

было бы трудно предсказать. В связи с принципом оптимизации защиты, состоящего в том, что форма, масштаб и длительность вмешательства должны обеспечивать максимальную чистую пользу (т.е. общую пользу от вмешательства за вычетом связанного с ним ущерба), можно утверждать, что этот принцип был нарушен, так как вред для персонала при вмешательстве был неспроста большим, а это в свою очередь привело к существенному снижению чистой пользы.

Концептуальная оценка соотношения польза—вред для предпринятого при аварии вмешательства подтверждает важное положение, содержащееся в рекомендациях МКРЗ: принципы радиационной безопасности при вмешательстве должны представлять собой единую логически связанную систему и недопустимо применение составляющих ее принципов в отдельности.

Поступила в Редакцию 6.01.95

УДК 614.876

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЗАГРЯЗНЕНИЯ И ЗАГЛУБЛЕНИЯ В ПОЧВЕ ^{137}Cs

*Говоруш А.П., Ликсонов В.И., Потапов В.Н., Федин В.И.,
Уруцкоев Л.И. (НПТ РЭКОМ), Чесноков А.В. (РНЦ «Курчатовский ин-т»)*

Есть несколько традиционных методов количественного определения радиоактивного загрязнения почвы. Один из них — аэрогаммаспектрометрическая съемка, которая даст возможность установить уровень крупномасштабных загрязнений с пространственным разрешением ~ 100 м [1]. Второй подход — метод пробоотбора [2], признанный в настоящее время наиболее достоверным, имеет пространственное разрешение ~ 10 см, но трудосмок. Желание соединить производительность и оперативность аэрогаммасъемки с достоверностью метода пробоотбора привели к появлению методов полевой γ -спектрометрии [3, 4].

Для дезактивации и принятия обоснованных решений по реабилитации населенных пунктов, подвергшихся радиоактивному загрязнению после аварии на Чернобыльской АЭС, потребовалась разработка методики, позволяющей достоверно определять распределение плотности загрязнения ^{137}Cs в населенных пунктах с пространственным разрешением $\sim 1\text{--}2$ м [5]. Такая методика должна быть оперативной и обеспечивать десятки тысяч измерений за один полевой сезон. При этом каждое измерение должно быть дешевым, чтобы обследование территории было экономически целесообразным. Крайне важно оценить также заглублиение ^{137}Cs в почве. В настоящей работе представлено расчетно-экспериментальное обоснование такого нового метода.

Предположим, что на плоской поверхности круга радиусом r равномерно распределен радионуклид с поверхностной плотностью активности σ и моноэнергетическим излучением γ -квантов. Полная плотность потока Φ нерассеянных γ -квантов на высоте h над центром такого круга определяется квантами, попавшими в телесный угол $\Omega_0 = 2\pi(1 - h/(r^2 + h^2)^{1/2})$, и вычисляется по формуле (без учета ослабления в воздухе) $\Phi = \sigma n/4 \ln[1 + (r/h)^2]$, где n — выход γ -квантов на один распад ядра [6].

Детектор, помещенный в такую точку, будет формировать сигнал, пропорциональный σ . Если есть источники γ -излучения за пределами круга радиусом r , то, поместив детектор в коллиматор достаточной толщины (рис. 1), можно регистрировать кванты из того же телесного угла Ω_0 . Чтобы кванты из других телесных углов формировали фоновый сигнал намного меньше основного, толщина защиты детектора дол-

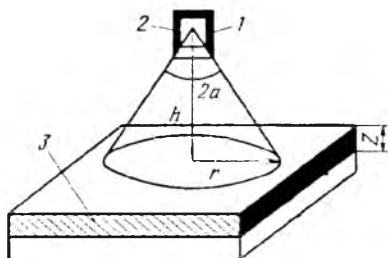


Рис. 1. Схема геометрии измерения:
1 — свинцовая защита и коллиматор;
2 — сцинтилляционный кристалл; 3 —
слой почвы толщиной Z , загрязненный ^{137}Cs

жна оцениваться в случае изотропного потока из условия $(\Omega_0/4\pi)k \gg 1$, где k — коэффициент ослабления.

