

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД ИТАТСКОГО  
БУРОУГОЛЬНОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ РАДИАЦИОННЫМ  
МЕТОДОМ**

В. Е. ОЛЬХОВАТЕНКО, В. К. КУЛЕШОВ, В. В. УЧАЙКИН

(Представлена научным семинаром кафедры гидрогеологии и инженерной геологии)

В последние годы радиометрические методы все более широко применяются при инженерно-геологических исследованиях. Этими методами сравнительно быстро и с достаточной точностью можно определять плотность и влажность пород.

Методы и аппаратура, разработанные в настоящее время, позволяют вести исследования как в полевых, так и в лабораторных условиях [1, 2, 3, 5, 6, 7].

В настоящей работе освещаются результаты исследований плотности осадочных горных пород Итатского бурогоугольного месторождения методом ослабления гамма-излучения.

Итатское месторождение является одним из крупнейших в Канско-Ачинском бассейне и разработку его предполагается вести открытым способом с применением мощных роторных экскаваторов. При разведке месторождения кафедрой гидрогеологии и инженерной геологии Томского политехнического института проводятся детальные инженерно-геологические исследования. Большой объем в этих исследованиях занимает определение объемного веса пород, который является расчетной характеристикой при расчетах устойчивости бортов проектируемых карьеров. Существующие стандартные методы определения объемного веса пород (метод гидростатического взвешивания, режущих колец, парафинирования) довольно громоздки и требуют значительных затрат времени, поэтому в последнее время в литературе появились работы, посвященные определению плотности пород и почв путем просвечивания их пучком гамма-квантов [2, 3, 5].

При просвечивании коллимированным моноэнергетическим гамма-излучением исследуемых пород интенсивность последнего уменьшается. Ослабление интенсивности гамма-излучения в результате взаимодействия гамма-квантов с породами обусловлено частичным выходом гамма-квантов из пучка вследствие актов комптоновского рассеяния, фотоэлектрического поглощения и образования пар.

Закон ослабления интенсивности коллимированного гамма-излучения при прохождении через породу описывается уравнением

$$I = I_0 e^{-\mu_{\text{лин}} x}, \quad (1)$$

где  $I$  и  $I_0$  — интенсивность излучения, регистрируемого детектором при наличии и отсутствии просвечиваемого образца породы соответственно;

$\mu_{\text{лин}}$  — линейный коэффициент ослабления интенсивности пучка гамма-излучения данной энергии для данной породы  $\text{см}^{-1}$ ;

$x$  — толщина просвечиваемого слоя вещества, см.

Величина  $\mu_{\text{лин}}$  характеризует относительное уменьшение интенсивности коллимированного излучения слоем просвечиваемого вещества толщиной в 1 см.

Последняя пропорциональна плотности вещества и зависит от энергии излучения, атомного номера и атомного веса вещества. В нашем случае в качестве источника излучения использовался изотоп  $\text{Cs}^{137}$  (662 Мэв) 0,5 мг-экв Ra. Толщина исследуемых образцов была постоянной и равнялась 20 мм.

Линейный коэффициент ослабления связан с массовым (объемным) коэффициентом ослабления соотношением:

$$\mu_{\text{обм}} = \frac{\mu_{\text{лин}}}{\rho}, \quad \text{где} \quad (2)$$

$\mu_{\text{обм}}$  — объемный коэффициент ослабления,  $\text{см}^2/\text{г}$ ;

$\rho$  — плотность исследуемого образца,  $\text{г}/\text{см}^3$ .

Последняя определяется, исходя из приведенных выше зависимостей по формуле

$$\rho = \frac{\ln I_0 - \ln I}{\mu_{\text{обм}} \cdot X}, \quad \text{г}/\text{см}^3. \quad (3)$$

Условные обозначения те же, что и в приведенных выше формулах.

Для исследования плотности пород в нашем случае была использована установка, блок-схема которой приведена на рис. 1. Поток гамма-

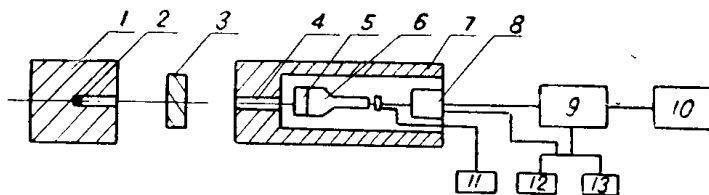


Рис. 1. Блок-схема установки для определения плотности пород в образцах радиационным методом.

