

Аналіз роботи лінійних масивів акустичних систем

Вступ

Вертикальні лінійні масиви якісно вирізняються серед відомих на теперішній час систем озвучення підвищеної потужності. Можна сміливо сказати, що концепція лінійних масивів відносно нова в практиці озвучування приміщень та відкритих майданчиків, але принципи, які використовуються при розрахунках, широко застосовуються при будівництві антен для гідролокаційних станцій. Проте на відміну від гідроакустичних антен, які працюють у відносно вузькому частотному діапазоні, лінійний масив випромінює повну смугу частот, які сприймаються вухом людини.

На сьогоднішній день, завдячуючи багаторічним дослідженням особливостей випромінювання звуку лінійними джерелами та інженерній практиці, звукові системи створені за принципом лінійного масиву характеризуються відмінними направленими властивостями, надзвичайною потужністю, високоякісним звучанням та переконливим частотним діапазоном.

Але за такими перевагами ховаються серйозні проблеми, які довгий час не давали можливості виробникам електроакустичної апаратури широко застосовувати лінійні масиви. Звукова система такого типу представляє собою набір вертикально з'єднаних між собою повнодіапазонних випромінювачів, переважно прямої дії. Кожне окремо взяте джерело в складі масиву має відносно не високу потужність. Але за рахунок акустичної взаємодії всіх випромінювачів між собою, відбувається значне підвищення рівня звукового тиску, крім того масив набуває частозалежних направлених властивостей в вертикальній площині. Залежності, що описують направленість лінійного масиву широко описані в літературі та авторських статтях. Відомо, що з ростом частоти, центральний пелюсток характеристики направленості лінійного випромінювача (лінійний масив можна апроксимувати саме таким типом ідеалізованих джерел звуку) звужується. І з досягненням певної частоти масив стає абсолютно не придатним для якісного покриття заданої площі. Окрім того з'являються значні за рівнем бокові пелюстки і, так звані, "нульові" напрямки – напрямки в яких рівень звукового тиску за рахунок інтерференційних явищ теоретично знижується до нуля. При подальшому розгляді роботи лінійних масивів виникає ряд питань, пов'язаних з особливостями випромінювання звукової хвилі, а саме взаємодією окремих джерел між собою.

В даній статті коротко розглянуто проблематика лінійних масивів, наведено деякі фізичні принципи їх роботи та шляхи створення звукових систем, які могли б задовольнити високі технічні потреби.

Лінійні випромінювачі звуку

Лінійне джерело можна представити у вигляді набору монополів (точкове джерело, розміри якого нехтовно малі у порівнянні з довжиною хвилі, тобто випромінює сферичну хвилю), відстань між центрами яких наближується до нуля.

Для розрахунку характеристики направленості лінійного випромінювача найдоцільнішим є використання методу дальнього поля. При цьому сумарний тиск звукової хвилі визначається в віддаленій точці з урахуванням фазового набігу.

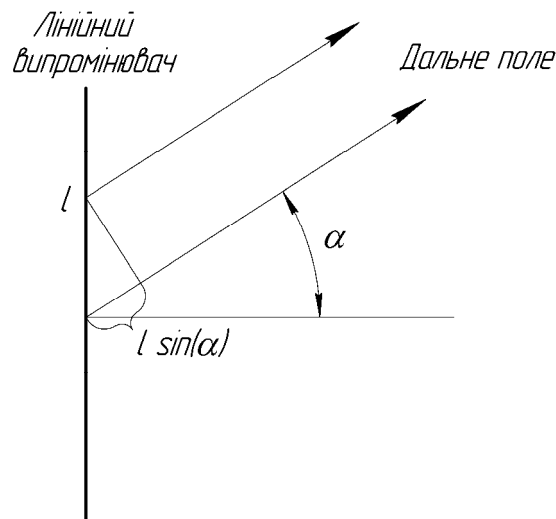


Рис. 1 Метод дальнього поля

У випадку, якщо випромінювач представлено як групу точкових джерел, ХН (характеристика направленості) виражається наступним чином:

$$R(\theta) = \frac{\sin Nx}{N \sin x}, \quad x = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta$$

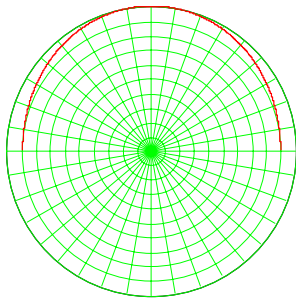
де N – кількість джерел, d – відстань між монополями, λ – довжина хвилі, θ – кут відносно осі випромінювача.

Довжина випромінювача: $L = d(N - 1) \approx Nd$

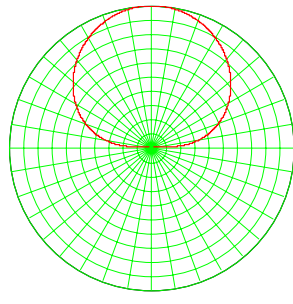
Тоді після проведення певних перетворень та спрощень вираз для ХН приймає вигляд:

$$R(\theta) = \frac{\sin x}{x}, \quad x = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta$$

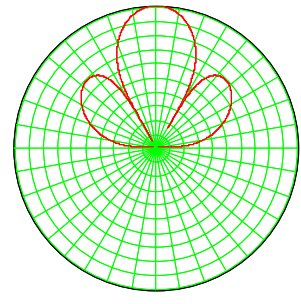
На рис. 2 показано характеристики направленості лінійного випромінювача при різних хвильових розмірах L/λ .



