

каустических зон с большими значениями (выше 100) фактора фокусировки в них. Поэтому введение в модели А ограничения фактора фокусировки значением 100 (кривая 3 на фиг. 2, з) позволяет несколько скорректировать зависимость I в районе каустических пиков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреева И. Б., Гончаров В. Н. Методы расчета многолучевой реверберации и контрольные сравнения с экспериментом // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 69–77.
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд. 2-е. М.: Наука, 1973.
3. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
4. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
5. Андреева И. Б. Физические основы распространения звука в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1975.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
9.VI 1987

УДК 534

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕЙСЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ СИЛОЙ

Заславский Ю. М.

Цель работы — теоретический анализ характерных особенностей поля упругой поверхностной волны Рэля, возбуждаемой осциллирующей силовой нагрузкой, место приложения которой перемещается прямолинейно с постоянной скоростью вдоль плоской границы полубесконечной однородной твердой среды. Эффекты от воздействия, имеющего постоянные амплитуду и скорость перемещения, освещались ранее в литературе [1–6]. Однако к настоящему моменту нет опубликованных данных о характере пространственно-углового распределения интенсивности поверхностных волн в случае движущегося и осциллирующего источника. В качестве такого источника может служить лазерный сканируемый луч, интенсивность которого модулируется заданной частотой посредством оптического затвора (см. для сравнения [5, 6]). В данной работе исследуются случаи дозвукового скоростного режима с несколькими направлениями вектора силы, действующей на поверхность тела — вертикальным и двумя горизонтальными, вдоль и поперек скорости движения.

Идеализация рассматриваемой здесь модели источника состоит в предположении о дельта-образном его распределении в сопровождающей системе координат, что позволяет применить процедуру Фурье-разложения по двум пространственным координатам и по времени. Ввиду сохраняющейся взаимосвязи компонент, характеризующей внутреннюю структуру волны Рэля при любом способе ее возбуждения, далее будем интересоваться только вертикальной составляющей поля перемещений. Интегральное представление решения соответствующей граничной задачи теории упругости в рамках линейной модели среды имеет следующий вид:

$$u_z^{(1)}|_{z=0} = -\frac{iF}{4\pi^2\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_e^2} - k^2} \frac{\omega^2}{c_t^2} \delta(\omega - \Omega - k_x V) e^{-i\omega t + ik_x x + ik_y y} d\omega dk_x dk_y}{\left(\frac{\omega^2}{c_t^2} - 2k^2\right)^2 - 4k^2 \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_e^2}} \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}}}, \quad (1)$$

$$u_z^{(2)}|_{z=0} = -\frac{iT_2}{4\pi^2\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left(\frac{\omega^2}{c_t^2} - 2k^2\right)^2 - 4k^2 \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_e^2}} \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}}}{\times \delta(\omega - \Omega - k_x V) e^{-i\omega t + ik_x x + ik_y y} d\omega dk_x dk_y}, \quad (2)$$

$$u^{(3)}|_{z=0} = -\frac{iT_3}{4\pi^2\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_y \left[2k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2} - 2 \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_e^2}} \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}} \right] \times}{\left(\frac{\omega^2}{c_t^2} - 2k^2 \right)^2 - 4k^2 \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_e^2}} \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}}} \times \delta(\omega - \Omega - k_x V) e^{-i\omega t + ik_x x + ik_y y} d\omega dk_x dk_y, \quad (3)$$

где k_x, k_y — пространственные компоненты волнового вектора, $k_x^2 + k_y^2 = k^2$, V — скорость движения источника, направленная по оси x , F — амплитуда вертикально ориентированной силы, T_2, T_3 — амплитуды сдвиговых сил, ориентированных вдоль и поперек движения, Ω — частота осцилляций, c_e, c_t — скорости распространения продольной и поперечной волн, μ — константа сдвиговой упругости среды, $\delta(\omega - \Omega - k_x V)$ — дельта-функция от аргумента, стоящего в скобках.

