

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ МЕТОДОМ СРАВНЕНИЙ

Способом, изложенным в моей предыдущей работе¹, составлены уравнения, связывающие параметры цилиндрической массы R , h , H с параметрами гравитационного поля η и r :

$$\frac{r}{R} = f(\eta), \quad \frac{r}{h} = f(\eta), \quad \frac{r}{z} = f(\eta). \quad (1)$$

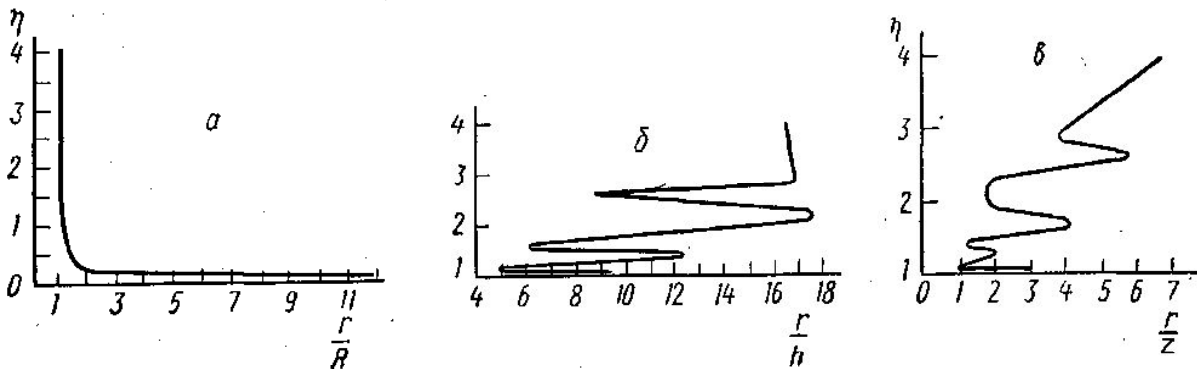


Рис. 1. Уравнения $\frac{r}{R} = f(\eta)$ (а), $\frac{r}{h} = f(\eta)$ (б) и $\frac{r}{z} = f(\eta)$ (в)

Уравнения (1) позволяют локализовать искомое решение внутри компактного множества, с тем чтобы точное решение или достаточно близкое к точному могло быть получено путем перебора ограниченного числа теоретических моделей (рис. 1).

Известно, что прямая задача гравитационного потенциала имеет единственное решение, поэтому методы интерпретации, основанные на сравнении экспериментальных кривых с теоретическими, отличаются хорошей устойчивостью решения. Однако возможности метода сравнений ограничены в первую очередь тем, что аномалии имеют разные амплитуды и размеры. Это делает сравнение различных кривых весьма трудоемкой операцией.

В последние годы появились работы, в которых для устранения указанного недостатка предлагается строить аномалии в билогарфимическом масштабе. Однако переход к билогарфимическому масштабу приводит к искажению формы аномалии и, следовательно, сопровождается значительной потерей точности.

Предлагаемый ниже метод позволяет, во-первых, полностью сохранить естественную форму кривой Vz , во-вторых, привести аномалии Vz к виду, удобному для сравнения...

Пусть Vz задана на профиле последовательностью точек

$$Vz(0), \quad Vz(x_1), \quad Vz(x_2), \quad \dots, \quad Vz(x_m). \quad (2)$$

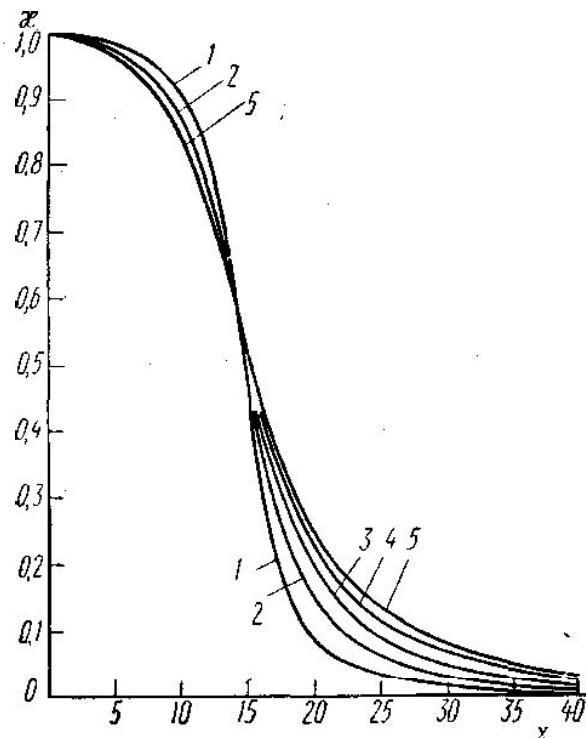


Рис. 2. Теоретические значения η для тела цилиндрической формы при $R=15$, $h=1$: 1 — $H=4$, 2 — $H=8$, 3 — $H=12$, 4 — $H=16$, 5 — $H=20$

¹ См. М. В. Авдулов. «Изв. АН СССР», физика Земли, № 10, 1966.