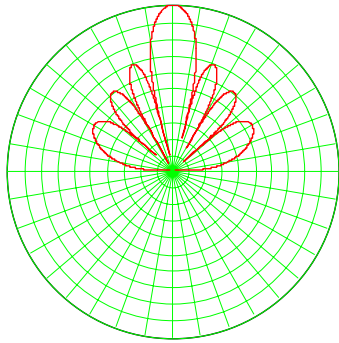
$L = 0.5\lambda$



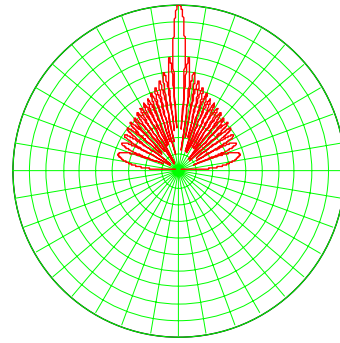
$L = \lambda$



$L = 2\lambda$



$L = 4\lambda$



$L = 16\lambda$

Рис. 2 Діаграми направленості лінійного випромінювача

Як видно з ілюстрацій, ХН випромінювача має значний розкритт при низькому співвідношенні L/λ . Але при зростанні даного співвідношення, тобто при збільшенні хвильових розмірів джерела, центральний пелюсток ХН звужується і з'являються додаткові бокові максимуми та нулі. Рівень бокових пелюстків достатньо значний, але найбільше неприємностей при роботі з звуковими системами, які побудовані за таким принципом, створюють не пелюстки, а саме поява нульових напрямків. Хоча на практиці отримати нульовий рівень звукового тиску практично не можливо через випадкові флуктуації параметрів як самого випромінювача, так і середовища розповсюдження звукової хвилі, такі напрямки створюють в полі звукового покриття зони тіні на тих чи інших частотах. Напрямки бокових пелюстків і нулів легко вираховуються за формулою ХН.

Для визначення нульових напрямків:

$$|\sin \alpha| = m \frac{\lambda}{L}, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Для визначення напрямку бокових пелюстків:

$$|\sin \alpha| = \frac{(m+1/2)\lambda}{L}, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Рівень бокових пелюстків:

$$A_m = \left| \frac{\cos(m\pi)}{m\pi + \pi/2} \right|, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Ширина основного (центрального) пелюстка ХН за рівне -6 дБ можна приблизно визначити за емпіричною формулою:

$$\theta_{-6dB} = 68.8 \frac{\lambda}{L} = \frac{2.4 \times 10^4}{fL}$$

Тепер не складно підрахувати, що розкритт характеристики направленості на високих частотах для джерел великих розмірів надзвичайно вузький. Наприклад, для випромінювача довжиною 4 метри на частоті 10 кГц, розкритт складає $0,6^\circ$.

Крім звуження основного пелюстка характеристики направленості, виникає ще одна проблема. Так само, як була отримана залежність для ХН, можна вирахувати залежність рівня звукового тиску від відстані по осі випромінювача. Просумувавши звукові хвилі від кожної нехтовно малої ділянки лінійного джерела (рис. 3), можна зауважити виникнення області нерівномірності звукового тиску по осі випромінювання. Дане явище пояснюється різницею фазових набігів звукових хвиль від різних ділянок

джерела. Зі збільшенням віддалі від випромінювача різниця фазових набігів зменшується і затушення звуку стає рівномірним (рис. 4).

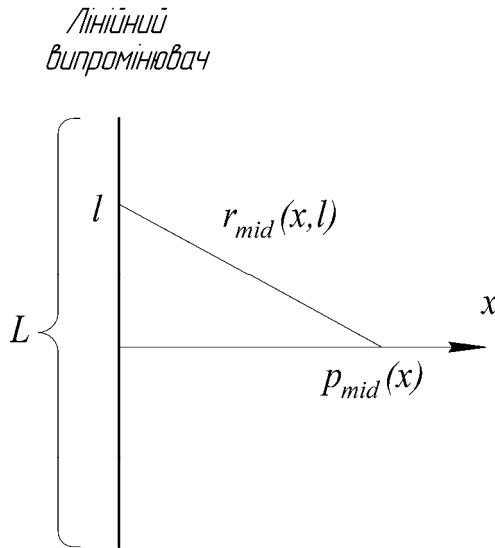


Рис. 3 Геометрична модель для розрахунку поля випромінювача

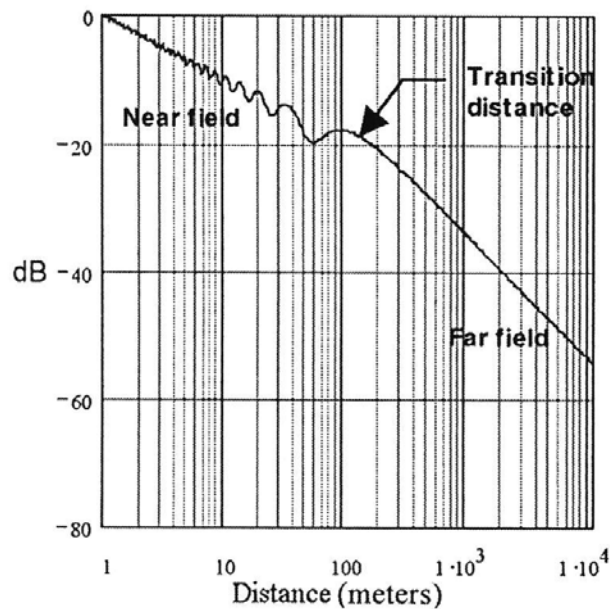


Рис. 4 Розподіл рівня звукового тиску по осі випромінювача

Область, в якій тиск є нерівномірним, має назву ближньої зони, або зони Фрінеля. Довжина цієї зони залежить від співвідношення розмірів випромінювача та довжини хвилі (частоти). Чим більше L/λ тим довша зона Фрінеля. Для прикладу, при чотириметровому випромінювачі на частоті 8 кГц довжина ближньої зони складає приблизно 100 метрів.

