

Теоретические основы γ — γ -метода обнаружения взрывчатых веществ

М. В. АЛЕКСЕЕВ, В. М. КИРИЛЛОВ

Проведены теоретические расчеты спектров γ -излучения, рассеянного тротилом и близкими ему по плотности и составу веществами. По результатам расчетов сформулированы требования к прибору и методу обнаружения и идентификации взрывчатых веществ.

Ключевые слова: однократно рассеянное γ -излучение, взрывчатое вещество, обнаружение.

The theoretical accounts of spectrums of γ -radiation dissipated by trinitrotoluene and similar to it on density and contents substances are carried out. The device and method of detection and identification of explosives requirements are formulated as a result of the estimations.

Key words: onetime deffused γ -radiation, explosive, detection.

В последнее десятилетие разработка методов обнаружения взрывчатых веществ (ВВ) стала, к сожалению, чрезвычайно актуальной. В данной статье авторы предлагают теоретическое обоснование активного ядерно-физического метода обнаружения и идентификации ВВ. Метод имеет близкий аналог в прикладной ядерной геофизике, это известный метод плотностного и селективного γ — γ -каротажа, основанный на регистрации рассеянного в породе γ -излучения [1]. Принципиальное отличие и новизна предлагаемого метода заключается в обосновании принципиальной возможности регистрации однократно рассеянного γ -излучения. Попытки создания зонда на однократно рассеянном γ -излучении предпринимались и ранее в прикладной геофизике, однако они не были успешными. Кроме этого, закономерности распределения энергетических спектров в ВВ до настоящего времени, по нашему мнению, достаточно подробно не изучены.

Селективный γ — γ -метод применяется для определения вещественного состава пород с атомным номером $Z > 10$, так как при меньшем Z максимум спектра рассеянного излучения смещается в сторону мягкой составляющей γ -излучения. Так, если пик спектра рассеянного излучения в песчанике ($\rho = 2300 \text{ кг/м}^3$, $Z = 11,6$) соответствует энергии 100 кэВ, то при уменьшении Z максимум смещается в область энергий менее 50 кэВ, где кроме рассеянных γ -квантов уже присутствует характеристическая составляющая, соответствующая фотопикам.

Параметры некоторых ВВ приведены в табл. 1. Эффективный атомный номер веществ сложного состава, в том числе и ВВ, рассчитывали по рекуррентной формуле [1]:

$Z_{\text{эфф}} = \left(\sum p_i Z_i^{2,3} \right)^{1/2,3}$, где p_i — массовая доля i -го компонента в веществе; Z_i — атомный номер i -го компонента. Оценки показывают, что обычно $Z = 6 \dots 8$ для большинства ВВ, поэтому в чистом виде для обнаружения ВВ нельзя применять селективный γ — γ -метод.

Таблица 1

Параметры взрывчатых веществ

Взрывчатое вещество	Химическая формула	Плотность монокристалла, кг/м^3	$A_{\text{эфф}}$	$Z_{\text{эфф}}$
Тротил	$\text{C}_7\text{H}_5\text{O}_6\text{N}_3$	1,663	13,93	7,11
Гексоген	$\text{C}_3\text{H}_6\text{O}_6\text{N}_6$	1,816	13,86	7,28
Октоген	$\text{C}_4\text{H}_8\text{O}_8\text{N}_8$	1,906	13,86	7,28
ТЭН	$\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_{12}\text{N}_4$	1,770	13,88	7,44
Аммиачная селитра	NH_4NO_3	2,725	14,32	7,50

В γ — γ -методе для измерения плотности вещества энергетический диапазон облучения и регистрации выбирается таким, чтобы преимущественным видом взаимодействия γ -квантов с породой являлось комптоновское рассеяние (с энергией более 0,15 МэВ). Это связано с тем, что линейный коэффициент ослабления γ -квантов при комптон-эффекте, в отличие от фотоэффекта и эффекта образования электронно-позитронных пар, зависит только от плотности электронов, которая с большой точностью определяется объемной плотностью вещества. При этом интенсивность регистрируемых γ -квантов функционально однозначно связана с объемной плотностью пород. Метод γ — γ -каротажа используется в геофизике, как правило, в интервале плотностей 2000—5000 кг/м^3 , а основные интерпретационные зависимости получены в стандартных условиях измерений для пластов водонасыщенного известняка (кальцит CaCO_3) плотностью 2710 кг/м^3 .

