Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, т. XXXIX, вып. 2, 1961 г.

ВЛИЯНИЕ НАНОСОВ В МЕТОДЕ ЗАРЯЖЕННОГО ТЕЛА

Г. А. Черменский

В первом приближении поле заряженного изометрического тела может быть рассмотрено как поле точечного источника. Строго говоря, это справедливо для тела сферической формы, залегающего в безграничной и однородной среде. Упрощая расчеты, можно использовать поле точечного источника для замены поля заряженной сферы и при неоднородной среде. Несмотря на это допущение, общие выводы, вытекающие из настоящей работы, в определенных условиях приемлемы и для изометрических тел.

Потенциал на плоской земной поверхности от точечного источника, залегающего под наносами мощностью h, удельного электрического сопротивления ρ_1, в среде с сопротивлением ρ_2, может быть вычислен по формуле *

$$U = \frac{I\rho_2}{2\pi}(1 - k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12}^n}{\sqrt{r^2 + (d + 2nh)^2}}, \qquad (1)$$

где I — сила тока, вытекающего из точечного источника поля;

r — расстояние от эпицентра точечного источника поля до точки наблюдения, находящейся на плоской земной поверхности;

d — расстояние от земной поверхности до точечного источника поля;

$$k_{12} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2}.$$

Кривая потенциала, вычисленная по этой формуле, имеет максимум над эпицентром и далее убывает при возрастании r.

При отсутствии наносов потенциал

$$U_0 = \frac{I\rho_2}{2\pi\sqrt{r^2 + d^2}}. \qquad (2)$$

Отношение выражений (1) к (2) дает

$$\frac{U}{U_0} = (1 - k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12}^n \sqrt{r^2 + d^2}}{\sqrt{r^2 + (d + 2nh)^2}}. \qquad (3)$$

* См. Краев А. П. Физика земли. Изд-во ЛГУ, 1940.

Рассмотрим частные случаи этого выражения.

1. Для однородной полуограниченной среды с сопротивлением ρ_2, при отсутствии наносов $h=0$, $k_{12}=0$

$$\frac{U}{U_0}=1. \tag{4}$$

2. Для однородной полуограниченной среды, когда мощность наносов велика ($h=\infty$) и точечный источник поля находится в среде с сопротивлением ρ_1,

$$\frac{U}{U_0}=\frac{\rho_1}{\rho_2}. \tag{5}$$

3. Наносы имеют большую мощность, точечный источник находится на границе раздела сред с сопротивлениями ρ_1 и ρ_2:

$$\frac{U}{U_0}=1-k_{12}=\frac{2\rho_1}{\rho_1+\rho_2}. \tag{6}$$

На основании кривых, представленных на рис. 1, можно сделать следующие выводы:

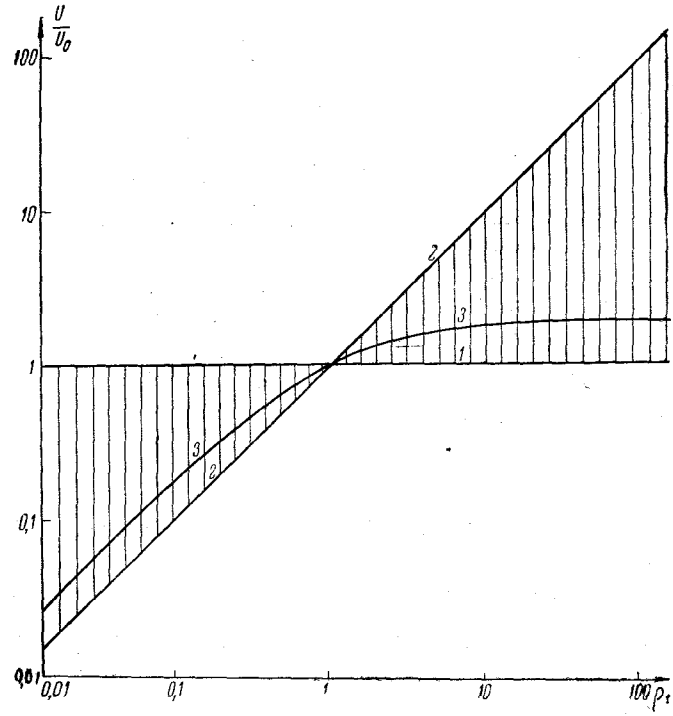


Рис. 1. Зависимость $\frac{U}{U_0}$ от ρ_1 при $\rho_2=1$ [по формулам (4) — (6)]:

$1-\frac{U}{U_0}=1$; $2-\frac{U}{U_0}=\frac{\rho_1}{\rho_2}$; $3-\frac{U}{U_0}=\frac{2\rho_1\rho_2}{\rho_1+\rho_2}$

1. При наличии наносов величина $\frac{U}{U_0}$ меняется в пределах, определяемых выражениями (4) и (5). На рис. 1 заштрихована площадь, в области которой изменяется величина $\frac{U}{U_0}$ при различной мощности наносов и различном местонахождении точечного источника поля.

2. Величина $\frac{U}{U_0}$ при $\rho_1 < 1$ меньше и при $\rho_1 > 1$ больше величины, определенной при отсутствии наносов [см. формулу (4)].

