

УДК 534.

ЧАСТОТНЫЙ СДВИГ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИСТОЧНИКОМ КОЛЕБАНИЙ, ДВИЖУЩИМСЯ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД

© 2000 г. Ю. М. Заславский

Институт прикладной физики РАН
603600 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

E-mail: strom@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 08.06.99 г.

Исследованы особенности доплеровского сдвига частоты рэлеевских и объемных волн в упругом полупространстве, возбуждаемых движущимся вертикально источником в контактирующем газообразном полупространстве (атмосфере).

В сейсмике и виброакустике приходится сталкиваться с явлением генерации упругих волн движущимися источниками. Повышенный уровень высокочастотного сейсмического фона в местах прохождения атмосферных фронтов, при развитии катастрофических, или быстро протекающих атмосферных процессов – один из примеров их проявления. Может быть приведен ряд других фактов, свидетельствующих о связи сейсмических колебаний с быстро перемещающимися атмосферными возмущениями естественного происхождения, являющимися их источниками. Ураганное движение атмосферных масс, грозовые явления и, в частности, разряд молнии, сопровождаемый движением так называемого “лидера” вертикально в сторону земной поверхности, является примером движущегося теплового источника звука как в атмосфере, так и в поверхностных слоях земной среды. Представляет интерес изучение характеристик сейсмических колебаний, возбуждаемых в земной среде и затрагивающих те или иные ее глубины, вследствие таких явлений. Наряду с объемными продольными и поперечными волнами в последнем случае возбуждаются рэлеевские поверхностные волны или родственные им. Генерация акустических волн в газообразной и жидкой среде источниками, движущимися в дозвуковых и сверхзвуковых режимах, подробно исследована и освещена в работах [1–4]. Анализ характеристик упругих, сейсмических полей, порождаемых движущимися источниками, представлен в литературе в значительно меньшей степени. Между тем, в сейсмологии такой тип источника известен и проявляется, например, при реализации механизма “вспарывания” в очаге землетрясения [5]. Модельные численные расчеты показали, что фактор движения может внести некоторые особенности в спектр, привести к анизотропии в излучении этих волн, поскольку движущийся источник представляет собой аналог распределенного по

пространству и ему может быть сопоставлена некоторая фиктивная апертура – VR/c , где V – скорость движения источника, R – дистанция между источником и приемником, c – скорость распространения волны. Все особенности характеристик излучения, вызванные движением источника, связаны друг с другом. Простейшей особенностью является частотный сдвиг волны, проявление которого заметно усложняется при распространении в среде с неоднородной, слоистой структурой, обуславливающей отражения и преломления на границах.

К настоящему времени вопрос о характере зависимости частотного сдвига волны Рэлея в упругой среде от скорости движения источника рассмотрен недостаточно полно, в связи с чем в настоящей работе ставится цель проанализировать указанную зависимость для поверхностной волны, которая возбуждается осциллирующим с частотой Ω источником, перемещающимся в верхней газообразной среде перпендикулярно границе упругого полупространства при дозвуковом режиме движения $V/c < 1$. При этом предполагается, что плотность верхней среды чрезвычайно мала по сравнению с плотностью нижней, скорость звука в ней заметно меньше скоростей волн сжатия и сдвига в нижней, а высота расположения источника над границей много меньше длины волны звука. В случае принятия первых двух условий, возбуждаемая поверхностная волна является почти рэлеевской [6]. Общая схема расположения источника относительно границы и система координат изображены на рис. 1.