Необходимо учитывать, что плотности большинства ВВ не превышают 2000 кг/м^3 и лежат в интервале 500—1900 кг/м^3 . С уменьшением плотности вещества растет длина свободного пробега γ -кванта. В этом случае в спектре регистрируемого излучения следует ожидать по-

явления дополнительного максимума в области жесткой составляющей излучения (200—400 кэВ), что не наблюдается в геологии при исследовании пород с большей плотностью, чем у ВВ, где длина свободного пробега кванта значительно меньше и зонды, основанные на однократно рассеянном излучении, не могут дать удовлетворительной глубинности исследований. Данный факт позволяет уйти от исследования края фотопоглощения в спектре, так как появляется возможность идентификации ВВ по площади дополнительного пика. Этот критерий может быть положен в основу создания высокочувствительного прибора, который регистрирует жесткую составляющую рассеянного γ -излучения с энергиями более 100 кэВ, по спектру которого можно не только обнаруживать, но и идентифицировать взрывчатые вещества. При этом наличие защиты не должно являться препятствием для работы прибора, она только увеличивает время экспозиции.

Для разработки теоретических основ построения такого прибора необходимо было выбрать метод расчета прохождения фотонов через вещество, провести моделирование в различных условиях реальной геометрии и сформулировать требования к некоторым параметрам прибора (геометрии, мощности и типу источника γ -квантов, времени экспозиции, оптимальным углам коллимации источника и детектора квантов и т. д.).

Подкупающая простота реализации, возможность учета сложных геометрических условий измерений и физических процессов взаимодействия γ -излучения с веществом, получения количественных оценок промежуточных фазовых состояний полей γ -квантов, недоступных физическому моделированию, предопределили применение метода Монте-Карло. Использование метода Монте-Карло в γ - γ -методе для обнаружения ВВ можно рассматривать как вычислительный эксперимент на математической модели системы источник излучения—защита—вещество—защита—детектор. Анализ различных модификаций метода Монте-Карло (локального счета, экспоненциального преобразования, расщепления траекторий и др.) показал, что прямая задача может быть решена только методом аналогового моделирования. Разработанное для этого программное обеспечение «Гамма» написано в интегрированной среде Borland C++ 5.02 и реализовано на ЭВМ Celebron 333 [3]. Физико-математическая модель, лежащая в основе программного обеспечения «Гамма», основана на вероятностном аналоговом моделировании движения γ -квантов по средам, составляющим структуру задачи [2, 3]. В настоящее время «Гамма» позволяет рассчитывать 10^9 фотонных историй за 40 часов машинного времени (время можно существенно уменьшить, если упростить геометрический блок программы).

Программное обеспечение было адаптировано к задаче обнаружения ВВ в стационарной модификации для заданных технических условий испытаний, включающих реальную геометрию измерений, конструкцию прибора, характеристики источников и детекторов излучения, физические свойства, элементный состав и структуру макросред (прибор, внешние тела, вещество). «Гамма» позволяет рассчитывать распределения траекторий и спектров регистрируемого γ -излучения при заданных параметрах аппаратуры: расстояния R между детектором D и источником I излучения, зенитных и азимутальных углах коллимационных окон источника и детектора (рис. 1).

Программное обеспечение построено по блочной структуре, включающей в себя блок расчета на основе программы «Гамма» и файла инициализации Gamma.ini, а также блок

