

Диаграммы  $\gamma$ -каротажа рудной скважины, полученные регистрацией по точкам радиометром ПРКС-2 (—) и цифровой регистрацией при  $\Delta Z = 10$  см и  $v = 75$  м/ч (---).

В процессе каротажа на одной дорожке магнитной ленты унитарным кодом записываются импульсы, снимаемые с внутреннего пересчетного устройства каротажного радиометра, и импульсы-команды («метки»), фиксирующие моменты прохождения датчиком заданного интервала по скважине (2,5; 5; 10 см).

Плотность записи на магнитной ленте порядка 50 имп/мм. Для уменьшения просчетов в записывающий блок магнитофона введено разравнивающее устройство. Это позволяет при скорости движения магнитной ленты

9,5 см/сек записывать практически без потерь информацию, соответствующую содержанию равновесного урана в руде до 1%.

Записанная на магнитной ленте информация воспроизводится в стационарных условиях и преобразуется в цифровой код для ЭЦВМ с помощью кодирующего устройства. Последнее состоит из двух счетчиков, регистрирующих импульсы, устройства управления и пульта ручной перфорации. Подсчет импульсов с блока детектирования и счетчика времени продолжается либо до прихода следующей «метки», либо до момента переполнения одного из счетчиков.

С помощью устройства управления сформированное число пробивается на перфоленге в виде машинного слова, состоящего из шести строк: первые пять строк — цифровая информация, последняя строка — граница слова. Число на перфоленге представляется в двоично-десятичном коде, что облегчает визуальное восприятие информации. При необходимости на перфоленге кодируется информация об условиях измерений, используемая при интерпретации данных  $\gamma$ -каротажа: диаметр каротажного прибора, диаметр скважины на разных глубинах (по данным каленометрии), плотность бурового раствора, толщина обсадных труб. Соответствующие числа в двоично-десятичном коде пробиваются на перфоленге с помощью пульта ручной перфорации.

При записи информации в режиме измерения по точкам на магнитной ленте можно записывать только сигналы начала и окончания подсчета заданного числа импульсов, поступающих с выхода каротажного прибора. В этом случае расстояние между метками на магнитной ленте пропорционально времени измерения. Такой способ кодирования информации позволяет снизить скорость движения магнитной ленты в режиме записи.

В 1970—1971 гг. были испытаны макетные образцы аппаратуры в производственных условиях. Испытания проводились на нескольких скважинах эксплуатационной разведки, пробуренных на одном из карьеров. Полученные результаты (см. рисунок) показывают, что каротажные кривые, записанные способом цифровой регистрации, по точности удовлетворяют требованиям количественной интерпретации данных  $\gamma$ -каротажа.

Поступило в Редакцию 10/IV 1972 г.  
В окончательной редакции 2/VIII 1972 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Колосков. Радиометрия (Методы рудной геофизики). Вып. 9. Л., «Недра», 1970, стр. 131.
2. Ю. П. Колосков. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 42. Л., «Недра», 1970, стр. 173.

## Фактор накопления $\gamma$ -излучений для сферической защиты

В. А. ЖАРКОВ, А. А. ЧУДОТВОРОВ, А. Ф. КОЛЕСНИКОВ

УДК 539.122:539.121.72

Известны работы, в которых указывается на достаточно сильную зависимость фактора накопления  $\gamma$ -излучения от расстояния защита — детектор для плоских защитных барьеров [1].

В настоящей работе измерялись дозовые факторы накопления  $\gamma$ -излучения на поверхности сферической защиты и исследовалась зависимость фактора накопления от расстояния защита — детектор. Эксперименты

проводились с двумя алюминиевыми шарами диаметром 25 и 12 см, в центре которых помещался практически точечный источник Cs<sup>137</sup>. Детекторами γ-излучения служили сцинтилляционный спектрометр с кристаллом стильбена и галогенный счетчик СБМ-10 с фильтрами, устраняющими ход с жесткостью в области малых энергий γ-квантов. При измерениях вводились соответствующие поправки на «мертвое» время.

Для шара диаметром 25 см измерения выполнялись двумя детекторами. При этом наблюдалось хорошее совпадение результатов, поэтому при измерениях с шаром диаметром 12 см использовался только детектор СБМ-10, что облегчило обработку экспериментальных результатов и уменьшило ошибку при измерениях на малых расстояниях от поверхности защиты.

Фон от рассеянного в воздухе излучения измеряли при помощи свинцового конуса, обеспечивающего ослабление не менее чем в 10<sup>5</sup> раз. В самом худшем случае фон не превышал 3%. Систематическая ошибка измерений абсолютного значения фактора накопления обуславливалась в основном ошибкой в определении толщины барьера и составляла 3%. Следует отметить, что из-за конечных размеров детекторов невозможно проводить измерения фактора накопления непосредственно на поверхности защиты.

