

ZENON CEROWSKI, BOGDAN SIKORA

KONCENTRACJA FAL ULTRADŹWIĘKOWYCH
ZA POMOCĄ PŁYTEK STREFOWYCH

Streszczenie. Posługując się teorią przedstawioną przez Rozenberga [2, 3, 4] zbudowano dyfrakcyjne koncentratory ultradźwięków - płytki strefowe. Przebadano jakościowo te koncentratory fotografując pole dźwiękowe metodą smugową. Rezultaty badań przedstawiono w postaci fotografii.

1. OGÓLNE UWAGI O KONCENTRATORACH AKUSTYCZNYCH

W celu uzyskania ultradźwiękowych drgań o dużej intensywności stosujemy następujące typy ogniskujących urządzeń:

1. Zwierciadła.
2. Soczewki głosowe.
3. Wklęsłe promienniki.
4. Płytki strefowe.

Ogniskowanie zwierciadłami jest niewygodne z tych względów, że fala padająca i odbita znajdują się po tej samej stronie zwierciadła. Zaletą ich jest duży współczynnik wzmocnienia. W ostatnich czasach zaczyna się stosować coraz częściej koncentratory dwuzwierciadłowe, które już wyżej wymienionych wad nie posiadają.

Dla soczewek wada ta nie występuje, występują natomiast inne. Trudny jest dobór materiału, ponieważ opór akustyczny otaczającego ośrodka i soczewki powinny być w przybliżeniu sobie

równe. Jest to konieczne jeżeli chcemy mieć minimalne straty energii. Poza tym do tej pory nie udało się znaleźć materiału na soczewki, które by przepuszczały fale ultradźwiękowe o dużych natężeniach. W związku z tym, że opory akustyczne otaczającego ośrodka i materiału soczewki są na ogół różne, przezroczystość (to jest stosunek energii, która przeszła przez soczewkę do całkowitej energii padającej) nie jest równa jedności, a wynosi w granicznym wypadku (2 wzór 6, 7)

$$\eta = \frac{1}{a^2} \quad a = \frac{1}{2} \left(\alpha + \frac{1}{\alpha} \right)$$

gdzie:

α - stosunek oporów ośrodka i materiału soczewki.

Najlepsze wyniki otrzymujemy, jeżeli do koncentracji stosujemy wklęsłe promienniki. Zaletą ich jest, że nie rozprasza się energia ani przez odbicie (zwierciadła), ani przez przechodzenie (soczewki) ale całkowita energia, która jest wypromieniowana zostaje skoncentrowana w ognisku.

Pierwszym, który wskazał na możliwość koncentracji ultradźwięków przy pomocy wklęsłych promienników był J. Gretzmacher. Pracując częstotliwością 370 kHz otrzymał wzmocnienie 160-krotne. Dla współczynników wzmocnienia otrzymuje się obecnie następujące wyrażenia [4]

$$K_p = kf(1 - \cos \alpha m)$$

$$k_v = kf \frac{\sin^2 \alpha m}{2}$$

k - liczba falowa,

f - ogniskowa,

α_m - kąt rozwarcia.

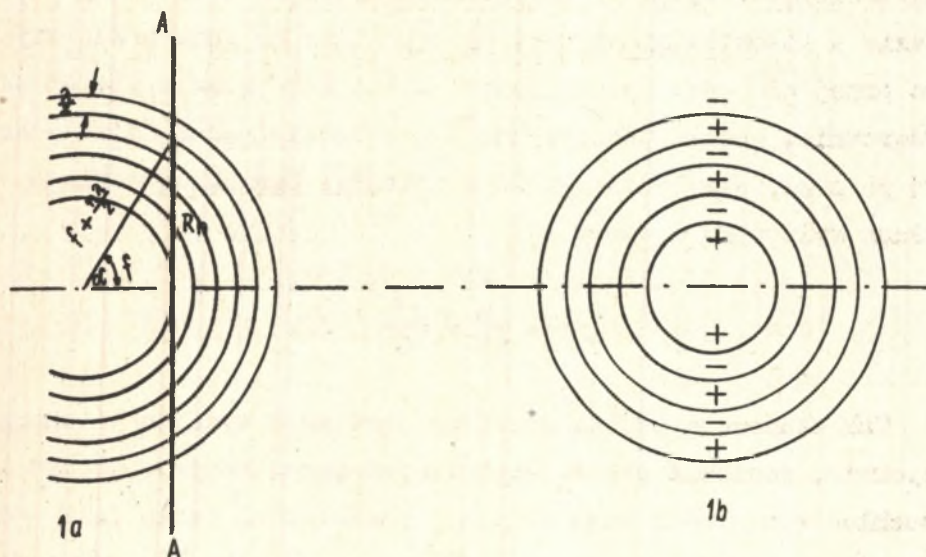
Przy obliczaniu tych wyrażeń zakłada się, że rozkład amplitudy wzdłuż czoła fali jest równomierny.