Если коллимированный детектор является спектрально-чувствительным и измеряет скорость счета N в пике полного поглощения, который формируется только нерассеянным излучением, то показания такого детектора с малым телесным углом коллиматора Ω_0 связаны с поверхностной плотностью активности σ простым соотношением

$$N = A \sigma \Omega_0, \quad (1)$$

где A — калибровочный коэффициент, зависимый от устройства датчика и спектрального состава излучения загрязненной поверхности. Видно, что с точностью до константы поверхностная плотность активности σ определяется скоростью счета в пике полного поглощения. Для учета фоновой составляющей, обусловленной прохождением γ -квантов через защиту, используют стандартную процедуру поворота детектора вокруг горизонтальной оси на 180° с последующим измерением фоновой скорости счета, которая затем вычитается из измеренной N . Таким образом, проводя в каждой точке два измерения, можно по разности скорости счета в пике полного поглощения определять среднюю по углу зрения коллиматора детектора поверхностную плотность активности σ (запас). Такой способ определения запаса возможен при условии, что радионуклиды находятся только в верхнем тонком слое почвы. В реальной ситуации после радиоактивных выпадений со временем происходит проникновение радионуклидов в почву, которая ослабляет нерассеянное излучение и делает невозможным определение запаса по формуле (1).

Для обоснования методики измерения запаса ^{137}Cs с учетом его заглубления в почве был проведен анализ, основанный на результатах численных расчетов методом Монте-Карло и экспериментального моделирования на эталонном объемном источнике. Для различных условий его заглубления в почве методом Монте-Карло рассчитывалось амплитудное распределение сигнала коллимированного детектора (отклик детектора) с учетом многократного рассеяния γ -квантов в почве, воздухе и NaI-сцинтилляторе размером 50×50 мм и ослабления нерассеянного излучения в свинцовой защите и коллиматоре детектора. Амплитудное распределение рассчитывалось путем нахождения функции распределения энергии фотонов, поглощенной в сцинтилляционном кристалле. Фотон энергией E_0 , попадающий в сцинтилляционный кристалл детектора, за счет фотоэффекта или комптоновского взаимодействия передает вторичным электронам среды энергию $Q \leq E_0$, которая частично переходит в световую энергию с последующим преобразованием в электрические импульсы с помощью ФЭУ. Предполагалось, что амплитуды импульсов, выраженные в соответствующей шкале энергетической переменной E , статистически распределены около среднего значения Q по нормальному закону [7]

$$G(Q, E) = (\sqrt{2\pi a Q})^{-1/2} \exp [-(E - Q)^2 / (2\pi a Q)].$$

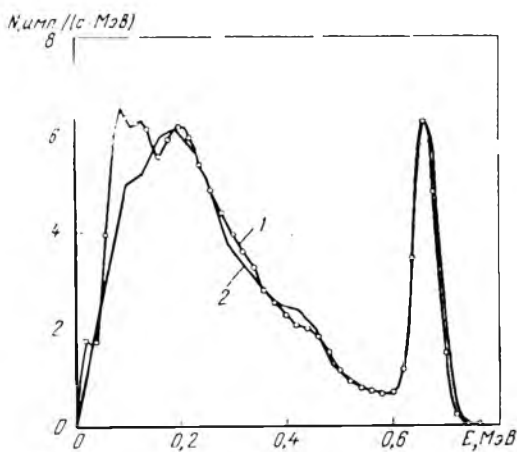
Дисперсия $\sigma^2 = aQ$ этого распределения однозначно связана с энергетическим разрешением детектора, что позволяло по задаваемому разрешению находить параметр a . Этот разброс амплитуды импульсов обусловлен пространственной неоднородностью светосбора, флуктуациями числа рождаемых световых фотонов в сцинтилляторе и электронов в ФЭУ и другими факторами.