1 — свинцовый контейнер; 2 — источник излучения  $\text{Cs}^{137}$ ; 3 — исследуемый образец; 4 — коллиматор; 5 — детектор излучения; 6 — фотоэлектродный умножитель ФЭУ-52; 7 — свинцовая защита; 8 — катодный повторитель, собранный по схеме Уайта; 9 — интегральный дискриминатор БД-5; 10 — пересчетное устройство ПП-8; 11 — стабилизированный выпрямитель ВС-22; 12 — блок питания БН-40; 13 — блок питания БН-41.

квантов от источника 2, проходя через образец 3 и коллиматор 4, попадает на детектор излучения, представляющий из себя сцинтилляционный счетчик, состоящий из сцинтилляционного кристалла 4  $\text{NaJ}(\text{Te})$   $70 \times 70$  и фотоэлектронного умножителя 6 ФЭУ-52 жалюзного типа. Импульсы блока ФЭУ, возникающие в результате сцинтилляций от гаммаквантов в кристалле и переобразованные в импульсы напряжения, передаются через катодный повторитель 8, собранный по схеме Уайта [9] на лампе 6 НЗП, на вход интегрального дискриминатора 9 типа БД-5 (10).

Блок интегрального дискриминатора включает в себя инвертор, предусилитель и дискриминирующий каскад. Усилитель, построенный на триод-пентоде по схеме «двойки», обеспечивает усиление  $\sim 20$ . Дискриминатор, выполненный на каскаде одновибратора с обеими проводящими лампами и диодом, срывающим автоколебания в отсутствие внешних сигналов, обладает чувствительностью  $\sim 100$  мв и выдает выходной

стандартный импульс. Чувствительность дискриминатора по входу меняется аттенюатором, введенным перед инвертором. Высокая стабильность обеспечивается отрицательной обратной связью по сигналу в предусилителе, стабилизацией по постоянному току режима ламп одновибратора и питанием напряжением канала ламп диода в дискриминаторе. Амплитуда выходного стандартного импульса с дискриминатора достаточна для того, чтобы запустить пересчетное устройство ПП-8.

Питание ФЭУ производилось от высоковольтного стабилизированного выпрямителя 11 типа ВС-22. Питание катодного повторителя и интегрального дискриминатора осуществлялось от блоков питания 12, 13 БН-40 и БН-41. Сцинтилляционный счетчик вместе с катодным повторителем выполнен в виде единого выносного блока, помещенного в свинцовую защиту. Активность источника определялась, исходя из безопасности работы с ним при смене образцов. Размеры коллиматора определяются просвечиваемой поверхностью, возникновением краевых эффектов в кристалле и, возможно, большей скоростью счета с целью уменьшения погрешности измерений. Последняя складывается из погрешностей измерительной аппаратуры и погрешностей, обусловленных дискретностью характера радиоактивного излучения. В нашем случае за счет использования высокостабильных источников питания и выбора оптимальной работы катодного повторителя погрешность измерения аппаратуры не превышала 1,5%.

С точки зрения снижения статистической погрешности измерения важным является выбор метода измерения.

В случае интегрального метода измерения погрешность можно оценить следующим образом

$$\delta u = \frac{1}{u} \sqrt{\frac{D(U)}{2RC}}, \quad (4)$$

где  $\delta u$  — флуктуации напряжения  $u$  на выходе интегрирующей цепи с параметрами  $R$  и  $C$  относительно среднего значения  $u$  выходного напряжения;

$D(U)$  — дисперсия напряжения.

Случайную величину  $U$  можно представить в виде произведения случайных величин  $\xi_1$  и  $\xi_2$

$$U = \xi_1 \cdot \xi_2, \quad (5)$$

где  $\xi_1$  принимает значение 1, если фотон зарегистрировался устройством, и 0 — в противном случае, а  $\xi_2$  — подчиняется распределению  $P(U) dU$ , описывающему амплитудный спектр импульсов, идущих с фотоумножителя. Тогда, в соответствии с теорией вероятностей

$$\bar{U} = M(\xi_1) M(\xi_2), \quad (6)$$

$$\text{а } D(U) = D(\xi_1) D(\xi_2) + [M(\xi_1)]^2 D(\xi_2) + [M(\xi_2)]^2 D(\xi_1), \quad (7)$$

где  $M(\xi)$  — математическое ожидание величины  $\xi$ .