В настоящей работе фактор накопления на поверхности сфер  $B_R$  был получен путем построения сглаженной экспериментальной кривой  $B_r = 1$  в зависимости от  $R/r$  методом наименьших квадратов и последующей экстраполяции этой кривой к значению  $\frac{R}{r} = 1$  ( $R$  — радиус сферы,  $r$  — расстояние от центра сферы до детектора,  $B_r$  — фактор накопления на расстоянии  $r$ ). Для процедуры сглаживания использовалась зависимость типа  $\text{const } F\left(\frac{R}{r}\right)$ , где  $F$  — специально определенная теоретическая функция (см. ниже).

После перенормировки экспериментальные результаты представлялись в виде зависимости  $F\left(\frac{R}{r}\right) = \frac{B_r - 1}{B_r - 1}$

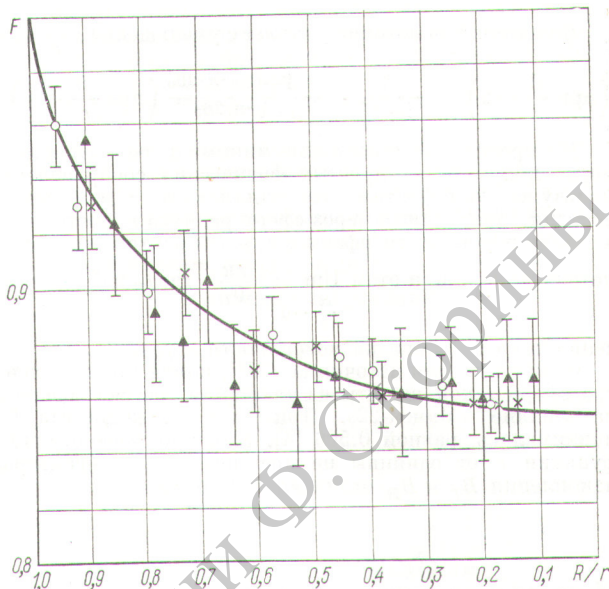
от  $\frac{R}{r}$ . Как видно из рисунка, теоретическая кривая в обоих рассматриваемых случаях хорошо описывает совокупность экспериментальных точек, что подтверждает возможность использования этой кривой для процедуры сглаживания.

Экспериментальные значения  $B_R$  и погрешности их измерения определялись с помощью полученной методом наименьших квадратов формулы

$$B_R - 1 = \frac{\sum_{i=1}^n \left[ B_R \left( \frac{r_i}{R} \right) - 1 \right] F \left( \frac{r_i}{R} \right)}{\sum_{i=1}^n F^2 \left( \frac{r_i}{R} \right)}$$

где  $\frac{r_i}{R}$  — расстояния (в относительных единицах), на которых проводились измерения фактора накопления;  $n$  — число таких измерений.

Для сфер с толщиной стенки 12 и 5,5 см (2,4 и 1,1 длины среднего свободного пробега) значения фактора накопления на поверхности защиты оказались равными  $3,65 \pm 0,13$  и  $1,88 \pm 0,07$  соответственно. Эти значения



Зависимость функции  $F$  от  $\frac{R}{r}$ :

○, × — соответственно измерения СБМ-10 и стильбеном для сферы с толщиной стенки 2,4 длины среднего свободного пробега; ▲ — измерения СБМ-10 для сферы с толщиной стенки 1,1 длины среднего свободного пробега; — — расчет по формуле (1).

в пределах погрешности эксперимента совпадают с соответствующими значениями для плоских барьеров: 3,7 и 1,9 [2].

Для обработки и интерпретации экспериментальных данных по зависимости фактора накопления в настоящей работе получено аналитическое соотношение, при выводе которого сделано единственное допущение о том, что угловое распределение интенсивности рассеянного излучения по отношению к вектору распространения первичного излучения в данной точке поверхности сферической защиты аналогично соответствующему распределению для плоской защиты. В результате проведенного в работе [3] сравнительного исследования угловых распределений интенсивности рассеянного излучения на поверхности сферической и плоской защит установлено незначительное отличие распределений, наблюдающееся только в области больших углов  $\theta$ .

Приняв, что угловое распределение интенсивности описывается формулой

$$\frac{dI_s}{d\Omega} = \frac{e^{-\theta/\theta_0}}{\sin \theta},$$

( $\theta_0$  — константа, зависящая от энергии источника, материала защиты и слабо зависящая от толщины защитного барьера), получим

$$F = \frac{B_r - 1}{B_r - 1} = \frac{1}{\theta_0 (1 + e^{\pi/2\theta_0})} \int_0^{\pi/2} \frac{e^{-\theta/\theta_0} \cos \theta d\theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sin^2 \theta}} \quad (1)$$

Функция  $F$  монотонно убывает с уменьшением  $\frac{R}{r}$  от 1

(при  $\frac{R}{r} = 1$ ) до  $\frac{1}{1+\theta_0^2} \cdot \frac{1+\theta_0 e^{-\pi/2\theta_0}}{1-e^{-\pi/2\theta_0}}$  (при  $\frac{R}{r} \rightarrow 0$ ).