Заметим, что ранее [7] уже рассматривалась задача об отыскании частоты и амплитуды рэлеевской волны при воздействии на границу твердого полупространства осциллирующей силой, равномерно перемещающейся вдоль горизонтальной границы. Ее решение позволило установить

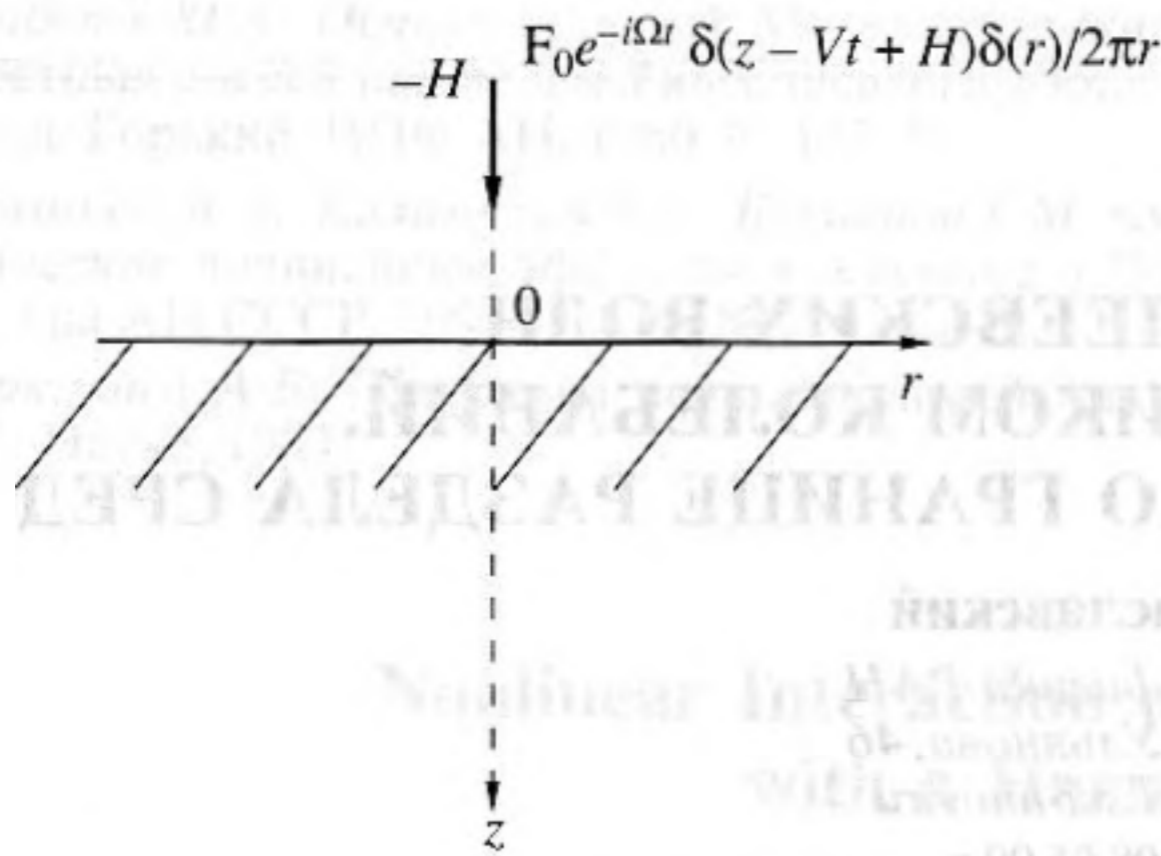


Рис. 1. Схема действия осциллирующего источника, движущегося в воздушной среде вблизи границы с упругим полупространством.

некоторые особенности, отличающие как частотный сдвиг, так и азимутальное распределение амплитуды в этой волне. В литературе рассматривается также случай действия на границу твердого полупространства статической нагрузки, движущейся с ускорением [8]. Однако полученными данными невозможно воспользоваться в случае вертикального движения источника, в силу иной геометрии задачи, для которой теперь характерна осевая симметрия. Это диктует необходимость специального анализа частотного сдвига рэлеевской волны в специфических условиях генерации.

