE do symulacji transmisji wiązki elektronowej w periodycznym układzie ogniskującym lampy oraz obliczeń rozkładu indukcji wypadkowego pola magnetycznego, daje wyniki zgodne z doświadczeniem. Z praktycznego punktu widzenia jednak, projektowanie układu magnetycznego wymaga wsparcia w postaci opisanych w pracy metod analityczno - empirycznych, które pozwalają na znakomite skrócenie procesu projektowania.

W rozdziale 3. wprowadzono, korzystając z metody analitycznej, przybliżenie funkcji rozkładu gęstości liniowej mocy strat w linii opóźniającej LFB. Znajomość tych

strat, będących sumą strat rezystancyjnych związanych z przepływem prądów b.w.cz. oraz strat cieplnych wynikających z przechwytu prądu wiązki przez linię opóźniającą, jest niezbędna do określenia obciążenia cieplnego struktury linii opóźniającej. Metoda analityczna wsparła więc obliczenia trzeciego z zastosowanych narzędzi numerycznych typu MES - programu ANSYS.

W obrębie badań eksperymentalnych opisanych w rozdziale 4 opracowano i wykonano:

- prototyp KF na podstawie symulacji HFSS, jego pomiary i jego optymalizację,
- badania termiczne prototypu LFB,
- stanowisko do badań termicznych pakietów LO w osłonie próżniowej,
- pomiary rezystancji termicznych pakietów LO w różnych konfiguracjach, w szerokim zakresie i temperatury chłodnicy.

Uzyskane wyniki symulacji pola temperatury pakietu linii opóźniającej, zestawione z danymi eksperymentalnymi, pozwoliły na pozytywną weryfikację zaproponowanej formuły analitycznej w ramach zastosowanej metody pomiaru mocy strat.

W rozdziale 5. zaproponowano uproszczony, analityczny model przepływu ciepła w strukturze spiralnej linii opóźniającej, w warunkach jednorodnego rozkładu mocy strat. Uzyskane wyniki porównano następnie z wynikami uzyskanymi w modelowaniu numerycznym za pomocą programu ANSYS oraz z wynikami pomiarów rozkładu temperatury modelu spiralnej linii opóźniającej. Opisany model analityczny można wykorzystać do oceny własności cieplnych projektowanej struktury a w szczególności wpływu na nie poszczególnych elementów struktury. Przeprowadzona eksperymentalna weryfikacja własności cieplnych LO pozwoliła na ilościowe określenie wpływu rezystancji termicznych styku na maksymalną temperaturę spirali. Tym samym uzyskano dane do uzupełnienia modelu numerycznego rozprzysywu ciepła o pominięte w modelowaniu własności cieplne obszarów styku.

Ostatecznie, w wyniku zastosowanych numerycznych i analitycznych metod wspomagania projektowania uzyskano:

- przyspieszenie procesu projektowania podzespołów,
- najwyższą dokładność projektu konstrukcji mechanicznej,
- skrócenie czasu opracowania prototypu,

- obniżenie kosztów wykonania modeli próbnych (wykonano jedynie dwa egzemplarze LFB),
- dostęp do narzędzi projektowania termicznego konstrukcji linii opóźniającej.

Pomimo, że symulacje i badania przeprowadzono na wybranej konstrukcji lampy, to biorąc pod uwagę wieloletnie doświadczenie autora w projektowaniu lamp z falą bieżącą można stwierdzić, że opisane tutaj procedury mogą znaleźć zastosować także do innych lamp tego typu.

Bibliografia:

- [1] www.sedi.co.jp , strona internetowa firmy Sumitomo Electric Device Innovations U.S.A - 2012
- [2] *MIL-HDBK-217F, Military Handbook Reliability Prediction of Electronic Equipment*, 2 December 1991
- [3] Raab F. H., Asbeck P., Cripps S., Kenington P. B., Popovic Z. B., N. Potheary, Sevic J. F., and Sokal N. O., *Power amplifiers and transmitters for RF and microwave*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. vol. 50, no. 3, pp. 814 - 826, March 2002
- [4] Czekala Z., *Parada Radarów*, Dom Wydawniczy Bellona 1999
- [5] **Wiejak W.**, Klembowski W., Zajdel A., *Wzmacniacze mocy na miniaturowych lampach fali bieżącej w zastosowaniu do anten elektronicznie sterowanych*, materiały 4-tej Konferencji Urządzeń i Systemów Radiotechnicznych, Rynia 2011, 16-17 listopad
- [6] Barker R.J., Booske J.H., Luhmann N.C., Nusinovich G.S., *Modern Microwave and Millimeter-Wave Power Electronics*, IEEE and Plasma Sciences Society, Sponsor, 2005
- [7] **Wiejak W.**, Kotyla D., Budziński D., Bałys R., Gulmantowicz J., *C-band TWTA for multifunction mobile radar*, XVI International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communication, Poland, Kraków, May 22-26, 2006, Conference Proceedings
- [8] Gewartowski J.W., Watson H.A., *Principles of Electron Tubes*, D. Van Nostrand Company, Inc. 1965
- [9] **Wiejak W.**, *X-band coupled cavity slow wave structure of the TWT for airborne application*, 18th International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications MIKON-2010, June 14-16 2010, Vilnius, Lithuania
- [10] Kempisty Z., Czarczyński W., *Perspektywy rozwoju mikrofalowej elektroniki próżniowej dużej mocy*, Elektronika nr 9/2010, str.124
- [11] www.teledyne-mec.com , strona internetowa firmy Teledyne MEC -2012
- [12] Levush B., Abe D.K., Calame J.P., Danly B.G., Nguyen K.T., Dutkowski J., Abrams R.H., Jr, Parker R.K., *Vacuum Electronics: Status and Trends*, IEEE A&E Systems Magazine, pp. 971-976, September 2007
- [13] www.ansys.com , strona internetowa firmy Ansys Inc. -2011
- [14] www.maplesoft.com, strona internetowa firmy Maplesoft – 2012
- [15] www.autodesk.pl, strona internetowa firmy Autodesk, Inc. – 2012
- [16] www.fieldp.com , strona internetowa firmy Field Precision LLC -2010