Після зони Фрінеля починається дальня зона, або зона Фраунгофера, в якій затухання звукового тиску відбувається за законом $1/r$, що приблизно складає -6 дБ з кожним подвоєнням відстані.

Тиск звукової хвилі, що випромінюється в будь-якій точці простору можна визначити за наступною формулою:

$$p(x, y) = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{A(l)e^{-j[kr(x,y,l)+\varphi(l)]}}{r(x, y, l)}, \quad r(x, y, l) = \sqrt{x^2 + (y-l)^2}$$

Рівень звукового тиску визначається так:

$$P_{dB}(x, y) = 20 \log \frac{|p(x, y)|}{p_0}, \quad p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$$

Підсумовуючи проведений аналіз роботи лінійних випромінювачів, можна відмітити, що звукові системи побудовані за принципом прямих лінійних джерел не задовольняють технічних вимог по забезпеченню рівномірного озвучування, через виникнення зон тіні на тих чи інших частотах та наявності ближньої зони значної довжини.

Радіальні випромінювачі

Більшість лінійних масивів, які використовуються на практиці, насправді не є прямолінійними, а мають дещо вигнуту форму. Це пояснюється тим, що вигнутий масив може забезпечити озвучення тих ділянок, з якими не справляється прямолінійний (під масивом та на невеликій віддалі від нього). Одним з видів лінійних масивів є радіальний масив.

Елементи радіального масиву розташовані вздовж сегмента кола. Порівняно з прямим випромінювачем, радіальний характеризується ширшою характеристикою направленості у всьому частотному діапазоні при тій самій довжині масиву. На високих частотах таке джерело має ХН з кутом розкриття, що дорівнює куту сегмента кола.

Розрахунок спрямованих властивостей радіального джерела можна проводити за тим самим принципом дальнього поля, який використовувався для отримання виразу ХН прямолінійного випромінювача (рис. 5).

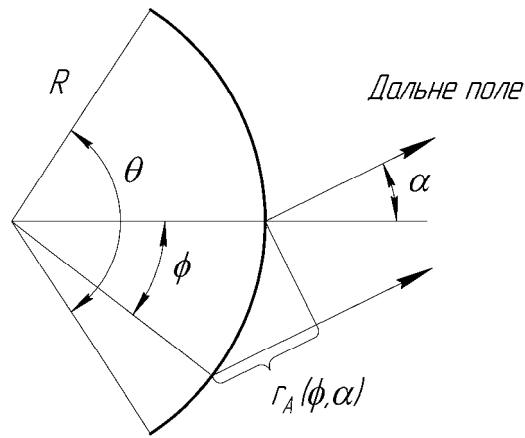


Рис. 5 Метод дальнього поля для радіального випромінювача

Вираз для ХН має наступний вигляд:

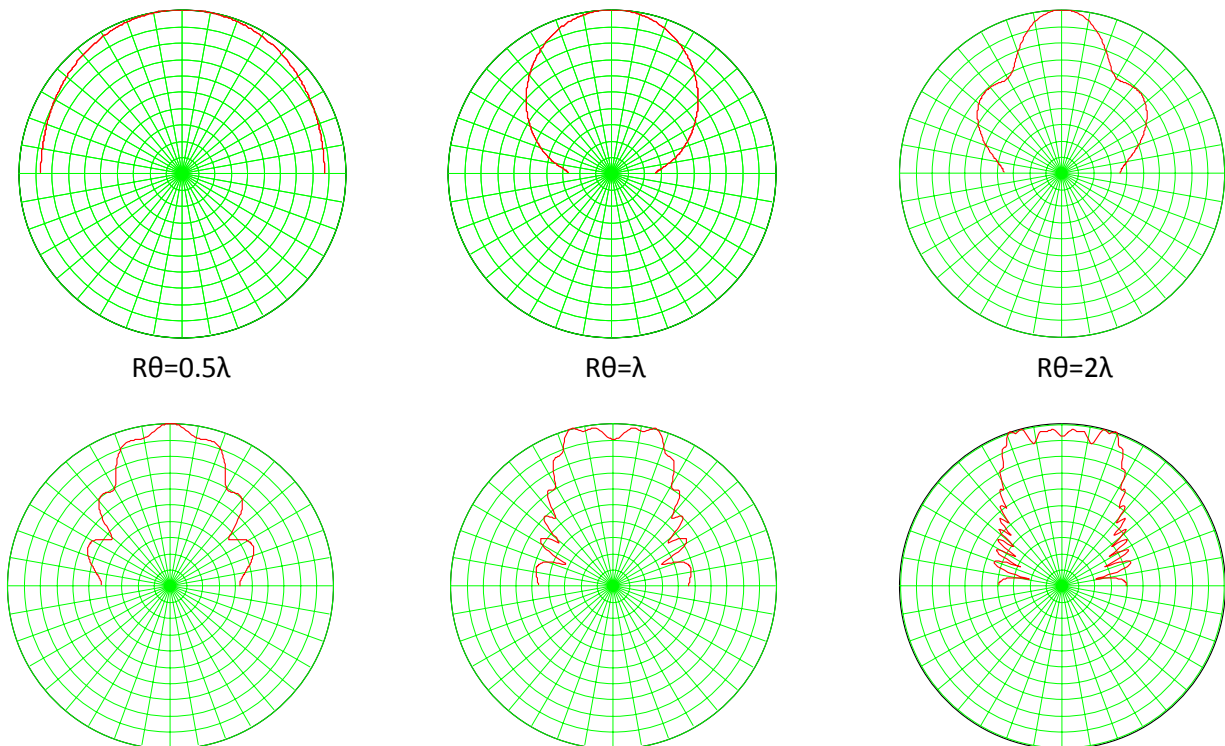
$$R_A(\alpha) = \frac{1}{R\theta} \left| \int_{-\theta/2}^{\theta/2} e^{-jkr_A(\alpha, \phi)} R d\phi \right|$$

