



**AKADEMIA SZTABU GENERALNEGO**  
im. Generała Broni Karola Świerczewskiego

---

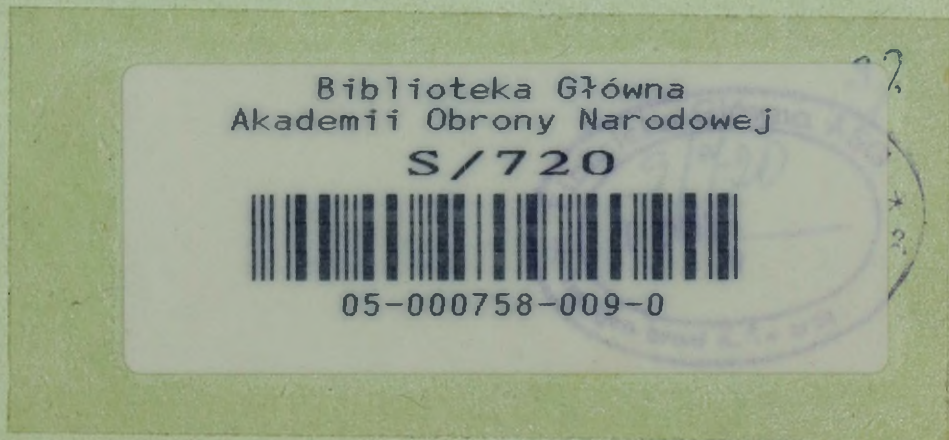
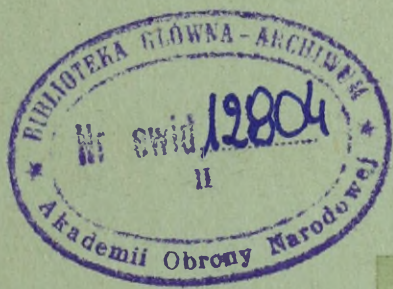
ODDZIAŁ Nr 2  
KATEDRA 02-34

ppłk mgr inż. Kazimierz PIĄTKOWSKI

**WYBRANE ZAGADNIENIA Z PODSTAW  
PRZECIWDZIAŁANIA RADIOELEKTRONICZNEGO**

(Skrypt)

Część I



---

WARSZAWA

LIPIEC

1971

12804

AKADEMIA SZTABU GENERALNEGO  
im. gen. broni K. Świerczewskiego

---

ODDZIAŁ NR 2  
KATEDRA 02-34



ppłk mgr inż. Kazimierz PIĄTKOWSKI

WYBRANE ZAGADNIENIA Z PODSTAW PRZECIWDZIAŁANIA  
RADIOELEKTRONICZNEGO

Skrypt

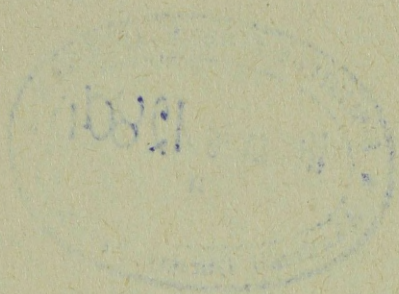
Część I

---

WARSZAWA

Lipiec

1971 r.



## SPIS TREŚCI

	Strona
W s t ę p	5
1. Zakłócenia bierne.	6
1.1. Ogólne pojęcia.	6
1.2. Odbijacze dipolowe	7
1.3. Skuteczna powierzchnia odbicia dipola półfalowego dowolnie zorientowanego w przestrzeni.	9
1.4. Właściwości stosowania zakłóceń biernych przeciwko RLS wykrywania i wskazywania celów.	13
1.5. Uproszczone metody obliczeń skutecznej powierzchni odbicia objętości impulsowej.	15
1.6. Efektywna szerokość maskowanego obszaru.	19
2. Pozorne cele i pułapki radiolokacyjne.	22
2.1. Ogólne zasady.	22
2.2. Zastosowanie pozornych celów.	23
2.3. Stosowanie pułapek radiolokacyjnych w celu uniemożliwienia naprowadzania i samonaprowadzania.	25
2.4. Pułapki kierowane.	26
2.5. Pułapki holowane.	30
2.6. Pułapki zrzucone.	33
3. Metody zwiększania skutecznej powierzchni odbicia celów pozornych.	37
3.1. Wzmacniacze retranslatory.	37
3.2. Urządzenia bierne wtórnego promieniowania.	40
3.3. Odbijacze kątowe.	42
3.4. Soczewki Luneberga.	44
3.5. Urządzenia odzewowe Wen-Atta.	49
4. Metody przeciwdziałania radioelektronicznego oparte na zmianie właściwości elektrycznych ośrodka oraz cech charakteryzujących obiekt pod względem obserwacji radiolokacyjnej.	52
4.1. Przeciwdziałanie pracy urządzeniom radiolokacyjnym drogą jonizacji przestrzeni lokalnej.	52

	Strona
4.2. Wpływ wybuchów jądrowych na pracę systemów radioelektronicznych.	56
4.3. Wpływ obszarów zjonizowanych powstałych pod wpływem wybuchów jądrowych na dokładność określania współrzędnych obiektu przez RLS.	62
5. Metody zmniejszania skutecznej powierzchni odbicia obiektów powietrznych.	64
5.1. Pokrycia pochłaniające.	65
5.2. Pokrycia interferencyjne.	68
5.3. Sterowanie rozpraszaniem fal radiowych.	72

### Bibliografia

1. Osnovy radioprotiwodiejstwa i radiotekhniceskoj rozwiadki S.A. Bakin, LN Szustow.
2. Sprawocznik po osnovam radiolokacjinnoj techniki Wojennoje Izdatielstwo. M.O. SSSR.

## W S T Ę P

W obecnym okresie w siłach zbrojnych wszystkich państw szerokie zastosowanie znalazły różnego rodzaju środki radio - elektroniczne w systemach dowodzenia i kierowania środkami rażenia. Szczególną rolę odgrywają one w wojskach obrony powietrznej i lotnictwie.

Rozwój radioelektroniki umożliwił wprowadzenie do uzbrojenia wojsk obrony powietrznej rakiet kierowanych w lotnictwie i artylerii przeciwlotniczej. Wykorzystanie środków radioelektronicznych wpłynęło na zmianę sposobów i metod prowadzenia walki. Nasuwa to wniosek, że przyszła wojna będzie również w dziedzinie radioelektroniki. Powszechne zastosowanie środków radioelektronicznych uczyniło z nich równocześnie niewrażliwy element systemu obrony powietrznej, ponieważ łatwo można je wykrywać na podstawie promieniowania energii elektromagnetycznej i odezwaładnić przez przeciwdziałanie radioelektroniczne, tj. przeciwdziałanie metodami radiotechnicznymi.

W obecnej chwili przeciwdziałanie radioelektroniczne jest jednym z ważnych rodzajów zabezpieczenia działań bojowych lotnictwa podczas pokonywania obrony powietrznej przeciwnika, jak również podczas odpierania nalotów środków napadu powietrznego.

Praca niniejsza stanowi próbę ujęcia problematyki przeciwdziałania radioelektronicznego w sposób usystematyzowany w oparciu o dostępne publikacje i opracowania. Część pierwsza dotyczy zagadnień stosowania zakłóceń biernych, pozornych celów oraz maskowania przeciwradiolokacyjnego. Część druga będąca w opracowaniu obejmować będzie zagadnienia dotyczące stosowania zakłóceń czynnych i walki z nimi.

Poruszone w tej formie zagadnienia mogą być pomocą dla słuchaczy akademii kursów lotniczych i WOPK oraz dla wykładowców, którzy zajmują się problemami przeciwdziałania radioelektronicznego.

## 1. Zakłócenia bierne

### 1.1. Ogólne pojęcia

Pod pojęciem zakłócenia bierne rozumiemy sygnały przy -  
chodzące na wejście zakłócanych urządzeń radiolokacyjnych w  
wyniku rozpraszania się fal energii elektromagnetycznej od od-  
bijaczy dipolowych wyrzucanych w dużych ilościach z samolotów.

Niekiedy do zakłóceń biernych zaliczane są pozorne cele  
i środki zapewniające lokalną jonizację przestrzeni. Wskazane  
jednak jest wydzielić te środki jako samodzielne. Podstawą do  
tego wydzielenia mogą być następujące rozważania.

Pozorne cele "pułapki" stosowane są w niewielkich ilo -  
ściach sztuk /dziesiątki, setki sztuk/, a zatem nie mają wpły-  
wu na zmianę elektrycznych właściwości ośrodka. Biorąc jednak  
pod uwagę ich ruch, parametry odbitego od nich sygnału, powin-  
ny być identyczne jak od realnego celu.

Sygnał zakłócający od pozornego celu powstaje podobnie  
jak od biernych środków wtórnego promieniowania i od czynnych  
retranslatorów. Pozorne cele często wyposażane są w specjalne  
nadajniki zakłóceń. Z tego też punktu widzenia pozorne cele  
/"pułapki"/ należy rozpatrywać jako samodzielny rodzaj środka  
przeciwdziałania radioelektronicznego.

Stosowanie środków umożliwiających jonizację lokalnych  
obszarów przestrzeni, jak również pokryć przeciwradiolokacyj -  
nych zmierza do zmiany elektrycznych właściwości ośrodka. Środ-  
ki te zatem na skutek swego działania w zasadzie powinny wy-  
kluczyć możliwości wykorzystania fal radiowych dla celów po -  
miarowych i przekazywania informacji.

Zakłócenia bierne przedstawiające sobą źródła wtórnego  
promieniowania w postaci odbijaczy dipolowych stosowane są w  
dużych ilościach, jednak nie wpływają na zmianę właściwości  
elektrycznych ośrodka. Wynika to z tego, że odległości pomię -  
dzy zrzuconymi odbijaczami dipolowymi do obłoku są dużo więk -  
sze niż długość fali zakłócającej RLS.

W związku z tym działanie odbijaczy dipolowych sprowa -  
dza się do wytworzenia maskującego tła, które swoimi właściwo-  
ściami jest analogiczne do zakłóceń szumowych.

Z dokonanych rozważań bierne środki przeciwdziałania radioelektronicznego można podzielić na trzy rodzaje:

- środki zakłóceń biernych /odbijacze dipolowe/;
- pozorne cele /pułapki/;
- środki zmieniające właściwości elektryczne ośrodka.

Obecnie zakłócenia bierne wytwarza się w zasadzie za pomocą przeciwradiolokacyjnych odbijaczy dipolowych zrzuconych w dużych ilościach w atmosferze.

## 1.2. Odbijacze dipolowe

Odbijacze dipolowe wykonuje się z papieru, włókna szklanego, kapronu, których powierzchnię pokrywa się warstwą przewodzącą. Długość dipoli i ich grubość dopiera się tak, aby zapewnić skuteczne rozpraszanie fal radiowych możliwie w szerokim zakresie częstotliwości. Z reguły długość odbijaczy dipolowych jest równa około połowy długości fali zakłócanej RLS. Niekiedy stosuje się odbijacze dipolowe, których długość przewyższa połowę długości fali RLS.

Odbijacze dipolowe pakuje się w paczkach. Po wyrzuceniu paczki z aparatu latającego odbijacze dipolowe rozsypują się tworząc obłok. Sygnał odbity od tego obłoku można obserwować na wskaźnikach obserwacji okrężnej w postaci jasnej plamy. Jeśli zrzucimy dostatecznie dużą ilość paczek, to na wskaźniku obserwacji okrężnej można zaobserwować zaświecony pas. Obecnie odbijacze dipolowe wykonuje się przeważnie na osnowie dielektrycznej lub folii.

Minimalna grubość metalicznego pokrycia zależy od grubości czynnej warstwy powierzchniowej uwarunkowanej zjawiskiem naskórkowości. Głębokość przeniknięcia prądu w warstwę przewodzącą zależy od częstotliwości drgań elektromagnetycznych.

W zakresie fal centymetrowych głębokość przenikania prądu może być bardzo mała  $/d \approx 1 \mu/$ . Pozwala to wykonywać dipole w postaci cienkich metalizowanych taśm lub włókien o przekroju rzędu dziesiątków mikronów.

Ilość dipoli w paczce w zależności od podzakresu fal wynosi dziesiątki tysięcy i miliony sztuk. W związku z niekoherentnością pola, rozpraszanych oddzielnych dipoli, średnia

skuteczna powierzchnia odbicia obłoku odbijaczy o jednakowej długości jest równa sumie skutecznej powierzchni odbicia pojedynczych dipoli:

$$\bar{\sigma}_{sr.0} = \sum_{i=1}^N \bar{\sigma}_i = N\bar{\sigma}_1 \quad /1.1/$$

gdzie:  $\bar{\sigma}_{sr.0}$  - średnia skuteczna powierzchnia odbicia obłoku dipoli;  
 $\bar{\sigma}_1$  - średnia skuteczna powierzchnia odbicia jednego dipola;  
 $N$  - ilość dipoli w obłoku.

Wzór 1.1. jest słuszny w przypadku idealnym, gdy wszystkie odbijacze dipolowe działają skutecznie. Praktycznie na skutek zlepiania i łamania się dipoli, skuteczna powierzchnia odbicia obłoku będzie mniejsza. Praktycznie skuteczną powierzchnię odbicia obłoku odbijaczy dipolowych określa się według wzoru, który uwzględnia realną ilość efektywnie działających dipoli w paczce:

$$\sigma_p = \eta N \bar{\sigma}_1 \quad /1.2/$$

gdzie:  $N$  - ilość dipoli w paczce;  
 $\bar{\sigma}_1$  - powierzchnia skuteczna odbicia dipola;  
 $\eta$  - współczynnik określający efektywnie działającą ilość odbijaczy /dla DOS  $\eta = 0,3 - 0,5$ , dla taśm  $\eta = 0,7/$ ;  
 $\sigma_p$  - powierzchnia skuteczna odbicia paczki odbijaczy dipolowych.

Wielkość skutecznej powierzchni odbicia jednego dipola półfalowego  $\bar{\sigma}_1$  w ogólnych przypadkach zależy od jego zorientowania względem wektora natężenia pola elektrycznego podającej fali. Na skutek turbulencji atmosfery i aerodynamicznych właściwości dipole zorientowane są w obłoku z reguły dowolnie względem siebie. Dla zapewnienia jednakowego zorientowania, podczas ich produkcji zmierza się do tego, aby środek

ciężkości każdego odbijacza był przesunięty względem jego środka.

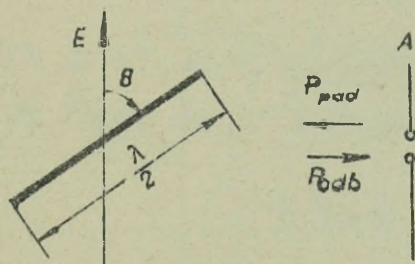
Dlatego też skuteczną powierzchnię odbicia obłoku /  $\sigma_0$  / określa się na podstawie średniej wartości skutecznej powierzchni odbicia pojedynczego dipola /  $\sigma_1$  / zorientowanego dowolnie w przestrzeni.

### 1.3. Skuteczna powierzchnia odbicia dipola półfalowego dowolnie zorientowanego w przestrzeni

Zgodnie z określeniem skutecznej powierzchni odbicia dla dipola można ją określić wzorem:

$$\sigma_1 = S_1 \cdot G_1 \quad /1.3/$$

gdzie:  $S_1 = \frac{P_2}{p}$  - stosunek mocy /  $P_2$  / całkowitego wtórnego promieniowania przez dipol do gęstości mocy /  $p$  / podającej na dipol /fali płaskiej/;  
 $G_1$  - współczynnik kierunkowego działania dipola.



Rys. 1.1. Dipol półfalowy dowolnie zorientowany w przestrzeni

Dla dipola zorientowanego dowolnie pod kątem  $\theta$  do wektora natężenia pola elektrycznego fali podającej /rys.7.1/ moc wtórnego promieniowania  $P_2$  jest równa:

$$P_2 = P_{20} \cos^2 \theta \quad /1.4/$$

gdzie:  $P_{20}$  - moc, promieniowana przez dipol przy  $\theta = 0$

$$\text{Wartość mocy } P_{20} = \frac{1}{2} i^2 \cdot R_{\Sigma} \quad /1.5/$$

gdzie:  $i$  - amplituda prądu;

$R_{\Sigma}$  - oporność promieniowania dipola;

Dla dipola półfalowego

$$i = h_d \frac{E}{R_{\Sigma}} \quad /1.6/$$

gdzie:  $E$  - amplituda pola elektrycznego dla fali płaskiej;

$R_{\Sigma} = 73,3 \Omega$  - oporność promieniowania dipola półfalowego;

$h_d = \frac{\lambda}{\pi}$  wysokość działającego dipola półfalowego.

Na podstawie przytoczonych równań znajdujemy moc wtórnego promieniowania dipola półfalowego.

$$P_2 = \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{\pi^2} \frac{E^2}{73,3} \cos^2 \theta \quad /w/ \quad /1.7/$$

Gęstość mocy fali podającej /absolutna wielkość wektora Umowa Poitinga/ określa się wzorem:

$$p = \frac{E^2}{240\pi} \quad /1.8/$$

Na podstawie wzoru /1.3/, /1.7/ i /1.8/ z uwzględnieniem zysku kierunkowego dipola  $\hat{G} = 1,65 \cos^2 \theta$  otrzymamy:

$$\hat{G}_1 = 0,86 \lambda^2 \cos^2 \theta \quad /1.9/$$

Jeśli polaryzacja dipola i podającej fali są zgodne, to maksymalną skuteczną powierzchnię odbicia dipola określamy wzorem:

$$\hat{G}_{1\text{maks}} = 0,86 \lambda^2 \quad /1.10/$$

Dla określenia średniej wartości skutecznej powierzchni odbicia dipola  $\hat{G}_1$ , należy znaleźć parametry prawa rozkładu przypadkowego wielkości  $\theta$ .

Zakładając jednakowe prawdopodobieństwo zorientowania dipola przyjmujemy, że w granicach dowolnego elementarnego kąta bryłowego  $d\Omega_1$  /rys. 1.2/ ilość dipoli jest mniej więcej jednakowa, elementarny kąt bryłowy  $d\Omega_1$  może zajmować dowolne

położenie z jednakowym prawdopodobieństwem w granicach pełnego kąta bryłowego  $4\pi$ . W biegunowym układzie współrzędnych kąt położenia  $\theta$  charakteryzuje położenie każdego elementarnego kąta  $d\Omega$  i odpowiednio gęstość rozkładu jest równa:

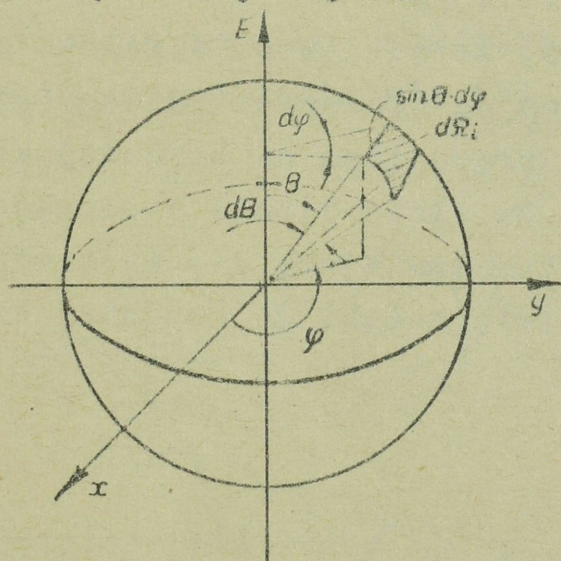
$$p(\Omega) = p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \quad /1.11/$$

Rozpatrując dalej zagadnienie przyjmujemy, że skuteczna powierzchnia odbicia dipoli nie zależy od stosunku polaryzacji odbiorczej i nadawczej anteny /przyjmujemy, że ich polaryzacje są jednakowe/.

Prawdopodobieństwo tego, że dipol będzie znajdował się w granicach elementarnego kąta bryłowego  $d\Omega$  można określić wzorem:

$$p(\theta) d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi} \quad /1.12/$$

Dla określenia średniej wartości skutecznej powierzchni odbicia dipola, należy dokonać uśrednienia wielkości  $\sigma_1$  podanej we wzorze 1.9 uwzględniając rozmieszczenie jego w przestrzeni zawartej w kącie bryłowym  $\Omega = 4\pi$ .



Rys. 1.2. Element powierzchni w biegunowym układzie współrzędnych

$$\bar{\sigma}_1 = \int_{\Omega} \sigma_1(\theta) p(\theta) d\Omega = \int_{\Omega} \sigma_1(\theta) \frac{d\Omega}{4\pi} \quad /1.13/$$

W biegunowym układzie współrzędnych element powierzchni sfery określamy następującym wyrażeniem

$$ds = d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\varphi \quad /1.14/$$

Całkując równanie /1.13/ otrzymamy

$$\bar{\sigma}_1 = \frac{\bar{\sigma}_1 \text{ maks}}{5} = 0,17\lambda^2 \quad /1.15/$$

Średnia powierzchnia skuteczna odbicia paczki dipoli  $\bar{\sigma}_p$  będzie równa:

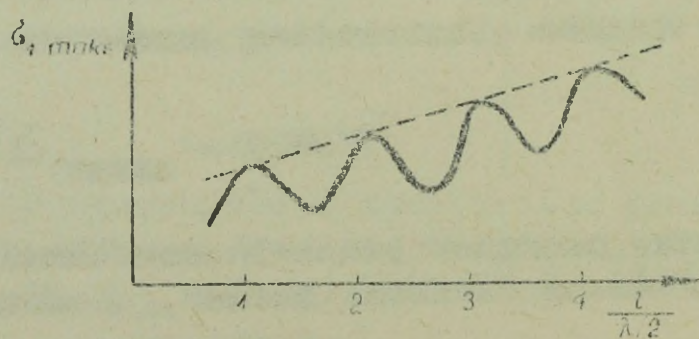
$$\bar{\sigma}_p = N \eta \bar{\sigma}_1 = 0,17 \lambda^2 N \quad /1.16/$$

gdzie:  $N \eta$  - ilość efektywnie oddziałujących dipoli w paczce.

Zwiększenie długości odbijacza dipolowego do wielkości znacznie większej od połowy długości fali, powoduje zmniejszenie skutecznej powierzchni odbicia.