W pracy tej podjęto próbę jakościowego przebadania dyfrakcyjnych koncentratorów ultradźwiękowych. Koncentratory te wykonano jako płytki strefowe (zonalne) w oparciu o pracę L.D. Rozenberga [2].

2. PŁYTKI STREFOWE

Budowa płytki strefowej opiera się na teorii stref Frenela.

Rozpatrzmy czoła fal rozchodzących się od źródła punkowego.



Rys.1. Przekrój fali kulistej

W tym celu wykreślmy ich przekrój:

Kulistą falę przecinamy płaszczyzną A - A. Przekroje powierzchni falowych różniących się fazą $\frac{\pi}{2}$ przedstawiają szereg koncentrycznych kół. Promienie tych kół rosną według następującego prawa (łatwo to odczytać z rysunku 1a)

$$R_n \sqrt{\left(f + \frac{n\lambda}{2}\right)^2 - f^2} \quad (1)$$

f - odległość płaszczyzny przekroju od źródła fali kulistej

λ - długość fali, jaką promieniuje źródło,

n - kolejny numer koła,

Koła na płaszczyźnie A - A rozgraniczają strefy Frenela charakteryzujące się tym, że fazy fal rozchodzących się od źródła zmieniają znak na granicy 2 stref. Jeżeli teraz zakryjemy materiałem odbijającym lub pochłaniającym strefy o tej samej fazie a pozostawimy strefy, których faza ma znak przeciwny to po przejściu przez płaszczyznę A - A fala stanie się płaską. Odwrotnie, jeżeli płaszczyznę A - A będzie padać fala płaska to po przejściu będzie kulistą zbieżną. Ogniskową takiego układu wyliczymy w wzorze (1)

$$f = \frac{R^2}{n\lambda} - \frac{n\lambda}{4} \quad (2)$$

Tak zbudowana płytka strefowa jest mało wydajna energetycznie, ponieważ połowa energii padającej zostaje odbita lub pochłonięta. Prócz tego elementy powierzchni czoła fali dla stref odkrytych mają fazy takiego samego znaku ale różne wielkości.

Rozpatrzmy rozkład faz ciśnienia na powierzchni płytki w przedziale jednego pierścienia to jest jednej strefy Frenela. Zauważamy, że ciśnienie nie ma jednakowej fazy co do wielkości. Rozkład fazy wzdłuż współrzędnej odpowiada prawu sinusa. Jest tak dlatego, że na granicy rozdziału dwóch stref faza nie zmienia się skokiem. Dlatego amplitudy w ognisku nie sumują się algebraicznie, ale geometrycznie przy czym suma geometryczna będzie μ razy mniejsza od algebraicznej

$$\mu = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \varphi \, d\varphi = \frac{1}{\pi} \quad (3)$$

Całkujemy tylko od (zera) - $0 - \pi$, ponieważ strefy z fazami $\pi - 2\pi$ zakryliśmy,

Z tego widzimy, że wzmocnienie ciśnienia w porównaniu z idealnie koncentrującym układem będzie dla płytki zonalnej w najlepszym przypadku $\frac{1}{\pi}$ razy mniejsze. Ciśnienie w różnych odległościach od płytki strefowej przedstawia się następująco:

1. Na powierzchni płytki jest równe 1 (jeżeli w fali padającej ciśnienie przyjmiemy za jednostkę) dla stref, które przepuszczają falę i 0 dla stref zakrytych,
2. Dla punktów leżących niedaleko od osi jak to wynika z rozważań nad dyfrakcją w płaszczyźnie ogniskowej mamy:

$$p(r, f) = e^{ikt} \sum_{n=0}^m \cos \alpha_n I_0(kr \sin \alpha) \quad (4)$$

- $p(r, f)$ - ciśnienie dla punktu leżącego w płaszczyźnie ogniskowej oddalonego od osi o r ,
 r - współrzędna radialna,
 f - ogniskowa,
 α_n - kąt pod którym widać z ogniska n - ty promień koła płytki strefowej,
 I_0 - funkcja Bessla zerowego rzędu.