Цей інтеграл немає розв'язку, тому представимо ХН у вигляді дискретної функції:

$$R(\alpha) = \frac{1}{2m+1} \left| \sum_{n=-m}^{n=m} \cos \left[\frac{2\pi R}{\lambda} \cos(\alpha + n\phi) \right] + i \sum_{n=-m}^{n=m} \cos \left[\frac{2\pi R}{\lambda} \cos(\alpha + n\phi) \right] \right|$$

де $2m+1$ – кількість точкових джерел, ϕ – кут між джерелами відносно центру кола.

На рис. 6 представлені діаграми направленості радіального випромінювача з кутом сегмента рівним 60° при різному співвідношенні $R\theta/\lambda$.



$R\theta=4\lambda$

$R\theta=8\lambda$

$R\theta=16\lambda$

Рис. 6

Діаграми направленості радіального випромінювача

Можна відзначити, що характеристика направленості радіального випромінювача на високих частотах ширша порівняно з прямолінійним і розкрив дорівнює куту сегмента кола.

При дослідженні звукового поля, що створює радіальний випромінювач, на предмет ближньої та дальньої зони, на складно визначити, що ближня зона такого джерела в значно менша ніж у прямолінійного за умови однакової довжини (рис. 8).

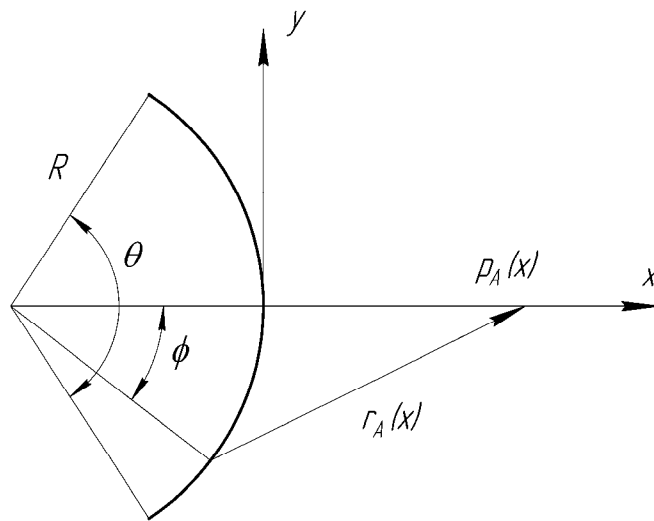


Рис. 7 Геометрична модель для розрахунку звукового поля випромінювача

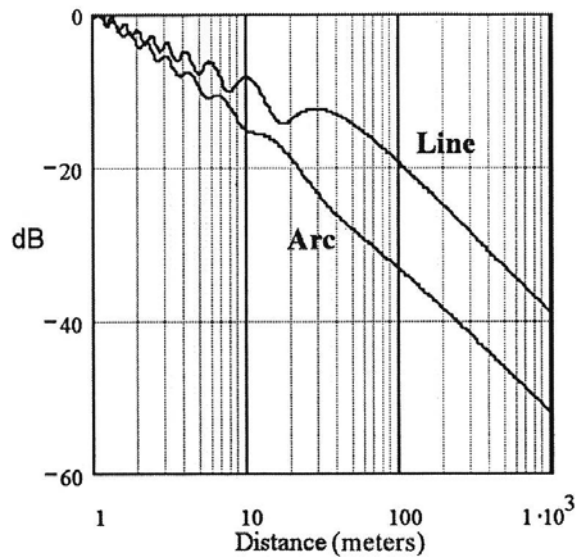


Рис. 8 Розподіл рівня звукового тиску по осі випромінювача

Звуковий тиск радіального випромінювача в будь якій точці простору можна визначити за наступною формулою:

$$p_A(x, y) = \int_{-\theta/2}^{\theta/2} \frac{A(\phi) e^{-j[kr_A(x, y, \phi) + \varphi(\phi)]}}{r_A(x, y, \phi)} d\phi, \quad r_A(x, y, \phi) = \sqrt{[x + R(1 - \cos \phi)]^2 + (y - R \sin \phi)^2}$$

Рівень звукового тиску:

$$P_{dB}(x, y) = 20 \log \frac{|p(x, y)|}{p_0}, \quad p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$$

J-подібні випромінювачі

J-подібні випромінювачі є поєднанням прямолінійного та радіального джерел. За звичай прямолінійний сегмент розташовується над радіальним і призначений для створення гостронаправленої частини ХН. В той час як розташований знизу радіальний сегмент призначено для озвучення ділянок під звуковою системою та зони перед нею. В такій комбінації джерела створюють асиметричну характеристику направленості.

Функція характеристики направленості в даному випадку буде представляти собою сумарну характеристику лінійної та радіальної частин випромінювача. Ілюстрація (рис. 9) та формула для розрахунку ХН наведені нижче.