Поскольку существенным моментом является движение, а не вид воздействия на верхнюю среду, в данном расчете можно рассмотреть любой простейший тип источника – монопольный или дипольный. Движущийся в верхней среде точечный источник осциллирующей силы F , направленной по нормали к границе, может быть задан в виде следующей пространственно-временной зависимости:

$$F = F_0 \exp\{-i\Omega t\} \delta(z - Vt + H) \delta(x) \delta(y). \quad (1)$$

Далее необходимо перейти к Фурье-трансформантам рассматриваемого силового воздействия на среды. Нетрудно записать явное выражение для его Фурье-преобразования по пространству и времени:

$$\bar{F}(\omega, k) = \frac{F_0}{16\pi^4} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dt \delta(x) \delta(y) \times \quad (2)$$

$$\times \delta(z + H - Vt) e^{-i(\Omega - \omega)t - ik_x x - ik_y y - ik_z z},$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Используя свойства дельта-функции, можно получить явное выражение для указанной трансформанты (2):

$$\bar{F}(\omega, k) = \frac{F_0}{8\pi^3} e^{iH\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}} \delta\left(\omega - \Omega - V\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}\right), \quad (3)$$

где c – скорость звука в верхней среде.

Дальнейшее рассмотрение будет проводиться в предположении не слишком высоких скоростей движения, когда $V \ll c$, что дает возможность провести упрощение аргумента дельта-функции. Переменная интегрирования ω , стоящая под корнем, может быть заменена постоянным значением частоты воздействия Ω . В этом случае аргумент дельта-функции упрощается и она приобретает следующий вид:

$$\delta\left(\omega - \Omega - V\sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - k^2}\right). \quad (4)$$

Акустическое поле в верхней среде будем описывать скалярным потенциалом ϕ_1 , а упругое поле в нижней среде, соответственно, скалярным потенциалом ϕ_2 и одной азимутальной компонентой векторного ψ_2 , причем, как и силовое воздействие, они в силу осевой симметрии задачи могут быть представлены в виде Фурье-бесселевых разложений по пространственным и временным частотам. Выражение для акустического потенциала в верхней среде нетрудно записать, используя следующие соображения. В точках, принадлежащих бесконечно узкой окрестности – чуть выше и чуть ниже горизонта, проходящего через источник, приравниваются смещения, а разность давлений приравнивается действующей переменной силе.

Соответствующие элементарные промежуточные преобразования позволяют представить первичное падающее поле через параметры источника. Кроме того следует учесть, что акустическое поле в верхней среде содержит еще и отраженную границей раздела сред компоненту, с априори неизвестной амплитудой. Поэтому для акустического потенциала справедлива запись:

$$\phi_1 = \frac{-F_0}{8^2 \pi^2 \rho_a} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k dk \int_{-\infty}^{\infty} \delta\left(\omega - \Omega - V\sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - k^2}\right) \times$$

$$\times \exp i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2} |z + H| \frac{e^{-i\omega t}}{\omega^2} d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k dk \times \quad (5)$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} Q(\omega, k) \exp -i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2} |z - H| e^{-i\omega t} d\omega.$$

В соответствии со сказанным выше, потенциалы, описывающие упругое поле волны в нижней среде, скалярный и азимутальная компонента векторного представляются соотношениями:

$$\varphi_2 = \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k dk \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega, k) \exp iz \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} e^{-i\omega t} d\omega, \quad (6)$$

$$\psi_2 = \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k dk \int_{-\infty}^{\infty} C(\omega, k) \exp iz \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} e^{-i\omega t} d\omega,$$

где $Q(\omega, k)$, $B(\omega, k)$, $C(\omega, k)$ – неизвестные функции, являющиеся, соответственно, комплексными амплитудами потенциалов отраженной волны в верхней среде и волн сжатия и сдвига – в нижней, ρ_a – плотность акустической среды.

На основе представленных разложений полей (5) и (6) нетрудно записать выражения для волновых смещений и упругих напряжений или акустического давления в обеих средах [9]. Например, z -компоненту смещений в верхнем и нижнем полупространствах можно задать формулами:

$$u_{z1} = -i \frac{F_0}{8^2 \pi^4 \rho_a} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k dk \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}}{\omega^2} \times \\ \times \delta\left(\omega - \Omega - V \sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - k^2}\right) e^{-i\omega t + i|z + H| \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}} d\omega + \\ + i \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k dk \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2} Q(\omega, k) e^{-i\omega t - i|z - H| \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}} d\omega, \quad (7)$$

$$u_{z2} = -i \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k dk \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} B(\omega, k) e^{-i\omega t + i \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} z} d\omega - \\ - \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k^3 dk \int_{-\infty}^{\infty} C(\omega, k) e^{-i\omega t + i \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} z} d\omega.$$

