УДК 550.348.425.4

ДВИЖЕНИЕ ГРУНТА В ВОЛНЕ РЭЛЕЯ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ПОДЗЕМНОМ ВЗРЫВЕ

В. А. Симоненко, Н. И. Шишкин, Г. А. Шишкина

Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики, 456770 Снежинск
E-mail: simonenko@vniitf.ru

Получены аналитические представления для полей смещений и напряжений в поверхностной волне Рэлея (R-волне), возникающей в упругом полупространстве от внутреннего источника, который формирует такую же сейсмическую P-волну, что и подземный взрыв. Рассчитаны осциллограммы и траектории частиц, а также напряжения внутри полупространства и на его поверхности. Получены соотношения для потока энергии в R-волне. Для каменной соли оценена доля энергии взрыва, переходящей в R-волну. Установлено, что эта доля может достигать значений порядка 1 % полной энергии взрыва, если взрыв происходит на камуфлетной глубине. При увеличении глубины заложения заряда энергия R-волны уменьшается приблизительно обратно пропорционально глубине.

Ключевые слова: подземный взрыв, волна Рэлея, смещение, напряжения, поток энергии.

Введение. Упругие поверхностные волны Рэлея (R-волны) [1] возникают при динамических воздействиях на поверхности упругих тел. В конструкциях малых размеров они находят применение в качестве ультразвуковых волн. Волны Рэлея наблюдаются и в крупных конструкциях, инженерных сооружениях. R-волны возникают также при взрывах, землетрясениях и ударах космических тел о планеты. Сейсмические R-волны используются для зондирования земной коры и изучения ее строения, длинные R-волны — для исследования мантии Земли. Рэлеевские волны, образующиеся при взрыве, содержат значительную долю энергии взрыва и на некотором расстоянии от эпицентра становятся доминирующими среди других сейсмических волн. В них содержится информация об источнике энергии и свойствах среды. Например, результаты анализа записей R-волн при некоторых подземных ядерных взрывах позволили сделать вывод, что в эпицентрах взрывов происходили откольные разрушения среды [2]. В [3] показано, что при ударах космических тел о Землю фокусировка R-волны в области антипода (области, диаметрально противоположной месту удара) может приводить к образованию таких необычных геологических структур, как трубки взрыва, или диатремы.

Волны Рэлея, возникающие в упругом полупространстве под действием сосредоточенного источника, рассматривались в [4–6]. В работе [7] изучалась задача Лэмба в случае изотропной упругой сферы, там же получены выражения для волны Рэлея на поверхности упругой сферы. В [8] исследовано движение поверхности грунта при взрыве в полупространстве, в [9] — движение поверхности упругого шара при заглубленном взрыве. В работе [10] изучались волны Рэлея, распространяющиеся вдоль искривленной поверхности упругого тела, создаваемые гармоническим источником. В данной работе для взрывов на большой глубине представлены более полные результаты исследования волны Рэлея как на поверхности упругого полупространства, так и внутри него. Рассматривается поток энергии, переносимой волной Рэлея, и дается оценка доли энергии взрыва, поступающей в

R-волну. Такие данные необходимы для более точных оценок разрушающего воздействия R-волн на различные инженерные сооружения, а также при описании динамических геологических процессов, происходящих в областях, диаметрально противоположных месту удара космических тел о поверхность планет [3].

1. Источник волн. Сейсмическая продольная P-волна, возникающая при подземном ядерном взрыве, описана в работе [11] с использованием потенциала поля упругих перемещений, содержащего три свободных параметра:

$$\varphi(t, R) = -\frac{\Phi(\infty)}{R} f(\tau). \tag{1.1}$$

Здесь $t \geqslant 0$ — время, отсчитываемое с момента взрыва; $R > 0$ — расстояние до центра взрыва; $\Phi(\infty) f(\tau)$ — приведенный потенциал; $\Phi(\infty)$ — стационарное значение приведенного потенциала; $f(\tau) = 1 - \mathrm{e}^{-\tau}(1 + \tau + \tau^2/2 + \tau^3/6 - B\tau^4)$ — функция источника, формирующего такую же сейсмическую P-волну, что и подземный взрыв; $\tau = (t - R/c_p)/t_0$; t_0 — характерная длительность излучения волны; c_p — скорость распространения продольных упругих волн; B — постоянная, зависящая от свойств среды. С характерным временем t_0 связана характерная длина $c_p t_0$, которая для скальных пород приблизительно равна радиусу зоны дробления, окружающей очаг взрыва.

Следует отметить, что аппроксимирующий полином четвертой степени, содержащийся в функции источника, позволяет удовлетворительно описать потенциал в ближней сейсмической области взрыва. Как показано в [12], на телесейсмических расстояниях более приемлемой аппроксимацией является полином второй степени. Кроме того, при малых глубинах взрыва, на которых происходит откол в эпицентре взрыва, более приемлемым является полином третьей степени [2]. Данные аппроксимации могут быть получены путем отбрасывания соответствующих степеней и подбора коэффициента B при старшей степени полинома в функции $f(\tau)$. Энергия E_p, излучаемая на "бесконечность" в виде P-волны, определяется по формуле [11]

$$E_p = \pi\alpha(B)\rho_0 c_p^2 \varkappa \Phi(\infty), \tag{1.2}$$

где ρ_0 — плотность среды; $\alpha(B) = (5 + 3(1 + 24B)^2)/64$; $\varkappa = \Phi(\infty)/(c_p t_0)^3$.