- [17] **Wiejak W.**, Adydan M., *Próżnioszczelne, ceramiczne okno mikrofalowe pasma 9,2÷9,6 GHz do lamp mikrofalowych dużej mocy*, VIII Krajowa Konferencja Techniki Próżni, 21-24.09.2008 Janów Lubelski, Elektronika 2009/1, str. 98-101
- [18] Wydymus D., Francik A., *Przejście KF do lampy LO-500 bazujące na falowodzie WR-187*, Raport z prac prowadzonych w ramach projektu O R00 0010 06 Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego, 22 września 2009
- [19] Gilmour, Jr., A.S., *Principles of Traveling Wave Tubes*, Artech House INC, 1994
- [20] Mendel J.T., Quate C.F., and Yocum W.H., *Electron Beam focusing with periodic permanent magnet fields*, Proc IRE, May 1954, pp. 800-810
- [21] Schindler M.J., *An Improved Procedure for the Design of Periodic-Permanent-Magnet Assemblies for Travelling-Wave Tubes*, IEE Trans, on Electron Devices, vol. ED-13. 1966, No.12, pp, 942-949
- [22] Korusiewicz M., *Metoda uwzględniania efektów brzegowych przy projektowaniu magnetycznych, periodycznych układów ogniskujących*, Prace Naukowe Instytutu Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej Nr 14, Konferencje Nr 2, 1975
- [23] **Wiejak W.**, Krawczyński K., Kalski J.,..., *Sprawozdanie końcowe z opracowania i wykonania prototypu lampy LO-500 przez Zakład Lamp Mikrofalowych*, praca niepublikowana, Wrocław 09.2010
- [24] Czarczyński W., *Sprawozdanie Merytoryczne z Wykonanych Badań Przemysłowych (Stosowanych) i Prac Rozwojowych*, Załącznik do raportu końcowego z realizacji projektu nr O R00 0010 06, 2010
- [25] Czarczyński W., *„Lampy mikrofalowe*, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa 1971
- [26] www.l-3com.com , strona internetowa firmy L-3 Communication Holdings, Inc. - 2012
- [27] www.pitow.wroc.pl , strona internetowa firmy Bumar Elektronika S.A. -2012
- [28] Kudinceva G.A., Mielnikow A.I. Morozov A.B. Nikonov B.P., *Termoelektronnyje katody*, Izdatelstwo Energia, Moskva 1966
- [29] Cronin J.L., *Modern dispenser cathodes*, IEE proc, Vol. 128, Pt I, No.1, february 1981
- [30] Behnke L.K., Montgomery K.L., Whaley D.R., True R.B., *Electron Gun Thermal Design, Analysis and Experimental Validation*, 1-4244-0108-9/06/\$20.00 C 2006 IEEE
- [31] www.cpii.com , strona internetowa firmy Communication & Power Industries -2012
- [32] True R., *“Tunnel emittance growth in PPM focused TWT’s*, Techncal Digest, 1985, International Electron Devices Meeting, pp192-195
- [33] Gittins J.F., *Power Traveling Wave Tubes*, The English Universities Press LTD, London 1965

- [34] P. Godowski, J. Kołaczkiwicz, S. Mróz, **W. Wiejak**, *Studies of the appearance of Sulfur on the nickel surface during heating of the sample in ultra-height vacuum*, Acta Universitatis Vratislaviensis No 561, Wrocław 1980
- [35] Vaughan J. R. M., *Electron Trajectories in the PPM-Focused coupled-Cavity TWT*, IEEE Transactions on Electron Devices, January 1977
- [36] Aissi A., Andre F., Doveil F., *Time-domain Model of Traveling-Wave Tube*, J. Plasma Fusion Res. Series, Vol.8 (2009)
- [37] Holloway M.A., Rodgers J., Antonsen T., *Modeling Nonlinearity in Traveling Wave Tubes*, MURI Mid-Review Presentation, October 3, 2008
- [38] **Wiejak W.**, Wymysłowski A., *Thermal analysis of TWT delay line by combined theoretical and numerical approach*, papers of XXXIII International Conference of IMAPS -CPMT IEEE Poland, Pszczyna, September 2009
- [39] **Wiejak W.**, Wymysłowski A., *Uproszczony analityczny model rozpraszania mocy w linii opóźniającej lampy fali bieżącej*, Elektronika 2010/3
- [40] **Wiejak W.**, Wymysłowski A., *Zweryfikowany analityczny model rozpraszania mocy w linii opóźniającej lampy fali bieżącej*, Elektronika 2011/9
- [41] Gilmour A.S., M.R. Gillette, *Theoretical and Experimental TWT Helix Loss Determination*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-26, No. 10, pp. 1581-1588, October 1979
- [42] Wymysłowski A., *Numeryczne metody projektowania termomechanicznego w montażu elektronicznym*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2007
- [43] Guz E., Kącki E., *Pola temperatury w ciałach stałych*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1967
- [44] Shojaefard M.H. and Goudarzi K., *The Numerical Estimation of Thermal Contact Resistance in Contacting Surfaces*, American Journal of Applied Sciences 5 (11): 1566-1571, 2008
- [45] Antoniewicz J., *Tablice matematyczno-fizyczne*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1991
- [46] Lucken J.A., *Some Aspects of Circuit Power Dissipation in High Power CW Helix Traveling-Wave Tubes, Part I: General Theory*, IEEE Transaction On Electron Devi, Vol. ED-16, No.9, September 1969
- [47] Lucken J.A., *Some Aspects of Circuit Power Dissipation in High Power CW Helix Traveling-Wave Tubes, Part I: Scaling Laws*, IEEE Transaction On Electron Devi, Vol. ED-16, No.9, pp.821-826, September 1969
- [48] Scott A., Cascone M.J., *Technical Digest*, 1978 IEDM. 1978 IEEE
- [49] Alaria M.K., Sunny, Sinha A.K., Srivastava V., *Thermal analysis of slow wave structure for a space helix travelling wave tube*, Indian Journal of Pure & Applied Physics Vol. 48, December 2010 pp. 904-907