Аналогичным образом можно представить выражения для волновых напряжений σ_{zz} , σ_{zr} в нижней среде и акустического давления p – в

верхней. Последнее непосредственно связано с потенциалом в этой среде, так что для Фурье-компонент справедливо: $p(\omega, k) = \omega^2 \rho_a \varphi_1(\omega, k)$, в связи с чем нет необходимости явным образом выписывать его для давления. Далее дадим соответствующие выражения для напряжений в предположении, что параметры Лямэ упругой среды одинаковы: $\lambda = \mu$.

$$\sigma_{zz} = \mu \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k dk \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega, k) \left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_l^2}\right) \times \\ \times e^{-i\omega t + i \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} z} d\omega + 2i\mu \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(kr) k^3 dk \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} C(\omega, k) \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} e^{-i\omega t + i \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} z} d\omega \quad (8)$$

$$\sigma_{zr} = -2i\mu \int_{-\infty}^{\infty} H_1^{(1)}(kr) k^2 dk \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega, k) \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} \times \\ \times e^{-i\omega t + i \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} z} d\omega - \mu \int_{-\infty}^{\infty} H_1^{(1)}(kr) k^2 dk \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} C(\omega, k) \left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_l^2}\right) e^{-i\omega t + i \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} z} d\omega.$$

Очевидно, что для решения задачи возбуждения теперь достаточно обеспечить выполнение граничных условий при $z = 0$, т.е. по плоскости раздела сред. Это ведет к необходимости удовлетворить системе уравнений, которая выражает условие равенства нормальных компонент смещения, а также равенства напряжения σ_{zz} отрицательному значению давления p . Кроме того, существует условие обращения в нуль недиагональной компоненты напряжения σ_{zr} при $z = 0$. Таким образом возникает система трех уравнений, связывающих спектральные амплитуды $Q(\omega, k)$, $B(\omega, k)$, $C(\omega, k)$ с параметрами заданного силового воздействия. Выпишем указанную систему уравнений

$$\mu \left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_l^2}\right) B(\omega, k) + 2i\mu k^2 \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} C(\omega, k) + \\ + \omega^2 \rho_a e^{-iH \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}} Q(\omega, k) = \frac{F_0}{8^2 \pi^4} e^{iH \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}} \times$$

$$\times \delta\left(\omega - \Omega - V \sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - k^2}\right),$$

$$2i \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} B(\omega, k) + \left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_l^2}\right) C(\omega, k) = 0, \quad (9)$$

$$i \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2} B(\omega, k) + k^2 C(\omega, k) -$$

$$-i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2} e^{-iH \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}} Q(\omega, k) =$$

$$= -i \frac{F_0 \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}}{8^2 \pi^4 \rho_a \omega^2} e^{-iH \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k^2}} \delta\left(\omega - \Omega - V \sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - k^2}\right),$$

Поскольку в правой части первого и последнего уравнений (9) стоит дельта-функция, заменяем здесь ω величиной $\Omega + V \sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - k^2}$. Известно [5, 6,

9], что действительный корень дисперсионного уравнения, получающегося в результате обращения детерминанта системы (9) в нуль, является точкой полюса, полувычет в которой и определяет амплитуду рэлеевской волны рассматриваемого источника. Если учесть ранее принятое предположение о ничтожной плотности верхней среды по сравнению с нижней, то нетрудно прийти к заключению, что детерминант системы фактически зависит только от коэффициентов при амплитудах $B(k)$, $C(k)$ (индекс ω в аргументе опущен в силу предположения о свертке с дельта-функцией) в