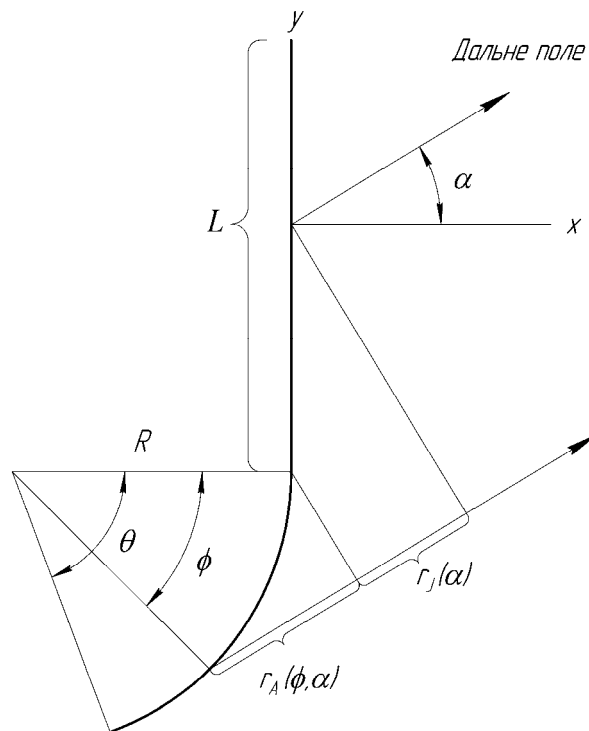
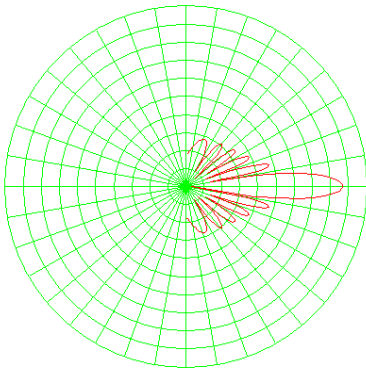


Рис. 9 Метод дальнього поля

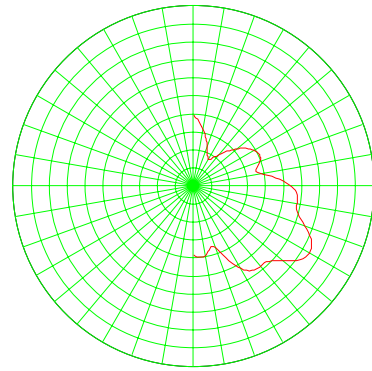
$$R_j(\alpha) = \frac{1}{A_L L + A_A R \theta} \left| A_L \int_{-L/2}^{L/2} e^{-jk r_L(\alpha, l)} dl + A_A \int_0^\theta e^{-jk(r_A(\alpha, \phi) + r_j(\alpha))} R d\phi \right|$$

де A_A та A_L – амплітуди звукового тиску радіального та прямолінійного сегментів відповідно.

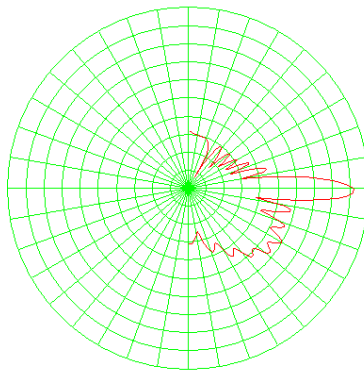
Рисунок 10 демонструє вклад кожного з сегментів J-подібного випромінювача. Як вже згадувалось, лінійна частина має вузьку діаграму, спрямовану в далеко поперед, в той час як радіальна частина – більш широку, направлену дещо в низ.



Лінійний випромінювач



Радіальний випромінювач



J-подібний випромінювач

Рис. 10 Вклад сегментів J-подібного випромінювача

Діаграма направленості J-подібного випромінювача залежить від довжини прямолінійного сегменту, радіуса та кута радіального сегмента, співвідношення звукових тисків, що створюють обидва сегменти, та частоти. На рис. 11 представлено діаграми направленості J-подібного джерела, що складається з 2-метрового лінійного сегменту та радіального з радіусом

кривизни 1 м та кутом сегменту 60° , амплітуди звукового тиску обох сегментів рівні між собою.