Natomiast przy wielkościach długości dipola odpowiadających wielokrotnościom półfalowym, powierzchnia skuteczna odbicia zwiększa się i może być kilkakrotnie większa, niż półfalowego wibratora /rys. 1.3/.

Nie oznacza to, że odbijacze dipolowe obliczane do zakłócenia RLS pracujących na dłuższych falach będą również skuteczne i przeciw RLS, pracującym na bardziej krótkich falach. Wiąże się to z tym, że ilość dipoli w paczkach na dłuższe fale zmniejsza się, a zatem zmniejsza się więc odpowiednio skuteczna powierzchnia odbicia paczki na bardziej krótkie fale.



Rys. 1.3. Zależność skutecznej powierzchni odbicia dipola od jego długości

Na rys. 1.3. pokazana jest zależność skutecznej powierzchni odbicia dipola od jego odpowiedniej długości. Na osi poziomej odłożony jest stosunek długości dipola do połowy długości fali.

#### 1.4. Właściwości stosowania zakłóceń biernych przeciwko RLS wykrywania i wskazywania celów

Dla oceny oddziaływania zakłóceń biernych wytwarzanych przez odbijacze dipolowe należy znać ich skuteczną powierzchnię odbicia, jaką dają one w objętości impulsowej RLS. W tym celu należy określić liczbę odbijaczy dipolowych jaka może znajdować się w objętości impulsowej RLS /rys. 7.1/.

Objętość impulsową  $V$  określa się czasem trwania impulsu i szerokością charakterystyki kierunkowej anteny zakłóconej RLS.

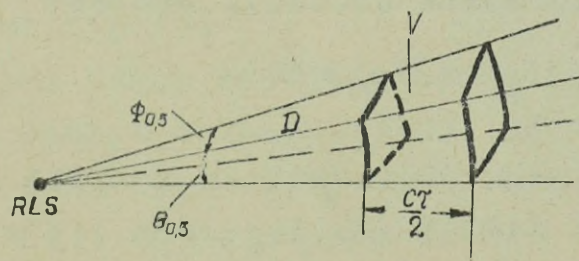
$$V = D \cdot \theta_{\beta} \cdot D \cdot \theta_{\epsilon} \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \quad /1.17/$$

gdzie:  $D$  - odległość objętości impulsowej od RLS;

$\theta_{\beta}, \theta_{\epsilon}$  - szerokość charakterystyki kierunkowej w azymucie i kącie położenia;

$\tau$  - czas trwania impulsu zakłóconej RLS;

$c$  - prędkość rozchodzenia się fal radiowych.



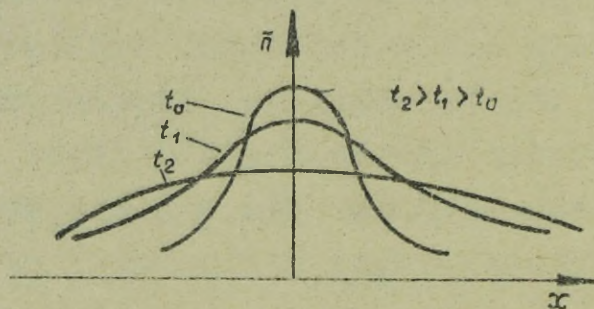
Rys. 1.4. Objętość impulsowa RLS

Jeśli przyjąć, że dipole rozmieszczone są w obłoku równomiernie ze średnią gęstością objętościową  $\bar{\sigma}_1$ , to skuteczna powierzchnia odbicia dipoli znajdujących się w objętości impulsowej może być określana wzorem:

$$\sigma_{10} = \bar{n} \cdot V \bar{\sigma}_1 = \bar{n} \cdot D^2 \cdot \theta_{\beta} \cdot \theta_{\epsilon} \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \bar{\sigma}_1 \quad /1.18/$$

Wyrażenie 1.18 wskazuje, że skuteczność oddziaływania zakłóceń biernych w dużej mierze zależy od zdolności rozróżniania RLS w odległości i w kącie położenia.

Dotychczas przyjmowaliśmy, że dipole są rozmieszczone w obłoku równomiernie. Praktycznie po rozwinięciu paczki, gęstość dipoli w obłoku zmienia się w czasie, zgodnie z prawem turbulentnej dyfuzji. Rozmiary obłoku z biegiem czasu rosną, a średnia gęstość dipoli w nim maleje.



Rys. 1.5. Gęstość rozkładu dipoli wzdłuż osi współrzędnej x

Na rys. 1.5 przedstawiona jest zależność gęstości rozkładu normalnego dipoli w miejscu rozwinięcia się paczki wzdłuż jednej współrzędnej x. Rysunek daje jakościowy obraz zmian koncentracji dipoli w czasie.

Skuteczną powierzchnię odbicia dipoli znajdujących się w objętości impulsowej można określić wzorem:

$$\bar{\sigma}_{oi} = N_{oi} \cdot \bar{\sigma}_1 \quad /1.19/$$

gdzie:  $\bar{\sigma}_1$  - skuteczna powierzchnia odbicia dipola;  
 $N_{oi}$  - ilość dipoli znajdujących się w objętości impulsowej.

Dokładne obliczenia skutecznej powierzchni odbicia objętości impulsowej wymagają uwzględnienia charakterystyki kierunkowej w płaszczyźnie pionowej i poziomej oraz kształtu impulsu sondującego  $\tau /t/$ .

Cel nie może być wykryty w obłoku dipoli, jeśli moc sygnałów zakłócających /odbitych od dipoli rozmieszczonych w objętości impulsowej/ przewyższa określoną ilość razy moc sygnału użytecznego /odbitego od celu/. Stosunek mocy sygnału

zakłóceń  $/P_2/$  do mocy sygnału użytecznego  $/P_s/$  - na wejściu odbiornika wynosi:

$$K = \left( \frac{P_Z}{P_S} \right)_{\text{wej}} = \frac{\delta_{oi}}{\delta_c} \quad /1.20/$$

gdzie:  $\delta_{oi}$  - skuteczna powierzchnia odbicia objętości impulsowej;

$\delta_c$  - skuteczna powierzchnia odbicia celu.

Minimalna wartość stosunku  $/\frac{P_Z}{P_S}/$  min, przy której prawdopodobieństwo wykrycia celu na tle odbijaczy dipolowych dla zadanego prawdopodobieństwa fałszywego alarmu jest mniejsze od wartości  $/0,1 - 0,5/$  nazywa się współczynnikiem tłumienia zakłóceń biernych dla RLS pracujących w systemie impulsowym.

Posługiwanie się wzorem 1.19 jest bardzo uciążliwe. W praktyce często wykorzystuje się prostsze metody obliczenia skutecznej powierzchni odbicia objętości impulsowej.

#### 1.5. Uproszczone metody obliczeń skutecznej powierzchni odbicia objętości impulsowej

Charakterystyczną cechą obłoku odbijaczy dipolowych jest jego efektywna szerokość  $L_{ze}$ . Efektywną szerokość obłoku określa się obszarem, w granicach którego utrzymuje się 70% ze wszystkich wyrzuconych dipoli.

Jeśli przyjąć prawo rozkładu normalnego dla dowolnej współrzędnej dla danego momentu czasu, to efektywna szerokość obłoku  $L_{ze}$  jest równa /rys. 1.6/.

$$L_{ze} = 2\delta \quad /2.1/$$

gdzie:  $\delta_d^2$  - dyspersja gęstości rozładunku  $p/x/$  dipoli dla współrzędnej  $x$ .

Praktycznie efektywna szerokość obłoku często nie przewyższa wszystkich lub części rozmiarów objętości impulsowej zakłócającej RLS.

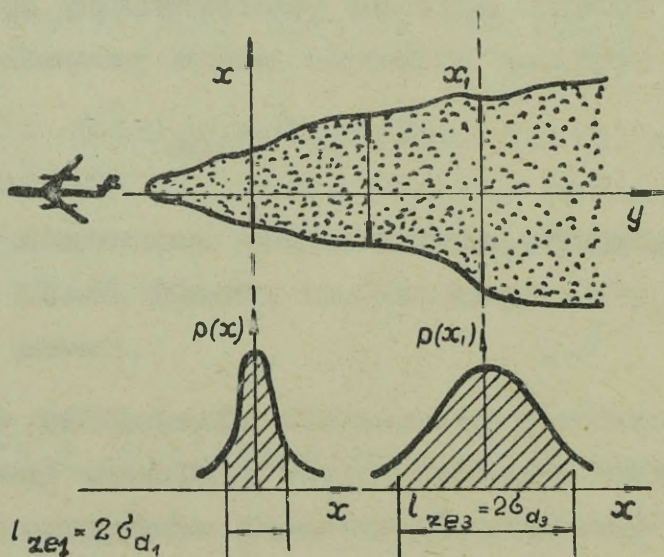
$$L_{ze} < D \cdot \theta_{\beta} \quad \text{i} \quad D \cdot \theta_{\varepsilon}$$

/1.21/

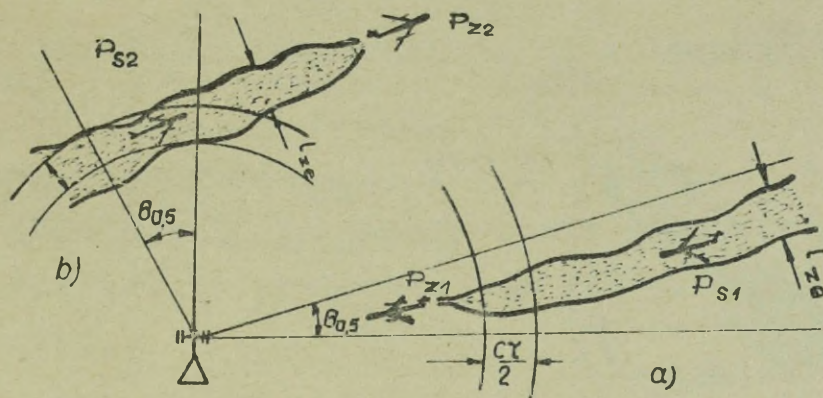
gdzie:  $D \theta_{\beta}$  i  $D \theta_{\varepsilon}$  - liniowa zdolność rozróżniania zakłóca-  
nej RLS odpowiednio w azymucie i kącie  
położenia  $= \Delta l \quad \theta_{\beta} = \frac{\theta_{\beta} \cdot D}{57,3}$

$D$  - odległość "obłoku" od RLS;  
 $\theta_{\beta}, \theta_{\varepsilon}$  - odpowiednio szerokość charakterystyki  
promieniowania w azymucie i kącie poło-  
żenia.

Rozpatrzmy przypadek, gdy osłaniany samolot  $P_{s1}$  leci w pasie odbijaczy dipolowych w kierunku na zakłócaną RLS /rys. 1.7a/. Lot w pokazanym kierunku jest niekorzystny z punktu widzenia przeciwdziałania radioelektronicznego, ponieważ w tym przypadku skuteczna powierzchnia odbicia objętości impulsowej  $\delta_{01}$  może być o wiele mniejsza w porównaniu z innymi kierunkami lotu. Na przykład przy locie samolotów  $P_{s2}$  i  $P_{z2}$  z ką-  
tami kursowymi na RLS wielkość skutecznej powierzchni odbicia objętości impulsowej  $\delta_{02}$  będzie większe w poró-  
niu z  $\delta_{01}$  /rys. 1.7 i 1.8/. Wynika z tego również możliwość łatwiejszego maskowania samolotu.



Rys. 1.6. Proces powstawania obłoku dipoli w prze-  
strzeni

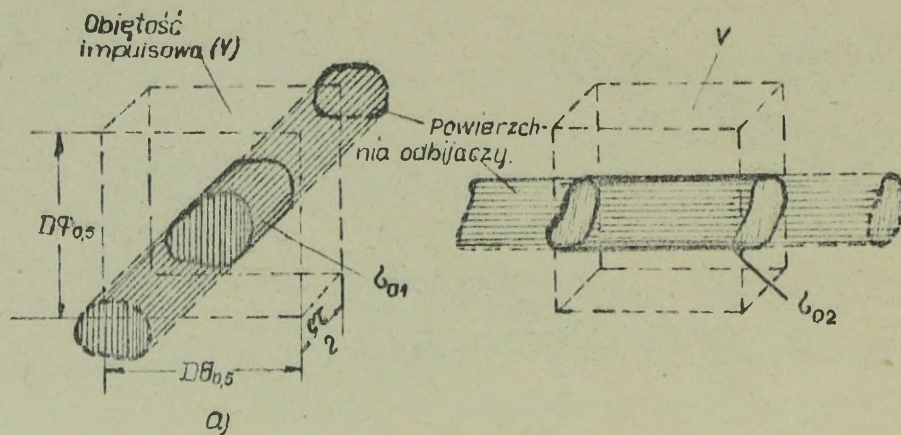


Rys.1.7. Oddziaływanie zakłóceń biernych na RLS, wytworzonych przez zrzucone odbijacze dipolowe  
 a/ podłużny pas dipoli; b/ poprzeczny pas dipoli.

Założmy, że paczki z odbijaczami dipolowymi zrzucone są przez samolot zakłócający  $/P_z/$  z tempem zrzutu  $t_{rz} = \text{const}$ . Samolot zakłócający leci ze stałą prędkością  $V_s$ . Jeśli za każdym razem równocześnie samolot zakłócający zrzuca  $n_p$  paczek, to na jednostkę drogi po ustaleniu procesu dyfuzji /współczynnik dyfuzji rośnie mniej więcej proporcjonalnie do czasu lub jest stały/ zostanie średnio zużytych dipoli:

$$N = \frac{n_p \cdot N_{pe}}{V_s \cdot t_{rz}} \quad /1.22/$$

- gdzie:  $N_{pe} = N \cdot \eta$  - liczba efektywnie działających dipoli w paczce;  
 $n_p$  - ilość zrzuconych paczek;  
 $t_{rz}$  - tempo zrzutu paczek;  
 $V_s$  - prędkość samolotu zakłócającego.



Rys.1.8. Ilość dipoli znajdujących się w objętości impulsowej RLS dla podłużnego /a/ i poprzecznych /b/ wymiaru pasa zakłóceń

Jeśli wyrażenie  $D\theta_{\beta}, D\theta_{\epsilon} > l_{ze}$  jest spełnione i odbijacze dipolowe rozmieszczone są równomiernie, to średnią ilość dipoli w objętości impulsowej określa się jako iloczyn obciążenia impulsu, wyrażonego w jednostkach długości  $[\frac{c \cdot \tau}{2}]$  przez średnią gęstość dipoli w pasie zakłóceń.

$$N_{oi} : \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot N = \frac{c \cdot \tau}{2} \frac{n_p \cdot N_{pe}}{V_s \cdot t_{rz}} \quad /1.23/$$

Skuteczna powierzchnia odbicia objętości impulsowej jest równa:

$$\sigma_{oi} = \sigma_i \cdot N_{oi} = 0,17 \lambda^2 \frac{c \cdot \tau}{2} n_p \cdot \frac{N_{pe}}{V_s \cdot t_{rz}} \quad /1.24/$$

Wzór 1.23 jest słuszny, gdy odbijacze dipolowe urzucane są równomiernie z samolotu zakłócającego i lot samolotu odbywa się w kierunku na zakłócaną RLS, a samolot maskowany znajduje się w obłoku odbijaczy dipolowych.

Znając współczynnik tłumienia  $k_z$  wymagany dla konkretnych RLS można określić niezbędną ilość odbijaczy dipolowych dla zamaskowania osłanianego samolotu.

Wymagana skuteczna powierzchnia odbicia objętości impulsowej dla zamaskowania samolotu wynosi:

$$\bar{\sigma}_{oi} = k_z \bar{\sigma}_s \quad /1.25/$$

gdzie:  $\bar{\sigma}$  - skuteczna powierzchnia odbicia maskowanego samolotu.

Na podstawie wzorów 1.24 i 1.25 określamy ilość paczek z odbijaczami dipolowymi dla zamaskowania samolotu na odcinku trasy L zakładając, że zrzucanie ich odbywa się w każdej objętości impulsowej.

$$n_p = \frac{\bar{\sigma}_s \cdot k_z \cdot v_s \cdot t_{rz}}{0,17 \lambda^2 \frac{c \cdot \tau}{2} N_{pe}} \cdot \frac{L}{\frac{c \cdot \tau}{2}} =$$

$$= \frac{23,5 \bar{\sigma}_s k_z v_s \cdot t_{rz} \cdot L}{\lambda^2 c^2 \tau^2 N_{pe}} \quad /1.26/$$

Przykład: Należy zamaskować zakłóceniami biernymi na odcinku trasy  $L = 100$  km samolot, którego skuteczna powierzchnia odbicia  $\bar{\sigma}_s = 50 \text{ m}^2$ .

Założenie:  $k_z = 2$ ;  $v_s = 200$  m/sek;  $t_{rz} = \frac{c \cdot \tau}{2v} = 0,75$  sek

$$\lambda = 10 \text{ cm}; \tau = 10^{-6} \quad \bar{\sigma}_p = 50 \text{ m}^2$$

Podstawiając założone wartości do wzoru /1.26/ wymagana ilość paczek  $n_p \approx 1330$ . Znając wagę każdej paczki, można łatwo wyliczyć wymaganą wagę dipoli dla zamaskowania samolotu na zadanej trasie lotu samolotu.

### 1.6. Efektywna szerokość maskowanego obszaru

Uwzględniając warunki obserwacji przez RLS część przestrzeni nazywa się obszarem maskowanym. Pod pojęciem efektywnej szerokości maskowanego obszaru  $L_e$  rozumiemy długość odstępu między dwoma granicznymi położeniami celu w stosunku do obłoku dipoli w każdym punkcie, którego spełniony jest warunek tłumienia dotyczący stosunku sygnału zakłóceń do sygnału użytecznego  $k_z = \frac{P_z}{P_s} \gg 1$ .

W granicach maskowanego obszaru RLS nie ma możliwości wykrycia znajdujących się w nim samolotów. Obszar maskowania charakteryzują jego wymiary, w granicach których informacja zostaje zniekształcona w wyniku stosowania zakłóceń biernych. Efektywna szerokość maskowanego obszaru  $L_e$  określona jest nie tylko szerokością pasa odbijaczy dipolowych  $l_{pe}$ , ale także zdolnością rozróżniania zakłóconej RLS w odległości i we współrzędnych katowych. Zależy ona również od wzajemnego rozmieszczenia pasa dipoli względem zakłóconej RLS.

Jeśli pas zakłóceń wytworzony przez zrzucane odbijacze dipolowe znajduje się wewnątrz głównego listka charakterystyki kierunkowej RLS, to efektywna szerokość obszaru maskowanego może być określana wzorem:

$$L_e = D \theta_\beta + l_{pe} \quad /1.27/$$

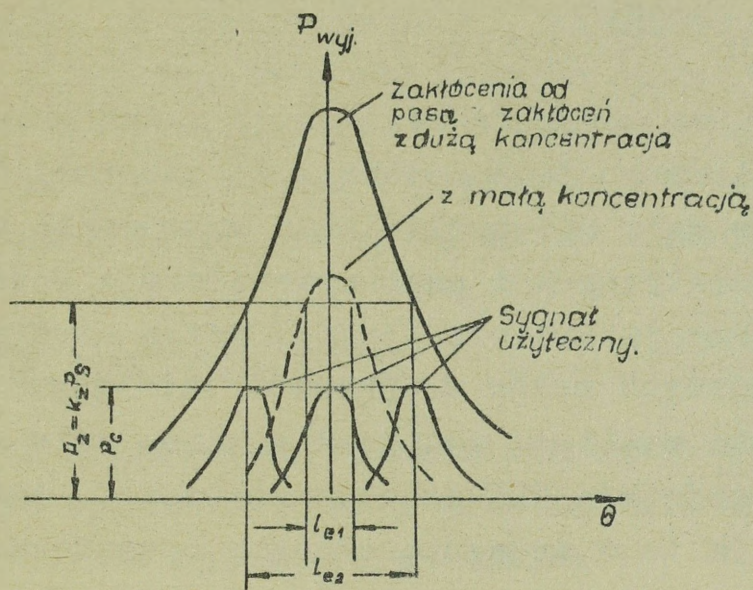
gdzie:  $D \cdot \theta_\beta$  - liniowa zdolność rozróżniania zakłóconej RLS w kącie położenia;

$l_{pe}$  - efektywna szerokość pasa zakłóceń utworzonego przez odbijacze dipolowe.

Na przykład jeśli szerokość charakterystyki  $\theta_\beta = 2^\circ$  na odległości  $D = 100$  km, pas zakłóceń wytworzony przez odbijacze dipolowe o  $l_{pe} = 300$  m. wytwarza obszar maskujący o szerokości  $L_e = 3,8$  km.

Wyprowadzając wzór /1.27/ założono, że wszystkie dipole wpadają w objętość impulsową RLS, które znajdują się w poprzecznym przekroju pasa zakłóceń, a maksimum wiązki promieniowania anteny skierowane jest na umowną granicę pasa zakłóceń. Wpływa stąd wniosek, że szerokość maskowanego obszaru  $L_e$  może zmniejszać się ze zwiększeniem efektywnej szerokości pasa zakłóceń. Jeśli gęstość dipoli w pasie zakłóceń jest dostatecznie wielka to  $L_e$  będzie porównywalne z  $l_{pe}$ .

Jak widać z przeprowadzonych rozważań szerokość obszaru maskowanego nie pokrywa się z efektywnym pasem zakłóceń odbijaczy dipolowych. Zwiększa się ona ze wzrostem odległości  $D$ .



Rys. 1.9. Zmiana mocy zakłócającego i użytecznego sygnału przy różnych kątowych położeniach anteny odnośnie obłoku zakłóceń i maskowanych nim celów

Wzór 1.27 nie uwzględnia zmian stosunku sygnał zakłóceń-sygnał użyteczny na wejściu zakłócanej RLS w zależności od kształtu charakterystyki kierunkowej. Dlatego też wzór należy traktować jako przybliżony.