Функция распределения поглощенной энергии γ -квантов в кристалле $P(E_0, Q)$ рассчитывалась методом Монте-Карло с учетом возможного процесса многократного рассеяния квантов в сцинтилляторе.

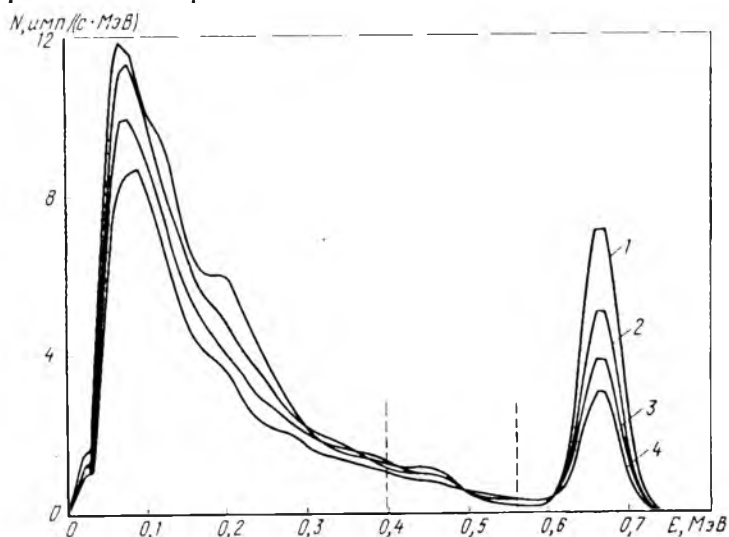
В окончательном виде амплитудное распределение сигнала детектора $N(E_0, E)$ определялось по формуле
$$N(E_0, E) = \int_0^{E_0} P(E_0, Q) G(Q, E) dQ.$$

Такой способ расчета позволяет получать надежные данные о функции отклика детектора. Это подтверждают результаты сопоставления рассчитанного (1) и измеренного спектра (2) в модельном эксперименте при регистрации излучения плоского источника ^{137}Cs размером $0,5 \times 0,5$ м, покрытого стальными листами толщиной 0,5 длины свободного пробега (рис. 2). Функции отклика детектора, рассчитанные для равномерного заглубления ^{137}Cs в почве до трех значений длины радиационного пробега (25—30 см в почве) при постоянном запасе цезия (рис. 3), свидетельствуют, что по мере увеличения заглубления скорость счета в области пика полного поглощения резко падает, а в диапазоне энергии 400—560 кэВ меняется слабо. Это означает, что скорость счета N_1 пропорциональна запасу цезия σ и почти не зависит от заглубления, т.е. в этом энергетическом диапазоне для N_1 и σ имеет место соотношение, аналогичное выражению (1).

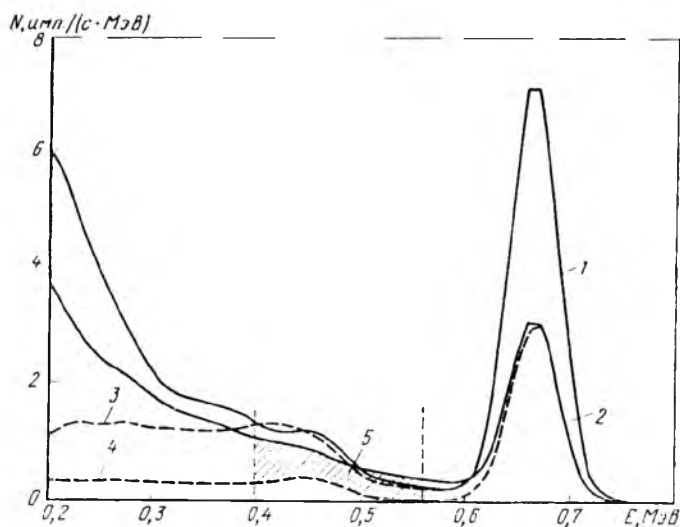
Для того чтобы понять причину слабого изменения скорости счета N_1 при заглублении в диапазоне 400—560 кэВ, проанализируем спектры двух предельных случаев — незаглубленного поверхностного плоского источника (рис. 4, кривая 1) и объемного равномерно распределенного в почве на глубину трех значений радиационной длины (кривая 2). Здесь же приведены отклики детектора только на нерассеянное из-



