

1.2. GENERACJA DŹWIĘKU

Znając już istotę falową dźwięku możemy przejść do zapoznania się ze sposobem jego generacji w zastosowaniu do wibroakustyki maszyn. Analizując zaś hałas generowany przez dowolną maszynę, jak np. na rys. 1.1., można rozróżnić wiele elementów i układów będących źródłami hałasu, a ogólniej dźwięku. Dzieliąc je na różne fizyczne sposoby wytwarzania dźwięku można w ślad za Maleckim [2, s. 148] wyróżnić następujące typy źródeł:

1. Źródła powierzchniowe, gdzie drgania powierzchni są źródłem fali akustycznej w ośrodku (obudowy maszyn).

2. Źródła przepływowe, gdzie dźwięk powstaje jako wtórny efekt burzliwego ruchu ośrodka (ciecze, gazy).

3. Źródła wybuchowe, gdzie wytwarzanie nowej substancji jest źródłem zakłócenia równowagi i fali akustycznej w ośrodku.

4. Źródła termiczne, gdzie lokalne szybkie zmiany temperatury powodując zmianę ciśnienia i gęstości dają w efekcie falę akustyczną (np. palniki przemysłowe).

Ten fenomenologiczny podział i opis źródeł nie daje informacji o mechanizmie generacji w źródle, który może być np. taki sam dla drgań kulistych czaszy jak i dla hałasu wybuchowego. Chodzi więc o rozpatrzenie takich modeli i mechanizmów generacji dźwięku, które byłyby niezależne od natury generacji. Musimy więc wziąć pod uwagę promieniowanie dźwięku przez źródła elementarne, z których złożone są wszystkie realne źródła dźwięku.

1.2.1. ELEMENTARNE ŹRÓDŁA DŹWIĘKU

Większość zjawisk akustycznych, które odbieramy za pomocą ucha, przekazywana jest za pomocą ośrodka jakim jest powietrze. W dalszych więc rozważaniach ograniczymy się zatem do generacji i propagacji fal dźwiękowych w gazach lub ewentualnie w cieczach. Przy tych założeniach weźmy pod uwagę elementarne źródła dźwięku, typu drgającej płaszczyzny pulsującej kuli tym podobne proste źródła pochodne. Niech sztywna płyta o rozmiarach dużych w porównaniu z długością fali dźwięku drga z amplitudą prędkości v . Na skutek sprężystości i ciągłości otaczającego ośrodka (powietrza) nie następuje oderwanie powietrza od drgającej płyty i zachodzi generacja zaburzeń dźwiękowych w ośrodku. Wypromieniowana jest zgodna co do kształtu swego frontu z kształtem płyty, a więc jest płaska. Niech dalej dla prostoty drgania płyty będą harmoniczne, jako szczególny przypadek wyrażenia.

$$V(x,t) = v \cos(\omega t - kx) \quad , \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.41)$$

Wstawiając to wyrażenie do zasady pędu (1.23), możemy otrzymać

$$\frac{dp}{dx} = -\rho_0 \frac{dv(x,t)}{dt} = \rho_0 \omega v \sin(\omega t - kx)$$

Po scałkowaniu względem współrzędnej x i przekształceniach otrzymamy w końcu

$$\rho(x,t) = \rho_0 c v \cos(\omega t - kx) = \rho_0 c v(x,y) \quad (1.42)$$

Jak widać z ostatniej zależności ,drgająca sztywna płyta wypromieniowuje falę akustyczną w otaczający ośrodek, w której zmiany ciśnienia są współfazowe ze zmianami ciśnienia w każdym punkcie przestrzeni, w tym również na płycie dla $x=0$ (rys.1.7).