Для выяснения зависимости аномалии от мощности наносов преобразуем выражение (1) к удобному для расчета виду. Для этого рассмотрим максимальные значения выражения (1). При $r=0$ по формуле (1)

$$U_{\max} = \frac{I\rho_2}{2\pi}(1 - k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12}^n}{d + 2nh} \tag{7}$$

и по формуле (2)

$$U_{0\max} = \frac{I\rho_2}{2\pi d}. \tag{8}$$

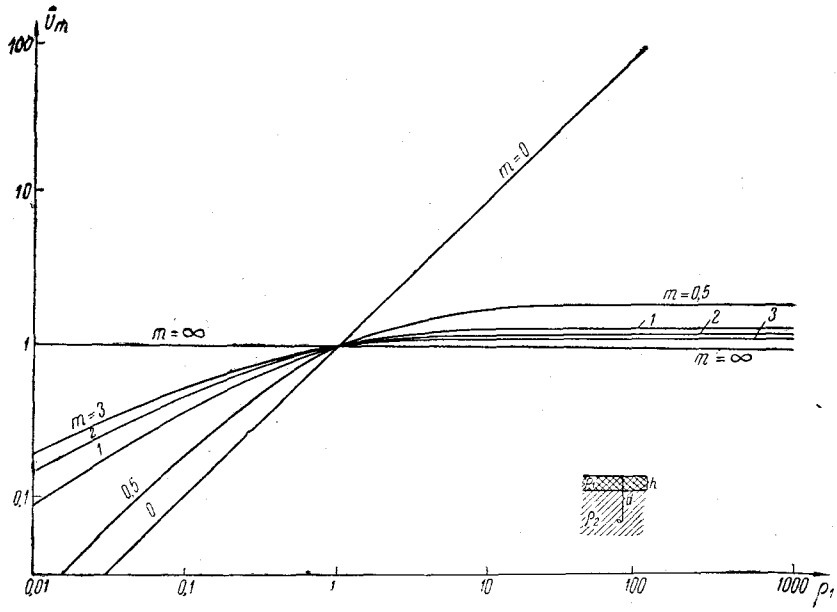


Рис. 2. Зависимость $\bar{U}_m$ от ρ_1 при $\rho_2 = 1$ и $m = \frac{d}{2h} = 0$; 0,5; 1; 2; 3 и ∞

Взяв отношение (7) к (8) и заменив $\frac{d}{2h} = m$, а затем $m+n=p$, получим относительную величину аномалии, характеризующую влияние наносов:

$$\frac{U_{\max}}{U_{0\max}} = m(1 - k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12}^m}{m+n} = \frac{m(1-k_{12})}{k_{12}^m} \sum_{p=m}^{\infty} \frac{k_{12}^p}{p} =$$

$$= \frac{m(1-k_{12})}{k_{12}^m} \left[\sum_{p=1}^{\infty} \frac{k_{12}^p}{p} - \frac{k_{12}}{1} - \frac{k_{12}^2}{2} - \ldots - \frac{k_{12}^{m-1}}{m-1} \right]. \tag{9}$$

Величина относительной аномалии легко вычисляется из формулы (9) с использованием известного выражения при $-1 < k_{12} < 1$:

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{k_{12}^p}{p} = -\ln(1 - k_{12}) = -\frac{\lg(1-k_{12})}{0{,}4343}. \tag{10}$$

Обозначая отношение (9) для любого значения m через $\overline{U}_m$ и подставляя выражение (10) в формулу (9), получим

$$\overline{U}_m = \frac{m(1-k_{12})}{k_{12}^m}\left[-\frac{\lg(1-k_{12})}{0{,}4343} - \frac{k_{12}}{1} - \frac{k_{12}^2}{2} - \ldots - \frac{k^{m-1}}{m-1}\right]. \quad (11)$$

Найдем выражение (11) при различных значениях m от 1 до m, что соответствует изменению мощности пласта от $\frac{d}{2}$, $\frac{d}{4}$ и т. д. до $\frac{d}{2m}$:

$$\overline{U}_1 = \frac{k_{12}-1}{k_{12}} \cdot \frac{\lg(1-k_{12})}{0{,}4343};$$

$$\overline{U}_2 = \frac{2}{k_{12}}[\overline{U}_1 + (k_{12}-1)];$$

$$\overline{U}_3 = \frac{3}{2k_{12}}[\overline{U}_2 + (k_{12}-1)];$$

$$\overline{U}_m = \frac{m}{(m-1)k_{12}}[\overline{U}_{m-1} + (k_{12}-1)].$$

Как видно из рис. 2, величина относительной аномалии зависит от сопротивления и мощности наносов, а также положения точечного источника в средах ρ_1 и ρ_2.

При неизменной глубине залегания точечного источника величина относительной аномалии меньше при наличии плохопроводящих наносов, чем в случае однородной среды, и больше при хорошопроводящих наносах. Аномалия увеличивается с возрастанием мощности плохопроводящих наносов и с уменьшением мощности хорошопроводящих наносов.

При расположении точечного источника поля под наносами пределы изменения аномалии относительно больше при хорошопроводящих и меньше при плохопроводящих наносах. Обратная закономерность наблюдается, когда точечный источник поля находится в наносах.