Р и с. 2. Амплитудное распределение сигнала детектора при регистрации излучения плоского источника ^{137}Cs



Р и с. 3. Функции отклика детектора при регистрации излучения ^{137}Cs , равномерно заглубленного в почве на 0 (1), 1 (2), 2 (3), 3 длины радиационного пробега (4)

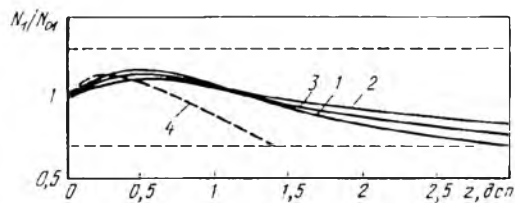


Р и с. 4. Функции отклика детектора при регистрации излучения ^{137}Cs

лучение для указанных условий (кривые 3, 4). При заглублении цезия в почву ослабление нерассеянного излучения приводит к уменьшению скорости счета как в пике полного поглощения, так и в комптоновской части спектра (кривая 4). При первом взаимодействии γ -квантов в почве вероятность их фотопоглощения невелика. В основном, происходит комптоновское рассеяние, причем γ -кванты, которые рассеиваются на угол $\nu \leq 60^\circ$, имеют после комптоновского взаимодействия энергию $E' \geq 400$ кэВ. Поэтому скорость счета рассеянных в почве γ -квантов $E \sim 400\text{—}560$ кэВ обусловлена регистрацией детектором однократно рассеянных γ -квантов на малый угол. На рис. 4 вклад таких зарегистрированных детектором квантов в указанном энергетическом интервале спектра показан заштрихованной областью 5.

По мере увеличения заглубления ^{137}Cs в почве скорость счета в комптоновской части спектра (400—560 кэВ) за счет нерассеянного излучения падает, благодаря рассеянному излучению — возрастает, так как между детектором и источником появляется рассеивающая среда (почва). В диапазоне 400—560 кэВ эти два процесса почти полностью компенсируют один другого, поэтому результирующая скорость счета в этом диапазоне остается неизменной.

Следует отметить, что для небольшого заглубления скорость счета в указанной части спектра слабо зависит не только от глубины залегания цезия в почве, но и характера его распределения по глубине. Данное утверждение основано на результатах численного моделирования, проведенного для различных видов заглубления цезия в почве. На рис. 5 приведены зависимости относительной скорости счета в энергетическом интервале 400—560 кэВ, т.е. отношение скорости счета заглубленного источника N_1 к скорости счета незаглубленного N_{01} , от заглубления для равномерного (кривая 1),



Р и с. 5. Зависимость относительной скорости счета γ -квантов в энергетическом интервале 400—560 кэВ от глубины залегания ^{137}Cs в почве

треугольного (кривая 2) и экспоненциального профиля (кривая 3), а также плоского тонкого заглубленного источника (кривая 4). Исследования, проведенные другими авторами, показали, что характер распределения цезия в почве в основном соответствует первым трем типам распределения или их комбинациям [8]. Таким образом, запас ^{137}Cs в почве при его заглублении до трех значений радиационной дли-

ны можно определять по скорости счета в комптоновской части спектра 400—560 кэВ. При этом методическая погрешность способа не превысит 30%.