Jak już wiemy intensywność dźwięku , którą niesie wygenerowana w ten sposób fala płaska dla każdego x w myśl (1.30) wynosi

$$I = \rho_0 c v^2 = \rho_0 c v_{sk}^2 = \frac{P_{sk}^2}{\rho_0 c} = \frac{P_{sk}^2}{\rho_0 c} , \quad (1.43)$$

gdzie amplitudy skuteczne ciśnienia i prędkości oblicza się zgodnie z formułą

$$P_{sk} = \left[\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt \right]^{\frac{1}{2}} , \quad V_{sk} = \left[\frac{1}{T} \int_0^T v^2(t) dt \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.44)$$

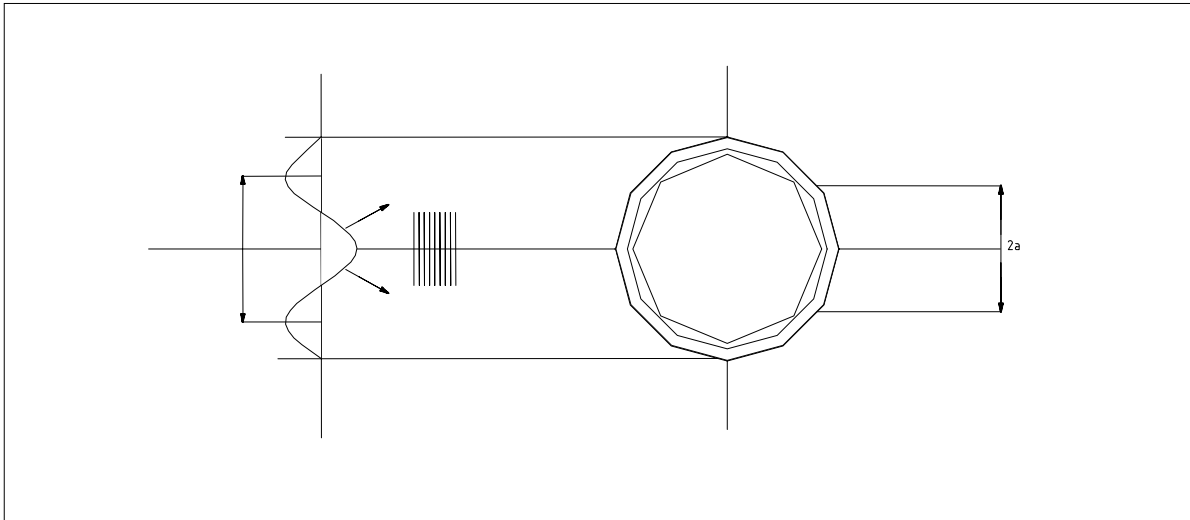
Wielkości akustyczne takie jak ciśnienie, prędkość i intensywność opisują stan pola akustycznego w konkretnym jego punkcie , lecz nie stanowią o charakterystyce źródła. Wiadomo jednak z (1.15), że $dN/dS = I$. Jeśli zatem obliczymy całkę z intensywności I po zamkniętej powierzchni obejmującej źródło ,to otrzymamy

$$N = \oint_S \vec{I} d\vec{S} = \oint_S I_n dS = \oint_S p v_n dS = \oint_S Z v_n^2 dS = \rho_0 c v_{sk}^2 S = \frac{P_{sk}^2 S}{\rho_0 c} \quad (1.45)$$

Gdzie: I_n - składowa intensywności normalna do powierzchni S, S – powierzchnia płyty ($S \gg \lambda$), v_n – składowa prędkości cząstki normalna do S, Z –impedancja ośrodka na powierzchni S pod działaniem emitowanej fali.

Łatwo zauważyć , że alternatywne postacie ostatniej formuły wynikają z wzajemnych związków intensywności, ciśnienia , prędkości i impedancji akustycznej.

W większości przypadków źródło fali płaskiej jest wyidealizowanym modelem źródeł rzeczywistych. Można go stosować w obliczeniach kanałów powietrznych, rurociągów itp., jeśli długość propagującej się fali akustycznej jest znacznie większa od średnicy kanału.