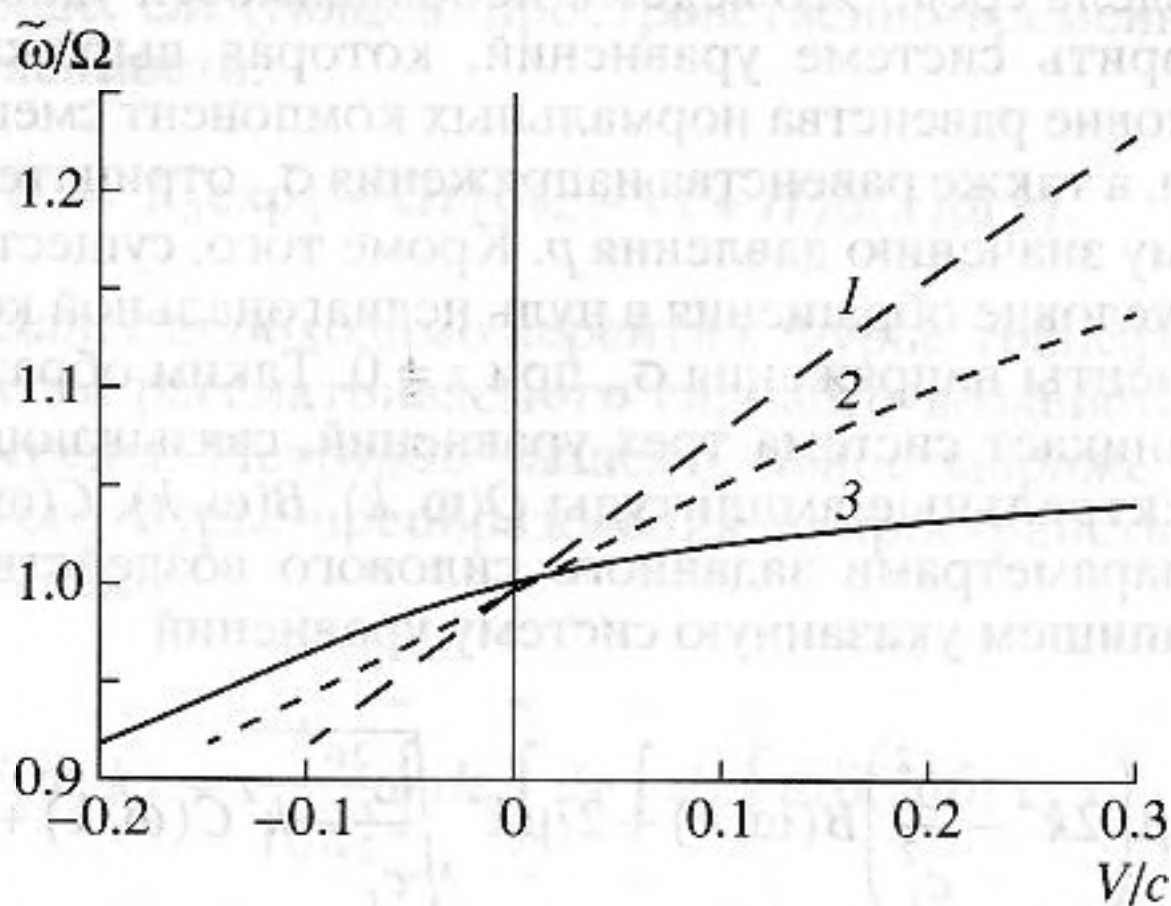


Рис. 2. Зависимость частотного сдвига рэлеевской волны от числа Маха V/c для трех значений отношения скоростей распространения c/c_R : 1 - $c/c_R = 0.6$; 2 - $c/c_R = 0.8$; 3 - $c/c_R = 0.95$.

