

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

Акустическое излучение движущихся диполей и продольных квадрупольей, образованных из дискретных противофазных монополей

Е. Я. Бубнов

ФБОУ ВПО Волжская государственная академия водного транспорта (ВГАВТ).

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Нестерова, д. 5А.

E-mail: physic@aquasci-nnov.ru

Статья поступила 05.12.2012, подписана в печать 01.02.2013.

Выполнен расчет акустического поля, создаваемого движущимися диполем, состоящим из двух противофазных монополей и продольным квадруполем, представленным в виде совокупности четырех дискретных монополей с соответствующими фазами. Получено, что угловое распределение амплитуды давления распределенного источника зависит от дополнительно возникающих фазовых набегов между интерферирующими волнами, вызванных анизотропным характером среды. Проведено математическое моделирование угловых характеристик амплитуды давления распределенных диполя и квадруполя в зависимости от ориентации, скорости их движения и выполнено сравнение полученных результатов с выводами других работ.

Ключевые слова: монополь, точечный диполь, распределенный диполь, распределенный квадруполь, движение, акустическое излучение, дополнительные фазовые набег, направленность излучения.

УДК: 534.23. PACS: 43.2b.-g.

Введение

Излучение движущихся акустических источников по сравнению с неподвижными излучателями сопровождается рядом эффектов. Наряду с широко известным кинематическим эффектом Доплера при движении акустического излучателя возникают и изменения динамических характеристик поля излучения. В монографии [1] отмечается, что распределение амплитуды давления движущегося точечного монополя в зависимости от угла наблюдения отличается от кругового из-за анизотропного характера среды.

Новые особенности акустического излучения появляются для распределенных движущихся источников. Так, в работах [2, 3], где исследуются вопросы излучения движущихся кольцевой и линейной дипольных антенн, получено, что угловое распределение амплитуды давления распределенного источника начинает зависеть от дополнительно возникающих фазовых набегов между интерферирующими волнами. Физическое происхождение этих фазовых соотношений связано с тем, что движущая акустическая среда эквивалентна неподвижной анизотропной среде, в которой фазовая скорость распространения волны зависит от угла наблюдения.

Представляет интерес провести аналогичное исследование для движущихся элементарных акустических излучателей — диполя, продольного и поперечного квадрупольей, которые также можно представить в виде совокупности дискретных монополей с соответствующими фазами. Заметим, что модель диполей и квадрупольей в виде протяженных источников для ряда реальных акустических излучателей является физически более адекватной по сравнению с моделью точечных источников.

В настоящей работе проведено исследование акустического излучения движущихся дискретных диполя и продольного квадруполя. Полученные расчетные фор-

мулы могут быть, в частности, использованы для практического уточнения шума излучения газовой струи.

1. Расчет акустического поля дискретного диполя

Вначале проведем вычисления акустического поля давления, создаваемого движущимся диполем, состоящим из двух противофазных монополей, и сравним его характеристики с параметрами поля, создаваемого точечным диполем. Пусть два гармонических противофазных монополя с одинаковой объемной скоростью расположены в плоскости x, y на расстоянии l друг от друга (рис. 1). Линия, соединяющая монополи, имеет угол α с положительным направлением оси x , вдоль которой происходит движение источников. Предполагается, что длина λ акустической волны много меньше расстояния l между монополями, а наблюдатель и источник движутся вдоль оси x с одинаковой скоростью v . Расстояния между монополями и точкой наблюдения $M(x, y)$, находящейся в дальней зоне, обозначаются соответственно через r_1 и r_2 . Дальняя зона наблюдения определяется условием $r \gg l^2/\lambda$.

