

# Калибровка гамма-гамма-плотномеров с помощью источников излучения разных энергий

К. УМЯСТОВСКИ (Институт ядерной техники Горно-металлургической академии, Краков, ПНР)

УДК 550.83

Гамма-гамма-метод, являющийся одним из геофизических методов исследования свойств горных пород, основан на измерении интенсивности  $\gamma$ -излучения, рассеянного в среде. В зависимости от взаимного расположения источника излучения, детектора и исследуемой среды различают геометрию  $2\pi$ , геометрию  $4\pi$  и геометрию  $2\pi$  скважины (рис. 1). Результаты гамма-гамма-измерений используются для определения плотности пород, эффективного атомного номера ( $Z_{эфф}$ ) и содержания тяжелых элементов. Следует ограничиться применением гамма-гамма-метода для изучения плотности сред, хотя полученные выводы могут быть показаны и в других случаях.

**Калибровочная кривая гамма-гамма-плотномера.** В соответствии с принципом подобия [1, 2] интенсивность излучения  $I$ , измеряемая на расстоянии  $r$  от источника, может быть представлена следующей зависимостью:

$$I(r, \rho, \xi) = N \frac{f(x, \xi)}{r^2}, \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние источник — детектор;  $\rho$  — плотность породы;  $x = \rho r$ ;  $N$  — параметр, зависящий от активности источника и эффективности детектора;  $\xi$  — параметр, зависящий от прочих условий измерений. Если длина зонда  $r_0$  и прочие условия измерений не изменяются, то регистрируемая интенсивность излучения зависит только от плотности среды:

$$I(\rho) = \frac{N}{r_0^2} f(r_0, \rho, \xi) = N' f(\rho), \quad (2)$$

где  $N' = \frac{N}{r_0^2}$ .

Кривую, характеризуемую функцией  $f(\rho) = N'r^2 I(x)$ , называют калибровочной кривой. Она отражает зависимость скорости счета от плотности среды.

Для определения формы калибровочной кривой произведены расчеты методом Монте-Карло [3]. Расчетные кривые показаны на рис. 2, где  $I$  — количество квантов  $n$ , проходящих через единицу поверхности  $S$  в единицу времени:

$$I = \frac{n}{S}. \quad (3)$$

Расчеты были произведены для алюминия ( $Z = 13$ ) и воды ( $Z_{эфф} = 7,4$ ).

Если выразить расстояние детектор — источник в длинах свободного пробега кванта ( $\lambda_0$ ) с энергией источника  $E_0$ , то форма калибровочных кривых (рис. 3) будет слабо зависеть от энергии источника.

Введем новую величину  $\lambda_p = k\lambda_0$ . В этом случае длина зонда характеризуется безразмерной величиной  $\kappa = \frac{r\rho}{\lambda_p}$ . При этом формула (1) принимает вид

$$I = \frac{N}{r_0^2} f(\kappa, \xi), \quad (4)$$

где функция  $f(\kappa, \xi)$  не зависит от энергии источника.

Путем подбора коэффициента нормирования  $N$  можно совместить кривые для источников излучения разных энергий и получить универсальную, не зависящую от энергии источника калибровочную кривую, приведенную на рис. 4.

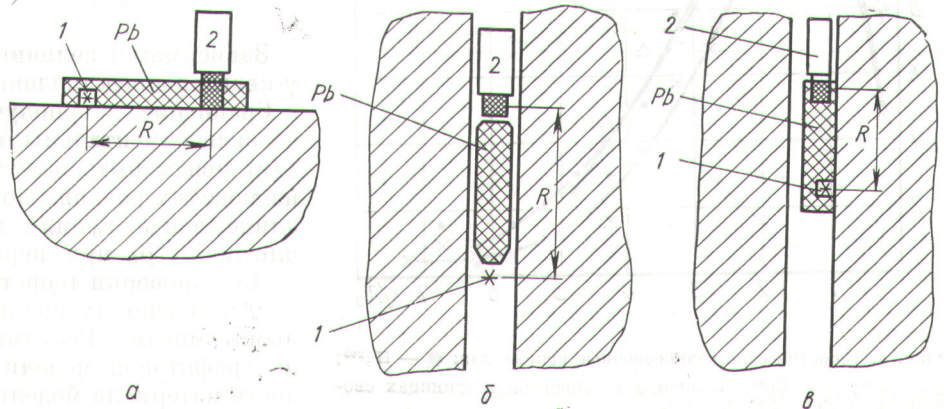


Рис. 1. Схемы геометрии  $2\pi$  (а), геометрии  $4\pi$  (б) и геометрии  $2\pi$  скважины (в).