Каждое значение $Vz(x_i)$ разделим на амплитуду аномалии $Vz(0)$, тогда последовательность (1) переходит в последовательность (3):

$$\frac{Vz(x_1)}{Vz(0)}, \dots, \frac{Vz(x_2)}{Vz(0)}, \dots, \frac{Vz(x_{11})}{Vz(0)}. \quad (3)$$

Функция $\kappa(x) = \frac{Vz(x_i)}{Vz(0)}$ обладает следующими свойствами.

Безразмерная величина $\kappa(x)$ не зависит от массы аномального тела. Амплитуда кривой κ всегда равна единице. Форма кривой $\kappa(x)$ является функцией только глубины погружения, размеров и формы изучаемого тела. Величина $\kappa(x)$ полностью без искажения сохраняет форму кривой $Vz(x)$.

Альбом теоретических значений $\kappa(x)$ позволяет быстро и просто производить интерпретацию аномалий Vz методом сравнений. Семейство кривых κ для тел цилиндрической формы изображено на рис. 2.

УДК 621.391.81

В. Д. ГУСЕВ, Л. И. ПРИХОДЬКО

СМЕЩЕНИЕ ОГРАНИЧЕННЫХ ПУЧКОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ РЕГУЛЯРНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ С ФЛУКТУАЦИЯМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

При исследовании распространения волн в слоисто-неоднородных средах с флуктуациями диэлектрической проницаемости (типа ионосферы) в реальных условиях приходится иметь дело не с бесконечной плоской волной, а с ограниченным пучком или сферической волной. В таком случае целесообразно базироваться на разложении ограниченных пучков по плоским волнам. При этом в ряде случаев, в частности, при отражении ограниченных пучков от слоисто-неоднородных сред мы встречаемся с явлениями, которые отсутствуют при отражении плоских волн [1]. Так, весьма большой интерес представляет смещение пучков вдоль границы при их отражении.

Как показано в работе [1], если ограниченный пучок создается в результате прохождения плоской волны через щель в экране и если далее пучок падает на границу слоисто-неоднородной среды с непрерывно меняющимися свойствами, от которой исследуется отражение, то смещение пучка вдоль границы без учета его расплывания определяется угловой зависимостью фазы коэффициента отражения плоской волны. Если регулярно-неоднородная среда обладает также флуктуациями диэлектрической проницаемости, то фазовая структура коэффициента отражения среднего поля будет отличаться от фазовой структуры коэффициента отражения невозмущенного поля (при отсутствии флуктуации). В данной работе выясняется влияние эффектов рассеяния волн в регулярно-неоднородной среде с флуктуациями диэлектрической проницаемости на смещение среднего поля ограниченных пучков при их отражении от такой среды.

Предположим, что из однородной среды ($z < 0$) на плоский полубесконечный слой ($z = 0$ — начало слоя), диэлектрическая проницаемость которого имеет вид

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon}(z) + \mu(x, y, z) \quad (1)$$

(где $\bar{\varepsilon}(z)$ — средняя диэлектрическая проницаемость, а $\mu(x, y, z)$ — флуктуационная часть, случайная функция координат), падает ограниченный пучок. Чтобы найти местоположение ограниченного пучка, представляющего собой разложение по плоским волнам среднего поля, необходимо прежде всего найти коэффициент отражения плоской волны как функцию угла падения. В работе [2] во втором приближении метода малых возмущений было получено выражение для коэффициента отражения среднего поля при падении плоской волны на слой, средняя диэлектрическая проницаемость которого ме-

няется по линейному закону $\bar{\varepsilon}(z) = 1 - \frac{z}{z_1}$, а функция корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости $\mu(x, y)$ зависит только от разности координат и имеет вид гауссоиды. При этом выражение для коэффициента отражения среднего поля имеет вид