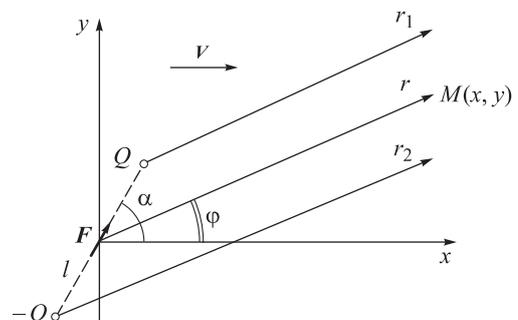


Рис. 1. Расположение движущихся противофазных монополей в декартовой системе координат

Формула для расчета акустического поля, создаваемого точечным движущимся монополем, получена в работе [1] и после преобразований может быть приведена к следующему виду:

$$p = \frac{i\omega\rho Q e^{i(\omega t - k\sigma)}}{4\pi r}, \quad (1)$$

где Q — объемная скорость монополя; $k = \omega/c$; $r = \sqrt{(x - x_1)^2 + \beta^2[(y - y_1) + (z - z_1)^2]}$; $\sigma = \frac{M(x - x_1) + r}{\beta^2}$; x_1, y_1, z_1 — координаты источника; x, y, z — координаты точки наблюдения.

Суммарное давление, создаваемое двумя движущимися монополями, можно определить как суперпозицию давлений, вызванных каждым монополем в отдельности:

$$p = p_1 + p_2 = \frac{i\omega\rho Q e^{i(\omega t - k\sigma_1)}}{4\pi r_1} - \frac{i\omega\rho Q e^{i(\omega t - k\sigma_2)}}{4\pi r_2}, \quad (2)$$

где

$$r_1 = \sqrt{\left(x - \frac{l}{2} \cos \alpha\right)^2 + \beta^2 \left(y - \frac{l}{2} \sin \alpha\right)^2},$$

$$r_2 = \sqrt{\left(x + \frac{l}{2} \cos \alpha\right)^2 + \beta^2 \left(y + \frac{l}{2} \sin \alpha\right)^2},$$

$$\sigma_1 = \frac{M \left(x - \frac{l}{2} \cos \alpha\right) + r_1}{\beta^2}, \quad \sigma_2 = \frac{M \left(x + \frac{l}{2} \cos \alpha\right) + r_2}{\beta^2},$$

x, y — координаты точки наблюдения, определяемые через радиус-вектор r .

Подставляя в формулу (2) величины $r_1, r_2, \sigma_1, \sigma_2$, переходя при этом от декартовой системы координат x, y к полярной системе r, φ и проводя алгебраические преобразования, получаем следующее выражение для акустического давления:

$$p = - \frac{\omega\rho Q \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr}{\beta^2} \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\}}{2\pi r \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times$$

$$\times \sin \left[\frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right]. \quad (3)$$

Приведем формулу (3) для двух частных случаев ориентации распределенного диполя по отношению к направлению движения ($\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$):

$$p_{\alpha=0} = - \frac{\omega\rho Q \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr}{\beta^2} \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\}}{2\pi r \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times$$

$$\times \sin \left[\frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M + \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right], \quad (4)$$

$$p_{\alpha=\pi/2} = - \frac{\omega\rho Q \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr}{\beta^2} \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\}}{2\pi r \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times$$

$$\times \sin \left(\frac{\omega l \sin \varphi \sin \alpha}{2c\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right). \quad (5)$$

В случае неподвижных источников ($M = 0, \alpha = 0$) формула (3) приобретает вид

$$p = - \frac{\omega\rho Q e^{i(\omega t - kr)}}{2\pi r} \sin \left(\frac{\omega l \cos \varphi}{2c} \right). \quad (6)$$

Сравнение формул (1), (3)–(6) позволяет сделать следующие выводы. Если для движущегося точечного монополя анизотропный характер среды выражается в амплитудном множителе вида $1/\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}$, то для дискретного движущегося диполя анизотропия среды вызывает появление дополнительных фазовых набегов $\omega l M \cos \alpha / 2c\beta^2$ между интерферирующими волнами, что является новым результатом. Прикладное значение этого явления состоит в том, что появившиеся фазовые соотношения существенно изменяют амплитуду акустического давления по сравнению с фактором $1/\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}$. Кроме того, величина дополнительных фазовых набегов зависит от ориентации антенны по отношению к направлению движения. Так, когда ось антенны совпадает с направлением движения, дополнительные фазовые набегии имеют максимальную величину, а в случае, когда ось антенны направлена под углом $\alpha = \pi/2$ к направлению вектора скорости, величина дополнительных фазовых набегов равна нулю.