Na rys. 1.9 pokazano zmianę mocy sygnału zakłócającego i użytecznego przy różnych kątowych położeniach anteny odnośnie obłoku zakłóceń i maskowanych nim celów. Efektywna szerokość obszaru maskowanego określana jest poziomem mocy sygnału zakłócającego. Stosunek mocy sygnału zakłócającego do mocy sygnału użytecznego odbieranego przez maksimum charakterystyki kierunkowej anteny równy jest współczynnikowi tłumienia  $/k_2/$ .

## 2. Pozorne cele i pułapki radiolokacyjne

### 2.1. Ogólne zasady

Jednym ze sposobów realizacji zadań przeciwdziałania radioelektronicznego jest wytwarzanie pozornej informacji radiolokacyjnej w celu uniemożliwienia wykrywania naprowadzania obiektów powietrznych i samonaprowadzanie rakiet. Uzyskanie pozornej informacji radiolokacyjnej można otrzymać przez wystrzeliwanie pozornych celów z aparatów latających lub z ziemi.

Jest to możliwe, ponieważ pozorne cele wytwarzają na ekranach wskaźników RLS podobne znaczniki, jak od realnych celów. Utrudnia to w znacznym stopniu operatorowi jak i maszynie elektronicznej rozpoznanie realnych celów. W szczególnych przypadkach wyselekcjonowanie w ograniczonym czasie realnych celi na tle pozornych celów jest niemożliwe i zmusza do działania przeciwnika na wszystkie cele.

Duża ilość pozornych celów równocześnie z prowadzoną dezinformacją operatorów RLS przeciąża system opracowania informacji. W rezultacie prowadzi to do zmniejszenia się liczby możliwych ataków samolotów przechwytyjących lub wystrzelenia rakiet przeciwlotniczych na atakujące samoloty przeciwnika.

Pozorne cele mogą stanowić rakiety wyposażone w silniki, które pozwalają na wykonanie lotu w czasie do kilku minut.

Rakieta pozorująca cel winna wytwarzać taki sam w natężeniu i w widmie sygnał, co i osłaniany realny obiekt powietrzny. W związku z tym posiada sztucznie zwiększoną skuteczną powierzchnię odbicia i może być wyposażona w aktywne i bierne środki zakłóceń.

Przykładem pozornego celu może być rakietka GAM-72 znajdująca się w uzbrojeniu bombowców strategicznych B-52, B-47. Rakietka wyposażona jest w silnik o ciągu 1100 kg. Waga rakietki wynosi 500 kg, długość 4 m, rozpiętość skrzydeł 1,6 m. Może ona wykonywać lot na odległość 360 km na wysokościach do 15000 m. Na rakięcie zamontowana jest aparatura do zakłóceń urządzeń radiolokacyjnych, radiowych i podczerwieni. Samolot B-52 może zabierać z sobą kilka tego typu rakiet. W zależności od przeznaczenia pozornego celu sterowanie nim może odbywać się drogą

radiową, lub autonomicznie według wcześniej ustalonego programu.

W odróżnieniu od pozornych celów, pułapki radiolokacyjne przeznaczone są dla zerwania pracy układów automatycznego przycelowywania RLS lub głowicy samonaprowadzającej. W konsekwencji prowadzi to do tego, że RLS nakierowuje się automatycznie na śledzenie pułapki radiolokacyjnej zamiast rzeczywistego celu.

## 2.2. Zastosowanie pozornych celów

Zasadniczym zadaniem stosowania pozornych celów jest:

- dezorientowanie operatorów RLS i przeciążenie urządzeń przetwarzających systemów opracowania informacji;
- zwiększanie czasu na wyselekcjonowanie celu rzeczywistego;
- skierowanie aktywnych środków rażenia OP /myśliwców, rakiet/ na cele pozorne, a tym samym rozpraszanie wysiłku.

Skuteczność użytych pozornych celów zależy od stosunku ogólnej ilości obiektów powietrznych /rzeczywistych i pozornych/ i środków rażenia /myśliwców, rakiet/, a także taktyki przyjętej przez obie strony walczące.

Skuteczność oddziaływania celów pozornych może być określana prawdopodobieństwem rażenia osłanianych obiektów powietrznych /samolotów/.

W przypadku masowego użycia celów pozornych prawdopodobieństwo rażenia samolotu osłanianego przez grupę celów pozornych można określić wzorem:

$$P_m(n) = \frac{m}{n} P \quad /2.1/$$

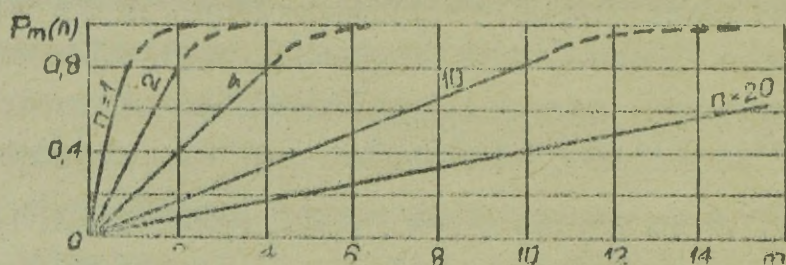
- gdzie:  $n$  - ogólna ilość obiektów powietrznych /pozornych i rzeczywistych/ w grupie;
- $m$  - ilość wystrzelonych rakiet;
- $P$  - prawdopodobieństwo rażenia osłanianego obiektu /celu/ jedną wystrzeloną rakieta.

Wzór /2.1/ jest słuszny dla warunku:

- $m \leq n$ ;
- wybór celu /pozorny lub rzeczywisty/ przez system roz-

działu celów określa się z tym samym prawdopodobieństwem;

- na każdy cel przeznaczona się jedną raketę /jeden atak myśliwca/ niezależnie od tego czy cel jest pozorny czy rzeczywisty.



Rys.2.1. Zależność prawdopodobieństwa rażenia jednego celu rzeczywistego  $P_m(n)$  osłanianego  $n - 1$  celami pozornymi, przy  $m$  wystrzelonych rakietach.

Zależność prawdopodobieństwa rażenia jednego celu rzeczywistego  $P_m/n/$  osłanianego  $n-1$  celami pozornymi dla  $m$  wystrzelonych rakiet obrazuje rys. 2.1. Krzywe zostały wykreślone dla prawdopodobieństwa rażenia celu jedną raketą przyjmując  $P = 0,8$ .

Jak widać z wykresu dla przyjętych warunków stosując pozorne cele znacznie obniża się prawdopodobieństwo rażenia samolotów osłanianych. W przypadku osłaniania samolotu jednym celem pozornym  $/n = 2/$  prawdopodobieństwo jego rażenia jedną raketą  $/m = 1/$  zmniejsza się dwukrotnie  $[P_m/n/ = 0,4]$  w porównaniu z prawdopodobieństwem rażenia nieosłanianego samolotu  $/n = 1/$ . Obniżenie skuteczności działania środków rażenia OP praktycznie do zera  $[P_m/n/ \approx 0,05 + 0,1]$  można osiągnąć przez użycie większej ilości celów pozornych  $/10 + 20/$ . Jest to jedną z poważniejszych wad rozpatrywanego sposobu stosowania celów pozornych.

Upodobnienie sygnału pochodzącego od celu pozornego do sygnału użytecznego można uzyskać stosując wzmacniacze retranslatory lub urządzenia wtórne promieniowania energii elektromagnetycznej.

Aktywne wzmacniacze retranslatory mogą być skuteczne w metrowych i decymetrowych zakresach fal i na dużych odległościach od zakłócanej RLS. Wynika to z zależności energetycznych. Na małych odległościach moc sygnału wytwarzanego przez retranslator na wejściu urządzenia zakłócanego będzie mniejsza od mocy sygnału użytecznego /odbitego od osłanianego samolotu/. W związku z tym operator może wyodrębnić spośród celów pozornych cel rzeczywisty.

Bierne urządzenia promieniowania wtórnego /różnego rodzaju odbijacze/ zapewniają otrzymanie dostatecznie dużej skutecznej powierzchni odbicia porównywalnej ze skuteczną powierzchnią odbicia osłanianego samolotu w zakresie fal centymetrowych.

W niektórych przypadkach na raketach pułapkach mogą być montowane nadajniki zakłóceń czynnych oraz urządzenia do zrzucania odbijaczy dipolowych.

### 2.3. Stosowanie pułapek radiolokacyjnych w celu uniemożliwienia naprowadzania i samonaprowadzania

Stosowanie pułapek radiolokacyjnych ma na celu nakierowanie układów naprowadzania i samonaprowadzania urządzeń radiolokacyjnych na cel pozorny. Czas nakierowywania powinien być współmierny ze średnim czasem naprowadzania, względnie samonaprowadzania środków rażenia OP. Wystrzelenie /zrzut/ pułapki w tym przypadku należy dokonywać po nakierowaniu układów naprowadzania na realny cel.

Właściwe użycie pułapki prowadzi do zerwania ataku przeciwlotniczej rakiety kierowanej /myśliwca/, lub powoduje odchylenie jej toru lotu na odległość bezpieczną względem osłanianego samolotu. W związku z tym pułapki powinny charakteryzować się takimi parametrami /charakterystyki energetyczne, prędkości i przyspieszenia/, które zapewnią przejście układów naprowadzania na ich śledzenie. Możliwe to będzie wówczas, gdy sygnał zakłóceń wytwarzany przez pułapkę na wejściu zakłócanego układu automatycznego śledzenia będzie przewyższać sygnał użyteczny /od osłanianego samolotu/.

Rozpatrywane niżej pułapki dotyczą zakłócania prostszych układów samonaprowadzania, w których następuje zmiana parametrów regulacyjnych toru lotu przez zmianę napięcia błędu na wejściu urządzenia zakłócanego. W przypadku bardziej doskonałego układu sterującego, który posiada możliwość samonastajania się na optymalny rodzaj pracy na podstawie informacji przycho- dzącej z wykorzystaniem urządzeń poszukujących i analizujących, pułapki mogą spowodować zerwanie pracy układów naprowadzania lub samonaprowadzania z prawdopodobieństwem nie większym niż 0,5.

Według sposobu wykorzystania pułapki radiolokacyjne można podzielić na: kierowane, holowane i zrzucone.

#### 2.4. Pułapki kierowane

Pułapki kierowane, podobnie jak cele pozorne stanowią rakiety wyposażone w czynne i bierne urządzenia wtórne promieniowania elektromagnetycznego. Wyposażane są w silniki zapewniające im lot od kilku sekund do kilku minut. Kierowanie lotem może odbywać się drogą radiową lub według wcześniej założonego programu.

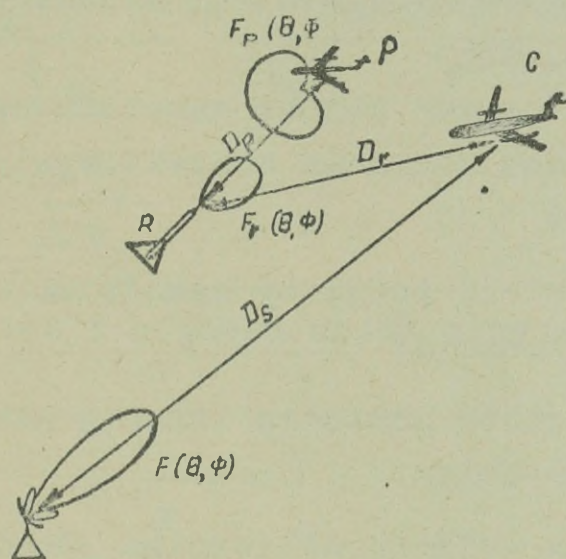
Rakiety pułapki mogą zerwać naprowadzanie /samonaprowa- dzanie/ na skutek nakierowania na siebie atakującego samolotu lub rakiety przeciwlotniczej.

Kierunek wystrzelenia rakiety-pułapki określa się kie- runkiem ataku i stosunkiem wektorów prędkości celu, pułapki i atakującej rakiety /samolotu/. W celu skutecznego wykorzysta- nia działania rakiety-pułapki osłaniany samolot równocześnie ze startem pułapki powinien dokonać manewru w prędkości i kie- runku.

Prędkość początkowa rakiety-pułapki uwarunkowana jest właściwościami systemów śledzących /w kącie położenia, prędko- ści i odległości/ i układów naprowadzania /samonaprowadzania/. W pierwszym momencie po wystrzeleniu pułapki prędkość jej od- dalania od samolotu-nosiciela powinna spowodować takie oddzia- ływanie sygnału na system śledzący, aby skierować go na pułap- kę. Orientacyjnie początkowa prędkość pułapki powinna być do- bierana z warunku nierozróżniania w pierwszym momencie samolo-

tu osłanianego od pułapki w kącie położenia, odległości i prędkości. Niekiedy samolot osłaniany i pułapkę można rozróżnić na podstawie przyspieszeń, co należy uwzględnić podczas organizacji przeciwdziałania radioelektronicznego.

Wyprowadzimy równanie przeciwradiolokacji w przypadku stosowania ракет-пуłapek w celu zakłócenia układów samonaprowadzania przeciwlotniczych ракет kierowanych wykorzystujących metodę półaktywnego samonaprowadzania /rys. 2.1/.



Rys.2.2. Wariant stosowania ракет-пуłapek dla zakłócenia układów samonaprowadzania przeciwlotniczych ракет kierowanych

Zakładamy, że naziemna RLS opromieniauje cel /C/, a sygnały odbite od celu są odbierane przez głowicę samonaprowadzającej rakiety /R/. Dla zerwania samonaprowadzenia rakiety samolot cel wystrzeliwuje raketę-пуłapkę z aktywnym retranslatorem sygnałów RLS opromieniowania.

Moc sygnału użytecznego /sygnału RLS opromieniowania/ na wejściu odbiornika głowicy rakiety samonaprowadzającej wynosi:

$$P_{s_{we}} = \frac{P_s \cdot G_s \cdot F^2 / \theta_s \cdot \phi_s / \sigma_c}{4 \pi D_s^2 \cdot 4 \pi \cdot D_r^2} \cdot A_r \cdot F_r^2 / \theta'_s \cdot \phi'_s / \quad /2.2/$$

- gdzie:  $P_s G_s$  - energetyczny potencjał RLS opromieniowania
- $F/\theta, \phi/$  - znormalizowana charakterystyka kierunkowa anteny RLS opromieniowania;
- $F_r/\theta, \phi/$  - znormalizowana charakterystyka kierunkowa anteny odbiorczej głowicy samonaprowadzającej rakiety;
- $A_r$  - aparatura anteny głowicy samonaprowadzającej;
- $\theta_s, \phi_s$  - współrzędne kątowe samolotu-celu odczytywane względem maksimum charakterystyki kierunkowej  $F/\theta, \phi/$ ;
- $\theta'_s, \phi'_s$  - współrzędne kątowe samolotu-celu odczytywane względem maksimum charakterystyki kierunkowej  $F_r/\theta, \phi/$ ;
- $D_s$  - odległość pomiędzy samolotem-celem a RLS opromieniowania;
- $D_r$  - odległość pomiędzy rakietą atakującą, a samolotem-celem.

Moc zakłóceń na wejściu odbiornika głowicy samonaprowadzającej określamy wzorem:

$$P_{z_{we}} = \frac{P_z \cdot G_z}{4\pi D_p^2} A_r F_p / \theta_r, \phi_r / F_r^2 / \theta_p, \phi_p / \gamma_p \frac{\Delta f_p}{F_z} \quad /2.3/$$

- gdzie:  $P_z G_z$  - potencjał energetyczny retranslatora /stacji zakłóceń/ zamontowanego na pokładzie rakiety-pułapki;
- $F_p/\theta, \phi/$  - znormalizowana charakterystyka kierunkowa anteny nadawczej retranslatora;
- $\theta_r, \phi_r$  - współrzędne kątowe rakiety odczytywane względem maksimum charakterystyki kierunkowej  $F_p/\theta, \phi/$ ;
- $D_p$  - odległość pomiędzy pułapką i atakującą rakieta;
- $\gamma_p$  - współczynnik uwzględniający różnicę popularyzacji anten retranslatora i głowicy samonaprowadzającej rakiety;

- $\Delta f_p$  - pasmo przepuszczania odbiornika głowicy samonaprowadzającej;
- $\Delta F_z$  - szerokość widma sygnału zakłócającego;
- $\theta_p, \phi_p$  - współrzędne katowe pułapki odczytywane względem maksimum charakterystyki kierunkowej  $F_r(\theta, \phi)$

Uwzględniając wyrażenie /2.2/ i /2.3/ otrzymamy poszukiwane równanie przeciwradiolokacji.

$$K = \frac{P_z}{P_s} / \text{wej} = \frac{P_z G_z}{P_s G_s} \frac{4 \pi}{c} \frac{D_s^2 D_r^2}{D_p^2} \frac{F_p / \theta_r, \phi_r /}{F^2 / \theta_s, \phi_s /} \frac{F_r^2 / \theta_p, \phi_p /}{F_r^2 / \theta'_s, \phi'_s /} \cdot \sigma_p \frac{\Delta f_p}{\Delta F_z} \quad /2.4/$$

Przy retranslacji sygnału można przyjąć

$$\frac{\Delta f_p}{\Delta F_z} = 1$$

Z równania /2.4/ możemy określić wymaganą moc wyjściową  $P_z$  urządzenia zakłóceń pułapki, które oddziałuje na listek główny charakterystyki kierunkowej głowicy samonaprowadzającej rakiety. W tym celu należy zastąpić współczynnik  $K$  współczynnikiem tłumienia  $K_z$ ,

$$\text{przyjmując: } F_p / \theta_r, \phi_r / = F_r / \theta_p, \phi_p / = F / \theta_s, \phi_s / = F_r / \theta'_s, \phi'_s / = 1$$

$$D_p = D_r$$

Wymagana moc zakłóceń  $P_z$  urządzenia promieniowania wtórnego w celu skierowania atakującej rakiety na pułapkę określa wzór

$$P_z = \frac{P_s \cdot G_s}{4 \pi D_s^2} \cdot \frac{c}{G_z} \cdot K_z \quad /2.5/$$

W związku z tym, że przeznaczeniem rakiety-pułapki jest nakierowanie na siebie anteny głowicy samonaprowadzania, odbity sygnał imitujący pozorny cel, powinien pod względem mocy przewyższać realny odbity sygnał kilka razy. Należy zaznaczyć, iż stawiane wymagania energetyczne retranslatorom umieszczonym na pułapkach są o wiele ostrzejsze jeśli mają one przeciwdziałać przeciwko RLS myśliwca, niż w rozpatrywanym przykładzie gdy przeciwdziałają na samonaprowadzającą się głowicę rakiety przeciwlotniczej. Związane jest to z uzyskaniem niezbędnego przewyższenia sygnału zakłócającego w stosunku do sygnału użytecznego ze względu na małą odległość między pułapką i atakującym myśliwcem. Przewyższenie sygnału zakłócającego nad sygnałem użytecznym wymagane jest o wiele większe, gdy RLS myśliwca pracuje w systemie impulsowym, a moc w impulsie jest duża.

## 2.5. Pułapki holowane

Pułapki holowane stosuje się w celu zerwania ataku rakiet lub samolotów myśliwskich na ostatnim etapie aprowadzania /samonaprowadzania/. Tego rodzaju pułapki holowane są przez samoloty bombowe na cienkiej linie, której długość może wynosić kilka kilometrów. Pułapki umieszczone są w specjalnych komorach i w momencie pokonywania najbardziej niebezpiecznych stref OP wystrzeliwuje się je za pomocą specjalnego urządzenia.

Pierwsze doświadczenia odnośnie stosowania pułapek holowanych dotyczą drugiej wojny światowej. Dla zmniejszenia efektywności OP Niemiec lotnictwo amerykańskie i angielskie stosowało jako pozorne cele holowane metalizowane siatki. Siatki te dawały sygnały odbite o dużej mocy powodując tym samym skierowanie na siebie RLS naprowadzania dział artylerii przeciwlotniczej.

Obecnie pułapki holowane wyposażone są zazwyczaj w retranslatory i urządzenia biernego promieniowania wtórnego celem zwiększenia ich skutecznej powierzchni odbicia, co upodabnia ich pod względem zobrazowania radiolokacyjnego do samolotu nosiciela. W niektórych wypadkach może być również montowana na pułapkach holowanych aparatura zakłóceń czynnych.

Pułapki holowane mogą być wykorzystane dla przeciwdziałania radioelektronicznego przeciwko układom naprowadzania i samonaprowadzania. Efektywność ich jest tym większa, jeśli w początkowym okresie naprowadzania rakiety /lub myśliwca/ samolot osłaniany i pułapka będą zobrazowane na wskaźniku RLS jako jeden cel, to jest nie będą rozróżniane w kącie położenia, odległości i częstotliwości dopplerowskiej. Stosowanie pułapek holowanych posiada szereg specyficznych właściwości.

Oddalenie pułapki holowanej od samolotu osłanianego uzależnione jest głównie od zdolności rozróżniania zakłócanego układu w odległości i kącie położenia.

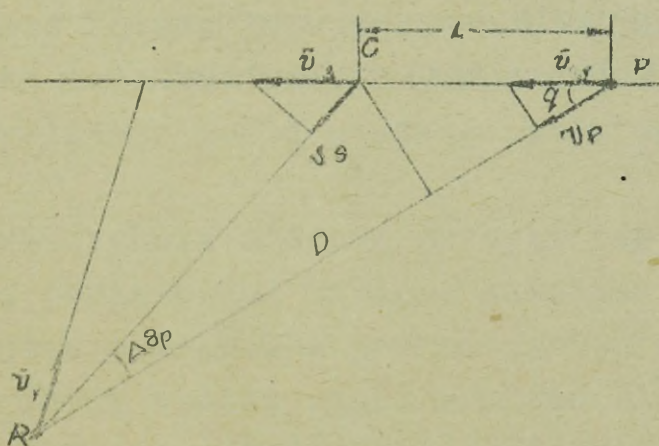
Warunek nierozróżnienia samolotu od pułapki w kącie położenia i odległości może być wyrażony wzorem

$$L \leq \frac{\Delta \theta_r \cdot D}{\sin q} \quad /2.6/$$

gdzie:  $\theta_r$  - zdolność rozróżniania zakłócanej RLS w kącie położenia;

$D$  - odległość pułapki do zakłócanej RLS;

$q$  - sylwetka pod jaką obserwuje RLS pułapkę.