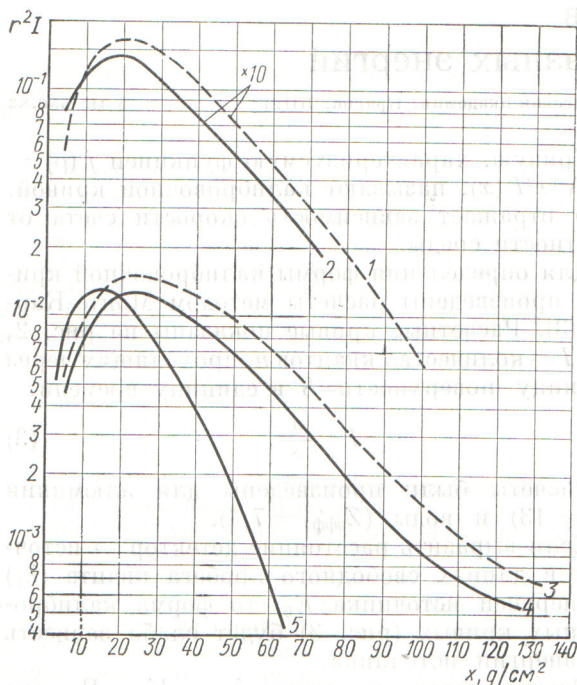


Рис. 2. Теоретические калибровочные кривые для разных сред и энергий источника:

1 — 0,66 Мэв, вода; 2 — 0,66 Мэв, алюминий; 3 — 1,25 Мэв, вода; 4 — 1,25 Мэв, алюминий; 5 — 0,28 Мэв, алюминий.

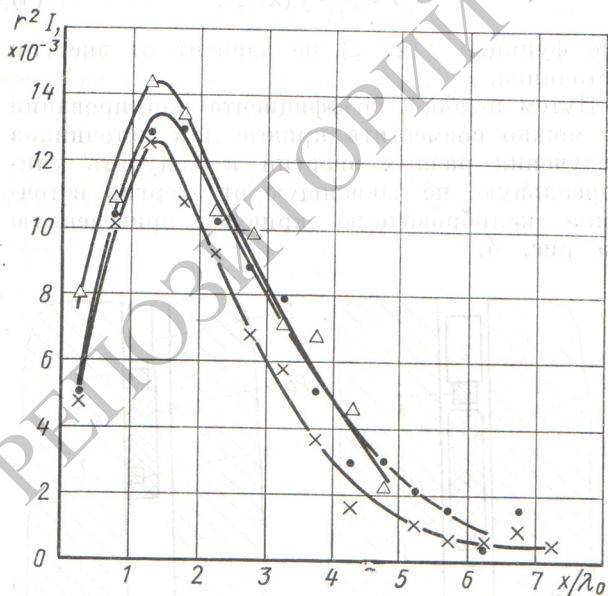


Рис. 3. Теоретические калибровочные кривые для: ● — Hg<sup>209</sup>; △ — Cs<sup>137</sup>; × — Co<sup>60</sup>. Величина  $x$  выражена в единицах свободного пробега кванта ( $\lambda_0$ ).

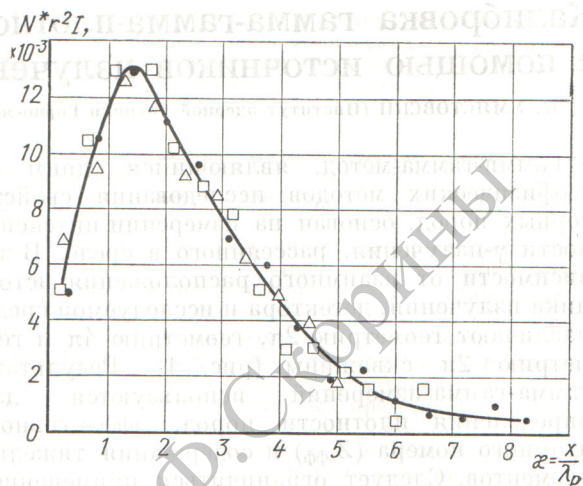


Рис. 4. Универсальная калибровочная кривая.

Величина  $x$  выражена в единицах  $\lambda_0$ . Коэффициент  $N^*$  равен: для Hg<sup>209</sup> — 1,0 (□); для Cs<sup>137</sup> — 0,87 (△); для Co<sup>60</sup> — 1,03 (●).