- [50] Wymysłowski A., *Zastosowanie modelowania numerycznego do analizy rozkładu temperatury w lampie z falą bieżącą typu LFB LO-500 - część 1*, Raport z prac prowadzonych w ramach projektu O R00 0010 06 Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego, niepublikowany, Politechnika Wroclawska 2009
- [51] www.matwb.com, strona internetowa: *MatWeb Material Property Data* - 2012
- [52] Wymysłowski A., *Zastosowanie modelowania numerycznego do analizy rozkładu temperatury w lampie z falą bieżącą typu LFB LO-500 - część 2*, Raport z prac prowadzonych w ramach projektu O R00 0010 06 Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego, niepublikowany, Politechnika Wroclawska 2010
- [53] Wymysłowski A., *Zastosowanie modelowania numerycznego do analizy rozkładu temperatury w lampie z falą bieżącą typu LFB LO-500 - część 3* Raport z prac prowadzonych w ramach projektu O R00 0010 06 Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego, Politechnika Wroclawska 2010
- [54] www.microtech-inc.com , strona internetowa firmy Microtech Inc. -2012
- [55] www.guodsmitt.co.uk , strona internetowa firmy Guodsmitt (UK) Ltd - 2012
- [56] Scott A., Cascone M.J., *Technical Digest*, 1978 IEDM. 1978 IEEE
- [57] www.kennametal.com , strona internetowa firmy Kennametal -2011
- [58] www.ceradyne.com , strona internetowa firmy Ceradyne Inc. -2012
- [59] www.americanberyllia.com , strona internetowa firmy American Beryllia -2012
- [60] Espe B., *Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik...*, VEB Deutscher Verlag der Wissen-schaften, Berlin 1959
- [61] Abdullah A.Z., Yau Y.C., *Effects of Pressure on Thermal Contact Resistance For Rough Mating Surface*, ASEAN Journal on Science and Technology For Development, Vol.18 No2 (2001)
- [62] Singhal V., Litke P.J., Black A.F., Garimella S.V., *An Experimentally Validated Thermo-mechanical Model for the Predictions of Thermal Contact Conductance*, Purdue e-Pubs, Cooling Technologies Research Center, July 2005
- [63] Rosebury F., *Handbook of electron tube and vacuum technique*, Addison – Wesley Publishing Company , INC. 1965
- [64] www.agchemia.pl, strona internetowa firmy AG Chemia -2010
- [65] www.ppueuromet.pl , strona internetowa Przedsiębiorstwa Produkcyjno-Usługowego Euromet -2012
- [66] www.mgchemicals.com, strona internetowa firmy MG Chemicals -2010
- [67] Du J-H., Bai J., Cheng H-M., *The present status and key problems of carbon nanotube based polymer composites*, Express Polymer Letters Vol.1, No.5 (2007) 253–273

- [68] www.aos.com , strona internetowa firmy AOS Technologies -2010
- [69] www.tim-consultants.com, strona internetowa firmy TIM Consultants -2010
- [70] www.benchmarkreviews.com, strona internetowa *Benchmark Reviews* - 2010

Załącznik 1

Arkusze danych programu EXPRES dla prototypu LFB LO-500

1. Arkusz danych wejściowych

* Plik danych wejściowych dla programu
* E X P R E S

NO COMMENT
NO PRINT
POUT 500.0000
G 30.00000
GAS 1.300000
PARAMD 0.470000
K 3
PARAMP 8.000000
DU 0.500000
ZAPOLN 0.400000
NPOGL 5.000000
DEP 0.450000
NCT 13
HCT 1.000000
DCT 0.000000
EPSD 6.500000
DELT 0.000000
RP 5.700000
RE 8.700000
FS1 2.320000
FS2 2.320000
KOHT 2
KOHL 0.100000
TOSED 3.000000
SKV 1.000000
KNAV 0.500000
KTOBG 0.000000
BETA 5.000000
GAMMA 11.00000
SPIRAL 1
STERG 3
EKRAAN 1
MODSP 0.000000
MODST 0.000000
MODEK 0.000000
TEPLSP 0.000000

Znaczenie parametru

Moc wyjściowa w.cz. [W]
Wzmocnienie [dB]
Zredukowany średni promień spirali $\gamma^*a=2\pi/\lambda^*a$
Częstotliwość środka pasma [$\cdot 10\text{GHz}$]
Ilość wariantów obliczeniowych
Minimalne katodowe napięcie obliczeń
Skok napięcia [kV]
Współczynnik wypełnienia kanału przelotowego
Długość tłumików w długościach fali
Grubość taśmy [mm]
Ilość ceram., prostokątnych prętów wsporczych
Grubość prętów wsporczych [mm]
Odległość pomiędzy spiralą a balonem [mm] rys.1
Względna przenikalność dielektryczna - BeO
Tłumienie, określone na podstawie formuły
Rezystancja właściwa spirali [$\Omega\text{cm} \cdot 10^6$]
Rezystancja właściwa balonu [$\Omega\text{cm} \cdot 10^6$]
Współczynnik gładkości powierzchni spirali
Współczynnik gładkości powierzchni balonu
Kontakt cieplny przez triangulację
Param. efektyw. odbioru ciepła od balonu
Moc prądu osiad. na spirali w stos. do J_E [%]
Odwrotność współczynnika wypełnienia
Współczynnik zapelnienia spirali zwojami
Wpółczyn. termozacisku balonu (brak zacisku)
Kąt kontaktu pręt-spirala [$^\circ$] (rys.1)
Kąt kontaktu balon-spirala [$^\circ$] (rys.1)
Określenie materiału spirali - wolfram
Określenie materiału prętów - BeO
Określenie materiału balonu – stal