Rys. 1.10. Płyta drgająca giętnie z prędkością skuteczną v_{sk} jako model fali płaskiej w odległości r : pulsująca kula jako model źródła fali sferycznej [12]

Można go jednak stosować również do obliczeń mocy i poziomu hałasu promieniowanego przez drgającą giętnie płytę sprężystą, jeśli jej wymiar charakterystyczny $(S)^{1/2}$ jest znacznie większy od odległości fali w ośrodku $(S)^{1/2} \gg \lambda_0$

Oraz jeśli obserwujemy płytę w polu dalekim $r \gg \lambda_0$ [12]. Sposób drgań płyty i ograniczenia w stosowaniu tego modelu podano na rys. 1.10, gdzie λ_p -długość fali giętniej w płycie. Na rysunku tym przedstawiono również kolejne źródło elementarne -współfazowo pulsującą kulę o promieniu a , zwaną również źródłem kulistym zerowego rzędu. Niech powierzchnia tej kuli oscyluje radialnie z prędkością $v_r(r,t) = v e^{i\omega t}$, dając prędkość zmiany objętości $Q_0 = 4\pi a^2 v$. Obliczmy stąd ciśnienie dźwięku, jakie panuje na powierzchni kuli. Biorąc pod uwagę znany już wzór na ciśnienie w polu fali kulistej, możemy napisać

$$p(r,t) = \frac{q}{r} e^{i(\omega t - kr + ka)} \quad , \quad r \geq 0, \quad (1.46)$$

gdzie, jak widać, dodano przesunięcie fazowe ka tak, by na powierzchni kuli zniknęły człony przestrzenne. Stąd na powierzchni kuli dla $r = a$ znajdziemy

$$p(a,t) = \frac{q}{a} e^{i\omega t} = p e^{i\omega t} \Rightarrow p = \frac{q}{a}$$

W wyrażeniach tych nie znamy amplitudy ciśnienia p , którą należy wyrazić w funkcji amplitudy prędkości powierzchni kuli v lub prędkości objętościowej Q_0 . Biorąc pod uwagę równanie pędu (1.23), mamy

$$\rho_0 v_r(r,t) = - \frac{\partial p(r,t)}{\partial r}$$

co po konfrontacji z (1.46) daje

$$\rho_0 v_r(r, t) = \frac{pa}{r^2} (1 - ika) e^{i(\omega t - kr + ka)}$$

Całkowanie po czasie dla $r = a$ daje

$$\rho_0 v_r(a, t) = \frac{p}{ai\omega} (1 + ika) e^{i\omega t}$$

A ponieważ $v_r(a, t) = v e^{i\omega t}$, więc

$$p = \frac{\rho_0 a v}{1 + ika} i = \frac{\rho_0 i}{4\pi a} \frac{Q_0}{1 + ika} \quad (1.47)$$

Gdzie $Q_0 = 4\pi a^2 v$ jest wprowadzoną już wcześniej objętościową prędkością pulsującej sfery. Tak więc ciśnienie fali sferycznej możemy ostatecznie wyrazić w postaci

$$p(r, t) = \frac{\rho_0 i \omega}{4\pi r r} \frac{Q_0}{1 + ika} e^{i(\omega t - kr + ka)} = \frac{\rho_0 i \omega a^2 v}{r(1 + ika)} e^{i(\omega t - kr + ka)} \quad (1.48)$$

Z ostatniego wzoru widać, że nie ma współfazowości między amplitudą prędkości (1.46) a amplitudą ciśnienia. Obie te wielkości zależą od ilorazu promienia kuli i długości fali λ , gdyż $ka = 2\pi a/\lambda$.