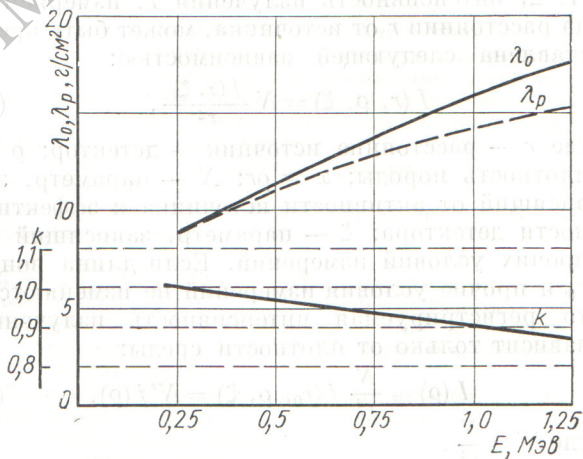


Рис. 5. Зависимость величин  $\lambda_0$ ,  $\lambda_p$  и  $k$  от энергии.

Зависимости величины  $\lambda_0$ ,  $\lambda_p$  и  $k$  от энергии  $\gamma$ -квантов представлены в таблице и на рис. 5.

**Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.** Функция  $f(x)$  может быть определена экспериментально на моделях разной плотности  $\rho$  при постоянной длине зонда  $r_0$  или на моделях постоянной плотности  $\rho_0$  при переменной длине зонда  $r$ .

Для проверки теоретических результатов было проведено их сравнение с экспериментальными данными. Результаты работы [4] получены на графитовой модели в геометрии  $2\pi$ . Плотность материала модели  $1,75 \text{ г/см}^3$ . Длина зонда



изменялась от 20 до 60 см. Измерения проведены со сцинтиляционным счетчиком. Применялись источники  $\text{Cs}^{137}$  и  $\text{Co}^{60}$ . Используются также результаты измерений работ [5—8].

При соответствующем подборе коэффициентов ( $\kappa$  выражается в единицах  $\lambda_p$ ) все экспериментальные точки располагаются примерно на одной кривой (рис. 6). На этом рисунке нанесены также данные рис. 4. Видно, что теоретические и экспериментальные данные согласуются между собой. Используемые экспериментальные результаты получены в геометрии  $2\pi$  и  $2\pi$  скважины. Диапазон энергий источников излучения от  $\sim 200$  кэв ( $\text{Se}^{75}$ ) до  $1,33$  Мэв ( $\text{Co}^{60}$ ). Применялись как газоразрядные, так и сцинтиляционные счетчики. Химический состав моделей отличался довольно значительно. Более подробные сравнения экспериментальных данных с формулой (4) представлены в работе [10].

#### Зависимость величин $\lambda_0$ , $\lambda_p$ и $\kappa$ от энергии

$E$ , Мэв	$\lambda_0$ , е/см <sup>2</sup>	$\kappa$	$\lambda_p$ , е/см <sup>2</sup>
1,25	17,8	0,83	14,8
0,66	13,2	0,90	11,9
0,28	9,2	0,96	8,8

**Калибровка гамма-гамма-плотномеров.** Форма калибровочной кривой зависит от геометрии измерений, порога дискриминации и от химического состава среды [9].

Для ориентировочных расчетов, когда не требуется точности выше 15%, можно пользоваться теоретической калибровочной кривой, представленной на рис. 7. Эта кривая построена по 80 точкам. Необходимо только сделать измерения на одной модели плотности  $\rho_0$  для определения коэффициента нормирования. Масштаб  $\kappa$  для данной энергии ( $E_0$ ) источника излучения и длины зонда  $r_0$  следует пересчитать в масштаб плотности по формуле