Аппроксимируем фотопик в амплитудном распределении (рис. 2) гауссианом с дисперсией  $\sigma^2$  и средним значением  $U_0$ , а комптоновское распределение — равномерным от 0 до  $U_2$  таким образом, чтобы площадь под всем распределением была равна  $\varepsilon \bar{N}_0$ , где  $\varepsilon$  — эффективность регистрации фотонов, а  $\bar{N}_0$  — среднее число фотонов, падающих на кристалл в единицу времени. Отношение площади под фотопиком к площади под всем распределением — есть фотовклад. Обозначим его через  $P$ . Наличие порога дискриминации  $U_1$  приведет к тому, что эти величины изменятся. Обозначив новые величины через  $\varepsilon^*$  и  $P^*$ , можно записать

$$\varepsilon^* = \varepsilon \left[ 1 - \frac{U_1}{U_2} (1-p) \right] \quad (8)$$

и

$$P^* = P \left[ 1 - \frac{U_1}{U_2} (1-P)^{-1} \right]. \quad (9)$$

Поскольку число импульсов, зарегистрированных в единицу времени, подчиняется распределению Пуассона, можно записать

$$M(\xi_1) = \varepsilon^* \bar{N}_0 \quad (10)$$

и

$$D(\xi_1) = \varepsilon^* \bar{N}_0. \quad (11)$$

Тогда

$$\bar{U} = \varepsilon^* \bar{N}_0 M(\xi_2) \quad (12)$$

и

$$\begin{aligned} D(U) &= \varepsilon^* \bar{N}_0 D(\xi_2) + (\varepsilon^* \bar{N}_0)^2 D(\xi_2) + [M(\xi_2)]^2 (\varepsilon^* \bar{N}_0) = \\ &= (\varepsilon^* \bar{N}_0)^2 \left\{ \left[ 1 + \frac{1}{\varepsilon^* \bar{N}_0} \right] M(\xi_2) - [M(\xi_2)]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Математические ожидания величины  $\xi_2$  и ее квадрата найдем следующим образом

$$\begin{aligned} M(\xi_2) &= \int_0^\infty U P(U) dU = \frac{1-P^*}{U_2-U_1} \int_{U_1}^{U_2} U dU + \int_{U_2}^\infty U P(U) dU \approx \\ &\approx \frac{(1-P^*)(U_2+U_1)}{2} + P^* U_0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$M(\xi_2^2) = \int_0^\infty U^2 P(U) dU \approx \frac{(1-P^*)^2}{3} \left( \frac{U_2^3 - U_1^3}{U_2 - U_1} \right) + (P^*)^2 (\sigma^2 + U_0^2). \quad (15)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} D(U) &= (\varepsilon^* \bar{N}_0)^2 \left\{ \left[ 1 + \frac{1}{\varepsilon^* \bar{N}_0} \right] \left[ \frac{(1-P^*)^2 (U_2^3 - U_1^3)}{3} + (P^*)^2 (\sigma^2 + U_0^2) \right] - \right. \\ &\quad \left. - \left[ \frac{(1-P^*)(U_2+U_1)}{2} + P^* U_0 \right]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Подставляя выражения (12), (14) и (16) в формулу (4), можно получить относительные флуктуации при произвольном пороге дискриминации. Рассмотрим случай, когда дискриминация осуществляется вблизи фотопика (рис. 2).

Тогда  $U_1 = U_2$  и

$$\delta U = \sqrt{\frac{1}{2RC} \left[ \frac{\sigma^2}{U_0^2} \left( 1 + \frac{1}{\varepsilon^* P^* \bar{N}_0} \right) + \frac{1}{\varepsilon^* P^* \bar{N}_0} \right]}. \quad (17)$$

Здесь величина  $\sigma^2$  связана с энергетическим разрешением кристалла  $a$  соотношением

$$\sigma^2 = \frac{a^2}{8 \ln 2}. \quad (18)$$

При сравнительно невысокой скорости счета целесообразно применять нормализацию импульсов. В этом случае  $\sigma^2 \approx 0$  и выражение (17) принимает вид

$$\delta U = \frac{1}{\sqrt{2RC \varepsilon^* P^* \bar{N}_0}}. \quad (19)$$

При работе в счетном режиме (с использованием пересчетного прибора) относительные флуктуации в числе фотонов, зарегистрированных за  $t$  сек, определяются формулой

$$\delta N = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^* P^* \bar{N}_0 t}}. \quad (20)$$

Из сравнения выражений (17), (19) и (20) видно, что оптимальным методом измерения оказывается счетный, так как основным требованием в нашем случае является высокая точность результатов.