Parametry materiałów
niestandardowych

2. Arkusz danych wyjściowych

DANE WEJŚCIOWE

POUT = .500E+03 G = 30.00 GAS = 1.30 PARAMP = 8.00 DU = .50
 DEP = .45 EPSD = 6.50 DELT = .00 NPOGL = 5.00 ZAPOLN = .40
 IMAG = .800E+04 KZAP = 1.50 ALF = .20 RO = 8.70 RP = 5.70
 RE = 8.70 FS1 = 2.32 FS2 = 2.32 BN = .00 EMP = 1.00
 F = 1.00 NCT = 13 HCT = 1.00
 KOHT = 2 SPIRAL = 1 STERG = 3 EKRAN = 1 KOHL = .10
 SKV = 1.00 KNAV = .50 GAMMA = 11.00 BETA = 5.00 TOSED = 3.00
 KTOBG = .00 KOSP = 2.32 KOCT = 2.32 KOEK = 2.32
 JKAT = .200E+01 TKAT = .100E+04

DANE WYJŚCIOWE

TRYB M AKSYMALNEGO WZMOCNIENIA

U0	I	.800E+01	.850E+01	.900E+01

Znaczenie parametru

Napięcie robocze katody LFB [kV]

PRZESTRZEŃ ODDZIAŁYWANIA

KPD	I	.174E+00	.169E+00	.164E+00
KPDP	I	.887E+00	.887E+00	.888E+00
BCN/L	I	.224E+01	.211E+01	.199E+01
C	I	.708E-01	.682E-01	.659E-01
4QC	I	.142E+01	.135E+01	.129E+01
LCYM	I	.273E+02	.288E+02	.303E+02
LVUX	I	.132E+02	.140E+02	.148E+02
LPOGL	I	.569E+01	.586E+01	.603E+01
B	I	.773E+00	.804E+00	.834E+00
I0	I	.359E+03	.348E+03	.338E+03
J0	I	.191E+02	.171E+02	.155E+02
PM	I	.500E+00	.443E+00	.395E+00

PRZESTRZEŃ ODDZIAŁYWANIA

Wsp.sprawności w obciążeniu
 Wsp.spraw.linii opóźniającej
 Wzmocnienie jednostkowe [dB/cm]
 Parametr wzmocnienia Pirce'a
 Parametr ładunku przestrzennego
 Całkowita długość linii [cm]
 Długość wyj.sekcji wzmacnia. [cm]
 Długość tłumika [cm]
 Promień wiązki [mm]
 Prąd wiązki [mA]
 Gęstość prądu wiązki [A/cm²]
 Mikroperweancja [$\mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$]

LINIA OPÓŹNIAJĄCA

ZAMEDL	I	.610E+01	.589E+01	.570E+01
RCB	I	.299E+02	.294E+02	.288E+02
DELT	I	.106E+00	.994E-01	.933E-01
EPSEF	I	.182E+01	.179E+01	.177E+01
H	I	.221E+01	.236E+01	.252E+01
ASRED	I	.216E+01	.224E+01	.231E+01
DCT	I	.166E+01	.172E+01	.178E+01

UKŁAD MAGNETYCZNY

BORAB	I	.144E+04	.134E+04	.126E+04
DMAG1	I	.869E+01	.897E+01	.923E+01

UKŁAD PIERŚCIENIOWY

LMAG	I	.121E+02	.136E+02	.151E+02
ALF	I	.104E+00	.108E+00	.112E+00
DMAG2	I	.104E+02	.105E+02	.107E+02
MCYM	I	.621E+02	.594E+02	.590E+02

UKŁAD NABIEGUNNIKOWY

LMAG	I	.105E+02	.000E+00	.000E+00
D2B	I	.174E+02	.000E+00	.000E+00
MCYM	I	.371E+03	.000E+00	.000E+00
TB	I	.420E+01	.000E+00	.000E+00
TM	I	.105E+01	.000E+00	.000E+00
TKM	I	.695E+00	.000E+00	.000E+00
GM	I	.210E+01	.000E+00	.000E+00
D2M	I	.991E+01	.000E+00	.000E+00
D3M	I	.931E+01	.000E+00	.000E+00
D1B	I	.142E+02	.000E+00	.000E+00

KOLEKTOR

V1KOL	I	.384E+01	.392E+01	.400E+01
P1KOL	I	.815E+03	.801E+03	.790E+03
KPKD1	I	.647E+00	.666E+00	.682E+00

LINIA OPÓŹNIAJĄCA

Opóźnienie w linii spiralnej
Rezyst.sprzęż.na osi linii spiralnej [Ω]
Tłum. mocy w.cz. w LO [dB/cm]
Efekt.przenik. diele.przest.spir-ekran
Skok spirali [mm]
Średni promień spirali [mm]
Rozm.prętów wsporczych w kier.prom.

UKŁAD MAGNETYCZNY

Amplituda pola roboczego [Gs]
Wew. średnica syst.magnetycz. [mm]

UKŁAD PIERŚCIENIOWY

Okres układu periodycznego [mm]
Param.stabiln.wiązki w war.statycz.
Zewn.średnica magnesów [mm]
Masa magnesów [g]

UKŁAD NABIEGUNNIKOWY

Okres pola a magnet.[mm], Rys.3
Zewn.śred.pierśc.magnet.[mm],Rys.3
Ciężar magnesów [g]
Grubość pierśc.magnesu [mm]
Grub.ścianki nab.[mm](wynik. wtórny)
Grub.podst.nabieg.[mm](wyn. wtórny)
Odległ.między podst..nabiegun.[mm]
Zewn.średn.pierścienia magn.[mm]
Zewn.średn.podst.nabiegun.[mm]
Zewn.średn.nabiegun.[mm]

KOLEKTOR

Napięcie 1 sekcji kolektora [kV]
Moc rozpr.w kolek.jednostop.[W]
Sprawność kolektora jednostopn.