$$\rho = \kappa \frac{\lambda_p E_0}{r_0} \quad (5)$$

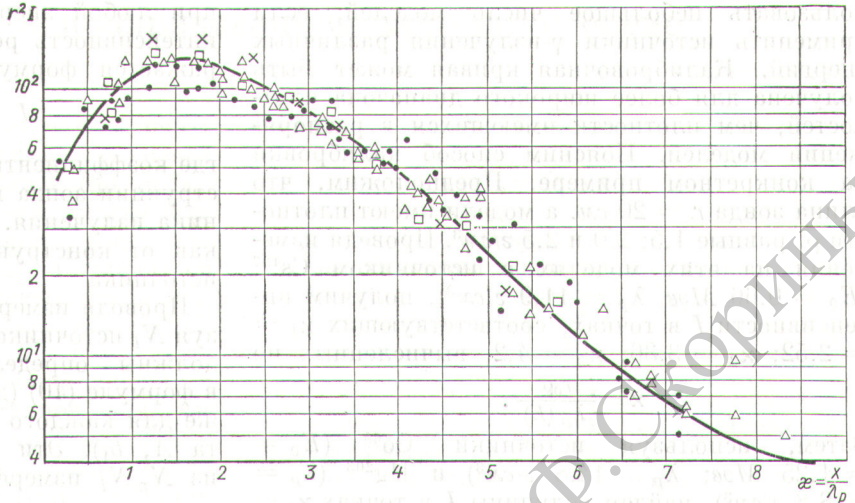


Рис. 6. Универсальная калибровочная кривая.

Экспериментальные данные различных авторов: ● —  $\text{Co}^{60}$ ;  $\Delta$  —  $\text{Cs}^{137}$ ; □ —  $\text{Hg}^{203}$ ; × —  $\text{Se}^{75}$ .

Использование теоретической калибровочной кривой в случае зондов, отличающихся от тех, для которых были сделаны вычисления, может привести к ошибкам измерений, не превышающим 15%. Этот вывод основан на результатах вычислений среднего относительного отклонения экспериментальных данных от расчетных. Теоретическая кривая была вычислена для следующих условий: порог дискриминации — 50 кэв; угол коллимации источника и детектора — телесный угол  $2\pi$  около нормали к поверхности среды; эффективность детектора — 100%, постоянная не зависит от энергии регистрируемого излучения.

Для зонда с иными конструктивными данными, если необходимо получить большую точность, следует найти калибровочную кривую экспериментально. При этом можно ис-

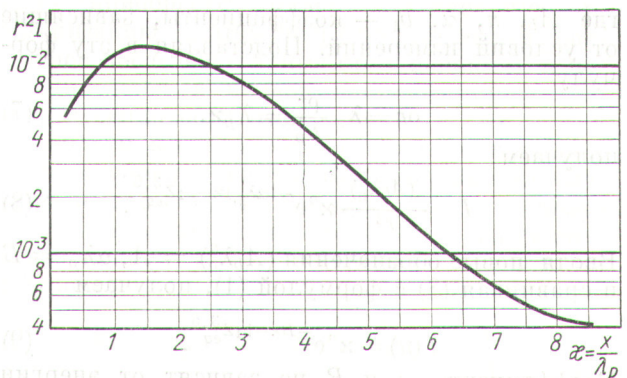


Рис. 7. Универсальная калибровочная кривая для алюминия.



пользовать небольшое число моделей, если применить источники  $\gamma$ -излучения различных энергий. Калибровочная кривая может быть получена для более широкого диапазона плотностей, чем плотности имеющих в распоряжении моделей. Поясним способ калибровки на конкретном примере. Предположим, что длина зонда  $r = 20$  см, а модели имеют плотности  $\rho$ , равные 1,5; 2,0 и 2,5 г/см<sup>3</sup>. Проведем измерения на этих моделях с источником Cs<sup>137</sup> ( $E_0 = 0,66$  Мэв,  $\lambda_p = 11,9$  г/см<sup>3</sup>), получим интенсивности  $I$  в точках, соответствующих  $\kappa_1 = 2,52$ ;  $\kappa_2 = 3,36$ ;  $\kappa_3 = 4,2$ , вычисленных по

$$\kappa = \frac{r_0 \rho}{\lambda_p(E)}$$

Затем, используя источники Co<sup>60</sup> ( $E_0 = 1,25$  Мэв;  $\lambda_p = 14,8$  г/см<sup>3</sup>) и Hg<sup>203</sup> ( $\lambda_p = 8,8$  г/см<sup>3</sup>), найдем величины  $I$  в точках  $\kappa_4 = 2,03$ ;  $\kappa_5 = 2,70$ ;  $\kappa_6 = 3,38$ ;  $\kappa_7 = 3,40$ ;  $\kappa_8 = 4,54$ ;  $\kappa_9 = 5,68$ . Значения  $I$  в точках  $\kappa_2$ ,  $\kappa_6$ ,  $\kappa_7$  служат для нормирования результатов, полученных с тремя разными источниками (так как получить источники с одинаковыми активностями практически невозможно). Пересчитывая затем переменные величины  $\kappa$  в плотность  $\rho$  для цезиевого источника по формуле

$$\rho = \frac{\kappa \lambda_p}{r_0} = \kappa \frac{11,9 \text{ г/см}^3}{20 \text{ см}},$$

найдем величины  $\rho_4 = 1,21$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_5 = 1,61$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_6 = 2,01$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_7 = 2,02$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_8 = 2,7$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_9 = 3,37$  г/см<sup>3</sup>.