Impedancję ośrodka dla fali sferycznej znamy już z (1.33), gdzie

$$Z_r = \rho_0 c \frac{ikr}{1 + ikr}$$

Obliczmy zatem impedancję promieniowania Z_r na powierzchni kuli $r = a$

$$Z_r = \frac{p(a)}{v_r(a)} = \frac{\rho_0 a i \omega}{1 + ika} = \frac{\rho_0 c ika}{1 + ika} = \rho_0 c \left[\frac{k^2 a^2}{1 + k^2 a^2} + \frac{ika}{1 + k^2 a^2} \right] \quad (1.49)$$

Impedancja promieniowania pulsującej kuli jest wielkością zespoloną, zaś jej część rzeczywista odpowiedzialna za promieniowanie akustycznej mocy czynnej zachowuje się następująco

$$\begin{aligned} \rho_0 c \quad \text{dla } k \gg 1, \text{ czyli } a \geq \frac{\lambda}{2\pi} \\ \text{Re } Z_r = \rho_0 c \frac{k^2 a^2}{1 + k^2 a^2} = \\ \frac{\rho_0}{c} \omega^2 a^2 \quad \text{dla } k \ll 1, \text{ czyli } \frac{a}{\lambda} \ll \frac{1}{2\pi} \end{aligned} \quad (1.50)$$

Można więc powiedzieć, że dla $2\pi a/\lambda \gg 1$, tzn. dużych wymiarów kuli, efektywność promieniowania będzie duża, równa efektywności źródła fali płaskiej. Natomiast dla małych średnic pulsującej kuli $2\pi a/\lambda \ll 1$ efektywność będzie malała z wymiarami źródła a i częstością drgań ω .

Obliczmy na zakończenie moc promieniowaną przez pulsującą kulę. Na podstawie (1.45) mamy

$$N = \oint \operatorname{Re} Z_R v_{nsk}^2(a) dS = \rho_0 c \frac{k^2 a^2}{1+k^2 a^2} 4a^2 v_{sk}^2 = \frac{\rho_0 \bar{\omega}^2 Q_0^2}{4\pi c} \frac{1}{1+k^2 a^2} \quad (1.51)$$

Skąd widać, że wyprowadzone poprzednio wnioski o efektywności promieniowania kuli są nadal aktualne (iloraz a/λ).

1.2.2. MONOPOL I ŹRÓDŁA WYŻSZYCH RZĘDÓW

Jeśli wymiary źródła stają się bardzo małe w porównaniu z długością promieniowanej fali $a/\lambda \rightarrow 0$, przy nie zmienionej objętościowej prędkości pulsacji $Q_0 = 4\pi a^2 v$ $v = \text{const}$, to przechodzimy w granicy do źródła punktowego, zwanego monopolem o mocy

$$N = \frac{\rho_0 \bar{\omega}^2 Q_0}{4\pi c} \quad (1.52)$$

i ciśnieniu

$$p(r, t) = \frac{i\bar{\omega}\rho_0 Q_0}{4\pi r} e^{i(\bar{\omega}t - kr)}$$

Modele typu monopolu i pulsującej kuli, stosuje się we wszystkich przypadkach analizy hałasu wytwarzanego przez niestabilne pęcherzyki gazu w cieczy (kawitacja), hałasu promieniowanego przez wszelkie otwory, upusty, wyloty instalacji wodnej i pneumatycznej. Modelu tego, zwłaszcza w przejściu granicznym, używa się do obliczeń pola akustycznego wytwarzanego przez źródła liniowe, a także modelu powierzchniowe typu drgający tłok w odgradzie [13, r.4, 14, r. 1.3.]. Wreszcie modelu źródła punktowego o mocy N używa się we wszystkich obliczeniach hałasowych w polu dalekim $r \gg \lambda$. Można wtedy używać modelu źródła kulistego, gdyż $r \gg \lambda \gg a$, co i tak sprowadzi się do użycia źródła punktowego. Aby podać kilka praktycznych wzorów stosowanych w takich obliczeniach, zdefiniujemy wpiery współczynnik kierunkowości źródła, który może zależeć od kąтового położenia obserwatora w stosunku do źródła. Współczynnik ten $\Phi(\varphi, \vartheta)$, definiuje się jako iloraz intensywności promieniowania w danym położeniu (φ, ϑ) do całkowitej intensywności źródła.