KPDT1	I	.363E+00	.366E+00	.370E+00
V2KOL	I	.152E+01	.157E+01	.162E+01
P1KOL	I	.211E+03	.207E+03	.204E+03
P2KOL	I	.177E+03	.176E+03	.175E+03
KPDK2	I	.818E+00	.828E+00	.836E+00
KPDT2	I	.508E+00	.512E+00	.516E+00
V2KOL	I	.199E+01	.203E+01	.207E+01
P1KOL	I	.138E+03	.137E+03	.137E+03
P2KOL	I	.137E+03	.137E+03	.137E+03
P3KOL	I	.322E+02	.293E+02	.269E+02
KPDK3	I	.867E+00	.873E+00	.879E+00
KPDT3	I	.574E+00	.577E+00	.579E+00

Całk.współ.sprawn.lampy z kl.jednost.
Napięcie 2 sekcji kolekt.dwustopn. [kV]
Moc rozpr.w pierw.sek.kol.dwust. [W]
Moc rozpr.w drug.sek. kol.dwust. [W]
Współ.sprawn.kolekt. dwustopniowego
Całk.współ.sprawn.lampy z kol. dwust.
Nap. 2 sekcji kol. trzystopn. [kV]
Moc rozpr.w pierw.sek.kol.trzystop. [W]
Moc rozpr.w drug.sek. kol.trzystop.[W]
Moc rozpr.w trzec.sekcji kol. trzyst. [W]
Współ.sprawn.kolektora trzystopn.
Całk. współ.spraw.lampy z kol.

ZNIEKSZTAŁCENIA N.L.

KFAZ	I	.454E+01	.445E+01	.437E+01
KAMP	I	-.160E+02	-.161E+02	-.161E+02

ZNIEKSZTAŁCENIA N.L.

Wsp.modul.ampl/faz. (AM/FM) [°/dB]
Współczynnik kompresji [%]

WARUNKI CIEPLNE

TSP	I	.125E+03	.123E+03	.121E+03
TEK	I	.700E+02	.700E+02	.700E+02
RTEPL	I	.579E+01	.545E+01	.516E+01

WARUNKI CIEPLNE

Maksymalna temperatura spirali [°C]
Temperatura balonu [°C]
Opór cieplny pakietu w.cz. [°/W]

WYRZUTNIA

KOMP	I	.956E+01	.857E+01	.774E+01
RAHB	I	.436E+01	.477E+01	.516E+01
RAHM	I	.133E+01	.133E+01	.133E+01
RKATB	I	.851E+01	.915E+01	.977E+01
RKATM	I	.239E+01	.235E+01	.232E+01
TETA	I	.163E+02	.150E+02	.138E+02
LAHKAT	I	.504E+01	.534E+01	.563E+01
LAHOD	I	.525E+01	.553E+01	.580E+01
LKPOC	I	.143E+02	.149E+02	.154E+02

WYRZUTNIA

Kompresja powierzchniowa wiązki
Duży prom.sfery anody [mm],p.Rys. 2
Mały prom. sfery anody [mm], p.Rys. 2
Promień sfery katody [mm]
Mały promień katody [mm]
Połowa kąta zbieżności wiązki [°]
Odleg.między sfer.anody i katody [mm]
Odległość katoda – anoda [mm]
Odległość katoda – talia wiązki [mm]

KONIEC

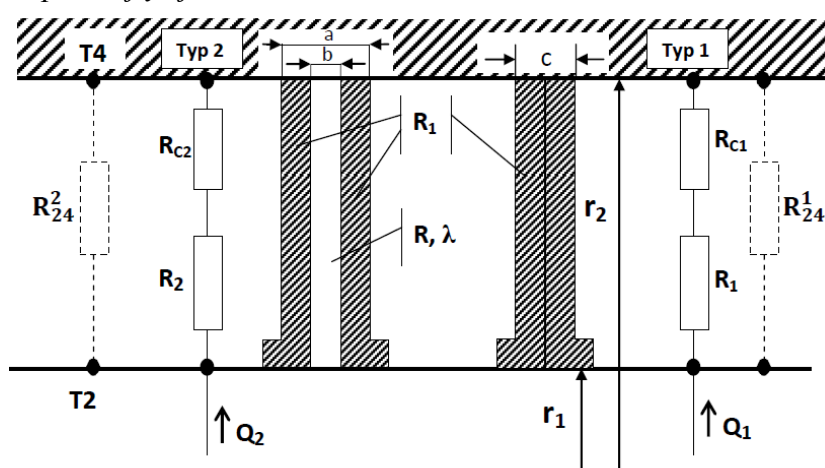
Załącznik 2

Wyznaczanie rezystancji cieplnej styku nabiegownika z chłodnicą

Zastosowane symbole:

- T_{24} - różnica temperatury podstawy nabiegownika i chłodnicy dla danego typu nabiegownika
- R_1 - opór cieplny nabiegownika żelaznego - typ 1,
- R_2 - opór cieplny nabiegownika przekładkowego - typ 2,
- R_{24}^2 - zmierzony wypadkowy opór cieplny dla układu nabiegownika typ 2 i chłodnicy,
- R_{24}^1 - zmierzony wypadkowy opór cieplny dla układu nabiegownika typ 1 i chłodnicy,
- R_{c1} - rezystancja termiczna styku nabiegownika typu 1,
- R_{c2} - rezystancja termiczna styku nabiegownika typu 2,
- R - obliczona analitycznie rezystancja termiczna przekładki wykonanej z miedzi,
- P - moc cieplna wytracana w spirali,
- P_r - moc cieplna wypromieniowana ze spirali poza mierzony układ,
- k_1, k_2 - współczynniki rozpraszania mocy cieplnej spirali dla poszczególnych typów nabiegownika,
- r_1 - promień wewnętrzny nabiegowników,
- r_2 - promień zewnętrzny nabiegowników,
- λ - współczynnik przewodnictwa cieplnego miedzi,
- a - grubość nabiegownika typu 2,
- b - grubość przekładki wykonanej z miedzi,
- c - grubość nabiegownika typu 1,

Rys. Z2-1 Budowa nabiegowników typu 1 i 3 oraz schemat zastępczy rezystancji termicznych badanych pakietów linii opóźniającej.