Rys.2.3. Schemat naprowadzania rakiety /R/ na cel /C/ holujący pułapkę /P/

Warunek nierozróżnienia samolotu od pułapki ze względu na częstotliwość dopplerowską określany jest współczynnikiem przenoszenia dyskryminatora urządzenia odbiorczego  $\Delta F$  i różnicą częstotliwości dopplerowskich pułapki i samolotu  $\Delta f$ :

$$\Delta f \leq \Delta F$$

gdzie:  $\Delta f = \frac{2}{\lambda} \cdot |v_{sp} - v_p| = \frac{2 \cdot \Delta v}{\lambda}$  /2.7/

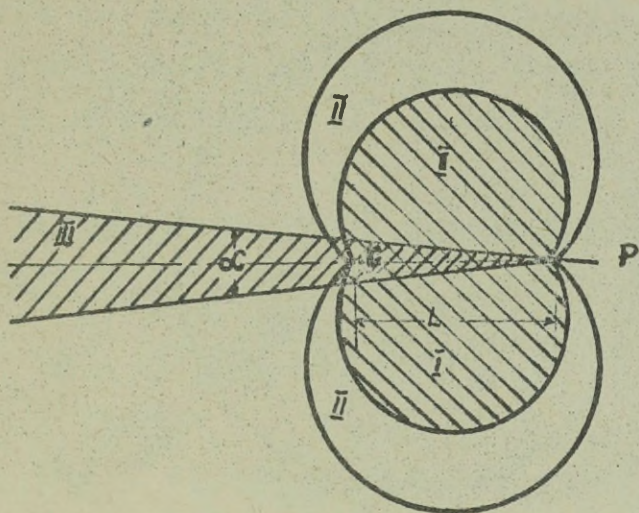
$v_{sp}$ ,  $v_p$  - odpowiednie prędkości radialne zbliżenia rakiety atakującej względem samolotu osłanianego i pułapki /rys. 2.3/.

Warunki /2.6/ i /2.7/ określają maksymalną odległość dopuszczalną pułapki od samolotu osłanianego.

Na rys. 2.4 pokazane są strefy rozróżniania pułapki holowanej i samolotu ze względu na kąt /strefa I/, ze względu na prędkości radialne /częstotliwości dopplerowskie/ strefa II/, Strefa III obrazuje obszar, w którym pułapka jest zasłonięta przez samolot. Samolot zasłania pułapkę, jeśli rakietka atakująca znajduje się wewnątrz stożka, którego kąt szerokościowy wynosi:

$$\alpha = \arcsin \frac{k' \cdot R}{L}$$
 /2.8/

gdzie:  $R$  - promień rażenia rakiety;  
 $k'$  - współczynnik bezpieczeństwa;  
 $L$  - odległość pułapki od samolotu.



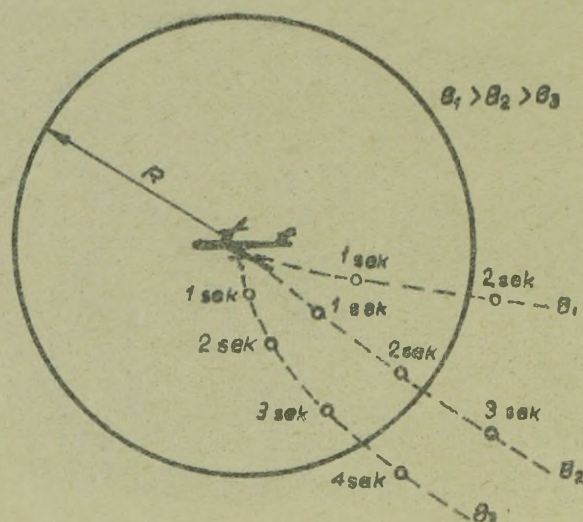
Rys.2.4. Strefy rozróżnienia pułapki holowanej i samolotu ze względu na kąt /strefa I/, ze względu na prędkości radialne /strefa II/ oraz wzajemne położenie, w którym pułapka zasłonięta jest przez samolot /strefa III/. Wielkość strefy III posiada istotne znaczenie podczas ataków z przedniej półstrefy.

## 2.6. Pułapki zrzucane

Pułapki zrzucane służą dla osłony samolotów przed atakującymi raketami lub myślicami.

Pułapki te nie posiadają silników i przedstawiają sobą bierne lub czynne urządzenia wtórnego promieniowania charakteryzujące się dużą skuteczną powierzchnią odbijającą znacznie większą od samolotu osłanianego. Tego rodzaju pułapkę może stanowić odbijacz kątowy lub paczka z odbijaczami dipolowymi. Pułapka zrzucana może być przechwycona przez system śledzący rakiety /RLS myśliwca/ jeśli zostaną spełnione następujące warunki:

- skuteczna powierzchnia odbicia pułapki jest znacznie większa od skutecznej powierzchni odbicia samolotu osłanianego;
- czas oddziaływania sygnałów podchodzących od pułapki jest większy lub równy stałej czasu systemu śledzącego w kącie, odległości i prędkości radialnej zbliżenia.



Rys.2.5. Tor opadania pułapki zrzuconej

Drugi warunek stawia ostre wymaganie dotyczące konstrukcji pułapki zrzuconej.

Czas oddziaływania sygnałów podchodzących od pułapki na system samonaprowadzania RLS pracujących w systemie impulsowym określa się czasem przebywania pułapki w objętości impulsowej, a dla RLS pracujących w systemie ciągłego promieniowania określa się czasem przebywania składowej promieniowej prędkości pułapki w granicach pasma przepuszczania systemu śledzącego, jak również czasem przebywania pułapki w granicach charakterystyki kierunkowej anteny zakłócanej RLS.

Określimy warunki przechwycenia pułapki przez RLS pracującej w systemie impulsowym przeznaczoną do automatycznego prowadzenia celu.

Dla określenia czasu przebywania pułapki i samolotu osłanianego /celu/ w jednej i tej samej objętości impulsowej należy przeprowadzić obliczenie toru lotu pułapki zrzuconej z samolotu podczas swobodnego spadku. Tor swobodnego spadku określa się charakterystycznym czasem  $\theta$ , wysokością i prędkością lotu samolotu, z którego dokonuje się zrzutu pułapki. /Czasem charakterystycznym spadania, nazywamy czas spadania ciała z wysokości 2000 m w warunkach atmosfery znormalizowanej/.

Na rys. 2.5 pokazane są przykładowo tory spadku pułapki w ruchomym układzie współrzędnych związanych z samolotem dla różnych wartości czasu charakterystycznego spadania  $\theta_1 > \theta_2 > \theta_3$ .

Jak widać z rysunku charakterystyczny czas opadania ma zasadniczy wpływ na czas przebywania samolotu i pułapki w jednej objętości impulsowej. Dla  $\theta = \theta_2$  czas przebywania pułapki w objętości kuli o promieniu  $R = \text{const}$  jest większy niż przy  $\theta = \theta_1$ .

Czas charakterystyczny spadania pułapki określa się na podstawie wzoru:

$$\theta = 20,2 + \frac{id^2}{G} Cx 10^3 \quad /2.9/$$

gdzie:  $\frac{id^2}{G} Cx 10^3$  - współczynnik balistyczny;

$i$  - współczynnik określający kształt pułapki;

$G$  - ciężar pułapki;

$Cx$  - współczynnik aerodynamiczny.

Z wzoru /2.9/ i rys. 2.5 wynika, że dla zwiększenia czasu przebywania pułapki w objętości impulsowej należy unikać zmniejszenia jej czasu charakterystycznego spadania  $\theta$ .

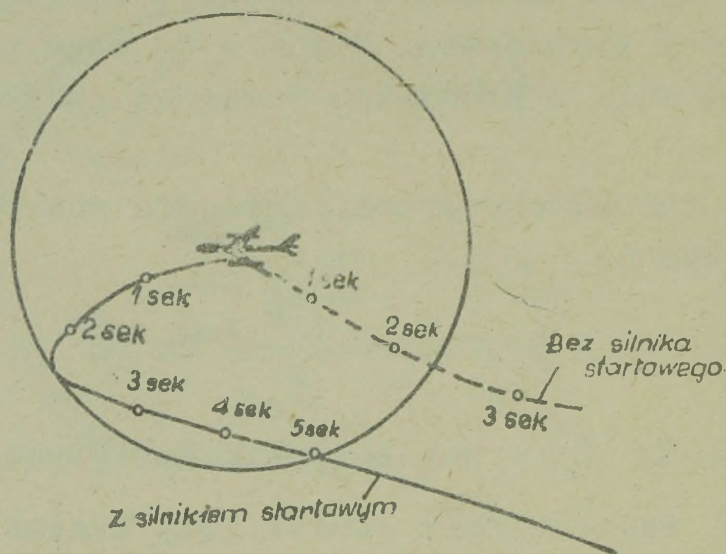
W związku z tym, że wymiary pułapki określane są rozmiarami zamontowanych na niej urządzeń promieniowania wtórnego, zmniejszenie czasu charakterystycznego  $\theta$  osiąga się przez zwiększenie ciężaru pułapki. Przykładowo określimy ciężar pułapki przedstawiającej sobą soczewkę Luneberga o średnicy 0,5 m /  $\sigma = 190 \text{ m}^2$ ,  $\lambda = 5 \text{ cm}$ /. Przyjmując  $i = 8$ ,  $Cx = 0,2$ , wówczas wymagany ciężar pułapek zrzucanych wynosi około:

$$G = 500 \text{ kg, jeśli } \theta = 21 \text{ sek}$$

$$G = 70 \text{ kg, jeśli } \theta = 26 \text{ sek}$$

Przytoczony przykład wskazuje, że pułapki zrzucane winny mieć duży ciężar.

Celem zwiększenia czasu przebywania pułapki zrzuconej /o małym ciężarze/ w dostatecznie małej odległości od celu, należy nadać jej prędkość początkową w kierunku samolotu osłanianego, tzn. wyposażyć pułapkę w silnik startowy.



Rys.2.6. Tor lotu pułapki z silnikiem i bez silnika

Na rys. 2.6 pokazany jest tor lotu pułapki wyposażonej w silnik startowy. Linia kreskowaną wykreślony jest tor lotu pułapki bez silnika startowego.

Do tej pory uważaliśmy, że nie ma żadnych różnic w sposobach zakłócania za pomocą pułapek układów samonaprowadzania i naprowadzania. Jednakże zakłócanie układów naprowadzania RLS impulsowych przy pomocy pułapek ma szereg właściwości.

Właściwości te dotyczą głównie maksymalnej prędkości odierwania się pułapki od samolotu osłanianego, którą określa się dyskretnością przychodzącej informacji o współrzędnych celu.

W impulsowych RLS naprowadzania dane o współrzędnych celu przychodzą z pewnymi przerwami, których wielkość zależy od prędkości obrotów anteny. Okres otrzymywania kolejnych informacji we współczesnych systemach wynosi rzędu kilku sekund.

Wypuszczając pułapkę w czasie gdy samolot osłaniany opromieniowywany jest przez RLS, należy spełnić warunki dotyczące początkowej i średniej prędkości pułapki w okresie jej obserwacji. Wypuszczona pułapka za jeden cykl obserwacji nie może wyjść za granicę obszaru, wokół samolotu osłanianego. Zasadniczego znaczenia nie odgrywa tutaj prędkość początkowa. Ważne jest natomiast, aby prędkość średnia za okres obserwacji zakłócanej RLS była mniejsza od pewnej wartości.

### 3. Metody zwiększenia skutecznej powierzchni odbicia celów po- zornych

Skuteczną powierzchnię odbicia celów pozornych można zwiększyć dwoma metodami stosując:

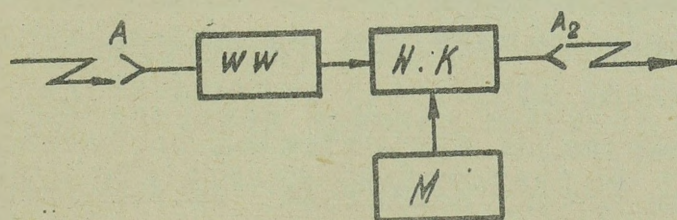
- wzmacniacze retranslatory odbieranych sygnałów;
- urządzenia bierne wtórnego promieniowania.

#### 3.1. Wzmacniacze retranslatory

Rozwiązania techniczne wzmacniaczy-retranslatorów nie nasuwają większych trudności.

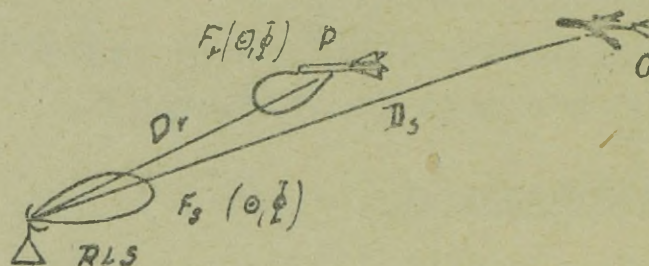
Na rys. 3.1. przedstawiany jest schemat blokowy prostego retranslatora. Sygnały zakłócanej RLS odbierane są przez antenę odbiorczą  $A_1$ , wzmocnione w wzmacniaczu wstępnym podawane są na wejście wzmacniacza końcowego mocy.

W wzmacniaczu mocy sygnały modulowane są w amplitudzie napięciem szumów otrzymywanym z modulatorów. Modulowanie sygnału jest konieczne celem imitacji fluktuacji skutecznej powierzchni odbicia celu realnego. Po odpowiednim wzmocnieniu we wzmacniaczu końcowym sygnał zostaje wypromieniowany przez antenę  $A_2$ . Zazwyczaj jako wzmacniacze stosuje się lampy z falą bieżącą, posiadające szerokie pasmo przepuszczania i duży współczynnik wzmocnienia.



Rys.3.1. Schemat blokowy wzmacniacza retranslatora

Określmy współczynnik wzmocnienia retranslatora, który zapewnia wymaganą wartość mocy sygnału zakłócanego na wejściu danej RLS /rys. 3.2/.



Rys.3.2. Przykład zastosowania urządzenia odzewowego na pułapce

Moc sygnału zakłócanej RLS na wejściu anteny odbiorczej retranslatora wynosi

$$P_{wej,r} = \frac{P_s G_s}{4\pi D_r^2} F^2(\theta_r, \phi_r) F_r^2(\theta_s, \phi_s) A_{r1} \quad /3.1/$$

gdzie:  $P_s G_s$  - potencjał energetyczny zakłócanej RLS;

$F_s/\theta, \phi$  / - funkcja opisująca charakteryst. z promieniozakłócanej RLS w przestrzeni;

$F_r/\theta, \phi$  / - funkcja opisująca charakterystykę kierunkową anteny odbiorczej retranslatora w przestrzeni;

$\theta_r, \phi_r$  - współrzędne kątowe retranslatora /pułapki/ odczytywane względem maksimum charakterystyki kierunkowej anteny zakłócanej RLS;

$\theta_s, \phi_s$  - współrzędne kątowe zakłócanej RLS odczytywane względem maksimum charakterystyki kierunkowej anteny odbiorczej retranslatora;

$A_{r1}$  - maksymalna ekwiwalentna powierzchnia tłumienia anteny odbiorczej retranslatora;

$D_r$  - odległość pomiędzy retranslatorem /pułapką/ a zakłócaną RLS.

Moc promieniowana przez antenę retranslatora w kierunku określonych kątami  $\theta, \phi$  jest równa.

$$P_{wyj,r} = P_{wej} \cdot K_r G_2 F_2^2(\theta, \phi) \quad /3.2/$$

- gdzie -  $K_r$  - współczynnik wzmocnienia wzmacniacza retranslatora /mocowy współczynnik/;
- $G_2$  - maksymalny współczynnik działania kierunkowego anteny nadawczej retranslatora;
  - $F_2 - /\theta, \phi/$  - funkcje opisujące charakterystykę kierunkową anteny nadawczej retranslatora w przestrzeni.

Dla uproszczenia przyjęto:

$$F_{r1} /\theta, \phi/ = F_{r2} /\theta, \phi/; G_2 = G_0$$

gdzie:  $G_0$  - maksymalny współczynnik zysku kierunkowego anteny odbiorczej retranslatora.

Moce sygnału zakłócającego i użytecznego na wejściu odbiornika zakłócanego RLS wynoszą odpowiednio.

$$P_{z\text{wej}} = \frac{P_s G_s A_{r1} A_{r2}}{4\pi D_r^2 4\pi D_r^2} G_0 F_s^2(\theta_r, \phi_r) F_r^4(\theta, \phi) K_r \quad /3.3/$$

$$P_{s\text{wej}} = \frac{P_s G_s}{4\pi D_s^2} \frac{\sigma_c}{4\pi D_s^2} A_{r2} F_s^4(\theta'_s, \phi'_s) \quad /3.4/$$

gdzie:  $\sigma_c$  - skuteczna powierzchnia odbicia samolotu osłanianego;

$D_s \theta'_s \phi'_s$  - współrzędne biegunowe samolotu osłanianego "C" /kąty  $\theta'_s \phi'_s$  odczytuje się od maksimum charakterystyki kierunkowej zakłócanego RLS/;

$A_{r2}$  - maksymalna ekwiwalentna powierzchnia czynna anteny zakłócanego RLS.

Uwzględniając stosunek sygnału zakłóceń do sygnału użytecznego na wejściu odbiornika zakłócanego na podstawie wzorów /3.3/ i /3.4/ otrzymamy

$$K = \left( \frac{P_z}{P_s} \right)_{\text{wej}} = \frac{A_{r1} G_0 F_s^2(\theta_r, \phi_r) F_r^4(\theta_r, \phi_r) D_s^4 K_r}{\sigma_c F_s^4(\theta'_s, \phi'_s) D_r^4} \quad /3.5/$$

Na podstawie wzoru /3.5/ możemy otrzymać wyraźne określenie wymagany współczynnik wzmocnienia retranslatora.

$$K_r = \frac{K_z F_s^4 (\theta_s, \phi_s) D_r^4}{A_{r2} G_0 F_s^2 (\theta_r, \phi_r) F_r^4 (\theta_p, \phi_p) D_s^4} \quad /3.6/$$

W szczególnym przypadku, gdy odległość między pułapką i samolotem osłanianym jest mała w porównaniu z odległością między samolotem i zakłócaną RLS /Dp Ds/ wyrażenie /3.7/ upraszcza się i wynosi:

$$K_r = \frac{K_z G_c}{G_0 A_{r1}} = \frac{K_z G_c}{G_0^2} \frac{4\pi}{\lambda^2} \quad /3.8/$$

gdzie:  $G_0$  - współczynnik zysku kierunkowego anteny odbiorczej retranslatora;

$K_z$  - współczynnik tłumienia.

### 3.2. Urządzenia bierne wtórnego promieniowania

Zwiększenie skutecznej powierzchni odbicia ukłapek za pomocą biernych urządzeń promieniowania wtórnego oparte jest na właściwościach rozpraszania podającej fali płaskiej przez ciała przewodzące.

Skuteczną powierzchnię odbicia dowolnego ciała dla danego kierunku określa się wzorem:

$$G = S_2 G_r \quad /3.9/$$

gdzie:  $S_2 = \frac{P_2}{P}$  - stosunek mocy / $P_2$ / rozpraszanej przez dane ciało do gęstości strumienia mocy / $p$ / energii elektromagnetycznej padającej na urządzenie promieniowania wtórnego;

$G$  - współczynnik zysku kierunkowego urządzenia promieniowania wtórnego w danym kierunku /w kierunku na punkt obserwacji/.

Dla ciał płaskich, a także ciał posiadających zbliżone właściwości wtórnego promieniowania co i ciała płaskie wielkość  $S_2$  jest równa ekwiwalentnej powierzchni czynnej  $A_T$  niektórych anten.

$$A_T = S_2 = \frac{G \lambda^2}{4 \pi} \quad /3.10/$$

Podstawiając  $G$  z wyrażenia /3.10/ w /3.9/ otrzymamy

$$\sigma = \frac{4 \pi}{\lambda^2} S_2^2 \quad /3.11/$$

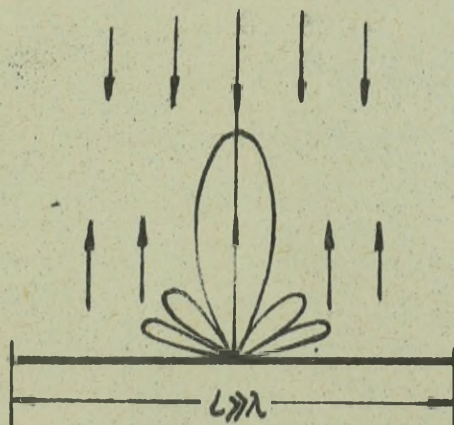
Dla idealnie przewodzącej płaszczyzny, rozmiary której znacznie są większe od długości fali i w przypadku jej normalnego zorientowania w kierunku fali podającej skuteczną powierzchnię odbicia można wyrazić wzorem:

$$\sigma_{\text{maks}} = \frac{4 \pi S^2}{\lambda^2} \quad /3.12/$$

gdzie:  $S$  - powierzchnia płaszczyzny.

Wraz ze zmianą zorientowania płaszczyzny wielkość energii odbijającej szybko się zmienia.

Na rys. 3.3 pokazana jest charakterystyka promieniowania wtórnego płaszczyzny metalowej, która posiada rozmiary znacznie większe od długości fali.



Rys. 3.3. Charakterystyka promieniowania wtórnego płaszczyzny metalowej

Na skutek bardzo ostrej charakterystyki promieniowania wtórnego płaszczyzna metalowa nie nadaje się do zwiększenia skutecznej powierzchni odbicia aparatów latających.