Ażebym wyrażenie było słuszne odległość ogniskowa musi być dużo większa od długości fali.

Przy dużej liczbie pierścieni wyrażenie to przechodzi w wyrażenie całkowe:

$$p(r, f) = \frac{k f}{\pi} e^{ikt} \int_0^{\alpha_m} \operatorname{tg} \alpha I_0(kr \sin \alpha) d\alpha \quad (5)$$

α_m - kąt rozwarcia to jest kąt po którym widać z ogniska krańcowy promień płytki strefowej

3. Dla punktów leżących w dowolnej płaszczyźnie wzór jest następujący:

$$p(r, f + \eta) = \frac{k f}{\pi} e^{ikt} \int_0^{\alpha_m} \operatorname{tg} \alpha e^{ik\eta \cos \alpha} I_0(kr \sin \alpha) d\alpha \quad (6)$$

η - odległość od interesującego nas punktu do ogniska wzdłuż ogniskowej.

Podobne wyrażenia otrzymuje się dla prędkości

$$v(r, f + \eta) = \frac{k f}{\pi} e^{ikf} \int_0^{\alpha_m} \sin \alpha e^{ik \cos I_0} (kr \sin \alpha / d \alpha \quad (7)$$

Dla płaszczyzny ogniskowej $\eta = 0$ - więc:

$$v(r, f) = \frac{k f}{\pi} e^{ikf} \int_0^{\alpha_m} \sin \alpha I_0 (kr \sin \alpha) d \alpha \quad (8)$$

Zajmiemy się obecnie ciśnieniem i prędkością w płaszczyźnie ogniskowej. Wiemy z optyki, że żaden koncentrator nie zbiera dokładnie w jednym punkcie. W płaszczyźnie ogniskowej otrzymujemy obraz dyfrakcyjny składający się z centralnego krążka i obejmujących centralny krążek dyfrakcyjnych pierścieni. To samo zachodzi dla koncentratorów akustycznych. Dla idealnego układu całkowita energia, która przeszła przez koncentrator powinna skoncentrować się w centralnym krążku.

W układach rzeczywistych część energii zbiera się w następnych, czyli pobocznych pierścieniach dyfrakcyjnych.

Wykres rozkładu ciśnienia w płaszczyźnie ogniskowej według wzoru (5) przedstawia rys. 2.

Promienie dla krążków centralnych możemy w przybliżeniu obliczyć:

- 1) dla prędkości przyjmując, że kąt rozwarcia jest równy

$$\frac{\pi}{2} \quad \text{mamy po scałkowaniu (8)}$$

$$v(r, f) = e^{ikf} \frac{k f}{\pi} \frac{\sin kr}{kr}$$

Przyrównując to do zera otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \sin kr &= 0 \\ r_{ov} &= \frac{\pi}{k} = \frac{\lambda}{2} \end{aligned}$$

2) dla ciśnienia rozpatrujemy wyrażenia (5) tak samo jak dla prędkości wyrażenia (8): otrzymujemy r_{op}

$$r_{op} = 0,38\lambda$$

Przy stosowaniu koncentratorów interesuje nas zawsze wzmocnienie jakie otrzymujemy dzięki ich użyciu. Wzmocnienie określamy za pomocą współczynników wzmocnienia ciśnienia lub prędkości. Współczynnikiem wzmocnienia nazywamy stosunek ciśnienia (prędkości) dla fali, która przeszła przez płytkę strefową do ciśnienia (prędkości) dla fali padającej. Ciśnienie (prędkość) dla fali padającej przyjmujemy za jednostkę.

Z wyrażeń (5) i (8) mamy następujące wzory dla współczynników w ognisku.