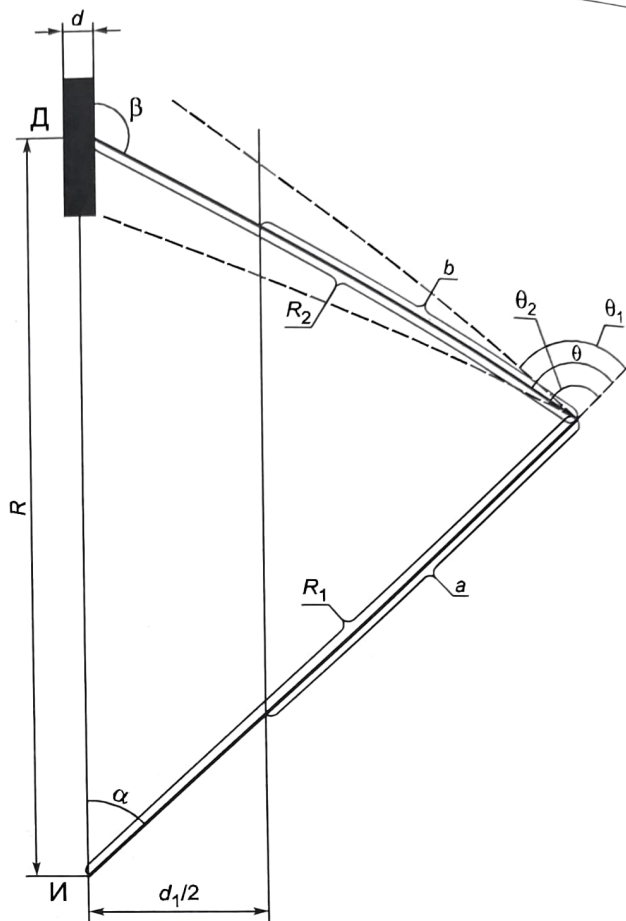


Рис. 1. Геометрия измерений

обработки (выделения интересующих траекторий), который состоит из программ Sort, Kollim и пакета Mathematica (рис. 2). Оба блока выполнены по гибкой схеме, все входные данные программ считываются из текстовых файлов. Исходной информацией для блока расчетов служат осесимметричная геометрия, максимальное расстояние между детектором и источником излучения и зенитные углы коллимации источника и детектора, типы ВВ (параметры взрывчатых веществ хранятся в базе данных программы), тип источника. Чтобы уменьшить затраты машинного времени, задаются максимальное и минимальное расстояния между детектором и источником излучения, и все кванты, попавшие в этот интервал, записываются в файл данных. Этот файл затем является исходным для блока обработки результатов зондирования, в котором указываются реальные параметры зондового устройства, его длина и углы коллимационных окон. Выходными данными этого блока является текстовый файл с информацией об интересующих траекториях, который затем обрабатывается в пакете Mathematica 3.0 для получения цифровой и визуальной информации.

Оптимальные параметры прибора для обнаружения ВВ оценивались аналоговым методом однократно рассеянного излучения. При таком подходе не было необходимости в расчете методом Монте-Карло всех возможных параметров прибора. Оказалось достаточным при помощи метода однократно рассеянного излучения найти оптимальные границы параметров геометрии опыта и уже после этого мето-

дом Монте-Карло проверить их правильность. При совместном использовании методов Монте-Карло и однократного рассеяния скорость расчета удалось увеличить в 5—20 раз по сравнению с известными методиками.

Сформулируем алгоритм расчета методом однократного рассеяния. На первом этапе вводятся исходные данные: α , β — углы зенитной коллимации источника и детектора относительно оси OZ, направленной от источника к детектору; $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$ — погрешности зенитной коллимации; d — диаметр детектора; $d_1/2$ — расстояние от зонда до объекта; r — радиус зонда; R — длина зонда; l_k — диаметр (линейный размер) коллимационного окна; k — энергия γ -кванта в единицах энергии покоя электрона. Энергия рассеянного кванта

$$k' = k(1 + k(1 - \cos(\pi - \beta + \alpha)))^{-1}$$

позволяет определить энергию дискриминации регистрируемого излучения. Коэффициенты поглощения γ -излучения определяются из выражений:

$$\mu = \mu_k + \mu_\tau + \mu_n; \mu' = \mu'_k + \mu'_\tau.$$

Здесь для рассеянного излучения не учитывается эффект образования пар. Составляющие коэффициентов поглощения вычислим из следующих выражений:

$$\mu_k = \pi r_0^2 N_A \rho Z_{\text{эфф}}^2 A^{-1} ((4 + 16k + 18k^2 + 2k^3) k^{-2} (1 + 2k)^2 + (k^2 - 2k - 2) k^{-3} \ln(1 + 2k)) -$$