В выражении (20)  $\bar{N}_0$  определится по формуле

$$\bar{N}_0 = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot A \cdot \gamma \cdot G \cdot e^{-\mu x} \cdot B,$$

где

- $A$  — активность источника в кюри,
- $\gamma$  — число квантов на один распад;
- $G$  — геометрический фактор ослабления;
- $e^{-\mu x}$  — ослабление пучка гамма-квантов материалом исследуемого образца толщиной  $x$ ;
- $B$  — фактор накопления.

Геометрический фактор ослабления излучения в конусе, ограниченном краем коллиматора, подсчитывается по формуле

$$G = 0,5 \left[ 1 - \frac{1}{\left( 1 + \frac{4r^2}{R^2} \right)^{\frac{1}{2}}} \right],$$

где

- $r$  — радиус окна коллиматора;
- $R$  — расстояние от источника до кристалла детектора.

Погрешность, обусловленная дискретностью характера радиоактивного излучения, не превышала 0,3%, а общая погрешность составляла не более 1,8%, что достигалось выбором оптимальных размеров сцинтиллятора. С точки зрения эффективности размеры его должны быть как можно больше. Однако увеличение размеров кристалла ведет к удорожанию установки. В нашем случае весьма удачным явилось сочетание ФЭУ-52 и кристалла NaJ (Te) 70×50. Диаметр фотокатода умножителя полностью совпадает с диаметром кристалла. В то же время фотоумножитель имеет эффективную систему светосбора, а эффективность регистрации квантов сцинтилляционным кристаллом равна 0,75 (13). Высокая эффективность сцинтиллятора дает возможность производить отсечку (дискриминацию) шумовых импульсов ФЭУ и импульсов, обусловленных рассеянием гамма-квантов. На рис. 2 представлено спектральное распределение амплитуд импульсов, поступающих на дискриминатор. Как видно из рис. 2, площадь под кривой, характеризующей распределение шумовых импульсов и импульсов, обусловленных рассеянием гамма-квантов, довольно велика. Эти импульсы не несут в себе полезной информации и являются помехой, увеличивающей погрешность измерений. Установление порога дискриминации в области провала позволяет свести погрешности до минимума.

Определение плотности производилось на песчаниках, алевролитах и аргиллитах, пользующихся наибольшим распространением на территории Итатского бурогольного месторождения. Данные породы имеют близкий минералогический состав, несколько отличаются по гранулометрическому составу и в большей степени структурным и текстурным

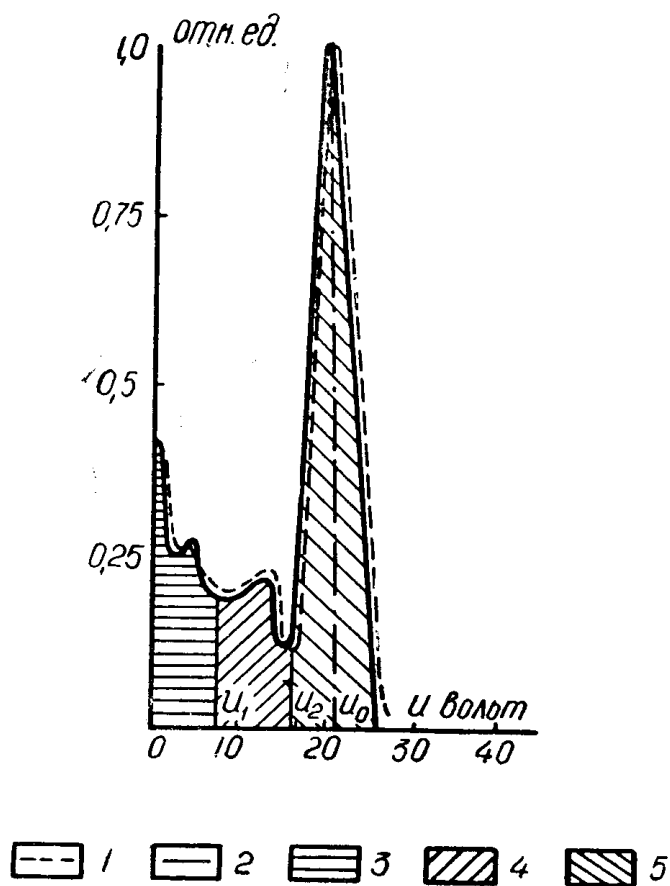


Рис. 2. Спектральное распределение амплитуд импульсов напряжений на входе интегрального дискриминатора.