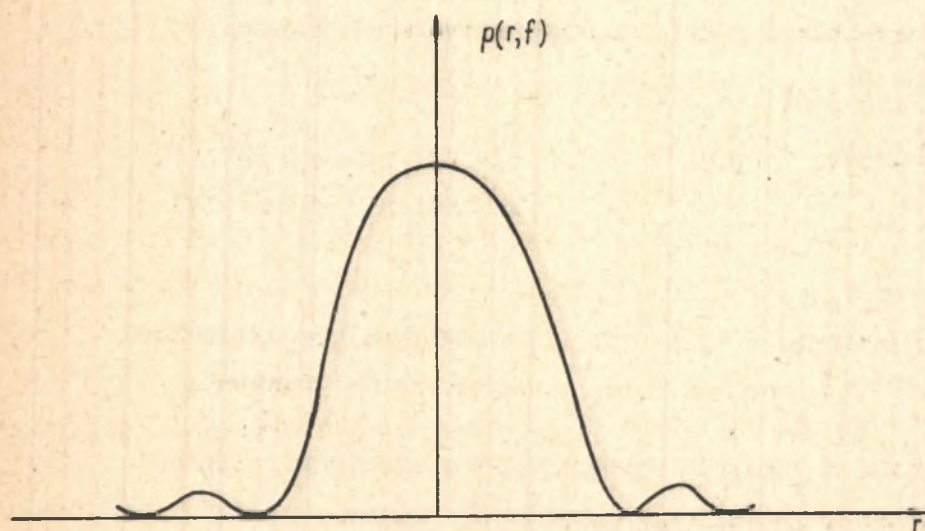
$$K_p = \frac{k f}{\pi} \int_0^{\alpha_m} \operatorname{tg} \alpha \, d\alpha = \frac{k f}{\pi} \ln \frac{1}{\cos \alpha_m} \quad (9)$$

$$K_v = \frac{k f}{\pi} \int_0^{\alpha_m} \sin \alpha \, d\alpha = \frac{k f}{\pi} (1 - \cos \alpha_m) \quad (10)$$

ponieważ $I. (0) = 1$ bo $r = 0$.

Jak widać zależą one od kąta rozwarcia. W celu dokładniejszego zbadania tej zależności przekształcamy nieco wyrażenia (9) i (10) podstawiając

$$f = R_m \operatorname{ctg} \alpha_m$$



Rys.2. Wykres rozkładu ciśnienia w płaszczyźnie ogniskowej

wówczas jest

$$\frac{K_p}{k \cdot R_m} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{1}{\cos \alpha_m} \operatorname{etg} \alpha_m \quad (11)$$

$$\frac{K_r}{k \cdot R_m} = \frac{1}{\pi} (1 - \cos \alpha_m) \operatorname{etg} \alpha_m \quad (12)$$

Obie te funkcje posiadają ekstremum. Obliczając pochodne względem α_m i przyrównując do zera otrzymujemy:

- 1) dla współczynnika wzmocnienia ciśnienia przy $\alpha_m = 63^{\circ}30'$ funkcją (11) posiada maksimum,
- 2) dla współczynnika wzmocnienia prędkości przy $\alpha_m = 51^{\circ}$ funkcja (12) posiada maksimum.

W związku z tym stosunek promienia płytki strefowej do jej ogniskowej dla optymalnego kąta rozwarcia wynoszą:

$$\frac{R_m}{f} = \operatorname{tg} \alpha_m = 2,0$$

dla optymalnego kąta dla
wzmocnienia ciśnienia

$$\frac{R_m}{f} = \operatorname{tg} \alpha_m = 1,25$$

dla optymalnego kąta dla
wzmocnienia prędkości

Wynika z tego, że współczynnik wzmocnienia ciśnienia jest największy, jeżeli ogniskowa jest równa połowie promienia płytki strefowej. Jest to jedna wskazówka jak dobierać wielkości charakterystyczne płytki strefowej, aby otrzymać maksymalne wzmocnienie ciśnienia w ognisku. Drugą wskazówkę otrzymujemy z rozważań nad rozkładem ciśnienia w płaszczyźnie ogniskowej. Stwierdzono, że stosunek ciśnienia w dyfrakcyjnym krążku centralnym do ciśnienia w dyfrakcyjnych pierścieniach pobocznych maleje ze wzrostem kąta rozwarcia.

Stosunek ten jest największy dla kątów rozwarcia mniejszych od $\frac{\pi}{4}$. Biorąc pod uwagę dwa powyższe kąty stwierdzamy, że kąt rozwarcia, przy którym otrzymujemy największy współczynnik wzmocnienia ciśnienia wynosi około 50° .

W celu otrzymania dobrej koncentracji fali ultradźwiękowej płytka strefowa musi być ustawiona dokładnie prostopadle do kierunku rozchodzenia się fali płaskiej.