сечение комптоновского рассеяния;

$$\mu_n = \pi r_0^2 N_A \rho Z_{\text{эфф}}^2 (137A)^{-1} (k-2) -$$

сечение образования пар;

$$\mu_\tau = (\rho/M) \sum \mu_i(k) A_i -$$

сечение фотопоглощения (рассчитывается по табличным данным),

где r_0 — радиус электрона; N_A — число Авогадро; ρ — плотность вещества; A — эффективный атомный вес вещества; M — молекулярная масса вещества; A_i — атомный вес i -го элементарного компонента, входящего в состав вещества; $\mu_i(k)$ — табличное сечение фотопоглощения для i -го компонента при энергии k .

На следующем этапе рассчитываются длины свободного пробега первичного и рассеянного квантов:

$$l = 1/\mu; \quad l' = 1/\mu'.$$

Далее определяются параметры траектории, необходимые для расчета интенсивности излучения:

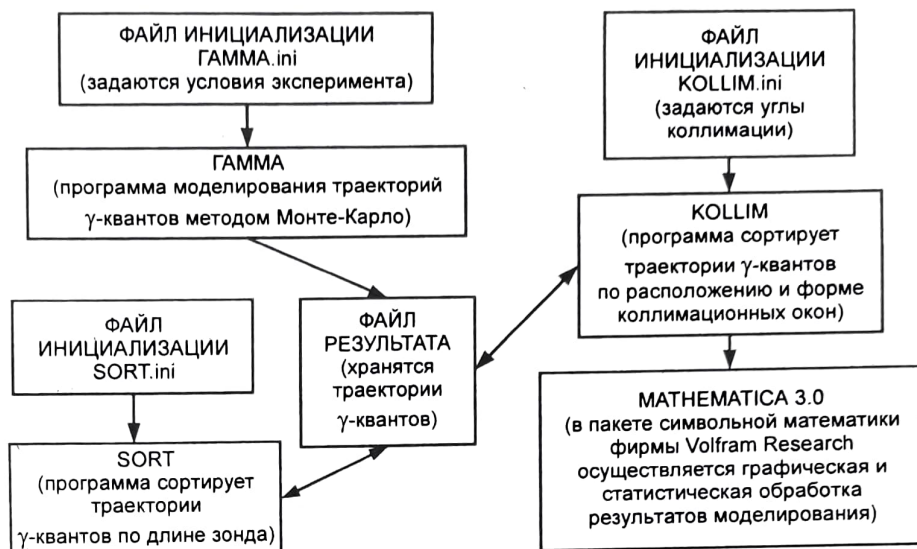


Рис. 2. Структурная схема программного обеспечения по расчету взаимодействия и переноса γ -излучения в веществе

$$R_1 = (d_1/2 - R \operatorname{tg} \beta) / ((\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta) \cos \alpha)^{-1};$$

$$R_2 = R / \cos(\pi - \beta) - (d_1/2 - R \operatorname{tg} \beta) / ((\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta) \cos(\pi - \beta));$$

$$a = R_1 - d_1 / (2 \sin \alpha); \quad b = R_2 - d_1 / (2 \sin \beta);$$

$$\theta_1 = \beta - \alpha - \Delta \beta; \quad \theta_2 = \beta - \alpha + \Delta \beta,$$

где $d_1/2$ — расстояние от зонда до исследуемого вещества (при плотном контакте зонда с веществом $d_1/2 = 0$).

Анализ величин a и l (b и l') позволяет сформулировать условие, которое обеспечивает выбор углов коллимации, соответствующий оптимальной геометрии измерения рассеянного излучения. Это условие было получено в результате последовательных итераций. Оно заключается в выполнении одновременно двух неравенств:

$$a \leq l; \quad b \leq l'. \quad (1)$$

Его физический смысл заключается в том, что реальный путь кванта зондирующего излучения (кванта источника излучения) не должен превышать его теоретическую длину свободного пробега в исследуемом веществе, рассчитанную для данной энергии источника методом однократного рассеяния, также как и физический путь кванта рассеянного излучения не должен превышать его теоретическую длину свободного пробега, рассчитанную для данной энергии рассеянного кванта.