Свертка с δ -функцией устраняет сложности интегрирования в (1)–(3) по частоте ω . Далее производится замена:

$$k_x = k \cos \varphi; \quad x - Vt = r \cos \varphi,$$

$$k_y = k \sin \varphi; \quad y = r \sin \psi,$$

обеспечивающая переход к полярным координатам r, ψ в движущейся системе отсчета и к k, φ в пространстве горизонтальных волновых векторов. Имея конечной целью получение выражений для поля поверхностной волны в дальней относительно источника зоне $kr \gg 1$, можно проинтегрировать по φ методом стационарной фазы вблизи точек $\varphi_1 = \psi$ и $\varphi_2 = \psi + \pi$, а в оставшемся однократном интеграле по k следует учесть лишь член, соответствующий вычету в точке полюса $\Omega / (c_R - V \cos \psi)$. Результирующая зависимость от координат в сопровождающей системе будет описываться следующими формулами:

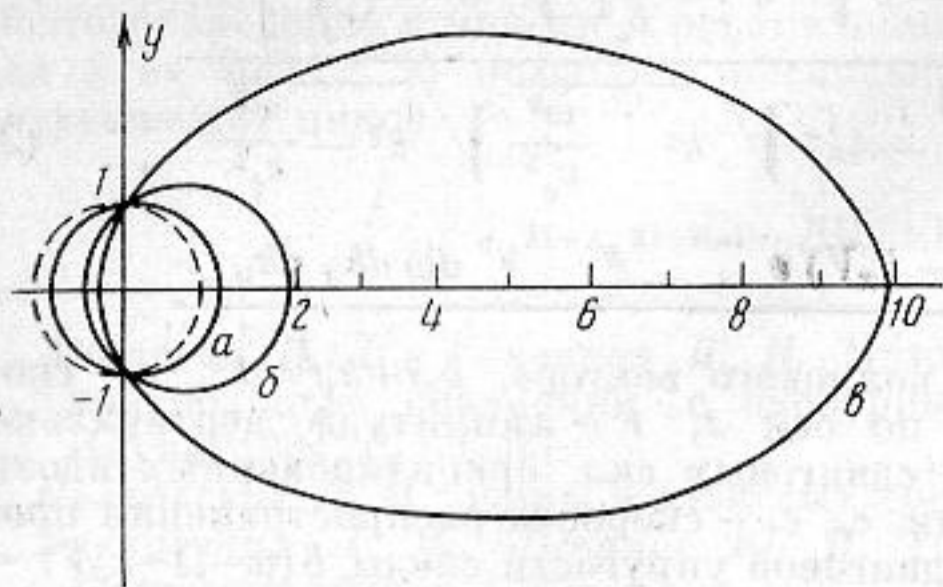
$$u_z^{(1)} = \frac{F e^{-i\pi/4}}{\mu \sqrt{2\pi c_R r}} \sqrt{\frac{\Omega}{1 - \frac{M_t \cos \psi}{R}}} \times e^{-i\Omega t + i \frac{\Omega r}{c_R - V \cos \psi}} R^2 \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_l^2} R^2} \times \left. (2 - R^2) \left\{ 4(2 - RM_t \cos \psi) - (2 - R^2) \left[2 + \frac{1 - M_t R \frac{c_t^2}{c_l^2} \cos \psi}{1 - R^2 \frac{c_t^2}{c_l^2}} + \frac{1 - M_t R \cos \psi}{1 - R^2} \right] \right\} \right) \quad (4)$$

$$u_z^{(2)} = \frac{T_2 \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{pmatrix} e^{-i\pi/4}}{\mu \sqrt{2\pi c_R r}} \sqrt{\frac{\Omega}{1 - \frac{M_t \cos \psi}{R}}} \times e^{-i\Omega t + i \frac{\Omega r}{c_R - V \cos \psi}} \left[2 - R^2 - 2 \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_l^2} R^2} \sqrt{1 - R^2} \right] \times \left. (2 - R^2) \left\{ 4(2 - RM_t \cos \psi) - (2 - R^2) \left[2 + \frac{1 - M_t R \frac{c_t^2}{c_l^2} \cos \psi}{1 - R^2 \frac{c_t^2}{c_l^2}} + \frac{1 - M_t R \cos \psi}{1 - R^2} \right] \right\}, \quad (6)$$