Urządzenie wtórnego promieniowania /wtórne promienniki/ montowane na aparatach latających powinny odpowiadać następującym wymaganiom:

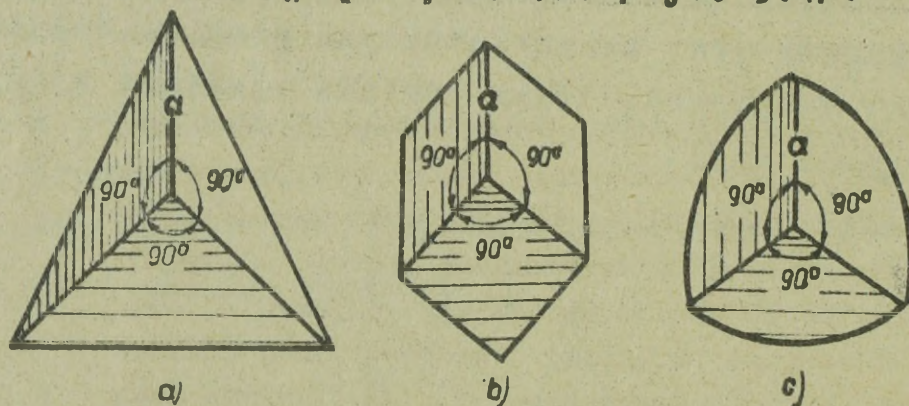
- posiadać dużą skuteczną powierzchnię odbijającą przy możliwie małych rozmiarach i ciężarze;
- charakteryzować się dostatecznie szeroką charakterystyką promieniowania wtórnego.

Takim wymaganiom w pewnym stopniu odpowiadają odbijacze katowe różnych typów, soczewki Luneberga i bierne urządzenia odzewowe.

### 3.3. Odbijacze katowe

Odbijacze katowe posiadają sztywną konstrukcję składającą się minimum z trzech wzajemnie prostopadłych do siebie ścian połączonych z sobą.

W zależności od kształtu ścian rozróżniamy odbijacze katowe: kwadratowe, trójkątne, kołowe /rys. 3.4/.



Rys. 3.4. Odbijacze katowe  
a - trójkątny, b - kwadratowy, c - kołowy.

Maksymalne skuteczne powierzchnie odbicia odbijaczy katowych możemy wyrazić wzorami:

$$\sigma_{\Delta} = \frac{4}{3} \pi \frac{a^4}{\lambda^4} \quad /3.13/$$

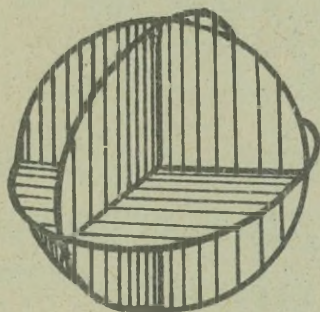
$$\sigma_{\square} = 12 \pi \frac{a^4}{\lambda^4} \quad /3.14/$$

$$\sigma_{\circ} = 2 \pi \frac{a^4}{\lambda^4} \quad /3.15/$$

gdzie: - a - długość krawędzi odbijacza katowego.

Odbijacze katowe mimo małych rozmiarów charakteryzują się dużą skuteczną powierzchnią odbicia. Na przykład dla  $\lambda = 3$  cm,  $a = 50$  cm  $\sigma_{\square} = 2500$  m<sup>2</sup>.

Szerokość charakterystyki promieniowania wtórnego odbijaczy kątowych mierzona na połowie mocy wynosi około  $40-50^\circ$ . W celu zwiększenia sektora promieniowania wtórnego stosuje się odbijacze kątowe wielosekcyjne o różnym zorientowaniu w przestrzeni. Wielosekcyjny odbijacz kątowy pokazany na rys. 3.5 posiada praktycznie promieniowanie wtórne we wszystkich kierunkach.

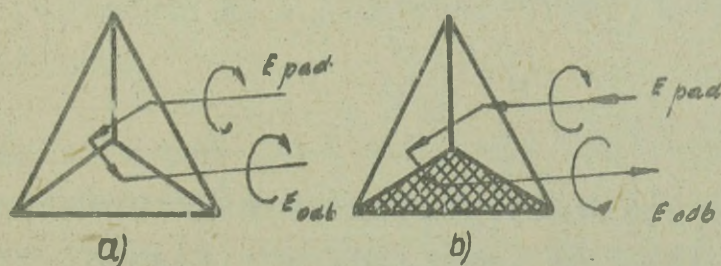


Rys. 3.5. Odbijacz kątowy wielosekcyjny

Wielkość maksymalnej skutecznej powierzchni odbicia odbijaczy kątowych w dużej mierze zależy od dokładności zachowania kąta prostego między krawędziami. Niedokładność kątowa rzędu  $1^\circ$  powoduje już zmniejszenia skutecznej powierzchni odbicia odbijacza kątowego 2÷5 razy.

Przeciwdziałanie za pomocą odbijaczy kątowych przeciwko RLS posiadających antenę z kołową polaryzacją, może okazać się mało skuteczne. Tłumaczy się to tym, że fala od przewodzących ścian odbijacza kątowego odbija się nieparzystą ilość razy, wskutek czego kierunek obrotu wektora pola elektrycznego odbitego sygnału zmienia się na odwrotny /rys. 3.6a/.

Zmianę polaryzacji odbitych fal, mającą miejsce w odbijaczach kątowych można wyeliminować jeśli jedną z jego ścian pokryjemy warstwą dielektryka /rys. 3.6b/.



Rys. 3.6. Zmiana polaryzacji fal radiowych, odbitych od odbijacza kątowego

a - wszystkie ściany metaliczne b - dwie ściany metaliczne; jedna ściana pokryta dielektrykiem.

Jedną z wad odbijaczy kątowych jest mała szerokość charakterystyki promieniowania wtórnego.

Stosunkowo dużą szerokość charakterystyki promieniowania wtórnego posiadają wtórne promienniki oparte na zasadzie soczewek Luneberga.

### 3.4. Soczewki Luneberga

Soczewka Luneberga wykonana jest z dielektryka w postaci kuli. Współczynnik załamania dielektryka  $n$  w idealnej soczewce Luneberga zależy tylko od stosunku promienia bieżącego soczewki  $r$  do promienia zewnętrznego soczewki  $R$ .

$$n = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2} \quad /3.16/$$

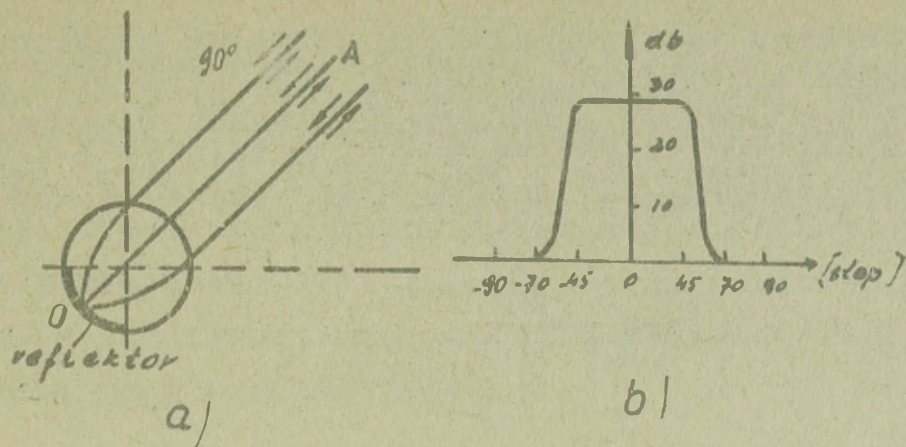
Na rys. 3.7 pokazana jest droga promienia w soczewce Luneberga. Promień centralny nie podlega ugięciu, natomiast droga pozostałych promieni podlega zakrzywieniu. W rezultacie wszystkie promienie ogniskują się w punkcie "0" na wewnętrznej warstwie metalizowanej.

Punkt "0" jest źródłem wtórnego promieniowania fal elektromagnetycznych. Na wyjściu soczewki powstaje synfazowy rozkład fal, a maksimum charakterystyki promieniowania wtórnego odpowiada kierunkowi przyjscia fali padającej na soczewkę.

Maksymalną skuteczną powierzchnię odbicia soczewki Luneberga można określić podstawiając do wzoru /3.12/  $S = \pi R^2$ . Odpowiednio więc otrzymamy

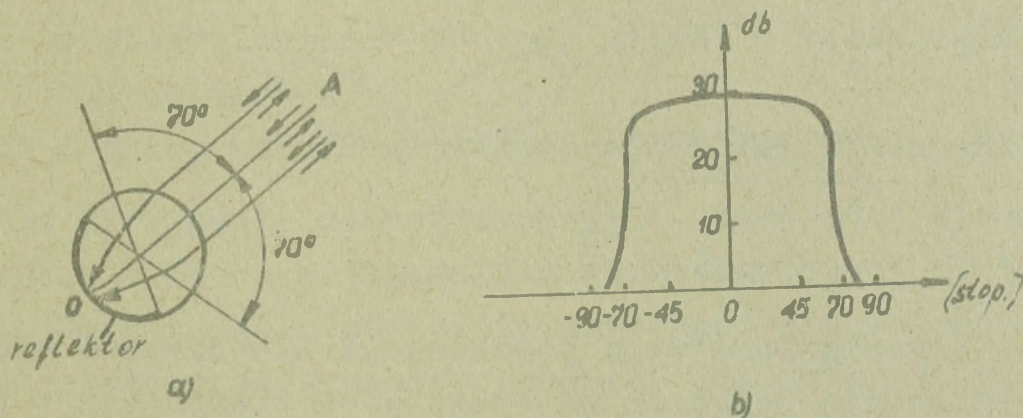
$$G_L = 4\pi^3 \frac{R^4}{\lambda^2} \quad /3.17/$$

Szerokość charakterystyki promieniowania wtórnego soczewki Luneberga zależy od rozmiarów powierzchni ekranującej /metalizowanej/ sfery. W przypadku powierzchni ekranującej stanowiącej jedną czwartą część powierzchni sfery szerokość charakterystyki promieniowania wtórnego na poziomie połowy mocy wynosi około  $90^\circ$  /rys. 3.7/.



Rys. 3.7. Droga promieni /a/ w soczewce Luneberga z 90-stopniowym reflektorem i jej charakterystyka promieniowania wtórnego /b/.

Na rys. 3.8 przedstawiona jest charakterystyka promieniowania wtórnego soczewki Luneberga, której reflektor posiada  $140^\circ$ . Soczewki Luneberga nie umożliwiają promieniowania wtórnego we wszystkich kierunkach. Można tego dokonać wykorzystując tę soczewkę, jeśli część jej sfery otoczmy pierścieniem metalicznym.



Rys. 3.8. Droga promienia /a/ w soczewce Luneberga z 140 stopniowym reflektorem i jej charakterystyka promieniowania wtórnego

Na rys. 3.9a pokazana jest soczewka Luneberga posiadająca wielkość promieniowania wtórnego we wszystkich kierunkach w płaszczyźnie azymutalnej. Posiada ona pierścień umieszczony centralnie, a położenie jego określa kierunek maksymalnego promieniowania wtórnego /rys. 3.9a/.

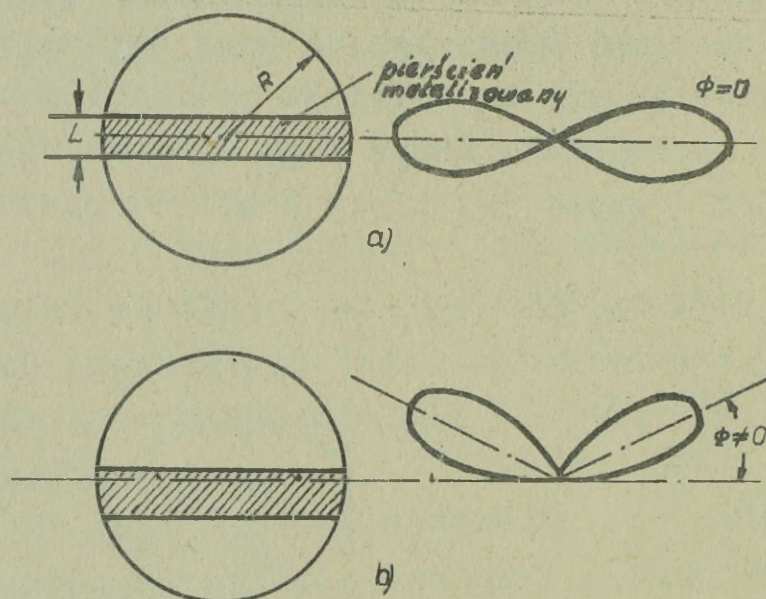
Jeśli pierścień jest przesunięty względem położenia centralnego /równika/ to listek charakterystyki promieniowania wtórnego jest odchylony od ekwiwalentnej płaszczyzny /rys.3.9b/. Wartość maksymalną skutecznej powierzchni odbicia można określić wzorem:

$$\sigma_{LP} = 4\pi \frac{\pi R^2 - 2RL}{\lambda^2} \quad /3.18/$$

gdzie:  $\sigma_{LP}$  - skuteczna powierzchnia odbicia soczewki Luneberga z pierścieniem metalizowanym;

R - promień sfery;

L - szerokość pierścienia metalizowanego.



Rys. 3.9. Soczewka Luneberga posiadająca właściwości promieniowania wtórnego we wszystkich kierunkach w płaszczyźnie azymutalnej:

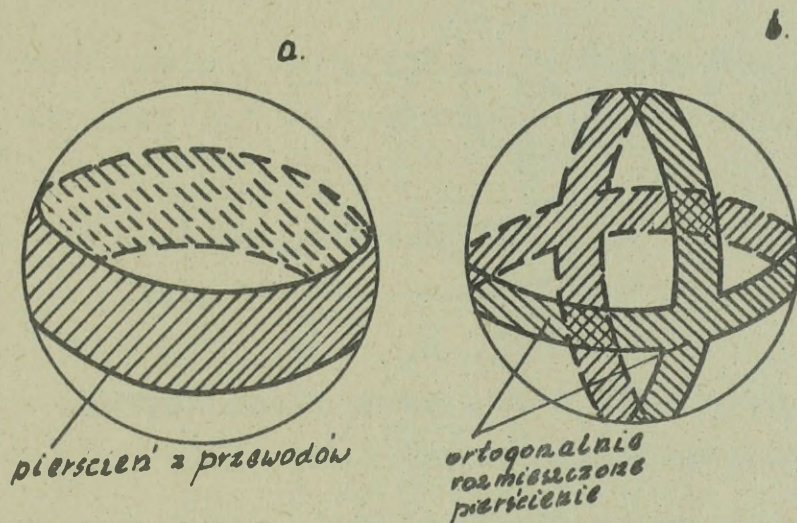
a/ z centralnym pierścieniem;

b/ z przesuniętym pierścieniem.

Zwiększenie szerokości pierścienia metalizowanego powoduje poszerzenie charakterystyki promieniowania wtórnego, a jednocześnie zmniejszenie skutecznej powierzchni odbicia soczewki. Sprzeczność ta została rozwiązana w soczewce Luneberga z pierścieniem w postaci siatki, której druty są względem siebie równoległe pochylone pod kątami  $45^\circ$  /rys. 3.10 a,b/.

Taka soczewka nosi też nazwę "heliosferycznej".

Fala elektromagnetyczna spolaryzowana liniowo podająca na heliosferę pod kątem  $45^\circ$  przechodzi przez czołową część pierścienia i odbija się od przeciwnie położonej części pierścienia. Dla innego rodzaju polaryzacji /pionowej, poziomej kołowej/ nastąpią straty polaryzacyjne, maksimum których przy dwukrotnym przechodzeniu mogą wynieść 6 db.



Rys. 3.10. Soczewki Luneberga heliosferyczne

- a/ z pierścieniem w postaci siatki z równoległe ułożonych drutów;
- b/ z ortogonalnie ułożonymi siatkami drucianymi.

W celu otrzymania charakterystyki izotropowej stosuje się heliosferę z dwoma ortogonalnie rozmieszczonymi siatkami drucianymi. Dobierając odpowiednio szerokość pierścienia można otrzymać stosunkowo małą niejednorodność charakterystyki promieniowania wtórnego.

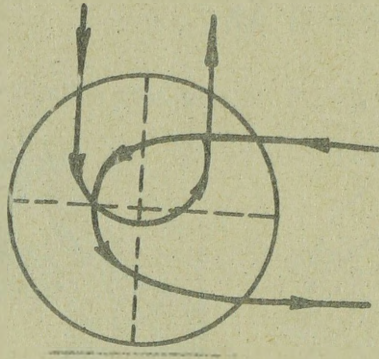
W zasadzie istnieje możliwość otrzymania idealnej soczewki bez pierścieni metalicznych, które dawałyby izotropowe promieniowanie wtórne /soczewka Jtona - Lipmana/. W tym wypadku współczynnik dielektryczny materiału wypełniającego soczewkę winien zmieniać się wg prawa

$$N = \sqrt{\frac{2R}{r} - 1} \quad /3.19/$$

gdzie:  $r$  - promień bieżący;  
 $R$  - promień sfery.

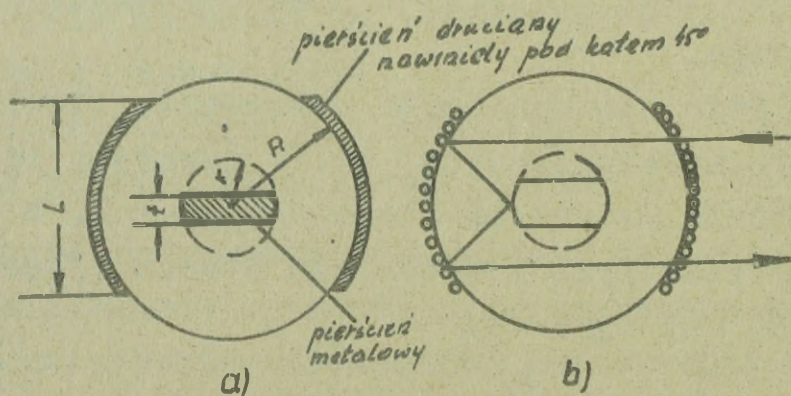
Droga promienia w soczewce z kołowym promieniowaniem wtórnym pokazana jest na rys. 3.11.

Dielektryczne soczewki heliosferyczne są bardzo ciężkie i trudne do wykonania. Wiąże się to z koniecznością wprowadzenia w centralną część  $r \approx 0$  dielektryka z dużym współczynnikiem załamania.



Rys. 3.11. Droga promienia w soczewce Jtona-Lipmana /z kołowym promieniowaniem wtórnym/

Znacznie mniejszy ciężar posiadają tak zwane drażone odbijacze heliosferyczne /rys. 3-11 a/. Pierścień odbijający wykonany jest z metalu i stanowi element kuli. Siatka druciana i pierścień metalowy są rozmieszczone ortogonalnie. Skuteczna powierzchnia odbicia takiego odbijacza jest o 10 db mniejsza od skutecznej powierzchni odbicia idealnej soczewki Luneberga. Droga promienia fali padającej i odbitej pokazane jest na rys. 3.11 b.



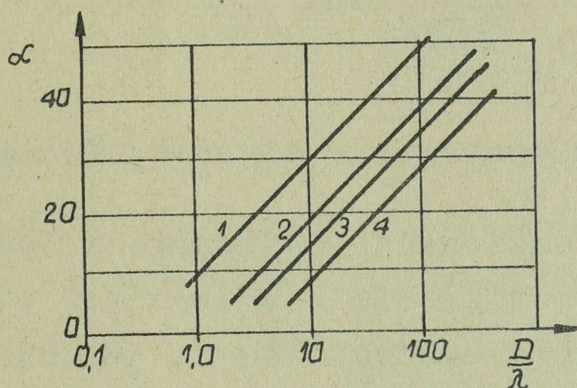
Rys.3.12. Drażona soczewka heliosferyczna  
a - konstrukcja      b - droga promienia

Na rys. 3.13 pokazana jest zależność skutecznej powierzchni odbicia różnych odbijaczy /obliczonych względem skutecznej powierzchni odbicia kuli metalowej o tej samej średnicy/ od  $D/\lambda$ . Na osi współrzędnych odłożona jest wielkość

$$\alpha = 10 \lg \frac{\sigma}{\sigma_m} \quad /3.20/$$

gdzie:  $\sigma$  - skuteczna powierzchnia odbicia soczewki;

$\sigma_m$  - skuteczna powierzchnia odbicia kuli metalowej



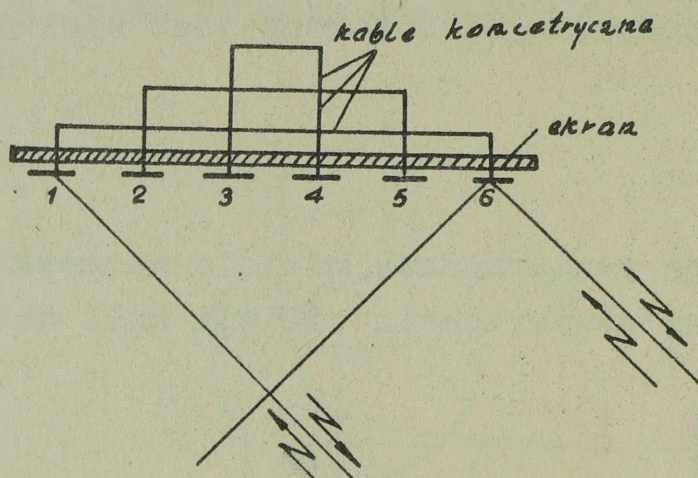
Rys. 3.13. Zależność skutecznej powierzchni odbicia odbijaczy w zależności od ich rozmiarów 1 - idealna soczewka Luneberga; 2 - heliosferyczna z pierścieniem wewnątrz; 3 - wydrążona soczewka heliosferyczna /dla polaryzacji liniowej/; 4 - wydrążona soczewka heliosferyczna /dla polaryzacji kołowej

### 3.5. Urządzenie odzewowe Wan-Atta

Urządzenie odzewowe Wan-Atta z wyglądu przypomina antenę siatkową, wypełnioną dużą ilością dipoli lub spirali /rys.3.14/. Dipole umieszczone są na równych odległościach od osi symetrii urządzenia odzewowego i parami połączone między sobą kablem koncentrycznym jednakowej długości.

Fale elektromagnetyczne odbierane przez dipol 1, promieniowane są wtórnie dipolem 6. Natomiast dipol 1 promieniuje wtórnie fale odebrane przez dipol 6. Długości antenowo-fiderynych linii łączących dipol 1-6, jak i pozostałych parami połączonych dipoli są jednakowe. Sygnały odbierane i promieniowane wtórnie przez dipole przechodzą jednakową drogę, dlatego też

maksimum charakterystyki promieniowania wtórnego będzie pokrywać się zawsze z kierunkiem przyścia fali padającej.