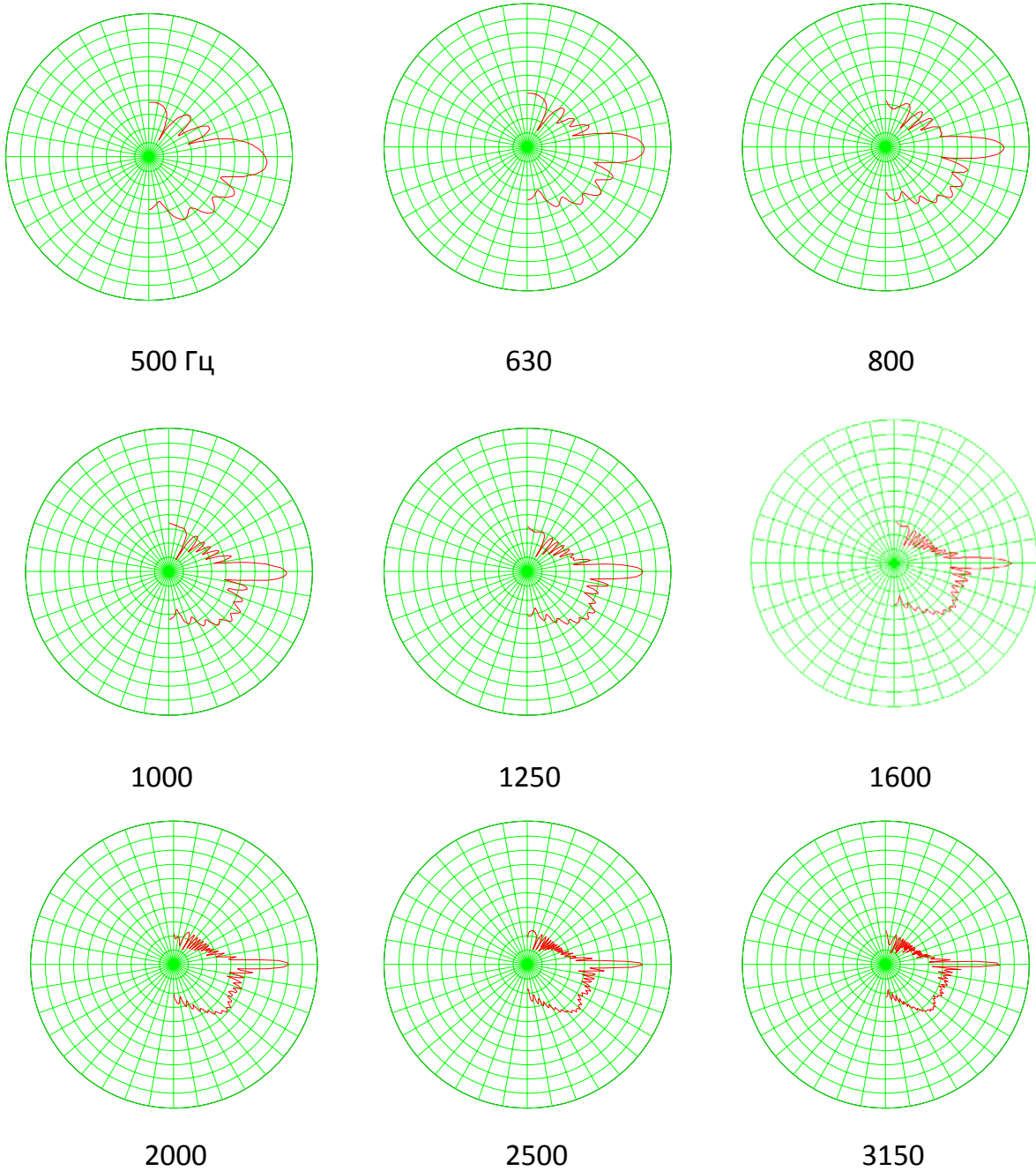


Рис. 11 Діаграми направленості J-подібного випромінювача зі співвідношенням довжини сегментів 2:1

Діаграми вказують на домінацію прямолінійної частини випромінювача за таких умов, крім того на високих частотах можна відмітити достатньо вузьку ХН, яка створюється саме прямолінійним сегментом. В той же час, радіальний сегмент незбалансований по рівню з прямолінійним.

Більш повне балансування можна отримати декількома шляхами. Перший – зменшити довжину прямолінійного сегменту, це зменшить його внесок в загальну картину. Або збільшити співвідношення A_A/A_L . Для прикладу, встановимо наступне співвідношення амплітуд $A_A=2A_L$. В такому випадку діаграми матимуть наступний вигляд:

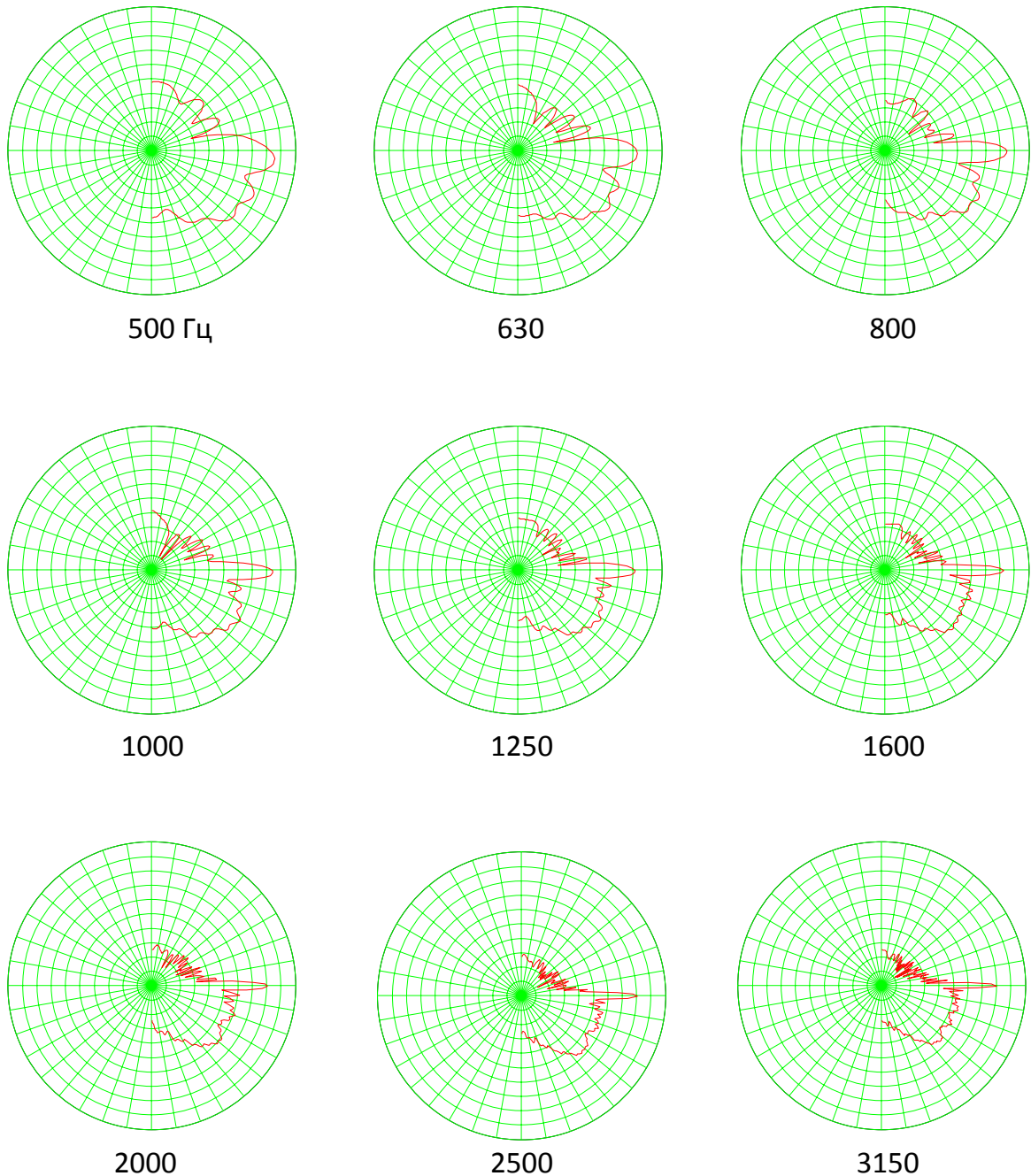


Рис. 12 Діаграми направленості J-подібного випромінювача зі співвідношенням амплітуд сегментів 1:2

Наступна ілюстрація відображає розподіл звукової енергій по осі випромінювача.

$$p_J(x) = \int_0^L \frac{A_L(l) e^{-j[kr_L(x,l) + \phi_L(l)]}}{r_L(x,l)} dl + \int_0^\theta \frac{A_A(\phi) e^{-j[kr_A(x,\phi) + \phi_A(\phi)]}}{r_L(x,l)} R d\phi$$

де: $r_L(x,l) = \sqrt{x^2 + (R \sin \theta + l)^2}$, $r_A(x,\phi) = \sqrt{[x + R(1 - \cos \phi)]^2 + R^2 (\sin \theta - \sin \phi)^2}$

Порівняно з прямолінійним випромінювачем J-подібний має дещо коротшу ближню зону, тобто зменшується відстань до зони рівномірного затухання звукової енергії.

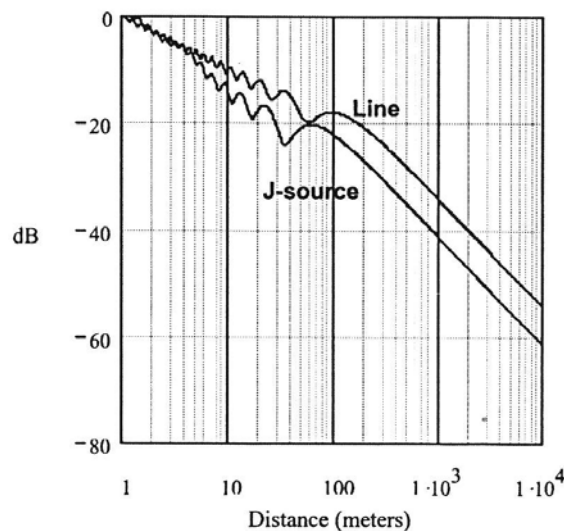


Рис. 13 Розподіл рівня звукового тиску по осі випромінювача

Спіралеподібні випромінювачі

Як і J-подібний випромінювач спіралеподібний має асиметричну діаграму направленості, але на відміну від J-подібного, що складається з двох частин прямолінійної та радіальної, таке джерело має форму відрізка спіралі, тобто радіус кривизни дуги є функцією довжини.

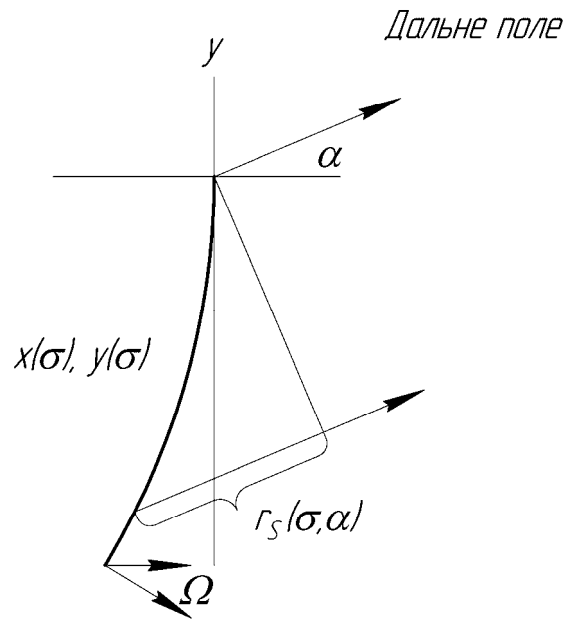


Рис. 14 Метод дальнього поля для спіралеподібного випромінювача

Існує безліч математичних прогресивних залежностей, які можна використати для опису залежності радіусу кривизни від довжини. Для звукових систем типу “лінійний масив” найкращим є наступний метод: радіус кривизни змінюється через рівні інтервали довжини вздовж кривої. Довжина інтервалу дорівнює висоті окремої акустичної системи у складі масиву. Якщо кут між сусідніми системами збільшується на однакову величину $\Delta\vartheta$, тоді сумарний кут буде зростати за арифметичною прогресією. Загальний кут масиву складатиме:

$$\Omega = \frac{1}{2} N(N+1)\Delta\theta$$

де N – загальна кількість акустичних систем у складі масиву. Загальна довжина в такому випадку визначається як: $L = NH$.