Проведем сравнение акустических полей, создаваемых движущимися дискретным и точечным диполями. Для расчета давления, вызываемого движущимся точечным диполем, воспользуемся формулой (6) работы [4]. Пусть ось диполя совпадает с отрезком l и составляет угол α с положительным направлением оси x (см. рис. 1). Выполняя необходимые преобразования, получаем уравнение

$$p = \frac{i\omega F \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr}{\beta^2} \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\}}{4\pi c r \beta^2 \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times$$

$$\times \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right). \quad (7)$$

Наблюдается некоторое совпадение формул (3) и (7). В связи с этим рассмотрим процесс предельного перехода от дискретного диполя к равному ему точечному диполю и связанную с этим переходом трансформацию уравнения (3) в формулу (7). При $l \rightarrow 0$ выполняется $\sin \gamma \approx \gamma$, так как

$$\gamma = \frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \rightarrow 0.$$

Равные диполи должны иметь равные моменты Ql , откуда следует, что при $l \rightarrow 0$ объемная скорость точечного монополя $Q \rightarrow \infty$. Учитывая известное соотношение между силой точечного диполя и его моментом $F = -i\rho\omega Ql$ [5] и проводя эту замену в уравнении (3), получаем соотношение (7). Таким образом, в ходе пре-

дельного перехода от дискретного к точечному диполю произошло вырождение фазовых набегов

$$\frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right)$$

уравнения (3) в множитель

$$\frac{1}{\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right)$$

формулы (7). Заметим, что подобный множитель $\left(M_z + \frac{\cos \vartheta}{\sqrt{1 - M_z^2 \sin^2 \vartheta}} \right)$ присутствует в соотношениях (10) и (25) работы [6] при исследовании акустического излучения точечными диполями, движущимися по винтовым линиям.

На рис. 2 приведены кривые углового распределения амплитуды давления, рассчитанные по формулам (4), (6), (7).

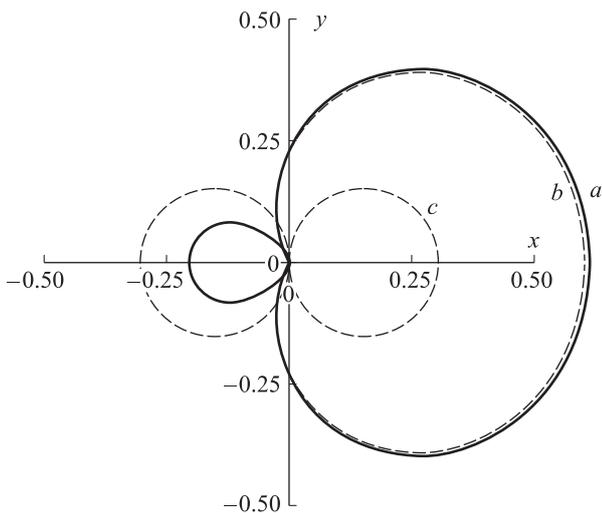


Рис. 2. Угловое распределение амплитуды акустического давления, создаваемого точечным (кривая *a*) и распределенным (кривая *b*) диполями. Число Маха $M = 0.5$, объемная скорость $Q = 1 \text{ м}^2/\text{с}$, частота излучения $\omega = 1000 \text{ рад/с}$, $l = 0.1 \text{ м}$, $\alpha = 0$. Кривая *c* — распределенный неподвижный диполь

Как следует из сравнения кривых *b* и *c*, при переходе от неподвижного к движущемуся дискретному диполю происходит существенное изменение углового распределения амплитуды давления, вызванное действием дополнительно возникших фазовых набегов. Кроме того, наблюдается совпадение угловых характеристик излучения движущихся точечного и дискретного диполей (кривые *a* и *b*).