Rys. 3.14. Pasywne urządzenie odzwowe Wan-Atta

Siatki urządzenia odzwowego obliczane i konstruowane są w ten sposób, aby mogły odbijać fale o dowolnej polaryzacji. W związku z tym dipole rozmieszczane są na ekranie metalicznym pod różnymi kątami /z reguły, każda para dipoli pod kątem  $90^\circ$  w stosunku do sąsiedniej/.

Skuteczna powierzchnia odbicia, urządzenia odzwowego składającego się z  $n$  dipoli półfalowych, rozmieszczonych na odległości  $\lambda/4$  od odbijającego ekranu może być określona według wzoru.

$$G = 4\pi \left[ \frac{S^2}{\lambda^2} \sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) \right]^4 \quad /3.21/$$

gdzie:  $\theta$  - kąt padania fali;

$S$  - powierzchnia rozwiniętej siatki;

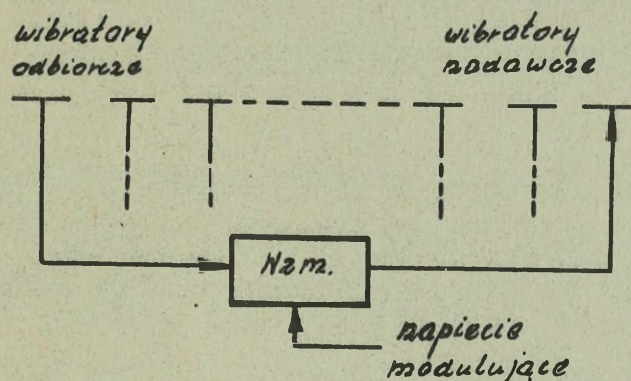
$\lambda$  - długość fali.

Uwzględniając, że  $S \approx n \frac{\lambda^2}{4}$  otrzymamy wyrażenie dla maksymalnej skutecznej powierzchni odbicia siatki Wan-Atta.

$$G_{WA} \approx \frac{\pi}{4} n^2 \lambda^2 \quad /3.22/$$

gdzie:  $n$  - ilość dipoli półfalowych.

Sygnal promieniowania wtórnego może być zmodulowany w amplitudzie. W tym celu linie przesyłowe /fidery/ łączące wibratory posiadają przesuwniki fazowe. Zmieniając odpowiednio przesunięcie fazowe można dokonać modulacji amplitudowej sygnału promieniowania wtórnego.



Rys. 3.15. Aktywne urządzenie odzewowe Wan-Atta

Urządzenie odzewowe promieniowania wtórnego może być wykonane również w wersji aktywnej jako retranslator. W tym przypadku odbierany sygnał zostaje wzmacniony w każdym kanale, a następnie ponownie wypromieniowany /rys. 3.15/.

Wadą urządzeń odzewowych Wan-Atta jest praca w wąskim paśmie częstotliwości.

Omówione urządzenia promieniowania wtórnego nie wyczerpują wszystkich różnego rodzaju środków i sposobów zwiększenia skutecznej powierzchni odbijającej celów pozornych. Obecnie prowadzone są prace nad zwiększaniem skutecznej powierzchni odbicia obiektów powietrznych przez jonizację strug gazów wyrzucanych podczas pracy silnika odrzutowego rakiety-pułapki. W tym celu dodaje się do paliwa łatwo jonizujące się pierwiastki.

4. Metody przeciwdziałania radioelektronicznego oparte na zmianie właściwości elektrycznych ośrodka oraz cech charakteryzujących obiekt pod względem obserwacji radiolokacyjnej

4.1. Przeciwdziałanie pracy urządzeniom radiolokacyjnym drogą jonizacji przestrzeni lokalnej

Obecnie znane są dwa podstawowe sposoby jonizacji przestrzeni w celu utrudnienia pracy urządzeń radioelektronicznych:

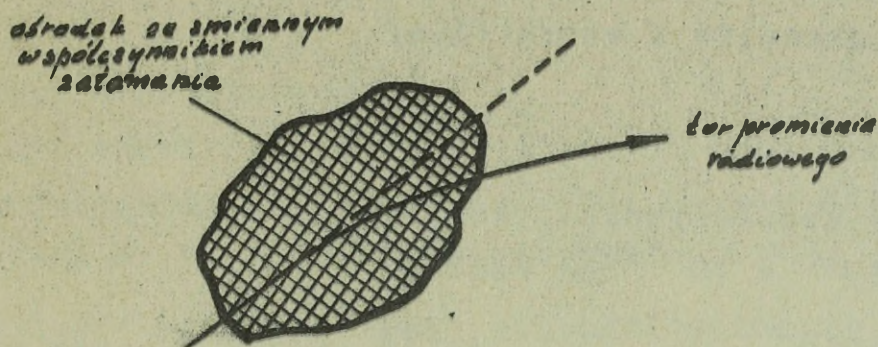
- rozpylanie i palenie łatwo jonizujących się pierwiastków /cezu, sodu itp/;
- powietrzne wybuchy jądrowe.

Zasady fizyczne przeciwdziałania radioelektronicznego z wykorzystaniem sztucznej jonizacji oparte są na zjawiskach: pochłaniania, odbijania i załamania się fal elektromagnetycznych w plazmie.

Na wstępie rozpatrzmy wpływ jonizacji na zjawisko odbijania i załamania się fal radiowych. Jak wiadomo z elektrodynamiki, odbijanie fal elektromagnetycznych ma miejsce we wszystkich przypadkach, gdy parametry makroskopijne niejednorodności  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  różnią się od parametrów ośrodka, w którym rozprzestrzenia się fala elektromagnetyczna. Wynika stąd wniosek, że dla zapewnienia znacznego odbijania się fal elektromagnetycznych od przestrzeni zjonizowanej należy zmienić parametry makroskopijne ośrodka  $n$  i  $\sigma$ .

Wykorzystanie wskazanych parametrów makroskopijnych jako właściwości elektrycznych ośrodka jest możliwe, jeśli odległość średnia między cząsteczkami tworzącymi ośrodek jest o wiele mniejsza od długości fali  $\alpha \ll \lambda$  to jest wtedy gdy dla fali padającej i rozprzestrzeniającej się ośrodek jest jednorodny.

Powstawanie błędów w określeniu kierunku na źródło fal radiowych ma miejsce w tym przypadku, jeśli niejednorodność lokalna z kolei sama jest niejednorodną, tj. współczynnik załamania jej jest funkcją współrzędnych /rys. 4.1/.



Rys.4.1. Droga promienia w niejednorodności lokalnej

Błędy w określaniu kierunku w zasadzie mogą mieć miejsce i przy stałych parametrach elektrycznych niejednorodności lokalnej, jeśli ta niejednorodność posiada odpowiedni kształt /np. nieprostokątny/.

Współczynnik załamania ośrodka zjonizowanego /niejednorodności lokalnej/ bez uwzględnienia wpływu pola magnetycznego ziemi w sposób przybliżony można określić następującym wzorem:

$$n \approx \sqrt{1 - 81 \frac{N}{f^2}} \quad /4.1/$$

gdzie:  $f$  - częstotliwość nośna w  $\text{Hz}$ ;

$N$  - ilość elektronów w  $1 \text{ m}^3$ .

Przy dostatecznie dużej koncentracji elektronów fale radiowe mogą zupełnie odbijać się od przestrzeni zjonizowanej /pełne odbicie wewnętrzne/. Częstotliwość krytyczna odpowiadająca pełnemu odbiciu fal elektromagnetycznych określa się z warunku  $n = 0$ , stąd wynika zależność.

$$f_{kr} = 9 \sqrt{N} \quad /4.2/$$

Na podstawie wzoru /4.2/ pełne odbicie od przestrzeni zjonizowanej dla częstotliwości nośnej  $f$  wymaga koncentracji elektronów.

$$N = \frac{f_{kr}^2}{81} \quad /4.3/$$

Na przykład dla fali  $\lambda = 3 \text{ cm}$  otrzymamy  $N = 10^{18} \text{ e/m}^3$ .

W celu zapewnienia wymaganej koncentracji elektronów  $/N/$  należy mieć źródła jonizacji o dużej mocy.

Z dostateczną dokładnością niezbędną moc źródła jonizacji można określić z wzoru /4.4/

$$J = \alpha \cdot N^2 \quad /4.4/$$

gdzie:  $\alpha$  - współczynnik rekombinacji elektronów; na powierzchni ziemi  $\alpha = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{sek.e.}$

Przy  $N = 10^{18} \text{ e/cm}^3$  i  $\alpha = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{sek.e.}$  moc źródła jonizacji powinna wynosić  $J = 10^{24} \text{ e/cm}^3 \text{ sek}$ , lub  $J = 10^{18} \text{ e/m}^3 \text{ sek}$ .

Innymi słowy, dla wytworzenia zjonizowanej przestrzeni z koncentracją  $10^{18}$  elektronów na  $1 \text{ m}^3$  źródło jonizacji powinno w ciągu jednej sekundy wytworzyć  $10^{24}$  elektronów w  $1 \text{ m}^3$ . Taka duża koncentracja elektronów może być w krótkim czasie wytworzona podczas wybuchów jądrowych lub podczas spalania się dużych ilości łatwo jonizujących się pierwiastków np. cezu i sodu.

Podczas wybuchu broni jądrowej w jego centrum powstaje duża koncentracja elektronów. Na skutek ich rekombinacji koncentracja szybko spada w czasie, a w związku z tym szkodliwe oddziaływanie wybuchu jądrowego na pracę RLS zakresu centymetrowego jest chwilowe. O wiele większy wpływ wybuchów jądrowych na dużych wysokościach jest na pracę RLS zakresu metrowego, co wiąże się ściśle z propagacją fal tego zakresu. Rozpatrzmy właściwości pochłaniania fal lokalnie zjonizowanego ośrodka.

Zjawisko pochłaniania fal elektromagnetycznych w zjonizowanym obszarze można wyjaśnić w sposób następujący. Swobodne elektrony pod działaniem pola elektrycznego padającej fali powodują drgania wymuszone o częstotliwości równej częstotliwości nośnej drgań elektromagnetycznych. W procesie ruchu drgającego elektrony zderzają się z molekułami neutralnymi, atomami i jonami na skutek czego zwiększają ich energię kinetyczną. W ten sposób następuje zamiana energii pola elektromagnetycznego w energię cieplną ośrodka.

Właściwości pochłaniania przez przestrzeń zjonizowaną charakteryzuje współczynnik pochłaniania fal  $\beta''$  [db/km]

$$\beta = \frac{1.8 \cdot 10^{-2} N \nu}{\omega^2 + \nu^2} \quad /4.5/$$

gdzie:  $N$  - ilość elektronów w  $m^3$ ,

$\nu$  - ilość zderzeń elektronów z innymi cząsteczkami /jonami, atomami molekułami /gazu/ w. sekundzie.

$\omega = 2\pi f$  częstotliwość kątowna.

Częstotliwość zderzeń  $\nu$  jest proporcjonalna do gęstości powietrza. W związku z tym istnieje pewien zakres wysokości atmosfery, w granicach którego pochłanianie fal radiowych jest największe. Obliczenia i doświadczenia eksperymentalne wskazują na to, że pochłanianie fal występuje w największym stopniu w granicach 16-kilometrowego pasa, którego środek umieszczony jest na wysokości około 72 km. Częstotliwość zderzeń na wysokości 72 km wynosi około  $\nu = 6 \cdot 10^6$  /sek.

Dla sygnałów o częstotliwości nośnej  $f > 5 \text{ MHz}$  wielkość jest znacznie większa od  $\nu^2$ , a w związku z tym wzór 4.5 można napisać w uproszczonej postaci.

$$\beta = \frac{0.45 \cdot 10^{-3} \cdot N}{f^2} \quad /4.6/$$

Za pomocą wzoru /4.6/ można określić wymaganą koncentrację elektronów, zapewniającą założone pochłanianie

$$N = \frac{\beta \cdot f^2}{0.45} \cdot 10^3 \approx 2.2 \beta f^2 10^3 \quad [c/m^3] \quad /4.7/$$

Dla otrzymania na przykład pochłaniania  $\beta = 10 \text{ db/km}$  na wysokości 72 km dla fal  $\lambda = 3 \text{ cm}$  należy wytworzyć zjonizowany obszar o koncentracji elektronów  $N = 0,37 \cdot 10^{18} \text{ c/m}^3$ . Taka wysoka koncentracja na dużych obszarach obecnie może być dokonana na bardzo krótki okres czasu za pomocą wybuchów jądrowych o dużej mocy.

Praktycznie znaczne pochłanianie fal radiowych może mieć miejsce na falach metrowych i dłuższych.

Współczynnik tłumienia fal długich osiąga znaczną wielkość przy stosunkowo małej koncentracji elektronów  $N = 10^{11} + 10^{14} \text{ e/m}^3$ .

#### 4.2. Wpływ wybuchów jądrowych na pracę systemów radioelektronicznych

Wybuchy jądrowe na wysokościach poniżej 16 km nie wywołują długotrwałej jonizacji, dlatego też nie mają większego wpływu na pracę systemów radioelektronicznych. Podczas wybuchów naziemnych, podziemnych i podwodnych mogą występować obszary, w których ma miejsce intensywne pochłanianie i odbijanie fal radiowych. Jednakże efekt pochłaniania i odbijania fal związany jest nie z jonizacją przestrzeni, a z występowaniem niejednorodności lokalnej ośrodka, posiadającej dużą koncentrację cząsteczek stałej zawiesiny i wody wyrzucanych w atmosferę. Efektywny wpływ na pracę środków radioelektronicznych zakresu centymetrowego w wyniku produktów wybuchu może mieć miejsce tylko w jego pierwszym stadium.

Długotrwałość istnienia obszarów zjonizowanych zależy od wysokości i mocy wybuchów, pory dnia itd.

Na dużych wysokościach /powyżej 40-50 km/ powstają długotrwałe obszary z odpowiednio dużą koncentracją elektronów.

Podczas wybuchów jądrowych na dużych wysokościach obszary zjonizowane z małą koncentracją elektronów  $/10^{10} - 10^{11}/$  mogą występować od kilku minut do kilku godzin.

Z dużym przybliżeniem obszary zjonizowane można podzielić na dwa rodzaje.

Do pierwszych - można zaliczyć obszary powolnych elektronów powstałe w wyniku jonizacji środowiska głównie przez promieniowanie rentgenowskie. Obszary te posiadają ograniczone rozmiary wynoszące dziesiątki i setki kilometrów, a koncentracja elektronów maleje w nich według prawa.

$$N = 10^{13} \frac{1}{t} [e/m^3] \quad /4.8/$$

gdzie:  $t$  - czas w sek.

Rozszerzanie się obszaru w czasie od chwili gdy on powstawał, dokonuje się według prawa dyfuzji.

Do drugich - można zaliczyć obszary składające się z elektronów szybkich /relatywnych, cząsteczek/ promieniowanych przez radioaktywne produkty rozpadu. Elektrony szybkie są pod działaniem

niem pola magnetycznego ziemi. W związku z tym jonizacja przestrzeni w skali ziemi przyjmuje charakter globalny /a nie lokalny jak w przypadku poprzednim/.

Rozpatrzmy dokładnie to zagadnienie.

Na ładunek  $e$ , poruszający się z prędkością  $\bar{v}$  w polu magnetycznym o natężeniu  $H$ , oddziałuje siła Lorentza  $\bar{F}$ , którą określamy wyrażeniem

$$\bar{F} = e / \bar{v} \cdot \bar{H} /$$

Siła ta przy niezmiennających się warunkach jest proporcjonalna do prędkości cząsteczki. Jeśli pole magnetyczne jest jednorodne i linie jego sił są równoległe do siebie, to tor cząsteczki załadowanej wchodzącej w pole magnetyczne z prędkością  $V$ , w ogólnym przypadku będzie przedstawiać sobą spiralę cylindryczną ze stałym skokiem.

Promień cylindra /larmorowski promień/ określa się wzorem:

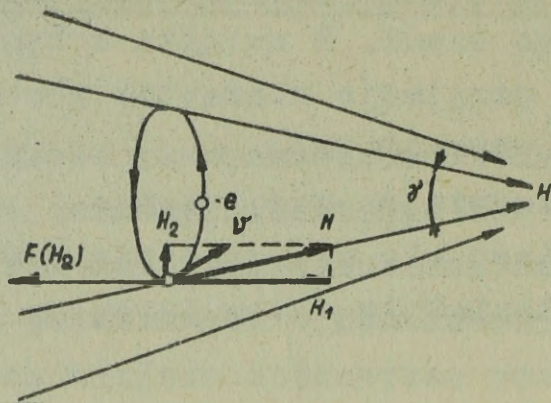
$$r = \frac{mV}{eH} \quad /4.9/$$

gdzie:  $m$  - masa elektronu

W polu niejednorodnym tor ruchu cząsteczki załadowanej jest bardziej złożony. Często podczas ruchu cząsteczki załadowanej w kierunku wzrastania natężenia pola będzie oddziaływać na nie siła starająca się wypchnąć ją w obszar mniejszych wartości natężenia pola.

Pojawienie się tej siły uwarunkowane jest składową pola magnetycznego  $H_2$  /rys. 4.2/, wielkość której tym większa, im większa niejednorodność pola. Jeśli pole  $H$  byłoby jednorodnym, to wszystkie jego linie sił byłyby skierowane jak składowe  $H_1$ , a składowa  $H_2$  byłaby równa zeru.

Rozpatrzmy najbardziej prosty przypadek ruchu elektronu po orbicie kołowej w polu niejednorodnym /rys. 4.2/. Składowa  $H_1$  pola magnetycznego  $H$  wywołuje centralnie skierowaną siłę, zapewniającą obrotowy ruch elektronu. Składowa  $H_2$  działająca w punkcie  $O$  na elektron, poruszający się z prędkością  $V$ , wywołuje siłę  $F/H_2$  starającą się wypchnąć cząsteczkę w obszar pola o mniejszym natężeniu. Występowanie siły wypychającej w nie -



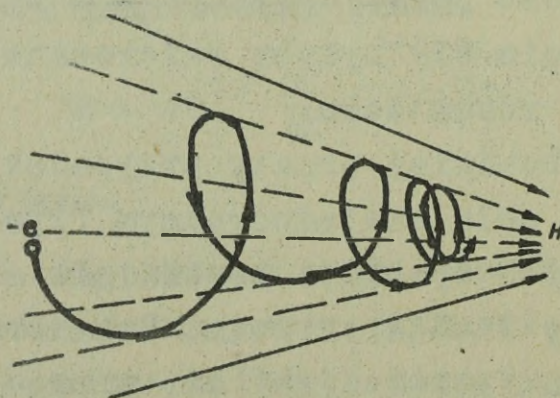
Rys. 4.2. Siły działające na załadowaną cząsteczkę w niejednorodnym polu magnetycznym

jednorodnym polu magnetycznym i sama niejednorodność powodują transformację toru spiralnego.

Na rys. 4.3 pokazany jest przykładowo tor elektronu w niejednorodnym polu magnetycznym. W miarę przesuwania się elektronu w obszar większej koncentracji linii sił pola magnetycznego zmniejsza się skok spirali i promień.

O ile siły Lorentza początkowo nie zmieniają absolutnej wartości prędkości cząsteczki, to w miarę opóźniania ruchu elektronu w wyniku sił hamujących, obowiązkowo zaczną rosnąć składowa prędkość  $V_{\perp}$  prostopadła do  $H_{\parallel}$ .

Bardziej dokładne rozważania wskazują, że stosunek  $V_{\perp}^2/H$  można w przybliżeniu uważać za stały w czasie całego ruchu cząsteczki. Stwierdzenie to pozwala znaleźć kąt  $\alpha$  między wektorem prędkości cząsteczki i kierunkiem linii sił w danym momencie czasu, jeśli znany jest początkowy kąt  $\alpha_0$  w chwili wejścia cząsteczki w pole magnetyczne.



Rys.4.3. Ruch elektronu w niejednorodnym polu magnetycznym.

Odpowiednio możemy określić /rys. 4.4/.

$$\frac{\sin^2 \alpha_0}{H_0} = \frac{\sin^2 \alpha}{H} \quad /4.10/$$

stąd

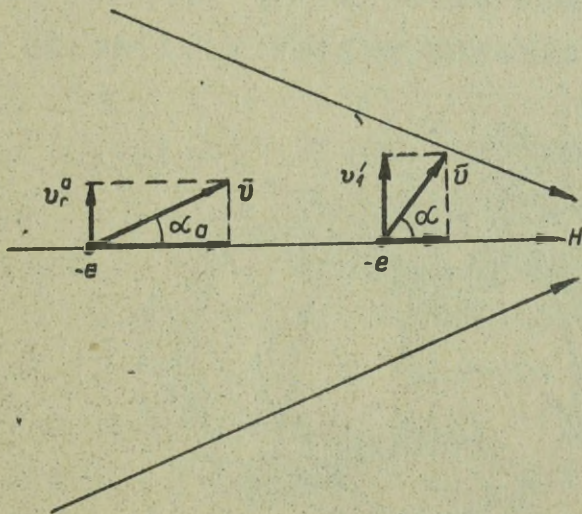
$$\sin \alpha = \sin \alpha_0 \sqrt{\frac{H}{H_0}}$$

Dla danego kąta  $\alpha_0$  określimy natężenie pola magnetycznego, przy którym zakończy się ruch postępowy w kierunku obszaru większej koncentracji linii sił pola magnetycznego / $\sin \alpha = 1$ /.

$$H = \frac{H_0}{\sin^2 \alpha_0} \quad /4.12/$$

Elektron nie może przeniknąć w obszar większego natężenia pola magnetycznego. Osiągnąwszy wykazany obszar pola magnetycznego, elektron zaczyna ruch w odwrotnym kierunku. W ten sposób, obszar wysokiej koncentracji sił pola magnetycznego może odgrywać rolę swojego rodzaju "zwierciadła magnetycznego".