Расчет оптимальной геометрии зонда методом однократного рассеянного γ -излучения проводился в пакете Mathematica 3.0. Результаты расчета, полученные моделированием методом Монте-Карло, приведены в табл. 2, где расчеты выполнены при условиях: из коллимационного окна источника вылетает $3,4 \cdot 10^7$ квантов, раствор окон источника и детектора составляет 10° , расстояние от оси, соединяющей источник и детектор, до породы 50 мм. Из таблицы следует, что оптимальные параметры зондов действительно достигаются в том и только в том случае, когда соблюдается сформулированное выше условие (1). При этом с достаточно большой вероятностью (не менее 80 %) все γ -кванты укладываются в коридор, определяемый однократно рассеянным излучением, доля которого достигает 60 % при определенных углах рассеяния.

Условие жесткой азимутальной коллимации является обязательным, так как без его учета невозможно получить большой процент однократно рассеянного излучения. Глубинность определяется как расстояние от внешней границы облучаемого вещества до максимально удаленной точки кривой (в нашем случае ломаной) линии, которой можно аппроксимировать пучок траекторий однократно рассея-

ных квантов. Интенсивность представляет собой количество зарегистрированных квантов. В графе погрешность коридора приводятся данные о доле квантов, не попадающих в коридор, который обусловлен однократно рассеянным излучением, ограниченным коллимационными окнами. Эту погрешность необходимо учитывать, когда геометрические размеры исследуемого объекта невелики (менее 10 см).

Таблица 2

Параметры рассеянного γ -излучения, регистрируемые в тротиле (1660 кг/м^3) зондами с источником ^{60}Co

Расстояние от источника до детектора R , мм	Зенитный угол наклона окна источника α , °	Зенитный угол наклона окна детектора β , °	Угол рассеяния θ , °	Глубинность, мм	Интенсивность, квант	Погрешность коридора, %	Доля однократно рассеянного излучения, %
135	40	95	125	56	827	9	73
		100	120	49	1322	1	82
		105	115	43	1155	4	79
	45	100	125	65	645	12	60
		105	120	57	1122	7	77
		110	115	49	880	7	73
		115	110	42	383	15	36
	50	105	120	72	634	18	65
		110	115	63	990	8	80
115		110	54	757	4	75	
120		105	46	302	15	39	
145	35	95	120	46	1546	6	85
		100	115	40	1372	2	82
	40	95	125	63	892	9	77
		100	120	56	1184	3	81
		105	115	50	596	8	65
		110	110	43	261	23	14
	45	100	125	73	463	15	49
		105	120	65	579	12	60
		110	115	57	379	18	40
	50	110	120	71	377	17	52
		35	95	120	52	878	15
	40		100	115	47	444	17
95		125	71	332	19	44	
	175	35	95	120	66	210	21
105			110	53	423	11	53
110			105	48	387	9	49
40		105	115	70	424	9	56
		110	110	63	442	10	61
		115	105	56	271	8	47
		120	100	49	226	18	26
45		110	115	93	336	16	46
		115	110	70	345	8	57
		120	105	61	307	12	47
50		115	115	56	314	7	56
		120	110	48	326	15	53
185	35	100	115	51	565	10	59
		105	110	59	702	11	69
		110	105	53	492	16	59
	40	105	115	57	514	8	67
		110	110	69	516	10	68
		115	105	62	416	12	58
	45	110	115	58	350	9	53
		115	110	62	403	8	59
		120	105	68	333	13	56

Из анализа данных табл. 2 видно, что каждому источнику зондирующего излучения соответствуют определенные углы рассеяния, при которых полная интенсивность регистрируемого излучения и доля однократно рассеянного излучения в нем резко возрастают (в веществах с близкой плотностью). Приняв во внимание также и условие (1), для некоторых ВВ выбрали оптимальные зонды.

Выше отмечалось, что плотность является основным параметром вещества, который влияет на интенсивность рассеянного излучения и вид спектра при энергиях квантов более 100 кэВ, так как она однозначно связана с сечением комптоновского рассеяния γ -квантов — основного эффекта рассматриваемых методов контроля ВВ. Следовательно, все различия, наблюдаемые в виде спектров рассеянного излучения в веществах, обусловлены, прежде всего, различием их плотностей.