первых двух уравнениях системы (9). Волновое число k теперь следует рассматривать как $k = \frac{\tilde{\omega}}{c_R}$, где c_R - скорость рэлеевской поверхностной волны в твердом полупространстве, а $\tilde{\omega}$ - как неизвестную частоту волны, причем дисперсионное уравнение, определяющее эту частоту, дается следующим выражением:

$$\left(2 \frac{\tilde{\omega}^2}{c_R^2} - \frac{1}{c_l^2} \left(\Omega + V \sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - \frac{\tilde{\omega}^2}{c_R^2}}\right)^2\right)^2 -$$

$$- 4 \frac{\tilde{\omega}^2}{c_R^2} \sqrt{\frac{\tilde{\omega}^2}{c_R^2} - \frac{1}{c_l^2} \left(\Omega + V \sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - \frac{\tilde{\omega}^2}{c_R^2}}\right)^2} = 0. \quad (10)$$

Из уравнения (10) можно видеть, что искомая частота рэлеевской волны, регистрируемая в неподвижной системе отсчета, независимо от числа Маха V/c заключена в интервале:

$$\frac{c_R}{c} > \frac{\tilde{\omega}}{\Omega} > \frac{c_R}{c_l}, \quad (11)$$

определяемом только отношением скоростей распространения упругих волн в граничащих средах.

Решение уравнения (10) получено численно, причем рассмотрены оба направления движения: при положительных $V > 0$ и при отрицательных значениях скорости $V < 0$. Результат расчета представлен на рис. 2, на котором кривые 1, 2, 3 соответствуют случаям $c/c_R = 0.6$; 0.8; 0.95. Они свидетельствуют о том, что положительные значения скорости движения источника - в сторону границы - вызывают монотонное увеличение частоты, соответствующее росту скорости движения источника по крайней мере в области относительно малых значений числа Маха V/c , для которых проведен расчет. Более резкое нарастание отвечает меньшему отношению c/c_R . И наоборот, при удалении от границы раздела, т.е. при $V < 0$, частотный сдвиг отрицателен со скоростью падения по частоте, также увеличивающейся по мере уменьшения отношения c/c_R . Кроме того, в этом случае обратного движения источника превышение абсолютного значения скорости некоторого критического значения, зависящего от c/c_R , ведет к невозможности возбуждения волны Рэлея ни при каких значениях частоты. При этом нетрудно видеть, что интервал частотного сдвига по сравнению с самим значением частоты в режиме движения по перпендикуляру к границе достаточно мал. Такая особенность отличает доплеровское смещение в поверхностной волне Рэлея от сме-

щения частоты волн сжатия и сдвига. Доплеровское смещение также противоположно по знаку частотному сдвигу волн, преломленных под критическими углами на границе раздела двух акустических сред [10]. Следует подчеркнуть возможность полного погашения рэлеевских волн при превышении источником некоторой скорости движения, составляющей малую долю от скорости рэлеевской волны, что не было отмечено в предшествующих исследованиях. Поясняя данное утверждение, заметим, что амплитуда смещений в волне Рэля определяется полувычетом в указанной точке полюса. Дифференцирование левой части (10) по k дает знаменатель дроби, которая в ранее выписанных интегральных выражениях (7, 8) собственно и определяет полувычет, а следовательно и амплитуду колебаний в поверхностной волне. Ввиду громоздкости, здесь не приводится результат дифференцирования, однако проведенный анализ показывает, что на краях допустимого интервала частот (11) происходит обращение в нуль амплитуды возбуждения исследуемой волны. Таким образом, погашение рэлеевской волны не является следствием значительной удаленности источника от границы, когда на амплитуду ее возбуждения влияет экспоненциальный фактор в правой части системы (9), а объясняется иной причиной.

Если каждому значению частоты волны Рэля для случая движущегося источника сопоставить некоторый угол выхода луча первичной волны из точки его мгновенного расположения, то можно построить зависимости угла падения луча от числа Маха (в действительности имеется в виду поверхность конуса с вершиной в источнике, пересекаемая границей, вертикальный разрез которой дает два симметричных наклонных отрезка – луча). Эти зависимости получены с использованием того факта, что частота осцилляций движущегося источника, однозначно связана с частотой акустической волны в точке приема соотношением: $\tilde{\omega} = \Omega/[1 - (V/c)\cos\theta]$, в котором угол θ отсчитывается от направления движения источника [4]. В нашем случае угол отсчитывается от положительного направления оси z . На рис. 3 изображены соответствующие рис. 2 кривые, характеризующие зависимость от числа Маха для отсчитываемого от вертикали угла наклона лучей, вдоль которых первичное поле в верхней среде падает на границу и возбуждает рэлеевскую волну. При этом случай приближения источника к границе соответствует кривым с положительными числами Маха $V/c > 0$, а случай удаления отвечает $V/c < 0$. Если семейство кривых при положительных числах $V/c > 0$ ограничено лишь условием $V/c \ll 1$ и может быть, вообще говоря, продолжено вправо, то при отрицательных $-V/c < 0$, обрыв кривых соответствует принципиальной невозможности возбуждения рэлеевской волны, ввиду