1 — спектр импульсов при отсутствии образца породы; 2 — спектр импульсов при наличии исследуемого образца; 3 — область спектра, состоящая из шумов ФЭУ и рассеянного в коллиматоре излучения; 4 — область, характеризующая комptonовское рассеяние в кристалле и исследуемом образце; 5 — область, характеризующая фотопоглощение.

особенностям. Вещественный состав незначительно влияет на результаты определения плотности пород радиационным методом.

В результате проведенных исследований получена зависимость интенсивности регистрируемого излучения от плотности пород, представленная на рис. 3. Из рис. 3 видно, что эта зависимость является прямой в интервале плотности от 1,70 до 2,36 г/см<sup>3</sup> и данной точности измерений. Здесь же показана расчетная и экспериментальная прямые, которые почти полностью совпадают. В связи с этим при определении плотности пород, близких по своему составу и состоянию к исследованным образцам, можно пользоваться как расчетной, так и экспериментальной прямой.

Обработка полученных материалов методами математической статистики показала, что частные значения объемного веса и интенсивности излучения подчиняются нормальному закону распределения и имеют тесную корреляционную связь. Коэффициент корреляции оказался 0,83. Наряду с определением плотности отмеченных пород радиационным методом, плотность их по всем пробам определялась еще обычным стан-

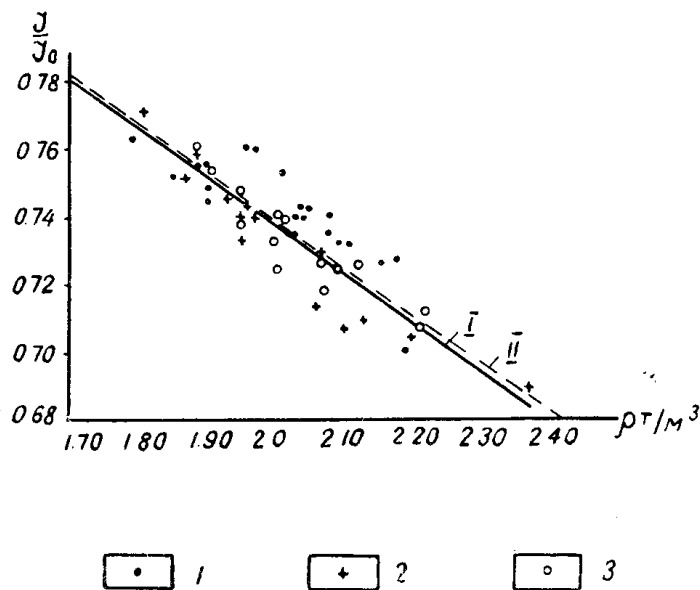


Рис. 3. Зависимость скорости счета от плотности пород.  
 I — экспериментальная прямая; II — расчетная прямая; 1 — песчаники; 2 — аргиллиты; 3 — алевролиты.

дартным способом. Сопоставления результатов показали, что расхождение не более  $\pm 0,05$  г/см<sup>3</sup>. Это находится в пределах принятой точности определения данной характеристики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Бабинец, С. Т. Звольский. Исследование плотности и влажности грунтов методом радиоактивных излучений. Труды института геологических наук АН УССР. Вып. 6. Киев, 1961.
2. М. П. Беликов, В. А. Емельянов, В. Е. Нестеров. Применение радиоактивных изотопов в гидротехническом строительстве. Госстройиздат, 1961.
3. Е. К. Варварина, Е. М. Филлипов. Определение плотности горных пород в образцах по ослаблению гамма-излучения. Бюллетень научно-технической информации № 1 (51), 1964.
4. Н. В. Глазов. Применение радиоактивных изотопов в инженерных изысканиях. Госатомиздат, 1962.
5. В. А. Емельянов. Гамма-лучи и нейтроны в полевых почвенно-мелиоративных исследованиях. Госатомиздат, 1962.
6. В. А. Емельянов. Гамма-гамма метод измерения плотности почв и грунтов. Гидротехника и мелиорация № 1, 1965.
7. Изотопы измеряют влажность. Информационный бюллетень ВДНХ № 1, 1965.
8. Э. Б. Милевский. Радиационный контроль и измерение изделий. Машгиз, 1963.
9. А. А. Санин. Электронные приборы ядерной физики, 1964.
10. Техническое описание ЖШ 2, 803.018 ТО, 1964.
11. Техническое описание ЖШ 2, 087.164 ТО, 1964.
12. Техническое описание ЖШ 2, 087.165 ТО, 1964.
13. Anger H. O. und Davis D. H. Gamma-Ray Detection Efficiency und Jage Resolution in Sodium Jodide, RSI, 35, № 6, 1964.