Аналогично выполнен расчет угловых распределений амплитуды давления при поперечном расположении точечного и дискретного диполей (рис. 3).

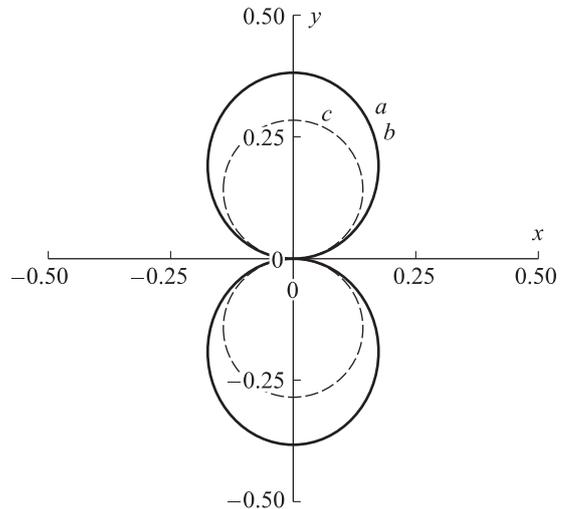


Рис. 3. Угловое распределение амплитуды акустического давления, создаваемого точечным (кривая *a*) и дискретным (кривая *b*) диполями при их поперечном расположении ($\alpha = \pi/2$). Число Маха $M = 0.5$, объемная скорость $Q = 1 \text{ м}^2/\text{с}$, частота излучения $\omega = 1000 \text{ рад/с}$, $l = 0.1 \text{ м}$. Кривая *c* — распределенный диполь, $M = 0$

В этом случае наблюдается полное совпадение угловых распределений амплитуды давления движущихся точечных и распределенных диполей (кривые *a* и *b*). Кроме того, амплитуды давления, создаваемые движущимся и неподвижным диполями незначительно, (пропорционально множителю $1/\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}$) отличаются друг от друга (кривые *a* и *c*), так как при такой ориентации диполей существенное влияние анизотропии среды в виде дополнительных фазовых набегов отсутствует.

2. Расчет акустического поля дискретного продольного квадруполя

Ниже исследуем излучение движущегося продольного квадруполя, состоящего из четырех монополей соответствующей фазы.

Пусть четыре одинаковых гармонических монополя расположены в плоскости x, y на одной линии (рис. 4).

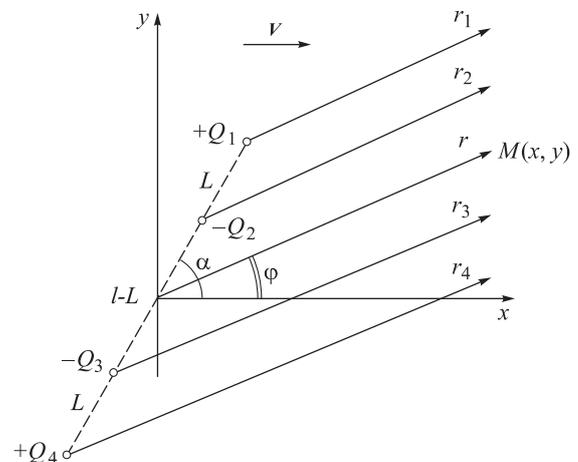


Рис. 4. Расположение движущегося дискретного квадруполя в декартовой системе координат

Монополи Q_1 , Q_2 и Q_3 , Q_4 находятся на расстоянии L друг от друга соответственно, а расстояние между монополями Q_2 и Q_3 равно $(l-L)$. Линия, соединяющая монополи, имеет угол α с положительным направлением оси x , вдоль которой происходит движение источников. Расстояния между монополями и точкой наблюдения $M(x, y)$, находящейся в плоскости x, y в волновой зоне обозначаются соответственно через r_1 , r_2 , r_3 и r_4 . Как и в первой части работы, предполагается, что характерный линейный размер квадруполя много меньше длины волны, а источники и приемник движутся с одинаковой скоростью v .