$$\Phi = \Phi(\varphi, \vartheta) = \frac{I(\varphi, \vartheta)}{I_{odn}} = \frac{I(\varphi, \vartheta)}{\frac{N}{4\pi r^2}} = \frac{I(\varphi, \vartheta)}{I_0} \quad (1.53)$$

Oczywiście dla źródła punktowego współczynnik kierunkowości $\Phi=1$. Niemniej źródło punktowe umieszczone w przestrzeni swobodnej daje inną intensywność niż umieszczone na płaszczyźnie. Stąd też w wielu obliczeniach wprowadza się inny współczynnik, który ujmuje również ograniczenia źródła w promieniowaniu. Można by go nazwać współczynnikiem

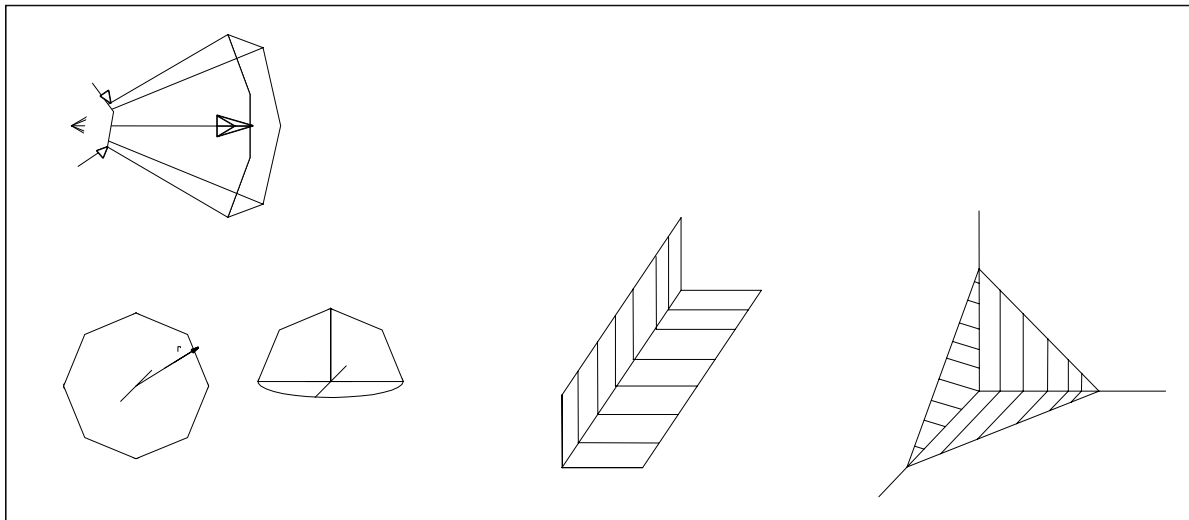
kierunkowości emisji D i w powiązaniu z poprzednim współczynnikiem kierunkowości tworzy on relacje

$$D = \frac{4\pi\Phi}{\Omega} = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{I(\varphi, \nu)}{I_0}, \quad (1.54)$$

A dla źródła punktowego w polu swobodnym $\Phi=1$, mamy zatem

$$D = \frac{4\pi}{\Omega}$$

Gdzie Ω jest kątem bryłowym w jakim zachodzi promieniowanie. Typowe wartości tego kąta i odpowiadające wartości współczynnika D podaje rys. 1.11.



$$\Omega=4\pi \text{ i } D=1; \quad \Omega=2\pi \text{ i } D=2 \quad ; \quad \Omega=\pi \text{ i } D=4 \quad ; \quad \Omega=\pi/2 \text{ i } D=8$$

Rys. 1.11. punktowe źródło fali kulistej promieniujące w kąt bryłowy i typowe wartości tego kąta oraz współczynnika kierunkowości emisji D .