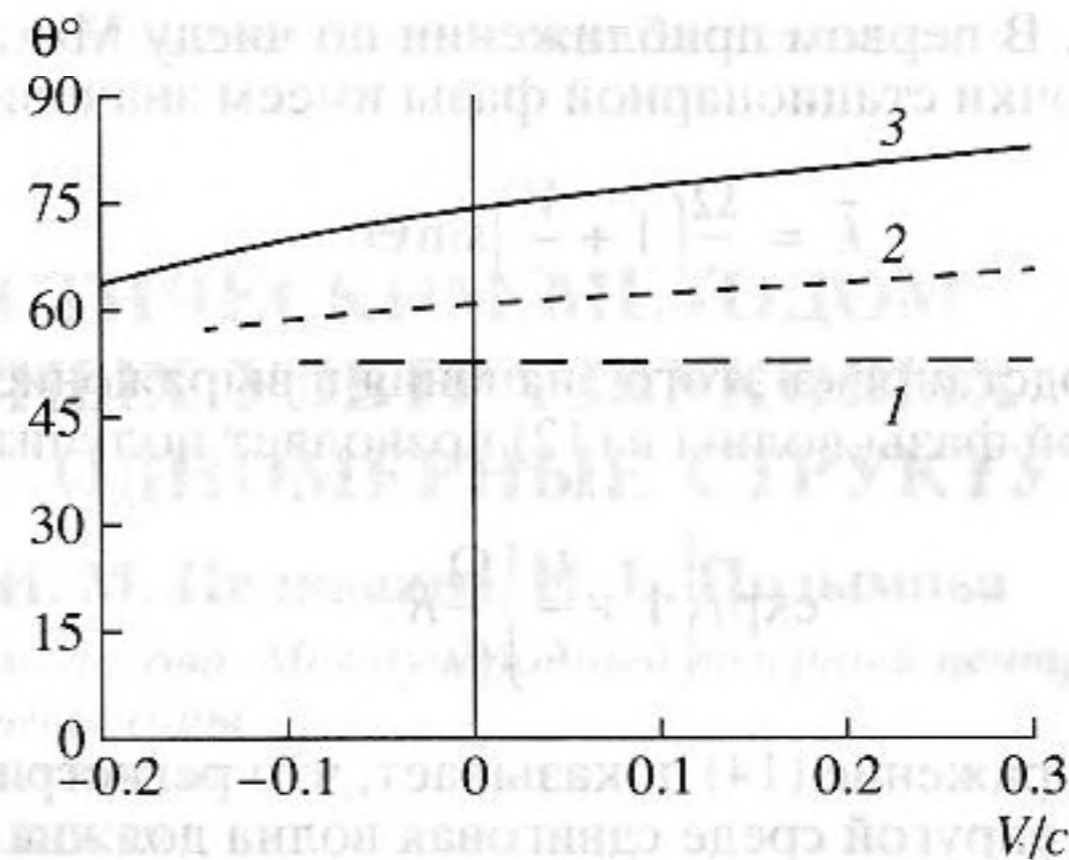


Рис. 3. Угол наклона луча первичной падающей волны, возбуждающей рэлеевскую волну, в зависимости от числа Маха V/c для трех значений c/c_R : 1 – $c/c_R = 0.6$; 2 – $c/c_R = 0.8$; 3 – $c/c_R = 0.95$.