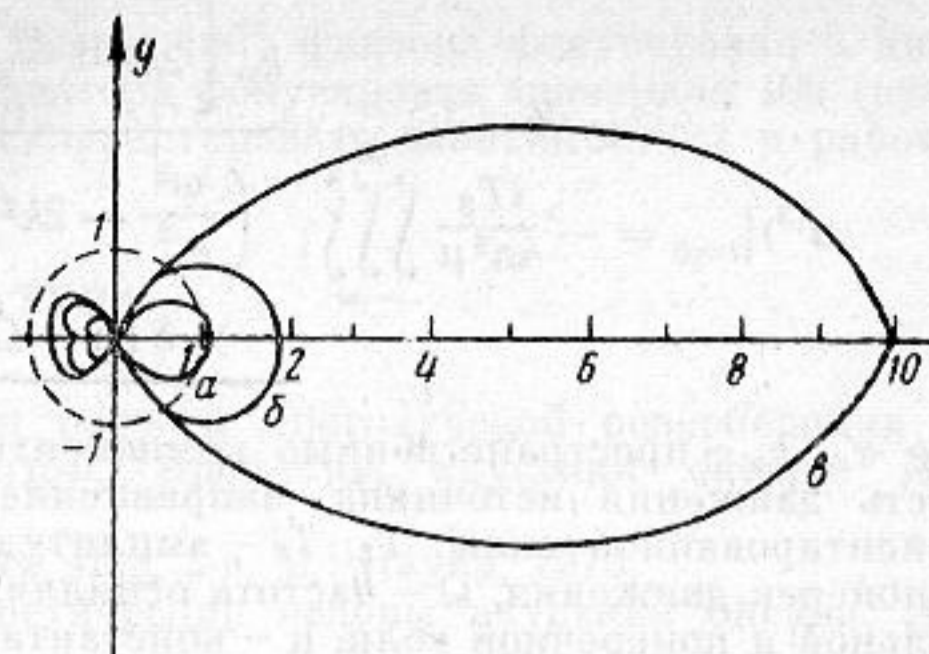
где $R = c_R / c_t$, $M_t = V / c_t$.

В выражении (6) ввиду единственного отличия в формулах для u_z , отвечающих двум различным ориентациям сдвигового воздействия T_2, T_3 , использована совмещенная запись с заменой соответствующей зависимости $\cos \psi$ на $\sin \psi$, выписанных столбцом друг над другом в множителе.

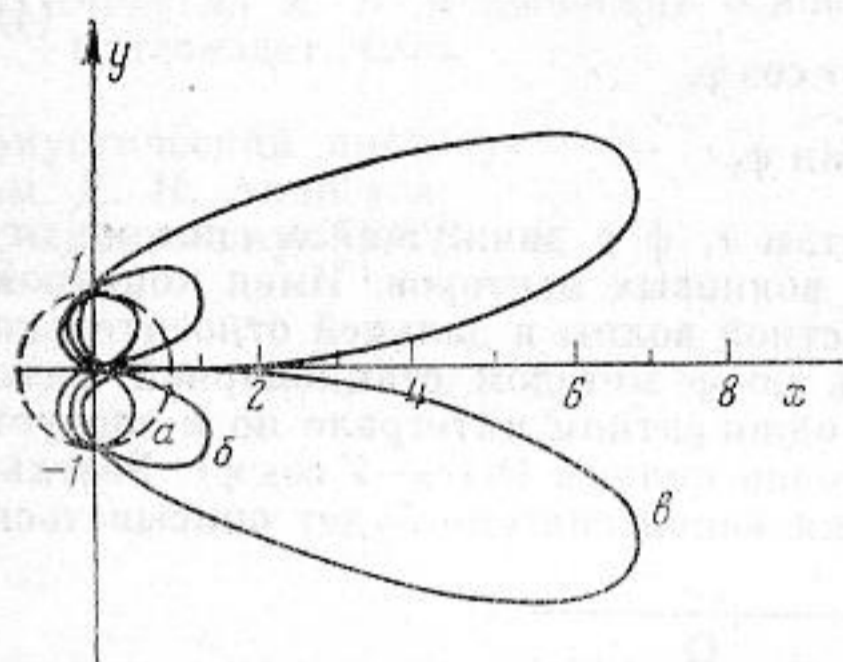
На основании рассмотрения представленных формулами (5), (6) зависимостей можно обнаружить некоторые особенности, характеризующие упругое поверхностное излучение движущихся источников. В частности, изменение пространственной частоты под разными углами наблюдения ψ при неизменной частоте Ω отражает наличие доплер-эффекта для поверхностных волн. Наряду с возникающим искажением фазового фронта, можно отметить наличие искажений и в амплитудном распределении, в чем нетрудно убедиться, построив изолинии уровня поля в виде функции азимутального угла ψ . На фиг. 1–3 представлены графики изолиний вертикальных смещений в рэлеевской волне (во всех случаях $R = 0,9194$, а — $M_t = 0,1$; б — $0,3$; в — $0,5$). При возбуждении полупространства вертикальной осциллирующей силой