Tak więc możemy już podać wzór na intensywność dźwięku od źródła punktowego w odległości r uwzględniający ewentualną kierunkowość źródła rzeczywistego Φ oraz warunki emisji D . Pamiętając z wzoru (1.15), że $I(r) = N(r)/S(r)$, możemy napisać

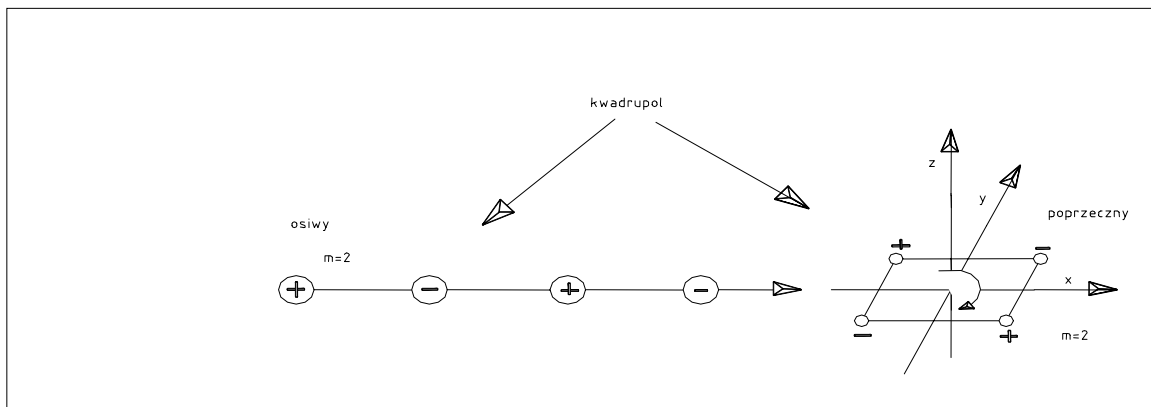
$$I(r) = \frac{N\Phi}{S(r)} = \frac{N\Phi}{\Omega r^2} = \frac{N}{4\pi r^2}, \quad D = \frac{4\pi\Phi}{\Omega} \quad (1.55)$$

Do wzoru tego będziemy niejednokrotnie wracali w obliczeniach hałasowych.

Już bez wyprowadzeń warto podać wzór na intensywność fali cylindrycznej jako efekt promieniowania źródła liniowego o intensywności N w W/m^2 . Może to być model akustyczny ruchu samochodowego na autostradzie rozpatrywany w zagadnieniu dalekosiężnej propagacji dźwięku. Tutaj biorąc pod uwagę powierzchnię walca ($S=2\pi r l$) jako frontu falowego możemy napisać

$$I = \frac{N}{S} = \frac{N}{2\pi r l} = \frac{l}{2\pi r}, \quad (1.55a)$$

Skąd widać, że intensywność dźwięku spada wolniej niż dla źródła punktowego.



Rys.1.12. Typy źródeł elementarnych.

Dalsze ważne typy źródeł elementarnych to dipol (przeciwfazowo pracujące dwa blisko położone monopole), któremu równoważna jest drgająca sztywna kula, kwadrupol (cztery naprzemienne fazowe dipole położone na jednej osi bądź na narożach kwadratu), oraz źródła wyższych rzędów polipole (rys. 1.12). Zastosowanie tych wyższych modeli źródeł w wibroakustyce maszyn występuje przede wszystkim w badaniach hałasu przepływu cieczy i gazów. Są one więc istotne w badaniach hałasu śruby okrętu i łodzi podwodnej [13, r. 9] jak i wentylatorów, pomp wirowych [14]. Nie będziemy się tym dalej zajmować, odsyłając zainteresowanych do podanej literatury.