Jeżeli mamy płytkę strefową długoogniskową to nieduże odchylenia od prostopadłego ustawienia wpływają nieznacznie na koncentrację, natomiast dla płytek strefowych krótkoogniskowych nieduże odchylenia powodują duże wady w ogniskowaniu.

Inne są też własności ogniskujące płytek długoogniskowych i krótkoogniskowych obliczonych na odpowiednią częstość przy stosowaniu ich do koncentracji innych częstości.

Ze wzoru (2) wynika:

$$f = \frac{R^2}{n\lambda} \text{ jeżeli}$$

$$\frac{n\lambda}{4} \ll f$$

po przekształceniu otrzymujemy:

$$\lambda f = \frac{R^2}{n} = \text{constans}$$

Z tego widać, że płytka strefowa długoogniskowa obliczona na dowolną częstość będzie ogniskować również inne częstości. Ogniskowa jednak będzie zmieniać się odwrotnie proporcjonalnie do długości fali to jest będzie występować tutaj swojego rodzaju aberacja chromatyczna.

Dla płytek krótkoogniskowych nie możemy stosować już zależności $f \gg \frac{n\lambda}{4}$, co za tym idzie i $\lambda f = \frac{R^2}{n} = \text{const}$ dlatego mogą one być stosowane tylko do koncentracji tej częstości, dla której zostały obliczone.

Z zasady obliczania promieni stref płytki wynika, że przy podaniu fali płaskiej wzdłuż osi wszystkie promienie fali powinny ześć się w jednym punkcie to znaczy nie powinno być aberracji sferycznej. Przy padaniu pod kątem do osi występuje koma i astygmatyzm. Koma daje dodatkowe asymetryczne rozmycie w płaszczyźnie obrotu.

Astygmatyzm daje symetryczne rozmycie w płaszczyźnie obrotu.

3. PRZYGOTOWANIE PŁYTEK STREFOWYCH

Przy budowie płytek strefowych opierano się na wynikach teorii, która określa optymalny kąt rozwarcia.

Dla uzyskania maksymalnego ciśnienia w ognisku mamy:

1. Współczynnik wzmocnienia ciśnienia jest największy dla kąta rozwarcia równego $63^{\circ}30'$.
2. Stosunek głównego maksimum ciśnienia do pierwszego pobocznego w płaszczyźnie ogniskowej jest największy dla kątów rozwarcia mniejszych od $\frac{\pi}{4}$.

Obrano następujące rozmiary płytek:

Promień zewnętrzny w przybliżeniu równy promieniowi kwarcu, który promieniował fale, a więc $R_m = 12,6$ (promień kwarcu 12,5),
Ogniskową $f = 10$ mm.

Wówczas kąt rozwarcia jest następujący:

$$\operatorname{tg} \alpha_m = \frac{12,6}{10} = 1,26$$

$$\alpha_m = 51^{\circ}30'$$

W celu skoncentrowania więcej energii w ognisku płytek strefowych nie zasłanianio żadnych stref materiałem pochłaniającym ani odbijającym jak to zakładano przy teoretycznym rozpatrywaniu płytki strefowej. Jedne strefy stanowił ośrodek (olej) a drugie szkło organiczne lub mosiądz. Grubość płytek dobrano tak, ażeby fale po przejściu przez strefy z ośrodka (oleju) i szkła organicznego lub mosiądzu miały fazy przeciwne.

Zmiana fazy przy przejściu fali przez jakikolwiek ośrodek o grubości d wynosi $\frac{2\pi d}{\lambda}$ gdzie λ - długość rozchodzącej się fali. Jeżeli fala równocześnie przechodzi przez dwa ośrodki to wypadkowa zmiana fazy będzie równa różnicy zmian faz dla poszczególnych ośrodków a więc:

$$\frac{2\pi d}{\lambda_1} - \frac{2\pi d}{\lambda_2} = \pi \quad d - \text{grubość płytki strefowej}$$

$$d \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = \frac{1}{2} \quad \lambda_{1,2} - \text{długość fal w płytce i oleju}$$

po podstawieniu $\lambda \nu = c$ otrzymujemy:

$$d \nu \left(\frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2} \right) = \frac{1}{2} \quad \nu - \text{częstość drgań}$$

$$d = \frac{c_1 c_2}{2 \nu (c_2 - c_1)} \quad c_{1,2} - \text{prędkości fali w płytce i oleju}$$

W związku z obraniem takiej grubości płytki współczynnik występujący przy sumowaniu amplitud ciśnienia jest $\frac{2}{\pi}$ a nie jak poprzednio $\frac{1}{\pi}$.

