

О СТРУКТУРЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ДИФРАКЦИИ РЭЛЕЕВСКОЙ ВОЛНЫ НА ОГРАНИЧИВАЮЩЕЙ ПЛОСКОСТИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ ПОД УГЛОМ К ПОВЕРХНОСТИ

Х.Б. Толипов

В рамках линейной теории упругости рассматривается взаимодействие рэлеевской волны с плоской поверхностью. Построено спектральным методом решение задачи о генерации возмущений, вызываемых падающей волной. Полученные выражения описывают пространственные структуры дифрагированных волн, согласующиеся с известными измерениями.

1. Введение

Интерес к изучению рассеяния рэлеевских волн на наклонной поверхности, стимулированный пионерскими экспериментальными работами [1, 2], вызван как логикой развития теории упругости, так и необходимостью решения акустических прикладных задач дефектоскопии, сейсмологии и др. Отметим, что эта задача интересна как с математической точки зрения, так и с физической.

Поверхность, по которой распространяется рэлеевская волна, и наклонная плоскость образуют угловую область, в которой при набегании волны возникают сложные акустические процессы. В результате дифракции с наклонной плоскостью падающего поля возникают как поверхностные, так и расходящиеся объемные волны, структура которых зависит от углового положения плоскости. Генерация этих волн является результатом совместного действия и конкуренции продольных и сдвиговых составляющих рэлеевской волны, вызываемых первичной волной и представляет собой интересное явление, позволяющее глубже понять свойства рэлеевских волн и наблюдать их новые проявления. Поскольку закономерности изменения структуры дифрагированных волн зависят от структуры профиля волновых возмущений, представляет большой интерес исследование этой задачи для различных углов наклона плоскости.

Набегающая на плоскость волна вызывает возмущение поверхности, которое можно рассматривать как источник вторичных волн. Излучающая часть плоскости, расположенной под произвольным углом к поверхности, совершает периодические движения с частотой ω набегающей на наклонную плоскость волны. Волновой вектор падающей волны k_r составляет некоторый угол θ с направлением движения волны деформаций на плоскости, характеризуемой волновым числом k_i , такой, что

$$\cos\theta = k_i / k_r. \quad (1)$$

Учитывая, что $k = \omega/v$, соотношение (1) для дальнейшего анализа удобно переписать в виде:

$$\cos\theta = v_r / v_i.$$

Если скорость движущихся возмущений превышает фазовую скорость звука v в упругой среде, то волновой вектор излучаемых волн k_i образует с вектором скорости v угол θ_0 , причем

$$\cos\theta_0 = v / v_i. \quad (2)$$

Угол θ_0 принимает вещественное значение лишь в том случае, если выполняется неравенство $v_i > v$, т.е. скорость источника превосходит фазовую скорость сдвиговой волны в среде. В этом случае возникает объемная волна с азимутальным направлением θ_0 , определяемым тоже соотношением (1).

Наибольший интерес представляет движение источника возмущений при скоростях меньших фазовых скоростей волн в среде.

Угол θ_0 при этих скоростях принимает мнимое значение, а пространственная структура сдвиговой волны будет описываться выражением [3]:

$$U = U_0 \exp(ikx) \exp(-\sqrt{k^2 - k_i^2})z, \quad (3)$$

вырожденного случая $\theta > \theta_0$. Гармоники с $k_r \geq k > k_t$ определяют волноводное распространение вдоль поверхности рэлеевских волн. Амплитуды волн определяются спектральными представлениями волновых возмущений, т.е. характером их движений и пространственными структурами.

Решение уравнения для рэлеевских волн можно представить в виде суммы прошедшей U_p и отраженной волн U

$$U = U_p + U_0.$$

На рис. 5 представлена угловая зависимость коэффициента прохождения рэлеевской волны на наклонную плоскость (кривая V). Как показывает анализ, при больших углах θ основной вклад в формирование пространственной структуры рассеянного акустического поля вносят касательные составляющие возмущающих сил (кривая V_1). С уменьшением угла θ вклад этих сил падает, но в то же время увеличивается влияние нормальной составляющей (кривая V_2), монотонно достигающей максимума.

Для того чтобы выяснить смысл полученной зависимости, рассмотрим пример, в котором волна движется по нормали к границе при двух характерных положениях плоскости (рис. 6).