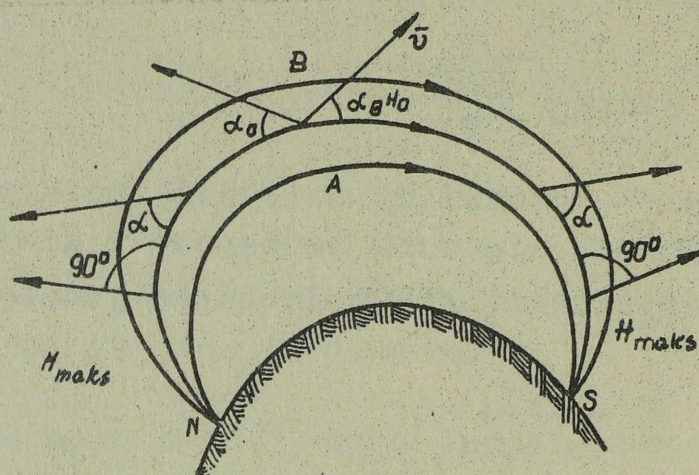
Pole magnetyczne ziemi posiada dwa obszary wysokiej koncentracji magnetycznych linii sił - biegun południowy i północny /rys. 4.5 i 4.6/.



Rys. 4.4. Ruch elektronu w niejednorodnym polu magnetycznym

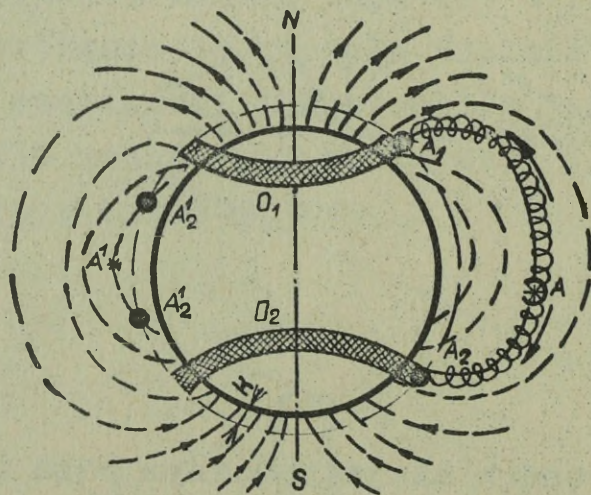
Jeśli maksymalne natężenia pola magnetycznego na biegunach są jednakowe / $H_{maks}$ /, to odbicie elektronu od "zwierciadła magnetycznego" określić można kątem  $\alpha_0$ .

Wszystkie cząsteczki, dla których  $\sin \alpha_0 > \sqrt{\frac{H_0}{H_{maks}}}$  będą odbijać się od "zwierciadeł magnetycznych" tworzących się na biegunach.



Rys. 4.5. Ruch swobodnego elektronu w polu magnetycznym ziemi

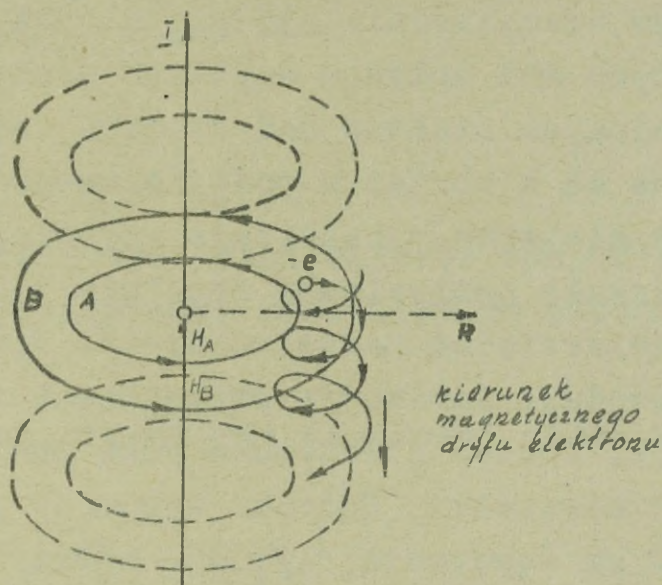
W związku z powyższym pole magnetyczne ziemi dla omawianych cząsteczek przedstawia sobą "pułapkę magnetyczną". Obszary przestrzeni, w których następuje odbicie elektronów od "zwierciadeł magnetycznych" noszą nazwę punktów zespolonych / $A_1, A_2$  na rys. 4.6/. Punkty zespolone mogą nie pokrywać się z biegunami magnetycznymi. Wzór /4.11/ pozwala znaleźć punkty zespolone w innych odcinkach przestrzeni wokół ziemi.



Rys.4.6. Zobrazowanie zjonizowanych obszarów w polu magnetycznym ziemi

Elektrony objęte polem magnetycznym ziemi, przemieszczają się w dół linii sił magnetycznych, równocześnie wykonując "dryf magnetyczny" ze wschodu na zachód. "Dryf magnetyczny" wywołany jest zmniejszaniem się pola magnetycznego. Zasadę fi-

zyczną "dryfu magnetycznego" elektronów na skutek zanikania pola magnetycznego ilustruje rys. 4.7.



Rys. 4.7. "Dryf magnetyczny" elektronów

Na rys. 4.7 pokazano zanikające wzdłuż promienia  $R$  pole magnetyczne prądu stałego  $J$ , płynącego w prostym przewodniku. Jeśli wokół linii sił  $A$  i  $B$  obraca się elektron /lub dodatni jon/ to promienie jego toru na odcinkach  $A$  i  $B$  będą różne. Na odcinku  $A$  promień będzie mniejszy niż na odcinku  $B$ , na którym jest mniejsze natężenie pola magnetycznego. Po wykonaniu pierwszej zвитki elektron porusza się tak, jak pokazano na rys.4.7, to znaczy nieco niżej niż na początkowym odcinku. Z następnymi obrotami będzie on stale przesuwając się w kierunku przeciwnym do kierunku prądu  $J$ . wywołującego to pole magnetyczne. Wynika stąd wniosek, że w warunkach ziemskich elektron przesuwają się w dół linii sił i "dryfują" ze wschodu na zachód. Odpowiednio dodatnio naładowane cząsteczki będą "dryfować" z zachodu na wschód. Analogiczne zjawisko ma miejsce w tak zwanych radiacyjnych strefach ziemi.

W ten sposób pod wpływem szybkich elektronów występujących podczas wybuchów jądrowych na dużych wysokościach, jonizacja przestrzeni wokół ziemi przyjmuje charakter globalny. Gęstość elektronów jest jednak nieduża i nie posiada większego wpływu na pracę środków radiolokacyjnych z wyjątkiem RLS zakresu metrowego pracujących w rejonie tworzenia się punktów zespolonych. Odnośnie środków łączności radiowej radionawigacji,

szczególnie pracujących w zakresie fal średnich i krótkich mogą mieć miejsce naruszenia ich pracy w ciągu stosunkowo długiego okresu czasu.

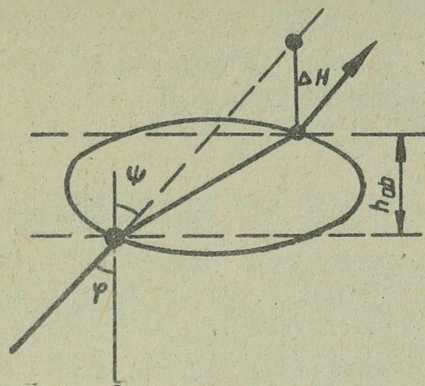
Czas utrzymywania się globalnych obszarów zjonizowanych powstających pod wpływem szybkich elektronów zależy od wysokości zespolonych punktów nad ziemią. Jeśli punkty zespolone rozmieszczone są w obszarze podwyższonego zagęszczenia atmosfery, to ubytek elektronów następuje szybciej na skutek pochłaniania przez molekuly neutralne i dodatnie jony znajdujące się w obszarze "zwierciadeł magnetycznych". Pochłanianie szybkich elektronów powoduje jonizację przestrzeni w okolicach punktów zespolonych. Ubytek elektronów poza punktami zespolonymi z reguły jest niewielki. Podczas wybuchów jądrowych na wysokościach rzędu 480 km /operacja "Agrus"/ można było obserwować powstanie wyraźnych warstw o szerokości około 100 km. Zjonizowane obszary utrzymywały się przez kilka dni.

#### 4.3. Wpływ obszarów zjonizowanych powstałych pod wpływem wybuchów jądrowych na dokładność określania współrzędnych obiektu przez RLS

Zjonizowane obszary powstałe na skutek wybuchów broni jądrowej mają podobne właściwości jak jonosfera. Rozmiary tych obszarów mogą wynosić dziesiątki km, a koncentracja elektronów w nich może być bliska koncentracji jaką spotykamy w jonosferze.

Wspomniane obszary zjonizowane mogą mieć następujący wpływ na pracę RLS:

- powodują załamывanie się fal radiowych, co w następstwie zwiększa błąd w określaniu wysokości obiektu /rys. 4.8/.



Rys. 4.8. Błąd w określeniu wysokości obiektu znajdującego się za obszarem zjonizowanym powstałym od wybuchów jądrowych

Wielkość błędu przy określaniu wysokości można określić według wzoru:

$$\Delta H = h_{ob} \left( \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\epsilon' - \sin^2 \varphi}} - 1 \right) \quad /4.13/$$

gdzie:  $h_{ob}$  - wysokość obszaru zjonizowanego;  
 $\varphi$  - kąt padania promienia na granicy obszaru;  
 $\epsilon'$  - elektryczne właściwości obszaru zjonizowanego;

- w obszarze zjonizowanym zmienia się prędkość grupowa sygnału  $/v_{gr} = c \sqrt{\epsilon'}/$ , co powoduje błąd w określaniu odległości do obiektu.

Błąd ten można wyrazić wzorem:

$$\Delta D = 2 L_{ob} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{\epsilon'}} \right) \quad /4.14/$$

gdzie:  $L_{ob}$  - długość obszaru zjonizowanego.

- w obszarze zjonizowanym część energii pola elektromagnetycznego zostaje pochłaniana, rozprasza się i odbija, a zatem zmniejsza się zasięg wykrywania RLS.

Rozpraszanie wywołane przez obszar zjonizowany może być traktowane podobnie jak i rozpraszanie od obiektów powietrznych. Zależność ta została wykorzystana dla określenia współrzędnych wybuchów jądrowych oraz do określenia ich charakteru.

## 5. Metody zmniejszania skutecznej powierzchni odbicia obiektów powietrznych

Zmniejszanie skutecznej powierzchni odbicia obiektów powietrznych jest jednym z ważnych sposobów walki z radioelektronicznymi systemami przeciwnika. Wpływa ono nie tylko na zmniejszanie odległości wykrycia RLS, ale również umożliwia proporcjonalne zmniejszenie:

- potencjałów energetycznych nadajników zakłóceń;
- zużycia ilości odbijaczy dipolowych;
- skutecznej powierzchni odbicia obiektów pozorujących /pułki -pek przeciwradiolokacyjnych/.

Uwarunkowane jest to tym, ponieważ odległość wykrywania obiektów zmniejsza się proporcjonalnie do  $\sqrt{G_c}$ , natomiast wymagany potencjał energetyczny nadajnika zakłóceń, wymagana ilość odbijaczy dipolowych itp. zmniejsza się proporcjonalnie do  $G_c$  skutecznej powierzchni odbicia celu/.

Znane są trzy sposoby zmniejszania skutecznej powierzchni odbicia obiektów powietrznych:

- dobór odpowiedniego kształtu aparatu latającego;
- stosowanie pokryć przeciwradiolokacyjnych;
- sterowanie rozpraszaniem fal radiowych.

Na podstawie doświadczeń i badań stwierdzono, że ciała o mniejszych wymiarach, małych promieniach krzywizny przekroju i nie posiadające ostrych załamania rozpraszają fale radiowe w małym stopniu.

Praktycznie, czym lepsze właściwości aerodynamiczne aparatu latającego, tym mniejsza jego skuteczna powierzchnia odbicia. Współczesne aparaty latające mimo swoich kształtów aerodynamicznych posiadają dużą skuteczną powierzchnię odbicia. Dalsze zmniejszanie skutecznej powierzchni odbicia osiąga się przez stosowanie pokryć przeciwradiolokacyjnych.

Rozróżniamy dwa rodzaje pokryć przeciwradiolokacyjnych: pochłaniające i interferencyjne.

Materiał na pokrycia pochłaniające dobierany jest w warunkach zapewnienia pełnego pochłaniania padających nań fal i nie powodowania ich odbić od granicy rozdziału ośrodków.

W pokryciach interferencyjnych materiał i jego strukturę dobiera się tak, aby fala padająca i odbite wzajemnie się kompensowały.

### 5.1. Pokrycia pochłaniające

Rozpatrzmy odbicie fali elektromagnetycznej od idealnej powierzchni przewodzącej pokrytej warstwą charakteryzującą się zespolonymi współczynnikami przenikalności elektrycznej  $\epsilon'$  i magnetycznej  $\mu'$ .

$$\epsilon' = \epsilon'_r + j \epsilon'_k \quad /5.1/$$

$$\mu' = \mu'_r + j \mu'_k \quad /5.2/$$

gdzie:  $\epsilon' = \epsilon'_0 \epsilon$  - przenikalność dielektryczna pokrycia /w swobodnej przestrzeni  $\epsilon' = \epsilon_0 /$ ;

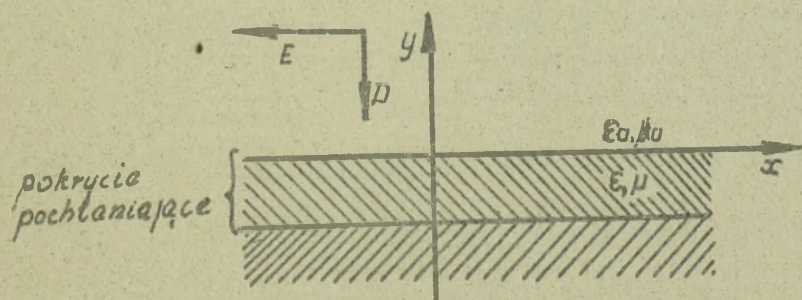
$$\frac{\epsilon'_r}{\epsilon_0} = \epsilon_r - \text{względna przenikalność dielektryczna pokrycia;}$$

$$\frac{\epsilon'_k}{\epsilon_0} = \epsilon_k - \text{minimalna część przenikalności dielektrycznej, uwarunkowana stratami dielektrycznymi i przewodnością elektryczną pokrycia;}$$

$$\mu = \mu_0 \mu \quad - \text{przenikalność magnetyczna pokrycia /w swobodnej przestrzeni /;}$$

$$\frac{\mu'_r}{\mu_0} = \mu'_r - \text{względna przenikalność magnetyczna pokrycia;}$$

$$\frac{\mu'_k}{\mu_0} = \mu_k - \text{minimalna część przenikalności magnetycznej uwarunkowana stratami.}$$



Rys. 5.1. Zasada działania pokrycia pochłaniającego

Określimy wartości parametrów  $\mu'$  i  $\epsilon'$  pokrycia pochłaniającego, przy których współczynnik odbicia od granicy obiektu i pokrycia równa się zero /4-0/.

Zespolony współczynnik odbicia fali płaskiej od granicy rozdziału ośrodków można zapisać wzorem:

$$\bar{R} = \frac{\bar{z} - z_0}{\bar{z} + z_0} \quad /5.3/$$

gdzie:  $z_0$  - oporność falowa w swobodnej przestrzeni:

$$z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \quad /5.4/$$

$\bar{z}$  - oporność falowa pokrycia pochłaniającego

$$\bar{z} = \sqrt{\frac{\mu'}{\epsilon'}} \quad /5.5/$$

Wstawiając /5.4/ i /5.5/ w /5.3/ otrzymamy

$$R = \frac{1 - \sqrt{\frac{\epsilon' \mu_0}{\mu' \epsilon_0}}}{1 + \sqrt{\frac{\epsilon' \mu_0}{\mu' \epsilon_0}}} \quad /5.6/$$

Uwzględniając, że

$$\sqrt{\epsilon \mu} = n + jk$$

gdzie:  $n$  - współczynnik załamania

$k$  - współczynnik pochłaniania przez ośrodek;

to wyrażenie /5.6/ można zapisać w postaci

$$R = \frac{\mu - n - jk}{\mu + n + jk} \quad /5.7/$$

Z wzoru /5.7/ wynika, że współczynnik odbicia przyjmuje wartość zerową jeśli spełnione są warunki

$$\mu = n + jk \quad /5.8/$$

lub z uwzględnieniem wzoru 5.2

$$\begin{aligned} \mu_r &= n \\ \mu_k &= k \end{aligned} \quad /5.9/$$

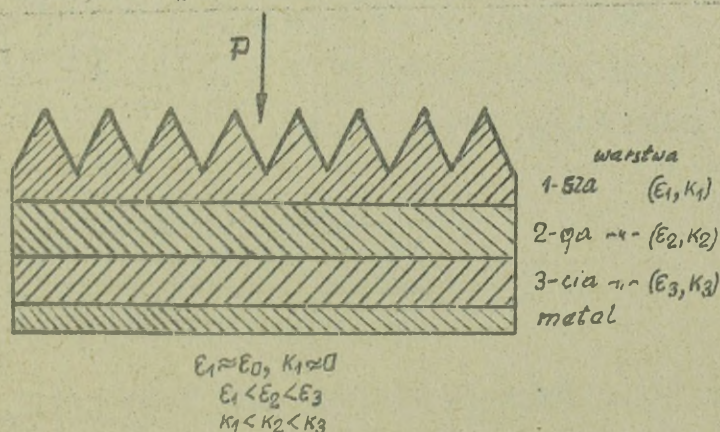
W związku z powyższymi wyrażeniami /5.8/ i /5.9/ są warunkami pełnego pochłonięcia przez pokrycia fali padającej.

Warunkom tym odpowiadają pokrycia, w skład których wchodzi ferromagnetyki i zawiesziny powodujące duże straty energii elektromagnetycznej. Są to zwykle magnetodielektryki przedstawiające sobą mieszaninę ferromagnetyków, których cząsteczki są odizolowane od siebie materiałem izolacyjnym z dielektryka. Pokrycia wykonane z tych materiałów są skuteczne dla fal zakresu metrowego i decymetrowego.

Dla pochłaniania fal zakresu centymetrowego stosuje się pokrycie z wielu warstw różniących się od siebie parametrami. Każda warstwa wykonana jest z polistyrenu z domieszką grafitu lub sadzy. Koncentracja domieszek jest różna w każdej warstwie. Dla dopasowania pokrycia z zewnętrzną przestrzenią przenikalność dielektryka warstwy zewnętrznej powinna być równa jedności  $[\epsilon_r' = \epsilon_0]$ , a składowa urojona /tangens kąta strat/ - bliski zeru.

Przenikalność dielektryczna i tangens kąta strat powinien wzrastać od warstwy do warstwy. Nagłe zmiany parametrów są niedopuszczalne, ponieważ powoduje to zwiększenie współczynnika odbicia się fal radiowych na granicy dwóch ośrodków.

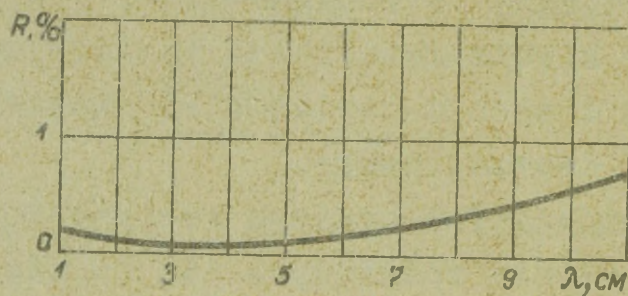
W celu zwiększenia powierzchni "przylegania" pokrycia przeciwradiolokacyjnego z padającą falą elektromagnetyczną szeroko stosowane są w praktyce pokrycia z tak zwanymi geometrycznymi niejednorodnościami. Pokrycia tego typu charakteryzują się tym, iż struktura ich przedstawia sobą okresowo powtarzające się nierówności w postaci piramid lub stożków rys. 5.2.



Rys.5.2. Pokrycie pochłaniające z geometrycznymi niejednorodnościami

Znane angielskie dwuwarstwowe pokrycie pochłaniające typu AF wykonane jest z masy porowatego kauczuku i pyłu węglowego /sadzy/. Współczynnik odbicia tego pokrycia dla fal w zakresie  $\lambda = 3-10$  cm wynosi około 6%.

Natomiast to samo pokrycie, lecz o powierzchni karbowanej posiada współczynnik odbicia około 1% dla dowolnych kątów padania fal.



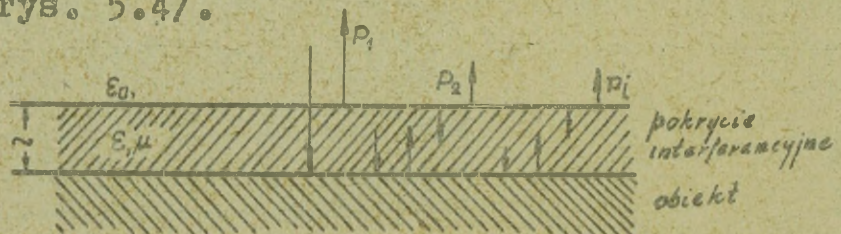
Rys. 5.3. Zależność współczynnika odbicia od długości fali dla pokrycia pochłaniającego typu AF-20

Pokrycie AF-20 ma powierzchnię karbowaną. Materiał jego stanowią granulki polistyrenu sprasowanego z pyłem węglowym. Grubość pokrycia jest rzędu kilku centymetrów. Zależność współczynnika odbicia od długości fali dla pokrycia AF = 20 pokazana jest na rys. 5.3.

## 5.2. Pokrycia interferencyjne

W pokryciach interferencyjnych efekt zmniejszania skuteczności powierzchni odbicia osłanianego obiektu osiąga się kosztem wzajemnego osłabienia fal odbitych od powierzchni obiektu i powierzchni pokrycia /interferencja fali padającej i odbitej/.

Fala padająca wielokrotnie odbija się od granicy dwóch ośrodków "pokrycie-obiekt" i częściowo zostaje pochłaniana wewnątrz pokrycia /rys. 5.4/.



Rys.5.4. Zasada działania pokrycia interferencyjnego

Określmy parametry pokrycia, przy których pole sumaryczne w kierunku na źródło fali padającej jest równe zero.

$$E_{\text{odbi}} = \sum_{l=1}^n E_l = 0 \quad /5.10/$$

gdzie:  $E_l$  - składowa fali odbitej od granicy rozdziału dwóch ośrodków "przestrzeń swobodna-pokrycie" /rys.5.4/.