Результаты численного моделирования были подтверждены на модельных экспериментах, для которых были изготовлены наборы плоских поверхностных источников ^{137}Cs размером 50×50 см. Независимая аттестация источников во ВНИИФТРИ Госстандарта РФ показала, что их поверхностная плотность активности однородна в пределах ± 6 .

Объемный источник, моделирующий заглупление ^{137}Cs в почве, представлял собой послойный набор поверхностных источников, промежутки между которыми заполняли листами железа различной толщины. Для энергии излучения ^{137}Cs процессы взаимодействия с атомами железа совпадают с процессами взаимодействия в почвенном слое. Основным процессом при первом взаимодействии γ -кванта и в том и другом случае является комптоновское рассеяние на электронах атомов и, следовательно, отличие только в плотности вещества, которую легко можно учесть. Результаты, полученные на модельных экспериментах, показали, что наблюдается качественное и количественное согласие с результатами расчета. В качестве иллюстрации на рис. 6 показана зависимость отношения скорости счета в комптоновской части спектра 400—560 кэВ N_1 и пике полного поглощения N_2 от заглупления тонкого плоского источника, рассчитанная методом Монте-Карло (—) и полученная экспериментально (○).

В заключение следует отметить, что поскольку скорость счета в пике полного поглощения N_2 существенно зависит от глубины залегания цезия в почве (см. рис. 3), а N_1 в комптоновской части спектра 400—560 кэВ изменяется слабо, то отношение этих величин N_1/N_2 характеризует степень заглупления ^{137}Cs в почве. Как показали результаты анализа, значение N_1/N_2 зависит не только от заглупления, но и характера распределения ^{137}Cs в почве. Тем не менее если использовать зависимость N_1/N_2 от равномерного проникновения ^{137}Cs в почве в качестве универсальной функции и для других видов его распределения по глубине, например, треугольного, экспоненциального или их комбинации (сложный профиль), то оценка заглупления по этой зависимости будет определять толщину слоя почвы, в котором содержится от 80 до 100% всего запаса цезия. Это является достаточной информацией для принятия обоснованных решений при дезактивационных работах. Оценка заглупления ^{137}Cs также является важной и необходимой дополнительной информацией при расчете мощности экспозиционной дозы на загрязненных территориях.

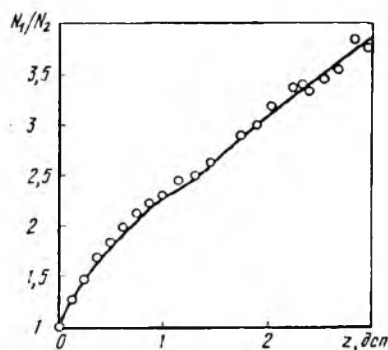


Рис. 6. Зависимость N_1/N_2 от заглупления плоского тонкого источника в железе

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Персиг Ф.М., Исаев Е.Н., Самойлюк В.В. Аэрогаммаспектрометрическая и аэромагнитная съемки за рубежом. М., ВИСМС, 1979.
2. Силантьев А.Н. Спектрометрический анализ проб внешней среды. Л.: Гидрометеоиздат, 1969.
3. Коган Р.М., Назаров Н.М., Фридман Ш.Д. Основы гамма-спектрометрии природных сред. М.: Энергоатомиздат, 1991. 232 с.
4. Miller K., Helfer I. In situ measurements of ^{137}Cs inventory in natural terrain. — In: Proc. Eighteenth Midyear Topical Symp. of the Health Physics Society, 1985, p. 243—251.
5. Волкович А.Г., Ликсонов В.И., Степанов В.Е. и др. Коллимированный спектрально-чувствительный детектор для дистанционного поиска пятен радиоактивного загрязнения. — Атомная энергия, 1990, т. 69, вып. 4, с. 259—260.

6. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. 3-е изд. М.: Энергониздат, 1982. 310 с.
7. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М.: Госатомиздат, 1963. 284 с.
8. Пегов А.Н., Фридман Ш.Д. О вертикальных профилях ^{137}Cs в почвах. — Почвоведение, 1978, № 8. Поступила в Редакцию 18.10.94

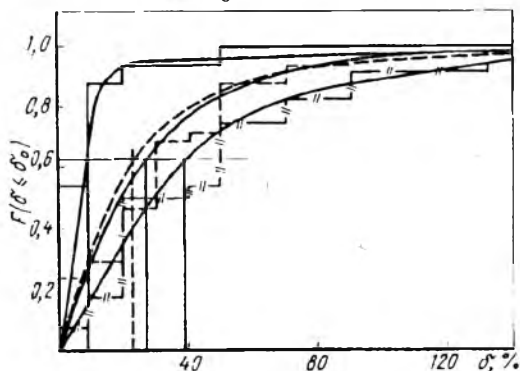
УДК 621.039:76:613.64

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДИВИДУАЛЬНОЙ ДОЗЫ ДЛЯ НАСЕЛЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ РЕГИОНОВ С РАДИОАКТИВНЫМ ЗАГРЯЗНЕНИЕМ

Кеирим-Маркус И.Б., Клещенко Е.Д., Кушнерева К.К.
(ГНЦ РФ Институт биофизики)

Восстановление индивидуальной дозы излучения, накопленной за длительное время, стало актуальным в связи с аварией на Чернобыльской АЭС и событиями в других регионах, приведшими к радиоактивному загрязнению больших территорий. Для этой цели специалисты стали использовать метод, основанный на измерении сигнала ЭПР от эмали экстрагированных зубов [1—5]. Этот метод определения аварийной дозы признан достоверным, поскольку получены независимые подтверждения его показаний. В Институте биофизики для восстановления дозы аварийного и случайного облучения также разработан и уже около 20 лет успешно применяется метод ЭПР-дозиметрии по образцам одежды и других сопутствующих предметов [6], что позволяет получить распределение дозы по телу пострадавшего. В 1986 г. с этой целью впервые были использованы образцы эмали зубов пожарных, погибших в результате аварии на Чернобыльской АЭС [7]. В дальнейшем метод был применен при ретроспективной индивидуальной дозиметрии населения территорий, загрязненных радионуклидами. К сожалению, при определении относительно небольшой дозы облучения населения возникают сомнения, обусловленные тем, что доза часто оказывается больше рассчитанной косвенным методом — по полям внешнего излучения на местности и содержанию радионуклидов в рационе питания [8, 9]. Это вызывает необходимость независимого контроля достоверности получаемых результатов.

Одним из способов такого контроля является проведение сравнительных «слепых» измерений дозы в различных лабораториях. Такие сравнительные измерения лабораториями ИБФ МЗМП, ИХФ РАН и ИФМ УрО РАН в диапазоне дозы 0,1—0,5 Гр были проведены по взаимно согласованной программе в 1993 г. Результаты в виде функций $F(\delta \leq \delta_0)$ распределения относительных погрешностей δ , т.е. отклонения из-



Р и с. 1. Функция $F(\delta \leq \delta_0)$ распределения относительных погрешностей при сравнительных измерениях: —, — — — результаты измерений в отдельных лабораториях и усредненные по данным трех лабораторий соответственно

меренной дозы от заданной (рис. 1), свидетельствуют, что метод ЭПР позволяет определять дозу в указанном диапазоне с погрешностью $\sim 10\%$.

Другой способ контроля надежности метода — сравнение результатов измерения дозы нескольких зубов одного и того же человека — был использован нами при определении дозы по эмали зубов (секционный материал) у населения Каменск-Уральского района Свердловской области, проживавшего в зоне распространения восточно-уральского радиоактивного следа, который сформировался в 1957 г. (см. таблицу). Погрешность определения дозы для разных образцов неодинакова, поскольку зависит от массы и качества полученного