Спектры рассеянного γ -излучения были получены аналоговым моделированием на основе метода Монте-Карло для тротила, гексогена, аммиачной селитры, тротила за защитным экраном из стали толщиной 5 мм и кварцита. Моделирование осуществлялось в геометрии измерений рис. 1 при следующих параметрах:

источник излучения ^{60}Co , энергия квантов 1,1 МэВ. Данный источник имеет наименьший угол рассеяния, что позволяет исследовать образцы минимальной толщины. При увеличении угла рассеяния расширяется область расхождения пучка траекторий и при малой толщине образца регистрируется мешающее рассеянное излучение от других веществ, окружающих ВВ;

мощность источника 300 мкКи, что обусловлено необходимостью превысить как минимум на порядок значение фонового γ -излучения. При использовании в аппаратуре двух детекторов данный параметр можно уменьшить примерно до 3 мкКи при времени экспозиции в пределах 1 с;

раствор коллимационного окна источника 20° , диаметр отверстия окна 4 см при глубине 10 см. Раствор коллимационного окна детектора 20° при глубине коллиматора 10 см;

радиус зонда 50 мм, и он вплотную примыкает к исследуемому образцу;

длина зонда от 180 до 260 мм.

Результаты моделирования спектров тротила приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, наилучшие параметры имеют зонды длиной 20 см.

Для прибора с перечисленными выше параметрами и при фиксированной длине зонда 20 см было проведено моделирование спектров рассеянного γ -излучения для веществ различной плотности. Исследовали тротил ($\rho = 1660 \text{ кг/м}^3$), гексоген ($\rho = 1810 \text{ кг/м}^3$), селитру ($\rho = 1725 \text{ кг/м}^3$), тротил, защищенный стальным экраном толщиной 1 мм, и кварцит ($\rho = 2600 \text{ кг/м}^3$). Результаты приведены в табл. 3 и на рис. 4. Анализ результатов моделирования показывает, что спектр взрывчатых веществ имеет характерный пик, причем отношение площадей дополнительного пика, обусловленного однократно рассеянными квантами, и основного лежат в пределах 2,5—4. Для взрывчатых веществ это отношение всегда больше 2,0. Эффект наблюдается и при наличии защитного экрана из стали. У других веществ спектр также имеет дополнительный пик, однако отношение максимумов в этом случае заметно меньше чем у взрывчаток и не превышает 1,8.

Выводы. В результате моделирования прохождения γ -излучения через взрывчатые вещества обнаружена характерная особенность в их спектрах при условиях жесткой кол-

I , квант/канал

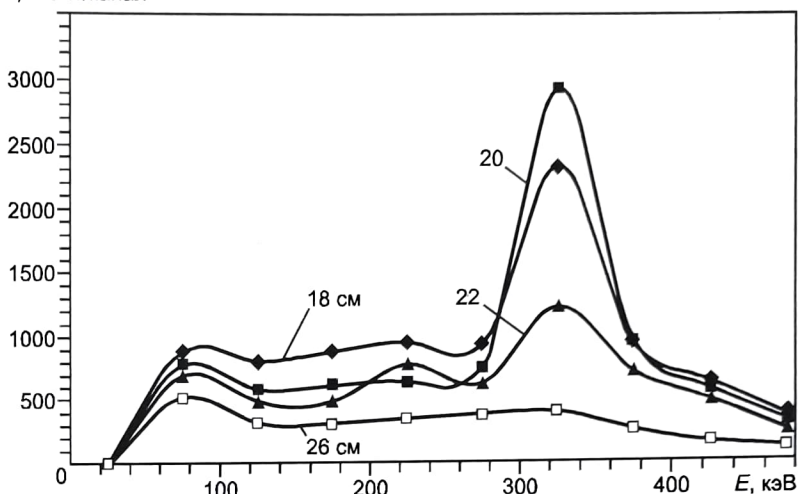


Рис. 3. Расчетные спектры, регистрируемые зондами различной длины в тротиле (зенитный угол коллиматора источника 40° , зенитный угол коллиматора детектора 115° , источник γ -квантов ^{60}Co , мощностью 300 мкКи)