Как показывает детальный анализ, максимум прошедшей волны возникает не в случае падения первичной волны по нормали к плоскости, а тогда, когда фазовая скорость v_f составляет прямой угол с плоскостью. Характер движения возмущений, определяемый первичной волной, для поверхностных волн остается неизменным. Однако если для прошедшей волны амплитуда источника вторичных волн по мере движения убывает, то для отраженной волны, движущейся к месту излома поверхности, нарастает. В первом случае фазовая скорость волны v_f опережает лучевую скорость v_e , во втором – отстает. Заметим, что если при углах $\theta < \theta_0$ падающее поле рэлеевской волны полностью переходит на наклонную плоскость, то отраженные волны в отсутствие трансформированных объемных волн, не возникают. Следовательно, при коэффициенте прохождения рэлеевской волны равным единице коэффициент отражения должен быть равен нулю. Значения коэффициента отражения определяются только характером изменения нормальных возмущающих сил. Поведение изменения коэффициента отражения от углового параметра наклонной плоскости иллюстрирует рис. 7. Максимальное значение этого коэффициента приходится на угол $90 - \theta_0$ (кривая R).

В этом случае вектор фазовой скорости направлен по нормали к плоскости (см. рис.6 б), вызывая максимальные возмущения нормальных сил. Экспериментальные данные из работы [2] получены для отраженной волны на поверхности, по которой распространяется первичная волна.

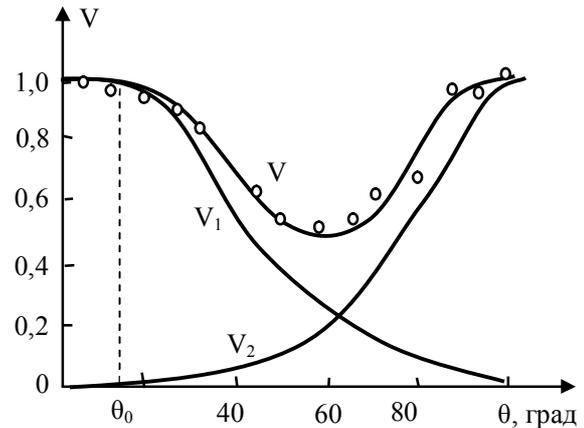


Рис. 5. Зависимость модулей прохождения рэлеевской волны

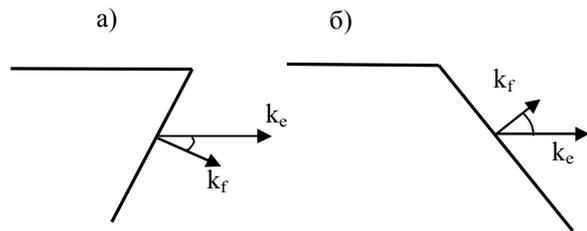


Рис. 6. Направления волновых векторов прошедшей (а) и отраженной (б) рэлеевских волн при двух характерных углах падения

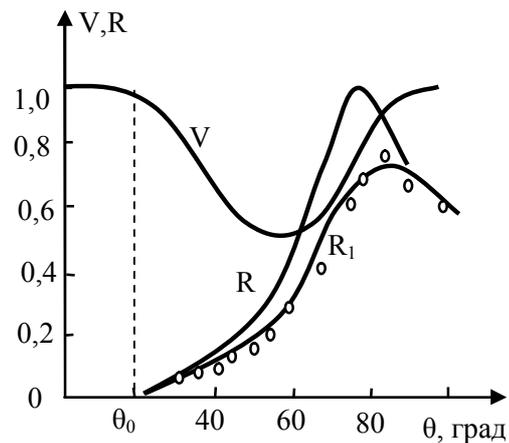


Рис. 7. Угловая зависимость модулей коэффициентов отражения

Следовательно, отраженная волна, сформированная на плоскости, проходит в обратном направлении через излом на поверхность, в которой амплитуда волны определится выражением:

$$R_1(\theta) = R(\theta)V(\theta).$$

5. Заключение

В данном сообщении мы подробно рассмотрели физические аспекты возникновения поля поверхностных и объемных волн, вызываемые неоднородной волной. Однако полученные формулы, правильно описывая это явление, содержат и другую полезную информацию. Полученные формулы определяют не только качественные особенности дифрагированного поля, но и осуществляют количественные уточнения распределения амплитуд поля. Точная количественная информация здесь очень важна, поскольку направление максимума поля дифрагированных объемных волн определяется волновым вектором фазовой скорости поверхностной волны, зависящей от упругих свойств среды.

Литература

1. Кнопф L., Ганги A. // Geophysics. –1960. – V. 25. – P. 1203.
2. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике.– М.: Наука, 1966. – 165с.
3. Бреховских Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 335 с.
4. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. – М.: Наука, 1988. – 712с.
5. Толипов Х.Б., Гуревич С.Ю. Особенности дифракции поверхностных волн на ребре клина // ПМТФ. – 2003. – №5. – С.161–168.
6. Толипов Х.Б. Дифракция поверхностной волны на ребре клина// Дефектоскопия. – 2002. – №7. – С.21–27.

Поступила в редакцию 24 февраля 2005 г.