Суммарное давление, создаваемое четырьмя движущимися монополями, можно определить как суперпозицию давлений, создаваемых двумя парами монополей Q_1 , Q_4 и Q_2 , Q_3 , равноотстоящих от начала координат. В свою очередь давление, создаваемое первой парой синфазных монополей Q_1 , Q_4 , определяется по формуле

$$p_{14} = p_1 + p_4 = \frac{i\omega\rho Q e^{i(\omega t - k\sigma_1)}}{4\pi r_1} + \frac{i\omega\rho Q e^{i(\omega t - k\sigma_4)}}{4\pi r_4}, \quad (8)$$

где

$$r_1 = \sqrt{\left(x - \frac{(l+L)}{2} \cos \alpha\right)^2 + \beta^2 \left(y - \frac{(l+L)}{2} \sin \alpha\right)^2},$$

$$r_4 = \sqrt{\left(x + \frac{(l+L)}{2} \cos \alpha\right)^2 + \beta^2 \left(y + \frac{(l+L)}{2} \sin \alpha\right)^2},$$

$$\sigma_1 = \frac{M \left(x - \frac{(l+L)}{2} \cos \alpha\right) + r_1}{\beta^2},$$

$$\sigma_4 = \frac{M \left(x + \frac{(l+L)}{2} \cos \alpha\right) + r_4}{\beta^2},$$

x, y — координаты точки наблюдения, определяемые через радиус-вектор r .

Подставляя в формулу (8) величины r_1 , r_4 , σ_1 , σ_4 и проводя алгебраические преобразования в полярной системе координат r, φ , получаем следующее выражение для акустического давления:

$$p_{14} = \frac{i\omega\rho Q \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr}{\beta^2} \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\}}{2\pi r \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times \cos \left[\frac{\omega(l+L)}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right], \quad (9)$$

где φ — угол между радиус-вектором r точки наблюдения и осью x .

Аналогично можно получить формулу для расчета суммарного давления, создаваемого монополями Q_2 , Q_3 . При этом необходимо учесть противофазный характер действия этих источников по отношению к первой паре и другое расстояние между ними. Тогда

$$p_{23} = p_2 + p_3 =$$

$$= - \frac{i\omega\rho Q \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right)}{\beta^2} \right] \right\}}{2\pi r \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times \cos \left[\frac{\omega(l-L)}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right]. \quad (10)$$

Суммируя давления p_{14} и p_{23} , и проводя преобразования, получим следующую формулу:

$$p = - \frac{i\omega\rho Q \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right)}{\beta^2} \right] \right\}}{\pi r \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times \sin \left[\frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right] \times \sin \left[\frac{\omega L}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right]. \quad (11)$$

Анализ формулы (11) показывает, что для продольного квадруполя, представленного в виде четырех монополей, действие анизотропии среды проявляется в дополнительно возникающих фазовых набегах в аргументах уже двух тригонометрических функций синуса.

Рассмотрим два частных случая ориентации распределенного квадруполя по отношению к направлению скорости движения. Для первого случая линия, соединяющая монополи, совпадает с направлением вектора скорости ($\alpha = 0$), а для второго случая эта линия перпендикулярна вектору скорости ($\alpha = \pi/2$).

Соответственно уравнение (11) преобразуется для этих вариантов следующим образом:

$$p_{\alpha=0} = - \frac{i\omega\rho Q \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right)}{\beta^2} \right] \right\}}{\pi r \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times \sin \left[\frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M + \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right] \times \sin \left[\frac{\omega L}{2c\beta^2} \left(M + \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right], \quad (12)$$

$$p_{\alpha=\pi/2} = - \frac{i\omega\rho Q \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr \left(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi} \right)}{\beta^2} \right] \right\}}{\pi r \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times \sin \left[\frac{\omega l \sin \varphi}{2c\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right] \sin \left[\frac{\omega L \sin \varphi}{2c\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right]. \quad (13)$$

Сравнивая формулы (12) и (13) замечаем, что, как и для дискретного диполя, величина дополнительно

возникающих фазовых набегов зависит от ориентации антенны по отношению к направлению движения; так, при $\alpha = 0$ эти набег максималы, а при $\alpha = \pi/2$ они равны нулю.