Итак, применяя три модели с плотностями в пределах 1,5—2,5 г/см<sup>3</sup>, можно получить семь точек на калибровочной кривой, соответствующих плотностям от 1,21 до 3,37 г/см<sup>3</sup>.

Другой вариант калибровки плотномеров следует из формулы работы [11]:

$$I = \frac{A_b}{r^2} (\rho r)^n e^{-\alpha \rho r - b_1 Z_{eq}^{3,5}}, \quad (6)$$

где  $A_b$ ,  $n$ ,  $\alpha$ ,  $b_1$  — коэффициенты, зависящие от условий измерений. Подставляя в эту формулу

$$\rho r = \lambda_p \frac{\rho r}{\lambda_p} = \lambda_p \kappa, \quad (7)$$

получаем

$$I = \frac{(A_b \lambda_p^n)}{r^2} \kappa^n e^{-(\alpha \lambda_p) \kappa - b_1 Z_{eq}^{3,5}}. \quad (8)$$

Вводя новые обозначения  $(A_b \lambda_p^n) = A$ ,  $\alpha \lambda_p = B$  и сравнивая (8) с формулой (1), получаем

$$f(u) = \kappa^n e^{-B\kappa - b_1 Z_{eq}^{3,5}}. \quad (9)$$

Коэффициенты  $n$  и  $B$  не зависят от энергии источника, так как функция  $f(\kappa)$  применима

при любой энергии источника. Окончательно интенсивность регистрируемого излучения выражается формулой

$$I = \frac{A \kappa^n}{r^2} e^{-B\kappa - b_1 Z_{eq}^{3,5}}, \quad (10)$$

где коэффициенты  $n$  и  $B$  зависят только от конструкции зонда и не зависят от энергии источника излучения. Коэффициенты  $A$  и  $b_1$  зависят как от конструкции зонда, так и от энергии источника.

Проводя измерения на  $N_m$  моделях и используя  $N_i$  источников с различными энергиями, мы должны определить  $2N_i + 2$  коэффициента в формуле (10) (два коэффициента  $B$  и  $n$ , а также для каждого источника по два коэффициента  $A$ ,  $b_1$ ). Эти коэффициенты мы определяем из  $N_m N_i$  измерений. Отсюда следует условие

$$N_m N_i \geq 2N_i + 2 \quad (11)$$

или

$$N_m \geq 2 + \frac{2}{N_i}. \quad (11a)$$

Итак, при одном источнике для определения неизвестных коэффициентов нужно иметь не меньше чем четыре модели. Если для калибровки использовать два источника, то количество моделей уменьшается до трех.

Таким образом, применение нескольких источников с разными энергиями  $\gamma$ -излучения позволяет значительно увеличить точность калибровки (увеличение числа точек при одном и том же числе моделей), а также построить калибровочную кривую для более широкого диапазона плотностей, чем диапазон изменения плотностей использованных моделей.

Поступила в Редакцию 14/X 1971 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ш. А. Губерман. «Атомная энергия», 10, 369 (1961).
2. J. Czubek. Raport CEA-R 3099 (1966).
3. K. Umiasowski. Nukleonika, XV, № 1, 37; № 2, 215; № 3, 259 (1970).
4. K. Umiasowski. Raport CEA-R-4028 (1970).
5. J. Tittman, J. Wahl. Formation Density Logging. (Труды Конференции ядерных геофизиков). Краков, 1962, стр. 339.
6. Ф. Г. Баембитов, И. А. Гулин, И. Г. Дятчин. «Прикладная ядерная геофизика», 17, 284 (1958).
7. В. А. Арцыбашев. «Изв. вузов. Геология и геофизика», № 9, 102 (1964).
8. Е. М. Филиппов. «Прикладная геофизика», вып. 17, 231 (1958).
9. K. Umiasowski. Nukleonika, XIII, № 4—5, 413 (1968).
10. S. Rychlicki, K. Umiasowski. Nukleonika, XV, № 1, 47 (1970).
11. J. Czubek. Report INP № 715/I.