2. Волна Рэлея. Сосредоточенный взрыв в однородной упругой среде генерирует сейсмическую волну продольного типа (P-волну). В результате взаимодействия этой волны со свободной поверхностью возникает поверхностная сейсмическая волна, или волна Рэлея.

Рассмотрим движение, возникающее в упругом полупространстве под действием источника (1.1). Введем цилиндрическую систему координат $Or\varphi z$, в которой ось z направлена внутрь среды, а ось r — вдоль свободной поверхности $z = 0$ (рис. 1). Источник поместим в точку $(0, z_0)$. Движение предполагается не зависящим от угловой координаты φ. С начального момента $t = 0$ и до момента подхода P-волны к свободной поверхности движение описывается потенциалом (1.1), который в безразмерных переменных имеет вид

$$\varphi_0(t, r, z) = -f\big(t - \sqrt{r^2 + (z_0 - z)^2}\,\big)\big/\sqrt{r^2 + (z_0 - z)^2}\,. \tag{2.1}$$

Здесь время t измеряется в единицах t_0, расстояние — в единицах $c_p t_0$. Потенциал (2.1) можно записать в виде

$$\varphi_0(t, r, z) = \varphi(t, R)/(\varkappa(c_p t_0)^2), \qquad R = \sqrt{r^2 + (z_0 - z)^2}\,.$$

С момента начала отражения P-волны от свободной поверхности движение описывается потенциалами φ_1 и $\boldsymbol{\psi}(0, \psi, 0)$, связанными с полем смещений $\boldsymbol{u}$ зависимостью

$$\boldsymbol{u} = \operatorname{grad}\varphi_1 + \operatorname{rot}\boldsymbol{\psi},$$

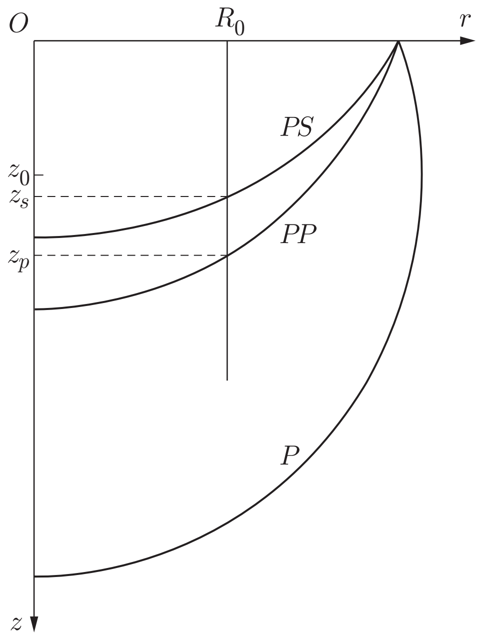

Рис. 1. Система координат, положение фронтов волн и контрольная поверхность — цилиндр радиуса R_0

где $\varphi_1 = \varphi_0 + \varphi$. Потенциалы φ и ψ находятся из решения волновых уравнений теории упругости

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = \Delta\varphi, \qquad \frac{1}{\gamma^2}\,\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = \Delta\psi - \frac{\psi}{r^2}, \qquad t \geqslant z_0, \quad r \geqslant 0, \quad z \geqslant 0 \tag{2.2}$$

(Δ — оператор Лапласа; $\gamma = c_s/c_p$; c_s — скорость распространения поперечных волн) при нулевых начальных данных и равенстве нулю вектора напряжений на свободной поверхности:

$$\varphi\big|_{t=0} = \psi\big|_{t=0} = \frac{\partial\varphi}{\partial t}\Big|_{t=0} = \frac{\partial\psi}{\partial t}\Big|_{t=0} = 0,$$

$$\Big[\Big(\frac{1}{\gamma^2} - 2\Big)\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + 2\,\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + 2\,\frac{\partial^2\psi}{\partial r\partial z} + \frac{2}{r}\,\frac{\partial\psi}{\partial r}\Big]\Big|_{z=0} = -\Big[\Big(\frac{1}{\gamma^2} - 2\Big)\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial t^2} + 2\,\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial z^2}\Big]\Big|_{z=0}, \tag{2.3}$$

$$\Big(2\,\frac{\partial^2\varphi}{\partial r\,\partial z} + \frac{1}{\gamma^2}\,\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} - 2\,\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\Big)\Big|_{z=0} = -2\,\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial r\,\partial z}\Big|_{z=0}.$$

С помощью преобразования Лапласа по t и преобразования Фурье — Бесселя по r можно получить решение задачи (2.2), (2.3) в виде [6, 13]

$$\varphi(t,r,z) = \varphi_0(t,r,z_1) - \varphi_0(t,r,z_2) + \varphi_1(t,r,z_2),$$

$$\varphi_0(t,r,z) = -f(t-\rho)/\rho, \qquad \rho = (r^2+z^2)^{1/2}, \qquad z_1 = z - z_0, \qquad z_2 = z + z_0,$$

$$\varphi_1(t,r,z_2) = \gamma\int_0^\infty kJ_0(kr)\Big[\frac{1}{2\pi i}\int_l F(k\gamma\xi)X(\xi)\,\mathrm{e}^{-kg_1(\xi)}\;d\xi\Big]\,dk, \tag{2.4}$$

$$\psi(t,r,z_2) = \gamma\int_0^\infty kJ_1(kr)\Big[\frac{1}{2\pi i}\int_l F(k\gamma\xi)Y(\xi)\,\mathrm{e}^{-kg_2(\xi)}\;d\xi\Big]\,dk,$$