Рассмотрим предельный переход от распределенного продольного квадруполь к квадруполь, состоящему из точечных диполей, и проведем анализ соответствующей трансформации уравнения (11). Как и в разделе выше, считая, что точечный и распределенный диполи имеют равные моменты QL , а $\sin \gamma \approx \gamma$ при $L \rightarrow 0$, и проводя замену $F = -i\rho\omega Ql$, получаем следующее уравнение:

$$p = \frac{F\omega \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{kr(M \cos \varphi + \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi})}{\beta^2} \right] \right\}}{2\pi\beta^2 cr \sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \times \\ \times \sin \left[\frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right) \right] \times \\ \times \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right). \quad (14)$$

Таким образом, при предельном переходе от квадруполь, состоящего из монополей к квадруполь, состоящему из диполей, происходит вырождение одного фазового соотношения

$$\frac{\omega l}{2c\beta^2} \left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right),$$

являющегося аргументом тригонометрической функции синуса, в множитель

$$\left(M \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \alpha + \beta^2 \sin \varphi \sin \alpha}{\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}} \right),$$

который сохраняет действие анизотропной среды. Заметим, что выражение (14) совпадает с точностью до знака «-» с формулой (5) работы [1]. Появление этого знака связано с противоположным выбором направления диполей в работе [1].

Результаты графического исследования соотношений (12), (14) приведены на рис. 5 в виде распределения амплитуды давления от угла наблюдения при разных скоростях движения (кривые a , b , c).

Анализ кривых b рис. 2 и рис. 5 позволяет сделать следующие выводы. Для движущегося квадруполь наблюдается более существенная неравномерность акустического излучения по линии движения по сравнению с движущимся диполем, что вызвано для распределенного квадруполь действием двух дополнительно возникающих фазовых набегов на интерферирующие акустические волны.

Аналогично приведем кривые углового распределения амплитуды давления движущегося квадруполь при поперечном расположении оси квадруполь к направлению движения (рис. 6).

При таком расположении квадруполь происходит незначительное изменение амплитуды давления в за-

висимости от скорости движения, так как в этом случае дополнительные фазовые набег не возникают,

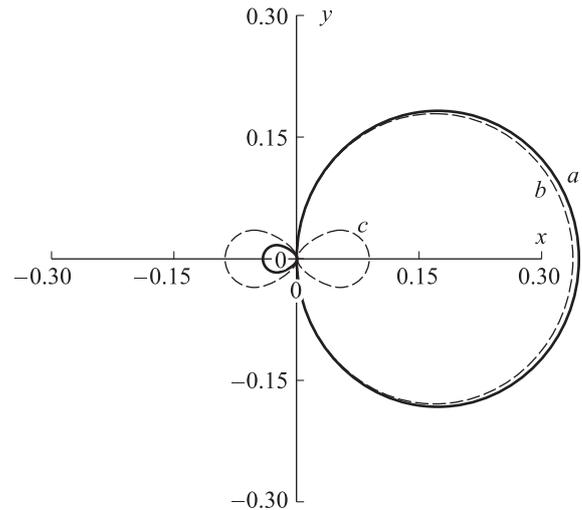


Рис. 5. Угловое распределение амплитуды акустического давления, создаваемого квадруполь, состоящим из точечных диполей (кривая a) и квадруполь, состоящим из монополей (кривая b). Объемная скорость монополей $Q = 1 \text{ м}^3/\text{с}$, число Маха $M = 0.5$, частота излучения $\omega = 1000 \text{ рад/с}$, $\alpha = 0$, $l = L = 0.1 \text{ м}$. Кривая c — число Маха $M = 0$