обращения в нуль ее амплитуды и нарушения требования реальных значений частоты при превышении некоторого порога скорости. Характерно, что каждому соотношению c/c_R при $V/c = 0$ соответствует свой угол возбуждения поверхностной волны, уменьшающийся с понижением этого отношения.

Покажем, что объемные – продольная и поперечная волны, порождаемые в нижней среде тем же движущимся источником, имеют иной сдвиг частоты, чем сдвиг рэлеевской волны. Очевидно, что при расчете дальних полей объемных волн в нижней упругой среде с помощью разложения (7), (8) эти волны соответствуют вкладу в полный интеграл по пространственной частоте k , получающемуся в результате интегрирования по некоторому участку на оси волновых чисел вблизи точки стационарной фазы, отвечающей этому волновому типу [3]. Полная фаза в спектре, например, сдвиговых волн дается выражением:

$$\exp i \left\{ kr + z \sqrt{\frac{\left(\Omega + V \sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} - k^2} \right)^2}{c_i^2} - k^2} \right\}. \quad (12)$$

Для обозначения точки наблюдения в упругой среде переходим к сферическим координатам R, Θ (радиус-вектор R и угол Θ своим началом имеют нулевую точку на границе раздела и ось z в нижней среде): $r = R \sin \Theta, z = R \cos \Theta$ и приравниваем к нулю производную от полной фазы по перемен-

ной k . В первом приближении по числу Маха V/c для точки стационарной фазы имеем значение:

$$\bar{k} = \frac{\Omega}{c_i} \left(1 + \frac{V}{c} \right) \sin \Theta. \quad (13)$$

Подстановка этого значения в выражение для полной фазы волны в (12) позволяет получить:

$$\exp i \left\{ 1 + \frac{V}{c} \right\} \frac{\Omega}{c_i} R. \quad (14)$$

Выражение (14) показывает, что регистрируемая в упругой среде сдвиговая волна должна восприниматься на всех направлениях на смещенной частоте $\Omega(1 + V/c)$. Аналогичный вывод справедлив и для продольной волны. Интерпретация полученного результата состоит в том, что при малых волновых расстояниях в верхней среде от источника до границы только луч, нормальный к ней, возбуждает волны сжатия и сдвига в нижней среде с частотой, на зависящей от угла и определяемой обычным доплеровским смещением. Это обеспечивает в нижней среде одинаковый по всем направлениям сдвиг частоты объемных волн.

В заключение заметим, что выделенный прием сейсмических поверхностных волн рэлеевского типа, а также совокупности объемных и преломленных волн, генерируемых естественными природными явлениями, перечисленными вначале, при последующем спектральном и корреляционном анализе акустических и сейсмических сигналов, зарегистрированных на микрофон и геофон одновременно, вероятно, позволит уточнить сейсмический разрез грунта в месте проведения

эксперимента, поскольку каждый тип волны, преломленный или захваченный границей раздела того или иного пласта, обеспечит частотный сдвиг определенной величины и соответствующую амплитуду отклика.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-02-16957).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Остаев В.Е. Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1992. 208 с.
2. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 296 с.
3. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 416 с.
4. Morse P.M., Ingard K.U. Theoretical acoustics. McGraw-Hill, 1968.
5. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Т. I. М.: Мир, 1983. 520 с.
6. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
7. Заславский Ю.М. Об особенностях рэлеевских волн, возбуждаемых равномерно движущейся по поверхности осциллирующей силой // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 3. С. 536–538.
8. Krylov V.V. // Acta acustica. 1998. V. 82. P. 642–649.
9. Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
10. Заславский Ю.М. Возбуждение конической волны осциллирующими силовыми источниками, движущимися параллельно и нормально к границе раздела двух сред // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 279–282.

Frequency Shift of Rayleigh Waves Excited by a Source Moving Perpendicularly to the Interface between Two Media

Yu. M. Zaslavskii

Characteristic features of the Doppler frequency shift of Rayleigh and bulk waves excited in an elastic halfspace by a source vertically moving in a contacting gaseous halfspace (atmosphere) are studied.