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 1. Изолинии вертикальных смещений. Вектор силы ориентирован по перпендикуляру к плоскости чертежа. Скорость направлена вдоль оси X

Фиг. 2. Изолинии вертикальных смещений. Силовой вектор лежит в горизонтальной плоскости и направлен по ходу движения — вдоль оси X

Фиг. 3. Изолинии вертикальных смещений. Вектор силы ориентирован поперек движения горизонтально — вдоль оси Y

кривые Фиг. 1 наглядно демонстрируют увеличение амплитуды смещения в области перед движущимся источником, которое тем больше, чем выше значение M_t . Кривые Фиг. 2, 3, как и кривые на Фиг. 1, можно рассматривать в качестве диаграммы направленности излучения R -волн исследуемыми источниками. Из формул (5) и (6) видно, что ширина этих диаграмм не зависит от частоты возбуждения Ω , а определяется только свойствами среды и скоростью движения.

В заключение интересно сравнить характер изолиний движущегося в атмосфере всенаправленного источника звука с тем, который получен в настоящей работе. Как известно [7, 8], равномерно и прямолинейно движущийся монополь в качестве изолиний на горизонтальной плоскости характеризуется кривыми, описываемыми функцией $1/(1-M_t \cos \psi)^2$, указывающей на асимметрию в распределении излучения по углам прямого и обратного направлений. В рассмотренном нами случае характер изолиний аналогично акустическим волнам также существенно несимметричен для направлений вперед и назад, что еще дополнительно усложняется собственной направленностью горизонтально ориентированных источников.

Выражаю признательность А. В. Разину за полезные обсуждения и дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
2. Лямшев Л. М. Оптико-акустические источники звука // УФН. 1981. Т. 135. С. 637–674.
3. Чурилов В. А. О действии на упругое полупространство движущейся по его границе с постоянной скоростью нормальной нагрузки // ПММ. 1977. Т. 47. № 1. С. 134–142.
4. Rose L. R. F. Point-source representation for laser-generated ultrasound. // J. Acoust. Soc. Amer. March 1984. V. 75(3). P. 723–732.
5. Дыхне А. М., Рысев Б. П. О возможности возбуждения упругих поверхностных волн большой амплитуды в твердом теле при тепловом воздействии лазерного излучения // Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 6. С. 17–23.
6. Велихов Е. П. и др. Усиление поверхностной упругой волны в твердом теле при сопровождении ее лазерным излучением // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. Вып. 10. С. 483–486.
7. Докучаев В. П. К теории излучения звуковых волн при движении малых тел в газообразных средах // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. Вып. 8. С. 595–604.
8. Morse P. M., Ingard K. U. Theoretical Acoustics/Mc Grow-Hill. 1968.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступило в редакцию
3.VI.1987