Wynika to z następującego obliczania:

$$u = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \varphi \, d\varphi - \frac{1}{2\pi} \int_{\pi}^{2\pi} \sin \varphi \, d\varphi = \frac{2}{\pi}$$

Taki sam jest współczynnik w przypadku sumowania amplitud prędkości w ognisku. Energia jest proporcjonalna do iloczynu ciśnienia i prędkości (energia przechodząca przez jednostkę powierzchni w jednostce czasu), więc współczynnik dla energii jest proporcjonalny do $\frac{4}{\pi^2}$

Na zmniejszenie ilości energii przepływającej wpływa jeszcze fakt, że opory akustyczne oleju i szkła organicznego lub mosiądzu są różne. Dlatego część energii padającej zostaje odbita.

Dla szkła organicznego, opór akustyczny wynosi:

$$g_1 c_1 = 1,18 \text{ g/cm}^3 \cdot 267 \cdot 10^3 \text{ cm/sek} = 3,2 \cdot 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sek},$$

g_1 - gęstość szkła organicznego,

Dla oleju opór akustyczny jest:

$$g c = 0,876 \text{ g/cm}^3 \cdot 144 \cdot 10^3 \text{ cm/sek} = 1,3 \cdot 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sek}$$

g - gęstość oleju

c - prędkość głosu w oleju

Współczynnik odbicia dla tych 2 materiałów będzie:

$$R = \left(\frac{g_1 c_1 - g c}{g_1 c_1 + g c} \right)^2 = 0,18$$

Biorąc pod uwagę, że połowa energii padającej na płytkę przechodzi, a z drugiej połowy 18% zostaje odbite, więc w sumie przechodzi 82% energii padającej na płytkę strefową zrobioną ze szkła organicznego.

Dla płytek zrobionych z mosiądzu procent przechodzącej energii jest mniejszy.

Opór akustyczny dla mosiądzu:

$$\rho_2 c_2 = 8,5 \text{ g/cm}^3 \cdot 342 \cdot 10^3 \text{ cm/sek} = 29 \cdot 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sek}$$

Współczynnik odbicia

$$R = \left(\frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \right)^2 = 0,89$$

Przez płytkę strefową zrobioną z mosiądzu przechodzi 61% energii padającej.

Kwarc, którego używano jako źródła fali ultradźwiękowej pracuje na częstotliwości 1 MHz. Korzystając ze wzoru (1) i (14) oraz obranej wielkości na f obliczano wymiary pierścieni płytki.

$$R_u = \sqrt{n f \lambda + \left(\frac{\lambda n}{2} \right)^2}$$

ν - częstość drgań kwarcu

c - prędkość głosu w oleju

$f = 10 \text{ mm}$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{144000}{10^6} = 1,44 \text{ mm}$$

$$R_1 = 3,44 \text{ mm}$$

$$R_2 = 4,97 \text{ mm}$$

$$R_3 = 6,22 \text{ mm}$$

$$R_4 = 7,32 \text{ mm}$$

$$R_5 = 8,35 \text{ mm}$$

$$R_6 = 9,31 \text{ mm}$$

$$R_7 = 10,24 \text{ mm}$$

$$R_8 = 11,12 \text{ mm}$$

$$R_9 = 12,00 \text{ mm}$$

$$R_{10} = 12,61 \text{ mm}$$

Grubość dla płytki strefowej zrobionej ze szkła organicznego wynosi:

$$d = \frac{c_1 c}{2v(c_1 - c)} = \frac{267 \cdot 10^3 \text{ cm/sek} \cdot 144 \cdot 10^3 \text{ cm/sek}}{2 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{sek}} (267 - 144) \cdot 10^3 \text{ cm/sek}} = 0,156 \text{ cm} = 1,56 \text{ mm}$$

Grubość płytki strefowej zrobionej w mosiądzu jest:

$$d = \frac{c c_2}{2v(c_2 - c)} = \frac{342 \cdot 10^3 \text{ cm/sek} \cdot 144 \cdot 10^3 \text{ cm/sek}}{2 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{sek}} (342 - 144) \cdot 10^3 \text{ cm/sek}} = 0,124 \text{ cm} = 1,24 \text{ mm}$$