1.2.3. MECHANOAKUSTYCZNA SPRAWNOŚĆ GENERACJI DŹWIĘKU

Bardzo użytecznym pojęciem w badaniach hałasu maszyn jest sprawność generacji dźwięku η_a jako iloraz uzyskanej mocy akustycznej do dostarczonej mocy mechanicznej

$$\eta_a = \frac{N_a}{N_m} \quad (1.56)$$

taki wskaźnik jest bardzo użyteczny w ocenie różnych, sposobów i mechanizmów generacji dźwięku (hałasu). Efektywność generacji zależy przede wszystkim od środowiska, w którym ona zachodzi. I tak dla wody mamy sprawność przetwarzania rzędu $\eta_a = 10^{-6} \div 10^{-8}$ [13, r.1], natomiast przy tej samej mocy mechanicznej uzyskujemy w powietrzu sprawność rzędu $\eta_a = 10^{-2} \div 10^{-4}$. Wiąże się to ze ściślnością medium; dla medium bardziej ściśliwego (powietrze) sprawności są wyższe. Parametr, który najlepiej określa ściślność medium, to liczba Mach, $M = v/c$ definiowana jako iloraz prędkości mechanicznej powierzchni generatora do prędkości dźwięku w ośrodku. Przy użyciu tego parametru można napisać bardzo istotną relację proporcjonalności [13, r. 1]

$$\eta_a \sim M^n \quad (1.57)$$

Tutaj wykładnik n jest równy lub większy od jedności zależnie od środka. Ponieważ liczba Macha dla drgających w wodzie elementów maszynowych jest znacznie mniejsza niż dla powietrza, więc mamy wyjaśnienie wysokiej sprawności generacji hałasu w powietrzu.

W analizie skomplikowanych kształtów i postaci drgań mechanicznych źródeł dźwięku wygodnie jest podzielić całkowitą sprawność generacji na trzy człony, których wartości zależą od: efektywności generacji drgań $\eta_v < 1$, efektywności transmisji tych drgań do miejsca promieniowania dźwięku $\eta_t < 1$ oraz efektywności promieniowania dźwięku przez drgające powierzchnie η_r :

$$\eta_a = \eta_v \eta_t \eta_r \quad (1.58)$$

η_r najbardziej zależy od własności ośrodka i liczby Macha. Zatem całkowita sprawność przetwarzania η_a będzie znacznie mniejsza niż sprawności cząstkowe.

Dla rozpatrywanych elementarnych źródeł dźwięku warto podać inny, dokładny wzór na efektywność promieniowania źródła [13, r. 1]

$$\eta_r = \frac{\operatorname{Re} Z}{\sqrt{(\operatorname{Re} Z)^2 + (\operatorname{Im} Z)^2}} \quad (1.59)$$

Wzór ten w zastosowaniu do źródła typu pulsującej kuli ma postać

$$1, \quad ka = \frac{2\pi a}{\lambda} \gg 1$$

$$\eta_r = \frac{ka}{\sqrt{1 + (ka)^2}} =$$

$$\frac{\omega_a}{c}, \quad ka = \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1 \quad (1.60)$$

a więc te same wnioski, które omówiliśmy już przy okazji analizy impedancji promieniowania Z_r (1.50).

Efektywność promieniowania źródeł wyższego rzędu można na ogół analizować przy założeniu, że wymiar źródła jest mniejszy od długości fali ($a/\lambda < 1$). Przy takim założeniu można napisać istotną relację proporcjonalności

$$\eta_r \sim \left(\frac{a}{\lambda}\right)^{2m+1} \sim (ka)^{2m+1} \quad (1.61)$$

Gdzie m jest rzędem źródła (rys. 1.12) równym zero dla monopola, $m=1$ dla dipola, $m=2$ dla kwadrupola. Ponieważ założyliśmy $ka < 1$, więc im mniejszy wykładnik m , tym η_r większe, tak więc źródło typu monopol będzie zawsze dominować swą mocą promieniowania.