Wyznaczamy rezystancję cieplną nabiegownika typu 2 traktowanego jako równoległe połączenie rezystancji termicznej R pierścienia wykonanego z miedzi o grubości b i rezystancji R_{2Fe} nabiegownika wykonanego z żelaza;

w istocie jest to nabiegownik typu 1 o zwiększonej grubości ($a-b$). Z analitycznej formuły (5.31) dla rezystancji termicznej jednorodnego walca przewodzącego ciepło od powierzchni wewnętrznej o promieniu r_1 do powierzchni zewnętrznej o promieniu r_2 , mamy:

$$R = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi b \lambda} . \quad (Z2.1)$$

Rezystancję termiczną R_{2Fe} przedstawiamy za pomocą R_1 :

$$R_{2Fe} = \frac{c}{a-b} R_1 , \quad (Z2.2)$$

a rezystancję termiczną nabiegownika przekładkowego R_2 , traktowanego jako równoległe połączenie R_{2Fe} i R jako:

$$R_2 = \frac{\frac{c}{a-b} R_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}{\frac{2\pi b \lambda c R_1 + \ln \frac{r_2}{r_1}}{a-b}} . \quad (Z2.3)$$

Zakładamy, że rezystancja termiczna styku obu nabiegowników jest liniowo zależna od temperatury ze współczynnikiem α , który można traktować jako wielkość analogiczną do współczynnika temperaturowego rezystancji elektrycznej. Zatem, zgodnie z geometrią układu, rezystancję styku R_{c2} nabiegownika typu 2 można wyrazić za pomocą rezystancji styku R_{c1} nabiegownika typu 1:

$$R_{c2} = \frac{c}{a} R_{c1} (1 + \alpha \Delta T) , \quad (Z2.4)$$

gdzie ΔT jest przyrostem temperaturą chłodnicy względem jej temperatury najniższej a R_{c1} rezystancją styku nabiegownika typu 1 w tej temperaturze. Mamy zatem do czynienia z układem dwóch równań:

$$\begin{cases} R_1 + R_{c1} = R_{240}^1 \\ R_2 + \frac{c}{a} R_{c1} (1 + \alpha \Delta T) = R_{240}^2 \end{cases} , \quad (Z2.5)$$

gdzie R_{240}^1 i R_{240}^2 są rzeczywistymi rezystancjami termicznymi obu układów, mierzonymi z uwzględnieniem rzeczywistej mocy cieplnej $P_P = P - P_r$ przepływającej przez nabiegowniki:

$$R_{240}^1 = \frac{T_{24}}{P_P} = \frac{T_{24}}{P - P_r} , \quad R_{240}^2 = \frac{T_{24}}{P_P} = \frac{T_{24}}{P - P_r} . \quad (Z2.6)$$

Część dostarczonej do spirali całkowitej mocy P zostaje wypromieniowana do otoczenia lub odprowadzona przez doprowadzenia prądowe P_r z pominięciem chłodnicy badanego pakietu. Wielkość tego zjawiska opisujemy współczynnikiem k :

$$k = \frac{P_r}{P} . \quad (Z2.7)$$

Dane pomiarowe wypadkowych rezystancji termicznych R_{24}^1 oraz R_{24}^2 określamy z definicji i z formuły (Z2.6) jako:

$$R_{24}^1 = \frac{T_{24}(1)}{P_p + P_r}, \quad R_{24}^2 = \frac{T_{24}(2)}{P_p + P_r}. \quad (Z2.8)$$

Korzystając z (Z2.7) otrzymujemy więc:

$$R_{240}^1 = \frac{T_{24}}{P - P_r} = \frac{\frac{T_{24}}{P}}{1 - \frac{P_r}{P}} = \frac{R_{24}^1}{1 - k}. \quad (Z2.9)$$

Tym samym, dla określonej temperatury chłodnicy T , układ równań (Z2.5) zapisać można w następujący sposób:

$$\begin{cases} R_1 + R_{c1} = \frac{R_{24}^1}{1 - k_1} \\ R_2 + \frac{c}{a} R_{c1} (1 + \alpha \Delta T) = \frac{R_{24}^2}{1 - k_2} \end{cases} \quad (Z2.10)$$

W ogólnym przypadku współczynniki k_1 i k_2 mogą być różne dla obu typów nabiegowników ze względu różną temperaturę spirali. Z pierwszego równania układu równań (Z2.10) wyliczmy R_{c1} i podstawiając do drugiego otrzymujemy:

$$R_2 + \frac{c}{a} \left(\frac{R_{24}^1}{1 - k_1} - R_1 \right) (1 + \alpha \Delta T) = \frac{R_{24}^2}{1 - k_2}. \quad (Z2.11)$$

Po podstawieniu za R_2 formuły (Z2.3) rozwiązujemy to równanie względem R_1 .

Stała k zależna od temperatury jest trudna do eksperymentalnego wyznaczenia. Można jednak, badając jej wpływ na wynik rozwiązania układu równań (Z2.10), odnieść jej wartości w danej temperaturze $k(T)$ do wartości w temperaturze najniższej, w jakiej przeprowadzono pomiary - w tym wypadku 7°C , czyli $k_7 = k(T_7)$.

Zakładając, że wartość k_7 jest znana można oszacować wpływ zjawiska promieniowania na rozwiązanie układu równań (Z2.5) w zakresie wyższych temperatur chłodnicy. Ze względu na znacznie wyższą temperaturę spirali względem balonu i chłodnicy, promieniowanie nabiegowników i balonu możemy zaniedbać. Jeżeli pominiemy również, jako nieistotne, odprowadzanie ciepła przez doprowadzenia prądowe na drodze przewodzenia wówczas, moc wypromieniowaną poza układ pomiarowy P_r można obliczyć na podstawie prawa Stefana-Boltzmana:

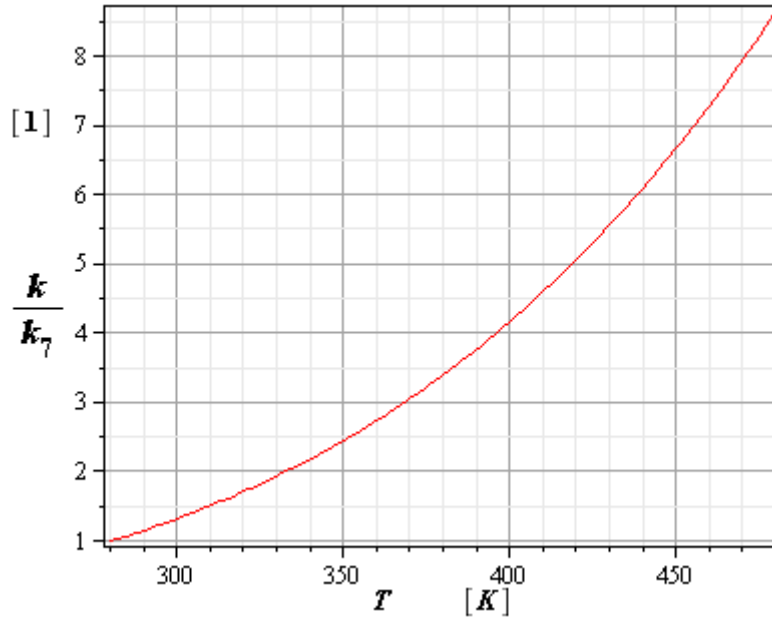
$$P_r \approx A \sigma T^4, \quad (Z2.12)$$

gdzie A jest pewną stałą charakterystyczną dla badanego układu zależną od jego konfiguracji, emisyjności i absorpcyjności zastosowanych materiałów a σ stałą Stefana-Boltzmana. Przyjmując, że moc dostarczana do spirali jest taka sama w każdej temperaturze chłodnicy, otrzymujemy:

$$P_{r7} = A\sigma T_7^4. \quad (\text{Z2.13})$$

Korzystając z definicji (Z2.7) możemy więc powiązać ze sobą obydwie współczynniki:

$$k_7 = \frac{A\sigma T_7^4}{P} \text{ oraz } k = k_7 \frac{T^4}{T_7^4} \quad (\text{Z2.14})$$

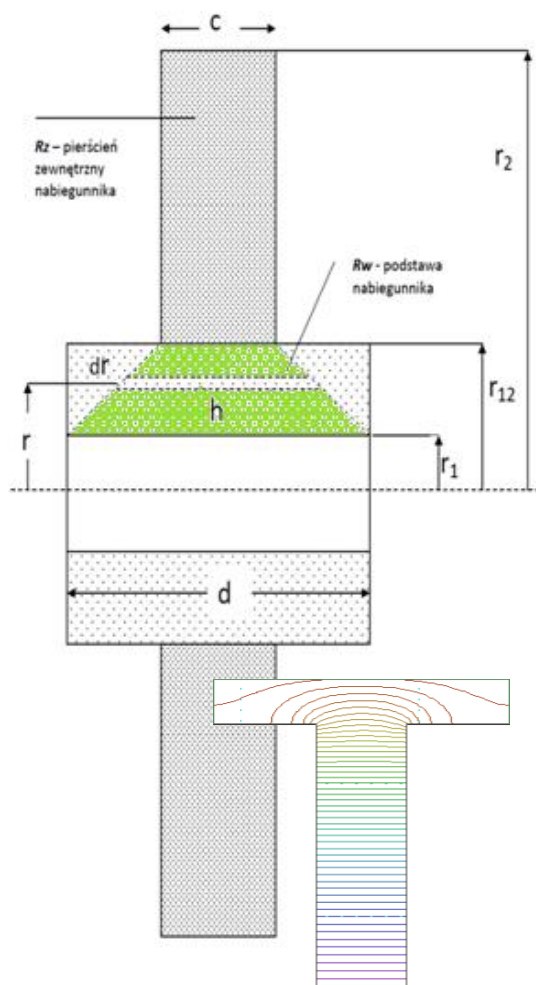


Rys. Z2-2 Zmiana w funkcji temperatury współczynnika k odprowadzania ciepła ze spirali z pominięciem przewodnictwa, odniesiona do wartości współczynnika k_7 odpowiadającego temperaturze 7°C .

Wykres zależności (Z2.14) w zakresie temperatur od 280 K do 480 K pokazano na rysunku Z2-2.

Załącznik 3

Przybliżona analityczna formuła obliczania rezystancji termicznej nabiegunnika



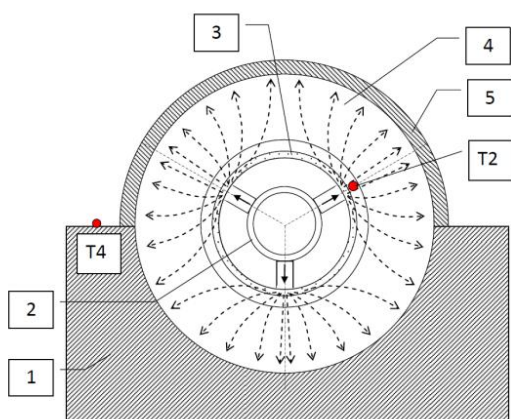
Rys. Z3-1 Schemat nabiegunnika do obliczeń rezystancji termicznej podstawy oraz przekrój nabiegunnika rzeczywistego z numerycznie wyznaczonymi izotermami w programie Amaze.

W celu wyznaczenia, analitycznej formuły do obliczania rezystancji cieplnej nabiegunnika z rysunku Z3-1 przyjęto następujące założenia upraszczające zagadnienie:

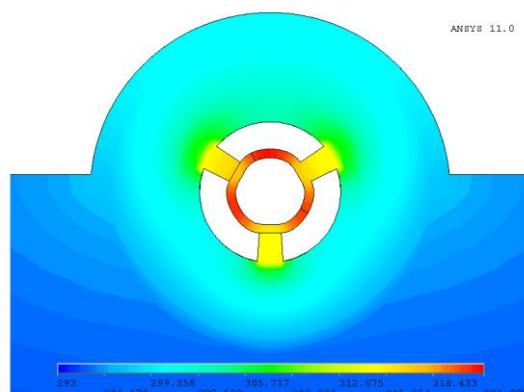
- strumień cieplny przepływa wyłącznie w granicach wyznaczonych kolorem zielonym (ukośne linie kreskowane),
- linie stałej temperatury pozostają równoległe w całym rozpatrywanym obszarze co pozwala sprowadzić zagadnienie trójwymiarowe do zagadnienia jednowymiarowego. Na rysunku Z3-1 przedstawiono rozkład linii stałej temperatury uzyskany na podstawie symulacji numerycznej za pomocą programu Amaze [13] rozptywu ciepła w rzeczywistym nabiegunniku,
- ciepło dopływa do wewnętrznej powierzchni podstawy nabiegunnika równomiernie wzdłuż jego obwodu. Symulacja numeryczna rozptywu ciepła w nabiegunniku rzeczywistej LFB (rys.Z3-3) pokazuje, że przyjęte założenie jest poprawne. Strumień cieplny przepływający przez nabiegunnik ma symetrię obrotową chociaż, w rzeczywistych warunkach pokazanych schematycznie na

rysunku 2, ciepło wpływa do podstawy nabiegunnika poprzez trzy pręty wsporcze rozmieszczone co 120° ,

- wypadkowa rezystancja cieplna nabiegunnika jest sumą rezystancji termicznej R_z kołnierza nabiegunnika o szerokości d , ograniczonej promieniami r_{12} i r_1 oraz



Rys. Z3-2 Schemat rozptyłu ciepła wytwarzanego w spirali pakietu linii; 1 – aluminiowa chłodnica, 2 – spirala, 3 – osłona próżniowa lampy, 4 - nabiegunnik periodycznego układu magnetycznego, 5 – miedziana obejma.



Rys. Z3-3 Pole temperatury nabiegunnika i linii opóźniającej uzyskane na drodze symulacji metodą FEM – Ansys 12.0.

rezystancji termicznej R_w zewnętrznego pierścienia o szerokości c ograniczonego promieniami r_{12} i r_2 .

Opierając się na powyższych założeniach wstępnych i stosując prawo Fouriera do przepływu ciepła z mocą P od powierzchni r_1 do powierzchni r_{12} , w dowolnym miejscu przekroju podstawy o lokalnej wysokości h można napisać:

$$\frac{P}{S(r)} = -\lambda \frac{dT}{dr} \quad (Z3.1)$$

gdzie $S(r) = 2\pi r h$ jest powierzchnią przez którą przenika strumień ciepły w odległości r od osi, λ współczynnikiem przewodnictwa cieplnego dla żelaza. Wartość h zależną od r można obliczyć z zależności geometrycznej:

$$\frac{h-c}{2(r_{12}-r)} = \frac{d-c}{2(r_{12}-r_1)} \quad \text{oraz} \quad h = \frac{r(c-d)+d r_{12}-c r_1}{r_{12}-r_1}. \quad (Z3.2)$$

Po podstawieniu h do (Z3.1) i rozdzieleniu zmiennych mamy:

$$\frac{P}{r^2(c-d)+r(d r_2-c r_1)} dr = \frac{-2 \lambda \pi}{r_2-r_1} dT. \quad (Z3.3)$$

Całkując lewą stronę równania w granicach $r_1 \rightarrow r_{12}$ i prawą w granicach $T_1 \rightarrow T_2$ otrzymujemy:

$$\int_{r_1}^{r_{12}} \frac{P}{r^2(c-d)+r(d r_2-c r_1)} dr = \int_{T_1}^{T_2} \frac{-2 \lambda \pi}{r_2-r_1} dT. \quad (Z3.4)$$

$$\frac{P \ln\left(\frac{c(r_{12}-r_1)}{r_{12}}\right) - P \ln\left(\frac{c(r_{12}-r_1)}{r_1}\right)}{c r_1 - d r_{12}} = \frac{-2 \lambda \pi}{r_{212}-r_1} (T_1 - T_2). \quad (Z3.5)$$

Jeżeli powyższe równanie przedstawimy w postaci:

$$P R_w = T_1 - T_2, \quad (Z3.6)$$

wówczas poszukiwaną rezystancję termiczną podstawy nabiegownika R_w można przedstawić jako:

$$R_w = \frac{\ln\left(\frac{d r_{12}}{c r_1}\right)(r_{12}-r_1)}{2 \pi \lambda (d r_{12}-c r_1)} \quad (Z3.7)$$

Rezystancję termiczną pierścienia zewnętrznego R_z opisuje formuła (Z3.7) dla przypadku $d = c$ i zamianie r_{12} na r_2 . Całkowitą rezystancję termiczną nabiegownika będącą sumą rezystancji R_w i R_z opisuje zatem formuła postaci:

$$R_w = \frac{\ln\left(\frac{r_{12}}{r_1}\right)}{2 \pi \lambda c} + \frac{\ln\left(\frac{d r_{12}}{c r_1}\right)(r_{12}-r_1)}{2 \pi \lambda (d r_{12}-c r_1)} \quad (Z3.8)$$

Celem oceny dokładności wyprowadzonej analitycznie formuły należy zauważyć, że rzeczywista wartość rezystancji termicznej musi zawierać się w przedziale wartości granicznym od góry przez rezystancję termiczną pierścienia podstawy R_w , obliczoną dla $d = c$ (całkowity brak wystających kołnierzy) i od dołu, gdy strumień ciepła przepływa promieniowo przez pierścień, pomiędzy jego powierzchniami ($h = d$ dla $r_1 < h < r_{12}$).

Przyjmując wymiary nabiegownika zastosowanego w modelu linii opóźniającej ($r_1 = 4,44$ mm, $r_{12} = 5,1$ mm, $c = 1,04$ mm, i $d = 3,3$ mm) uzyskano wg formuły (Z3.8), dla temperatury 20°C, wartość całkowitej rezystancji termicznej nabiegownika 1,37 K/W. Rzeczywista wartość jego rezystancji termicznej nie może zatem przewyższyć 1,51 K/W i być mniejsza od 1,3 K/W.

Analiza numeryczna powyższego zagadnienia metodą MES, przeprowadzona za pomocą programu Amaze (5.3.3.), pozwoliła na oszacowanie rezystancji termicznej nabiegownika na 1,43 K/W.