Pierścienie do płytek strefowych wykonano na tokarni do obróbki precyzyjnej z dokładnością do 0,05 mm. Mało dokładny był sposób składania pierścieni. Pierścienie układano na papierze milimetrowym i sklejało lub lutowano. Samo ułożenie jest sto-

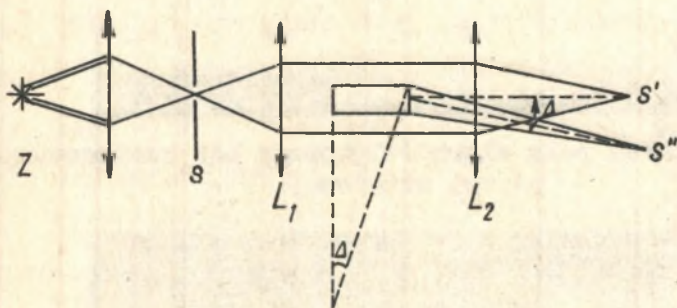
sunkowo dokładne, ale przy sklejananiu lub lutowaniu następują małe przesunięcia. Niezupełna koncentryczność pierścieni powoduje, że ognisko przy koncentrowaniu nie jest punktowe, ale rozmyte w pewnej przestrzeni.

Dla uwidocznienia pola akustycznego powstającego wskutek rozchodzenia się fal stosowano metodę smugową (10,1). Istota metody smugowej polega na wykorzystaniu zmiany współczynnika załamania światła ze zmianą gęsto-



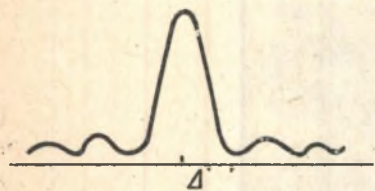
Rys.3. Widok płytki strefowej

ści. Zasadę metody ilustruje rys. 4. Światło ze źródła Z za pomocą soczewki koncentrowane jest na otworze S . Otworek S znajduje się w ognisku soczewki L_1 . Obszar badany znajduje się



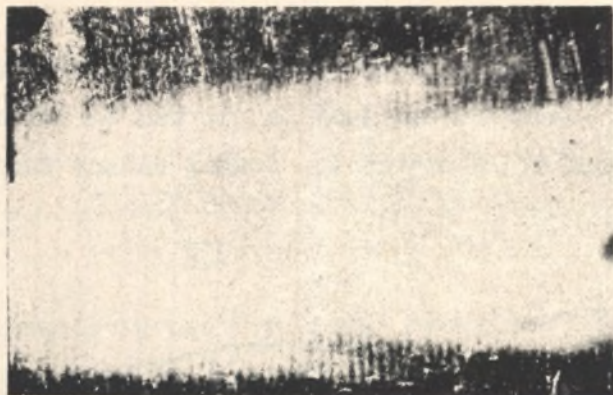
Rys.4. Schemat układu optycznego metody smugowej

w równoległej wiązce promieni świetlnych. Soczewka L_2 daje w ognisku obraz S . Obraz ten nie jest ostry, lecz na skutek dyfrakcji na źrenicach soczewek ma rozkład przedstawiony na rys. 5.