Характеристика направленості спіралеподібного випромінювача визначається за методом дальнього поля:

$$R_s(\alpha) = \frac{1}{M+1} \left| \sum_{\sigma}^M e^{-jk r_s(\sigma, \alpha)} \right|,$$

$$r_s(\sigma, \alpha) = \sin \left[\alpha - \arctg \left(\frac{x(\sigma)}{y(\sigma)} \right) \right] \sqrt{x(\sigma)^2 + y(\sigma)^2},$$

$$x(\sigma) = \sum_{\eta=0}^{\sigma} - \sin \left[\frac{\eta(\eta+1)}{2} \Delta\theta \right] H,$$

$$y(\sigma) = H + \sum_{\eta=0}^{\sigma} -\cos\left[\frac{\eta(\eta+1)}{2} \Delta\theta\right] H$$

На рис. 15 Показано діаграми направленості спіралеподібного випромінювача довжиною 5 метрів та загальним кутом 45° .

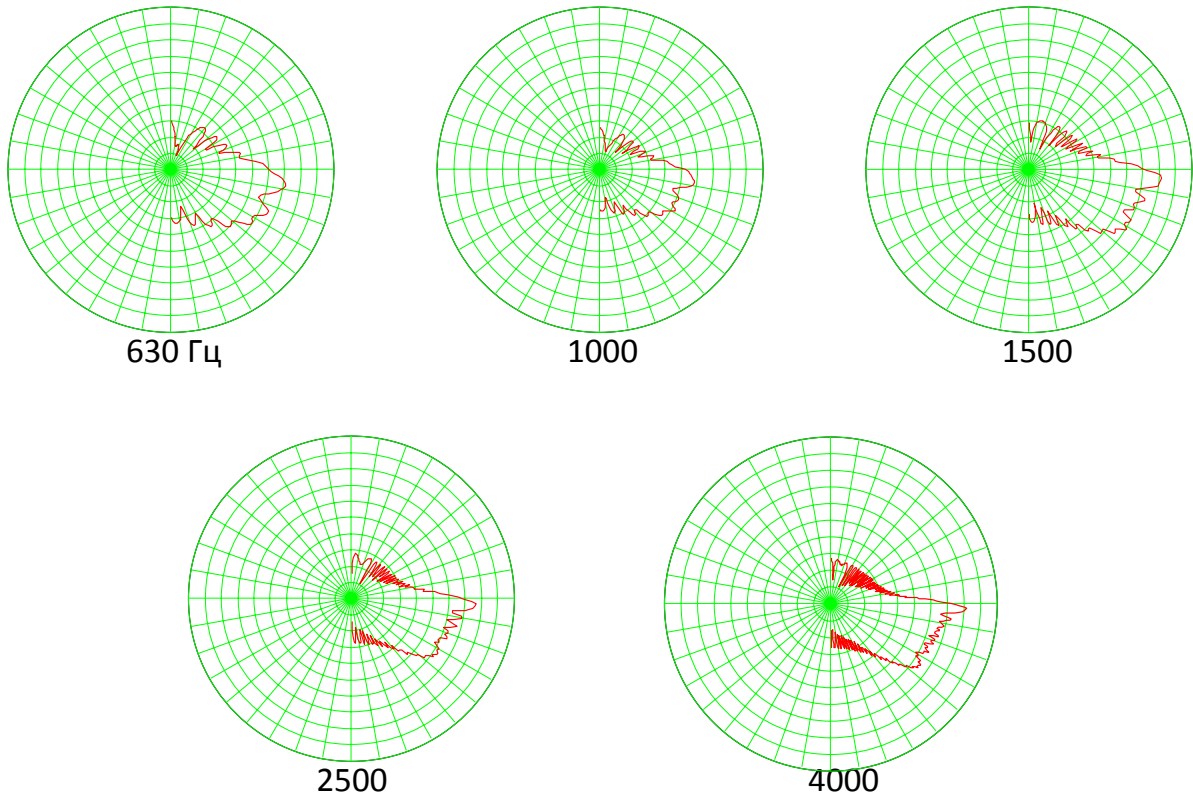


Рис. 15 Діаграми направленості спіралеподібного випромінювача зі співвідношенням довжини сегментів 2:1

Отже, при певному підборі геометрії випромінювача, можна досягнути практично однакового кута розкриття діаграми направленості у всьому спектрі робочих частот. Тобто, така форма є найбільш придатною для використання в реальних умовах.

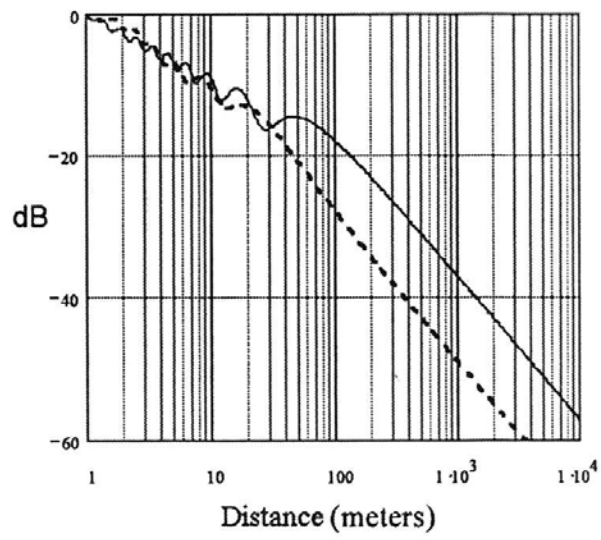


Рис. 16 Розподіл рівня звукового тиску по осі випромінювача