Równanie /5.10/ będzie słuszne /sumaryczne pole odbite w kierunku źródła fali padającej równe zero/ jeśli spełnione zostaną następujące warunki:

$$\beta = \ln \frac{1}{|R_i|} \quad (5.11)$$

$$l = (2i + 1) \frac{\lambda_{\varepsilon \cdot \mu}}{4} \quad (5.12)$$

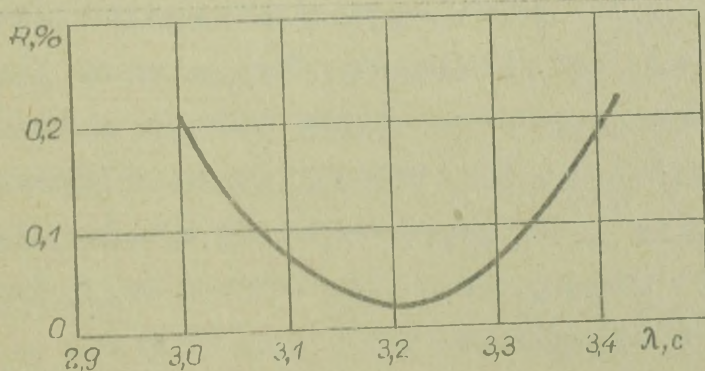
gdzie:  $\beta$  - współczynnik tłumienia fali przy przenikaniu przez pokrycie w jednym i drugim kierunku /tam i z powrotem/;

$|R_i|$  - moduł współczynnika odbicia pokrycia;

$l$  - grubość pokrycia;

$\lambda_{\varepsilon \cdot \mu}$  - długość fali w materiale pokrycia o parametrach

Warunki opisane wzorami /5.11/ i /5.12/ określają parametry pokrycia interferencyjnego.



Rys.5.5. Zależność współczynnika odbicia od długości fali dla pokrycia interferencyjnego typu MX-1

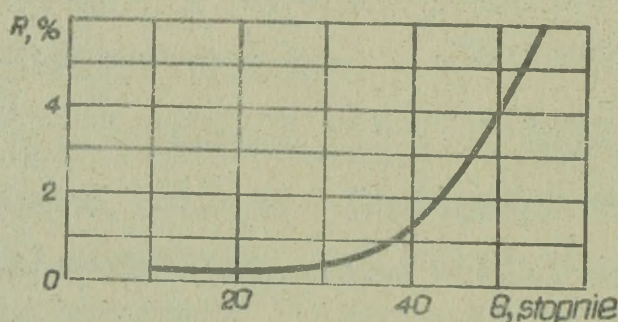
Pokrycia interferencyjne są o wiele lżejsze w porównaniu z pokryciami pochłaniającymi.

Ze względu na przyjętą w nich zasadę działania zakres pracy w częstotliwości jest o wiele mniejszy, co ogranicza praktyczne ich wykorzystanie. Bardziej perspektywicznymi są wielowarstwowe pokrycia, których działanie oparte jest na równoczesnym pochłanianiu przez dielektryki jak i interferencji fal radiowych, odbijających się od cienkich metalizowanych powłok stanowiących granicę rozdziału między poszczególnymi warstwami dielektrycznymi.

Pokrycia interferencyjne opracowywane na Zachodzie wykonane są z mieszaniny kauczuku i zwęglonego żelaza. Pokrycie angielskie typu MX-1, stosowane w zakresie fal 3-3,4 cm posiada grubość 2 mm, a ciężar jego wynosi  $7 \text{ kg/m}^2$ .

Zależność współczynnika odbicia od długości normalnie padającej fali dla pokrycia MX1 pokazana jest na rys. 5.5.

Właściwością charakterystyczną pokryć interferencyjnych jest zależność współczynnika odbicia od kąta padania fali. Na rys. 5.6 pokazana jest wspomniana zależność dla pokrycia MX1.



Rys. 5.6. Zależność współczynnika odbicia od kąta padania fali

Ogólną wadą pokryć przeciwradiolokacyjnych wszystkich typów jest stosunkowo mały zakres pracy w częstotliwości i duży ciężar metra kwadratowego materiału. Druga wada jest podstawową przyczyną ograniczonego stosowania pokryć w lotnictwie.

W związku z polepszeniem kształtów aerodynamicznych współczesnych aparatów latających możliwe stało się nanoszenie pokrycia tylko na te części obiektu, które dają "maksymalne odbicia" tzw. "punkty błyszczące".

Na samolotach za "punkty błyszczące" można uważać ostre załamania działające jak odbijacze katowe, wloty powietrzne i

inne otwory, duże powierzchnie o małej krzywiznie przy normalnym padaniu nań opromieniowującej fali energii elektromagnetycznej.

Znaczne obniżenie mocy odbitej od powierzchni wypukłych można osiągnąć przez pokrycie ich warstwą pochłaniającą tylko tzw. pierwszej strefy Frenela.

Dla wypukłych powierzchni rozpraszających przy padaniu nań fali płaskiej pierwszą strefę Frenela określa się częścią powierzchni rozpraszającej, która znajduje się między dwoma równoległymi płaszczyznami oddalonymi od siebie na odległość  $d = \lambda/4$  i prostopadłymi do źródła promieniowania.

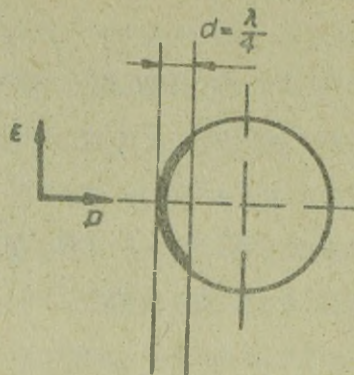
Jedną z powierzchni jest styczna do powierzchni rozpraszającej rys. 5.7. Pozostałe strefy Frenela /2-a, 3 - a itd/ będą przedstawiać sobą odcinki powierzchni rozpraszającej znajdujące się odpowiednio między drugą i trzecią, trzecią i czwartą itd. płaszczyznami równoległymi do dwóch poprzednio wspomnianych płaszczyzn i odległych od siebie o  $\lambda/4$ .

Zrozumiałe jest, że przy zmianie kierunku padania fal położenie stref Frenela odpowiednio zmieni się. Ogranicza to obszar stosowania tego rodzaju metod ochrony, opartych na nakładaniu pokryć w granicach pierwszej strefy Frenela.

Jedną z podstawowych trudności związanych z stosowaniem pokryć przeciwradiolokacyjnych w lotnictwie jest wpływ temperatury na ich właściwości elektryczne i charakterystyki wytrzymałościowe. Dla uniknięcia wpływów temperatury nanosi się na pokrycie dodatkową warstwę.

Wymagania dotyczące zmniejszania skutecznej powierzchni odbicia obiektów naziemnych w porównaniu z powietrznymi są o wiele mniejsze. Wynika to z tego, że ważniejsze obiekty /mosty, zakłady przemysłowe/ maskowane są przy uwzględnianiu otaczającego tła oraz wokół nich buduje się często specjalne pozorne radiolokacyjne punkty orientacyjne.

Do maskowania naziemnego stosuje się pokrycia przeciwradiolokacyjne w postaci mat włosianych, gumowych, nasiąkniętych masą neopremu /rodzaj kauczuku/ i sadzy. Tego rodzaju maty o grubości kilku centymetrów zdolne są zmniejszyć moc odbitego sygnału 20-50 razy. W warunkach podręcznych z powodzeniem mogą być również stosowane maty wykonane z mokrego siana i trawy.



Rys. 5.7. Strefy Frenela

Kończąc rozważanie dotyczące tego zagadnienia należy stwierdzić, że nawet całkowite powleczenie aparatów latających pokryciami przeciwradiolokacyjnymi nie może zapewnić ich zupełnego zamaskowania. Wynika to z tego, że silniki pracujące samolotów i raket tworzą ślad ze zjonizowanych cząsteczek gorących gazów. Zjonizowany ślad odbija fale radiowe i jest obserwowany na ekranach wskaźników RLS. Ostatnio stwierdzono, że podczas lotów nadźwiękowych aparatów latających tworzy się łatwo wykrywalny ślad zjonizowany nawet w tym przypadku, jeśli silniki nie pracują.

### 5.3. Sterowanie rozpraszaniem fal radiowych

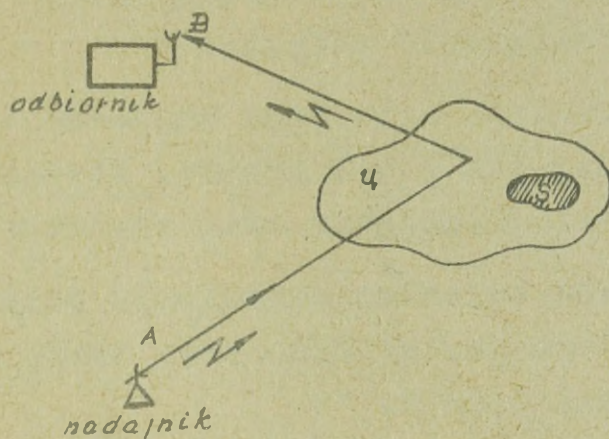
Znaczne zmniejszenie skutecznej powierzchni odbicia obiektu powietrznego można również uzyskać przez sterowanie parametrami wtórnego /rozproszonego/ pola elektromagnetycznego.

Sterowanie polega na zmianie właściwości obiektu, jako źródła promieniowania wtórnego w tym stopniu, aby w wymaganym kierunku otrzymać minimum energii promieniowania wtórnego.

Jeden ze sposobów sterowania polega na podłączeniu obciążenia zespolonego do obiektu odbijającego fale radiowe. Sposób ten posiada niektóre właściwości analogiczne do opisanych sposobów zmniejszania skutecznej powierzchni odbicia za pomocą pokryć przeciwradiolokacyjnych. Zasadnicza różnica polega na tym, że dla zmiany właściwości obiektu pod względem radiolokacyjnym w rozpatrywanym przypadku wykorzystuje się podłączenie obciążenia zespolonego do obszaru lokalnego, rozmiary którego są znacznie mniejsze od rozmiarów całego obiektu odbijającego.

Obszar obciążony może często stanowić szczelinę ze skupionymi lub rozłożonymi obciążeniami.

Na rys. 5.8. pokazany jest obiekt /cel/ "C" z otworem S przedstawiającym obciążenie zespolone.



Rys. 5.8. Obiekt odbijający z podłączonym obciążeniem zespolonym w celu sterowania rozpraszaniem fal

Cel opromieniowywany jest nadajnikiem A, a odbiór promieniowania wtórnego następuje w punkcie B.

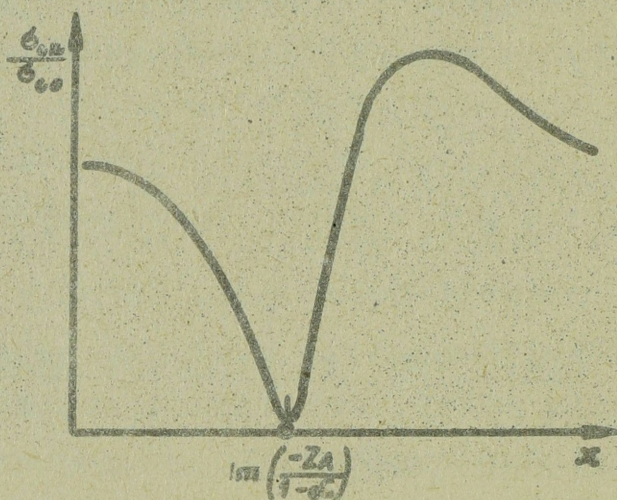
Wtórne pole w punkcie odbioru B może być przedstawione jako rezultat superpozycji dwóch pól. Jedno z nich przedstawia sobą pole celu nieobciążonego C, a drugie - pole obciążonego szczeliną S. W wyniku małej powierzchni szczeliny S ogólna konfiguracja celu i jej powierzchnia mogą być uważane jako niezmienione.

Pole rozpraszania szczeliny S określa się jej kształtem i parametrami obciążonej impedancji. Przez zmianę parametrów można wpłynąć na amplitudę i fazę promieniowania wtórnego szczeliny, a tym samym spowodować niezbędne zmniejszanie pola w punkcie odbioru B.

Względna zmiana skutecznej powierzchni odbicia obciążonego celu może być określona wzorem:

$$\frac{\sigma_{cn}}{\sigma_{co}} = (1 - a^x)^2 \left| \frac{Z + \frac{Z_A}{1-a}}{Z + Z_A} \right| \quad /5.13/$$

- gdzie:  $G_{cn}$  - skuteczna powierzchnia odbicia celu nieobciążonego;
- $G_{co}$  - skuteczna powierzchnia odbicia celu obciążonego;
- $Z$  - obciążenie zespolone;
- $a^x$  - funkcja opisująca wzajemne rozmieszczenie nadajnika i odbiornika, kształt celu i jego umiejscowienie oraz charakter obciążenia;
- $Z_A$  - ekwiwalentne obciążenie zespolone w punktach jego podłączenia przy braku wzbudzenia przez nadajnik A.



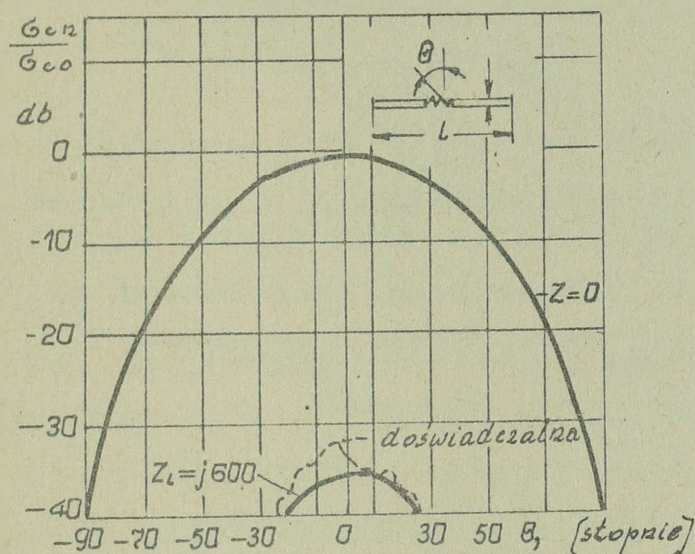
Rys. 5.9. Zależność względnej wartości skutecznej powierzchni odbicia dipola obciążonego od wielkości obciążenia zespolonego

Na rys.5.9 pokazana jest zależność  $G_{cn}/G_{co}$  od obciążenia reaktancyjnego  $Z = jx$ . Minimum skutecznej powierzchni odbicie osiąga się przy obciążeniu reaktacyjnym.

$$Z = -j \operatorname{Im} \left[ \frac{Z_A}{1 - a^x} \right] \quad /5.14/$$

Obliczenie funkcji w postaci matematycznej /5.13/ dla celu o złożonej konfiguracji nasuwa duże trudności. Dla przedmiotów o prostym kształcie /dipol, kula/ funkcję można określić z wykresów.

Obliczenia wskazują, że skuteczna powierzchnia odbicia wąskiego dipola podłączonego do obciążenia zespolonego może być zmniejszona około  $20 \div 35$  db. Fizycznie można to wytłuma - czyć rozstrojeniem dipola przez wnoszone obciążenie reaktacyj - ne.



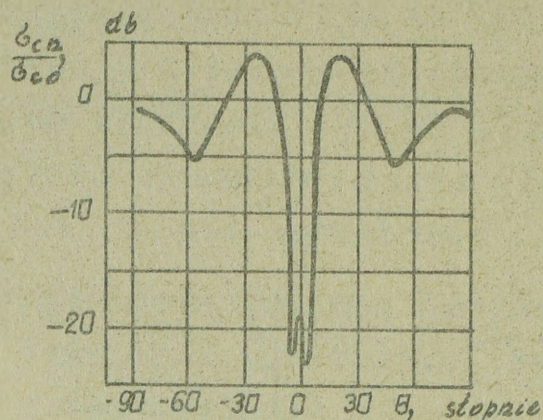
Rys. 5.10. Zależność względnej wartości skutecznej powierzchni odbicia dipola obciążonego indukcyjnością od kąta promieniowania wtórnego  $\theta$ .

Na rys. 5.10 pokazana jest zależność skutecznej powierzchni odbicia dipola obciążonego indukcyjnością od kąta promieniowania wtórnego  $\theta$ .

Dipol obciążony jest indukcyjnością  $Z_L = j 600$ . Pokazana jest również analogiczna zależność w przypadku nieobciążonego dipola  $Z = 0$ .

Zmianę parametrów obciążenia zespolonego można uzyskać przez podłączenie skupionych lub rozłożonych reaktancji na przykład w postaci szczelin pierścieniowych.

Na rys. 5.11 pokazane są względne wartości skutecznej powierzchni odbicia kuli. Obciążenie zespolone stanowi szczelina. Wielkość i charakter obciążenia regulowane są przez zmianę głębokości szczeliny. W omawianym przypadku zmiana głębokości szczeliny odbywała się przez wkręcanie dysków.

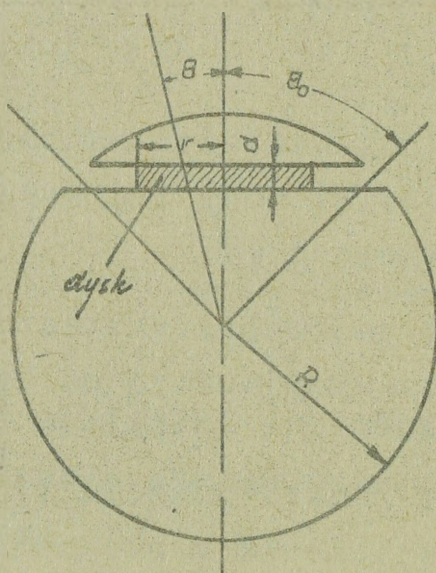


Rys. 5.11. Zależność względnej wartości skutecznej powierzchni odbicia kuli obciążonej obciążeniem zespolonym

Na rys. 5.12. pokazany jest kształt odbijającej sfery.

Dysk posiadał następujące parametry:

$$R = 42,25 \text{ mm}, d = 1,6 \text{ mm} \theta^\circ = 90^\circ \quad r = 4,28, F = 5136 \text{ G'Hz.}$$

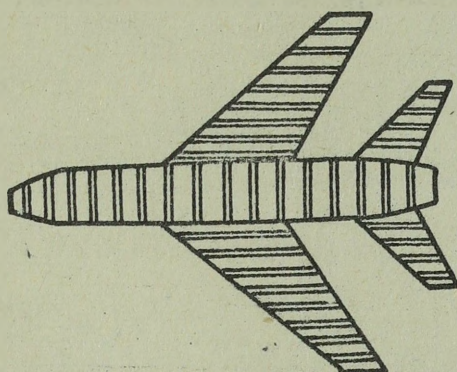


Rys.5.12. Odbijająca sfera

Zależność skutecznej powierzchni odbicia obciążonych urządzeń promieniowania wtórnego od kąta promieniowania wtórnego /rys. 5.10 i 5.11/ świadczy o możliwości zmniejszenia skutecznej powierzchni odbicia do  $20 \div 35$  db.

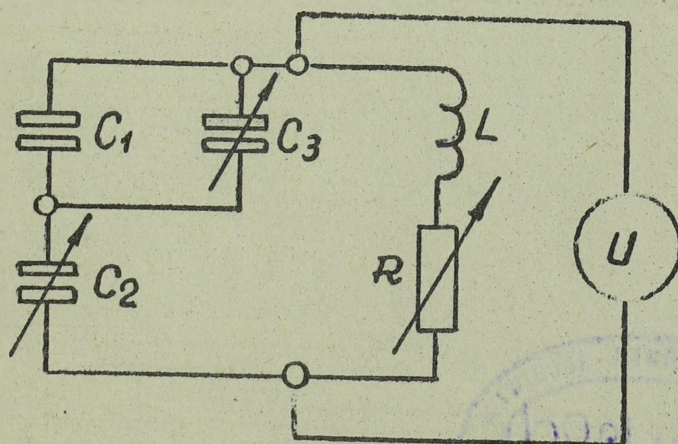
Praktycznie zmianę charakterystyki promieniowania wtórnego samolotu można osiągnąć przez zastosowanie specjalnych obwodów drgających naniesionych w postaci pasów metalowych na obudowę. W tym celu powierzchnię samolotu pokrywa się materiałem izolacyjnym, a następnie pokrywa się metalizowanymi pasami. Pa-

sy te są różnie zorientowane i odpowiednio łączone z sobą rys. 5.13 tak, aby tworzyły kondensator powietrzny, pojemność którego mała. zależy od polaryzacji fali padającej.



Rys. 5.13. Przykład zasady sterowania charakterystyką promieniowania wtórnego samolotu.

Kondensator powietrzny  $C_1$  stanowi reaktancję obwodu drgającego, składającego się z indukcyjności  $L$ , kondensatorów zmiennych  $C_2$ ,  $C_3$  i oporności rzeczywistej  $R$ , który jest elementem tłumiącym energię elektromagnetyczną. Wskaźnik służy do zorientowania załogi o opromienianiu przez RLS. Za pomocą kondensatorów  $C_2$  i  $C_3$  nastawia się obwód drgający do rezonansu na częstotliwość pracy opromieniującej RLS, opornością  $R$  regulujemy do momentu zaniku drgań w obwodzie, a tym samym zmniejszamy współczynnik odbicia fal radiowych od samolotu.



Rys. 5.14. Schemat zastępczy urządzenia do sterowania charakterystyką promieniowania wtórnego obiektu powietrznego

Obecnie czyni się doświadczenie nad urządzeniami, które automatycznie bez udziału człowieka mogłyby zmieniać charakterystykę promieniowania wtórnego, a tym samym zmniejszały skuteczną powierzchnię odbicia w określonym kierunku.

Wykonano w 40 egz.

Egz.nr 1-40 Bibl. Jawna  
Wyk. ppłk Piątkowski  
Druk. OH, dn. 6.10.71r.  
Nr ks. 1332/2344/WW

Druk ASG-O-XV-5144

Zam. 3191 z dn. 12.11.71 druk ukończ. 11.11.71