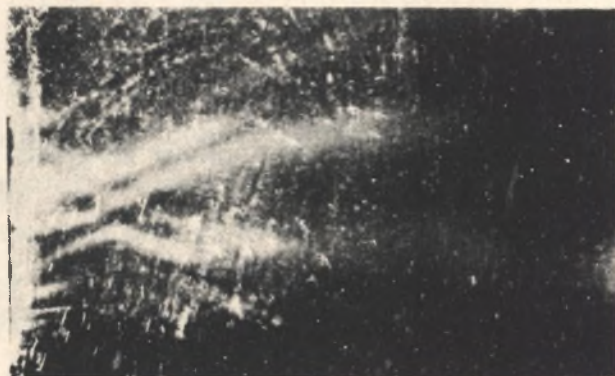


Rys.5. Rozkład natężenia światła w ognisku soczewki zbierającej

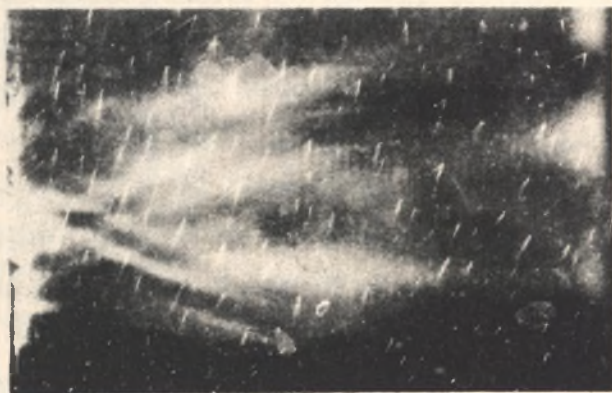
Maksimum obrazu S' zakrywamy tarzą. Na ekranie umieszczonym w takiej odległości, aby powstał na nim obraz badanego obiektu, jest ciemno, jeżeli przestrzeń między soczewkami jest jednorodna. Jeżeli między soczewkami na długości x powstanie niejednorodność taka, że współczynnik załamania zmienia się z góry na dół na długości dy



Rys.6. Obraz pola ultradźwiękowego bez zastosowania płytki strefowej



Rys.7. Obraz pola ultradźwiękowego przy zastosowaniu płytki strefowej zrobionej ze szkła organicznego



Rys.8. Obraz pola ultradźwiękowego przy zastosowaniu płytki strefowej wykonanej z mosiądzu

to wiązka światła ulegnie odchyleniu o kąt Δ . Przy tym ma miejsce zależność $\Delta = x \frac{d n}{d y}$

Odległość (kątowna) między pierwszym minimum a głównym maksimum wyraża się wzorem $\Delta' = \frac{\lambda}{x}$.

Aby obrazy S' i S'' nie zachodziły na siebie musi zachodzić co najmniej równość kątów Δ i Δ' . Daje to związek $d n = \frac{\lambda}{x}$. Ze związku tego widać, że czułość metody zależy od długości fali światła użytego do oświetlenia.

Rys. 6, 7, 8 przedstawiają obrazy pól ultradźwiękowych bez zastosowania płytek strefowych i po ich zastosowaniu. Jasne smugi przedstawiają promienie rozchodzącej się fali.

Ponieważ kwarc promieniuje falę płaską dlatego na rys. 6 widzimy, że promienie fali są do siebie równoległe (występują tylko pewne rozmycia na brzegu). Natomiast na rys. 7, 8 promienie schodzą się w pewnym obszarze (ognisku) i następnie rozchodzą się tak, że dają wycinek fali kulistej.

Wpłynęło do Redakcji 10 października 1964 r.

LITERATURA

- [1] Bergman Ultrazwuk, Moskwa (1957).
- [2] Rozenberg L.D.: Zwukowyje fokusirujuszczyje sistiemy. Moskwa-Leningrad (1949).
- [3] Rozenberg L.D.: O koncentratorach ultrazwuka, Trudy komi sji po akustikie. Izdatielstwo AN SSSR (1955).
- [4] Rozenberg L.D.: Wognutyje ultrazwukowyje izłuczatieli. Uspiechy Fiz. Nauk 39, 456 (1949).
- [5] Rozenberg L.D.: DAN 57, 347, (1947).
- [6] Rozenberg L.D.: DAN 91, 1091, (1953).
- [7] Rozenberg L.D.: Izwiestja AN SSSR 13, 710 (1949).
- [8] Karpaczewa, Rozenberg, Tartakowski: DAN 54, 399 (1946).
- [9] Małżużniec: DAN 54, 403 (1946).
- [10] Schardin H.: Ergebn. de exakt. Naturwiss. 20, 303 (1942).

КОНЦЕНТРАЦИЯ УЛЬТРАЗВУКОВ ЗОНАЛЬНЫМИ ПЛАСТИНКАМИ

Р е з ю м е

Пользуясь теорией представленной Розенбергом [2, 3, 4] построены дифракционные концентраторы ультразвуков — зональные пластинки. Качественно изучено поле за зональной пластинкой пользуясь теневым методом. Результаты представлено в виде фотоснимков.

THE CONCENTRATION OF ULTRASONIC WAVES USING ZONE PLATES

S u m m a r y

Based on the theory suggested by Rozenberg [2, 3, 4] the diffraction ultrasonic concentrators were designed. The field behind the concentrator was investigated by a track method.