Интересно, что предельное минимальное значение  $F$  легко получить из простых физических соображений, пользуясь тем фактом, что для любого  $r \geq R$  поток энергии, проходящей через сферу радиуса  $r$ , постоянен, а ток на поверхности сферы с  $r \gg R$  практически равен потоку на ней; при этом  $\lim_{\frac{R}{r} \rightarrow 0} = \frac{jR}{\Phi R}$ , где  $j_R$  и  $\Phi_R$  — значения тока и потока на поверхности шара.

Функция  $F$  для источника  $Cs^{137}$ , помещенного в центре сферической защиты из алюминия, рассчитывалась на машине «Минск-22». При расчетах константа  $\theta_0$  принималась равной 0,506 [4]. Максимальное отличие функции  $F$  от единицы не превышает 20% (факторы накопления  $B_r$  и  $B_R$  отличаются еще меньше).

## Ионизационное свечение воздуха под действием релятивистских электронов

В. Д. ВОЛОВИК, В. И. КОБИЗСКОЙ, В. В. ПЕТРЕНКО,  
Г. Ф. ПОПОВ, Г. Л. ФУРСОВ

УДК 539.124.17

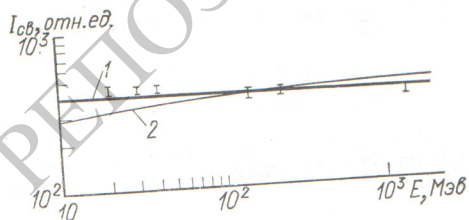
Заряженные частицы, проходя через вещество, теряют часть своей энергии на ионизацию и возбуждение атомов и молекул среды. В газовых средах теряемая энергия выделяется в виде электромагнитного излучения. Часть ионизационного излучения лежит в видимой области, которое можно регистрировать с помощью фотоприемников.

Механизм образования ионизационного излучения релятивистскими электронами можно представить следующим образом. Быстрые электроны, проходя через среду, выбивают вторичные электроны —  $\delta$ -электроны, которые обладают непрерывным энергетическим спектром, так что большая их часть находится в видимой области. Вторичные электроны могут также образовываться за счет фотонов тормозного излучения, которые в результате фотоэффекта и комптон-эффекта выбивают электроны из других атомов. Сечение возбуж-

дения уменьшается с увеличением энергии налетающих электронов, поэтому свечение в основном возникает за счет столкновений медленных вторичных электронов с атомами или молекулами среды [1].

В условиях хорошей геометрии (6·10<sup>-4</sup> стер·см<sup>2</sup>) проведено исследование зависимости ионизационного свечения воздуха от энергии релятивистских электронов. Исследование проводилось на пучках электронов атомами или молекулами среды [1]. В условиях хорошей геометрии (6·10<sup>-4</sup> стер·см<sup>2</sup>) проведено исследование зависимости ионизационного свечения воздуха от энергии релятивистских электронов. Исследование проводилось на пучках электронов линейных ускорителей ФТИ АН УССР (Харьков) в диапазоне энергий 20—1400 Мэв. Ускорители работали в импульсном режиме с частотой повторения 50 гц. В этом опыте пучок электронов проходил через камеру с зачерненными стенками, которая была заполнена воздухом, находящимся при нормальном давлении и при комнатной температуре. Возникающий в камере при прохождении пучка электронов свет через воздушный световод регистрировался ФЭУ-79. Для защиты от действия внешнего излучения фотоумножитель со всех сторон был окружен свинцовым экраном. Для исключения возможной регистрации черенковского и переходного излучений перпендикулярным к направлению пучка электронов, при этом излучение от боковых стенок не могло попасть в поле зрения ФЭУ. Сигнал с анодного сопротивления ФЭУ поступал на предусилитель, затем на последний усилитель, а с него на осциллограф, развертка которого запускалась синхронным импульсом от ускорителя.

Свечение регистрировалось не от отдельных электронов, а от всех электронов в посылке. Для этого на выходе фотоумножителя стояла интегрирующая RC-цепочка с постоянным временем интегрирования, превышающим длительность импульса тока. В таких условиях за время затухания импульса весь ступок электронов пройдет через просматриваемый объем, и амплитуды от всех электронов просуммируются.



Зависимость интенсивности ионизационного свечения от энергии первичных электронов:

1 — теоретическая кривая, представляющая зависимость энергии, передаваемой  $\delta$ -электронам в области максимума сечения возбуждения, от энергии первичных электронов; 2 — ионизационные потери электронов в воздухе.