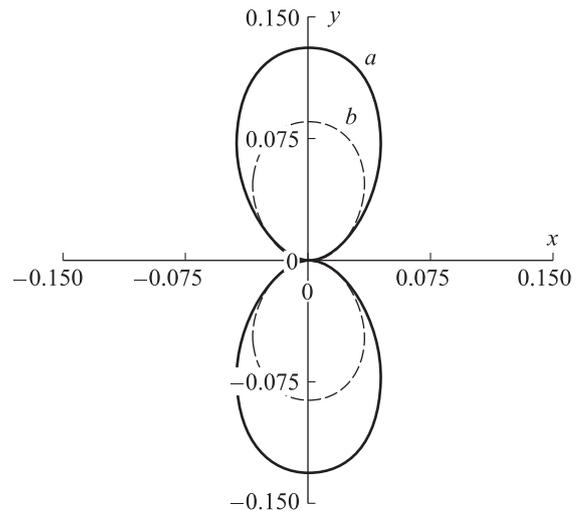


Рис. 6. Угловое распределение амплитуды акустического давления, создаваемого движущимся квадруполь, состоящим из монополей (кривая a). Объемная скорость монополей $Q = 1 \text{ м}^3/\text{с}$, число Маха $M = 0.5$, частота излучения $\omega = 1000 \text{ рад/с}$, $\alpha = \pi/2$, $l = L = 0.1 \text{ м}$. Кривая b — число Маха $M = 0$

а остается только незначительное влияние фактора $1/\sqrt{1 - M^2 \sin^2 \varphi}$.

Заключение

В статье получены аналитические выражения для расчета акустического давления, создаваемого движущимся дискретным диполем (два противофазных монополя) и движущимся продольным квадруполь, состоящим из четырех монополей с соответствующими

фазами. Новый результат работы заключается в том, что возникающая из-за движения анизотропия среды приводит к появлению дополнительных фазовых задержек между излучающими волнами для рассматриваемых элементарных источников, которые вызывают существенное изменение характеристик акустического поля. Получено, что дополнительные фазовые набегивы зависят от ориентации антенны по отношению к направлению движения. Показано, что в ходе предельного перехода от распределенного к точечному диполю фазовые набегивы между интерферирующими волнами вырождаются в функцию, сохраняющую действие анизотропной среды.

Список литературы

1. Бубнов Е.Я. // Вестн. Нижегород. ун-та им. Н.И. Лобачевского. Сер. Радиофизика. 2010. Вып. 9 (45). С. 23.
2. Бубнов Е.Я. // Вестн. Нижегород. ун-та им. Н.И. Лобачевского. Сер. Радиофизика. 2011. Вып. 6 (1). С. 99.
3. Андреев Н.Н., Русаков И.Г. Акустика движущейся среды. Л.; М., 1934.
4. Garrick I.E., Watkins C.E. // NASA Report. 1954. N 1198. P. 16.
5. Исакович М.А. Общая акустика. М., 1973.
6. Докучаев В.П. // Акуст. журн. 1967. **13**, вып. 2. С. 192.

Acoustic irradiation of moving dipoles and axial quadrupoles consisting of discrete outphase monopoles

E. Ya. Bubnov

*Volga State Academy of Water Transport (FBOU VPO VGAVT), N. Novgorod 603950, Russia.
E-mail: physic@aqua.sci-nnov.ru.*

A calculation of an acoustic field, generated by a moving dipole, consisting of two outphase monopoles, and an axial lateral quadrupole, represented by a combination of four discrete monopoles correspondingly phased has been made. It was shown that the pressure amplitude angular distribution for a distributed source depends on additional phase incursions between interfering waves, resulting from the anisotropic nature of the medium. A mathematical simulation of pressure amplitude angular patterns for a dipole and a quadrupole versus orientation and motion velocity has been made. The obtained results have been compared with the conclusions of other researches.

Keywords: monopole, point dipole, distributed dipole, distributed quadrupole, motion, acoustic irradiation, additional phase incursions, radiation directivity.

PACS: 43.2b.-g.

Received 5 December 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2013).

Сведения об авторе

Бубнов Евгений Яковлевич — канд. техн. наук, доцент, доцент; тел.: (831) 419-78-86; e-mail: physic@aqua.sci-nnov.ru.