I , квант/канал

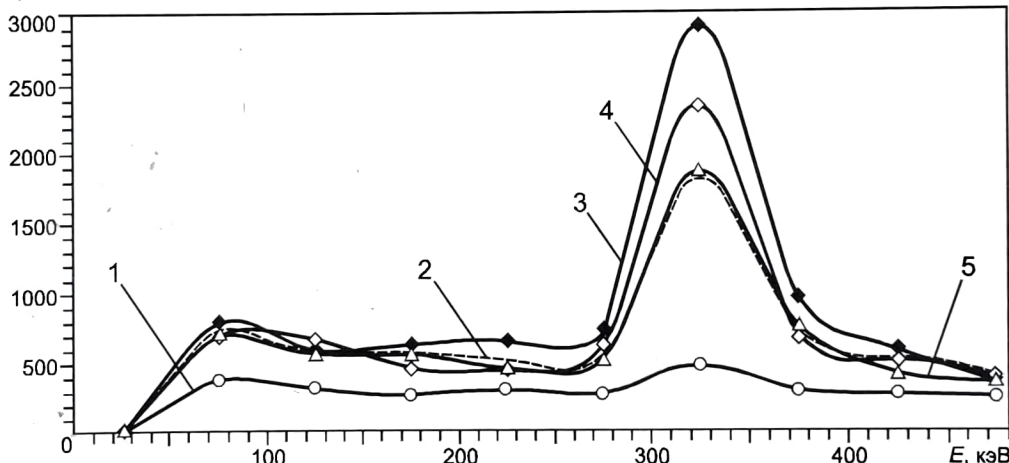


Рис. 4. Расчетные спектры ВВ различных типов (расстояние от источника до детектора 190 мм, зенитный угол коллиматора источника 40° , зенитный угол коллиматора детектора 120° , источник γ -квантов ^{60}Co , мощностью 300 мкКи):

1 — кварцит, 2 — гексоген, 3 — тротил, 4 — тротил с экраном, 5 — селитра

Таблица 3

Количественные зависимости спектров γ -излучения, рассеянного в различных веществах, для жестко коллимированного зонда

Вещество	Энергия основного пика, кэВ	Энергия дополнительного пика, кэВ	Отношение площадей дополнительного и основного пиков
Тротил	80	320	3,7
Гексоген	80	320	2,5
Селитра	80	320	2,5
Тротил со стальным экраном (0,5 мм)	110	320	3,4
Кварцит	100	320	1,3

лимации источника и детектора и определенной геометрии прибора. Она заключается в том, что спектр имеет четко выделенный дополнительный максимум, соответствующий однократно рассеянному γ -излучению, что является теоретическим обоснованием экспериментальных результатов [4].

В качестве методики определения взрывчатых веществ можно предложить следующее:

применять прибор длиной 20 см и углами наклона коллимационных окон источника и детектора к оси прибора соответственно 40° и 120° , источник γ -квантов ^{60}Co , детектор NaI(Tl) ;

время экспозиции выбирать таким образом, чтобы детектор регистрировал не менее 10^3 квантов, в нашем случае при использовании источника мощностью 30 мкКи необходимо облучать объект не менее 100 с;

измерять количество зарегистрированных γ -квантов в интервале энергий, обусловленном разбросом однократно рассеянных квантов из-за неидеальности коллиматоров (в

нашем случае он составляет от 300 до 340 кэВ), количество фотонов в соответствующем интервале для основного пика и сравнить эти значения с эталонными.

Л и т е р а т у р а

1. **Филиппов Е. М.** Ядерная геофизика. — Новосибирск: Наука, 1973. — Т. 1.

2. **Хаматдинов Р. Т.** // Математическое моделирование в ядерной геофизике. — Уфа: БФАН СССР, 1979.

3. **Алексеев М. В., Бондаренко В. М., Кириллов В. М.** // Геологическое изучение и использование недр. — М., Геоинформмарк, 2000. — № 2. — С. 39.

4. **Алексеев М. В., Кириллов В. М.** // Измерительная техника. — 2003. — № 3. — С. 50.

Дата одобрения 20.03.2003 г.