

В. А. ДЕМЕНТЬЕВ

**Измерение
малых активностей
радиоактивных
препаратов**



АТОМИЗДАТ
МОСКВА 1967

На основании статистических закономерностей регистрации ядерных излучений в книге рассматриваются вопросы чувствительности радиометрических установок, предназначенных для измерения малых активностей. Дается связь чувствительности с фоном установок, эффективностью счета и полным временем измерения.

Для установок, в которых подавлена космическая компонента фона, вводится понятие постоянства фона. Показано, что такие установки обладают вдвое большей чувствительностью по сравнению с обычными. Рассматриваются пути увеличения чувствительности установок. Описан новый способ снижения космической части фона без применения счетчиков антисовпадений.

Книга будет полезна всем специалистам, которым приходится сталкиваться с измерением малых активностей, и специалистам, работающим в области увеличения чувствительности радиометрической аппаратуры.

Предисловие

Успешное решение многих научно-технических задач определяется возможностью измерять низкие уровни активности радиоактивных препаратов. Например, изучение ядерных реакций с очень малыми сечениями приводит к необходимости регистрировать малое число актов распада изучаемых ядер на фоне большого числа посторонних событий. Осуществление надзора за радиоактивностью биосферы, связанной с радиоактивными выпадениями после испытаний ядерного оружия, и решение некоторых радиационно-гигиенических проблем, связанных с мирным применением ядерной энергии, ставят задачу анализировать образцы материалов с удельной активностью 10^{-9} кюри/кг и меньше.

В археологии широко применяется датирование органических образцов по содержанию в них естественно-радиоактивного изотопа углерода C^{14} с периодом полураспада 5700 лет. При этом максимальный возраст образца можно надежно установить на основании той минимальной активности, которую можно измерить. Аналогичная ситуация возникает и в геологии при датировании образцов минералов по содержанию в них урана или естественного радиоактивного изотопа калия K^{40} .

История открытия естественных радиоактивных изотопов непосредственно связана с развитием техники измерения малых активностей. Если такие радиоактивные изотопы, как K^{40} и Rb^{87} , были открыты еще в начале XX века, то открытие естественного радиоактивного углерода стало возможным лишь с появлением специальной счетной тех-

ники, обладающей высокой чувствительностью к мягкому β -излучению. В настоящее время известно большое число естественных радиоактивных изотопов с периодами полураспада более 10^{12} лет (In^{115} , Re^{187} и др.). Обнаружено, что в стратосфере под действием космического излучения кроме радиоактивного углерода C^{14} непрерывно образуются такие радиоактивные изотопы, как Be^7 , Be^{10} , S^{35} , P^{32} , P^{33} , Na^{22} , Cl^{36} , Cl^{39} и H^3 . Современная счетная техника позволяет с помощью некоторых из этих изотопов изучать процессы, происходящие в земной атмосфере, несмотря на крайне малую удельную активность этих изотопов.

Применение метода радиоактивных индикаторов для измерения малых активностей в химических исследованиях позволяет изучать процессы, отличающиеся чрезвычайно малыми скоростями реакций.

Специфика измерения малых активностей заключается в трудности получения приемлемой точности измерений. Известно, что статистический характер радиоактивного распада ядер ставит точность измерения активности препарата в зависимость от общего количества распадов, зарегистрированных в измерении. При этом наличие фона постороннего излучения приводит к требованию увеличения числа зарегистрированных импульсов. Поэтому измерения малых активностей связаны с большими затратами времени.

Для практики применения метода радиоактивных индикаторов характерны активности препаратов порядка 10^{-8} *кюри*. Такие препараты при эффективности счетчика 10% дают скорость счета около 2000 *имп/мин* над фоном. Если фон счетчика около 20 *имп/мин*, то допустимая ошибка измерения порядка 1% может быть достигнута при времени измерения 5—7 *мин*.

При контроле радиоактивности внешней среды на измерение поступают препараты с активностью 10^{-11} *кюри* и менее. Если пользоваться таким же счетчиком и даже снизить требования к точности измерений до 10%, на измерение активности таких препаратов придется тратить около 10 ч.

Успешное решение проблемы измерения малых активностей требует создания радиометрической аппаратуры с большой эффективностью регистрации излучения препарата, ибо при этом можно сократить время наблюдения нужного числа распадов ядер. Кроме того, установка для измерения малых активностей должна иметь небольшой собственный фон, так как снижение фона также позволяет сокращать время измерения при сохранении заданной точности измерения.

Технике измерения малых активностей посвящены обзорные работы [1, 1а, 2, 2а] и монография Уотта и Рэмсдена [3].

В настоящей работе на основе статистического подхода к процессу измерения малой активности рассматриваются общие вопросы чувствительности радиометрической аппаратуры и пути повышения чувствительности установок для измерения малых активностей. В книге также обсуждаются достижения техники измерения малых активностей β - и γ -излучателей. Вопросы техники регистрации слабых потоков α -частиц и нейтронов не затрагиваются.

В книге пять глав. В главе 1 описаны статистические закономерности регистрации малых активностей с помощью аппаратуры, требующей постоянного наблюдения за величиной ее фона. В главе 2 излагается теория чувствительности установок с постоянным фоном, т. е. радиометрических установок, в которых среднее значение фона не изменяется со временем. Такие установки имеют большое преимущество перед аппаратурой, обладающей неустойчивым фоном, так как при постоянном фоне отпадает необходимость затрачивать заметное время на его многократные измерения. Показано, что при постоянном фоне чувствительность установки вдвое выше, чем при переменном. В главе 3 рассматриваются пути повышения чувствительности счетных установок для измерения малых активностей, а глава 4 посвящена технике измерения препаратов с малой удельной активностью. Особенностью этой техники явля-

ется то, что она дает возможность повышать чувствительность за счет увеличения массы пробы.

Глава 5 содержит сведения о спектрометрической аппаратуре для исследования состава излучения малоактивных препаратов.

Настоящая работа не претендует на полноту изложения вопросов, связанных с измерением активности и изучением состава излучения малоактивных β - и γ -излучателей. Автор ставил перед собой задачу раскрыть общие вопросы техники измерения малых активностей и проиллюстрировать конкретными примерами из литературы современное состояние этой отрасли радиометрии ядерных излучений. В связи с этим список использованной литературы ни в коем случае нельзя считать исчерпывающим.

Автор пользуется случаем, чтобы выразить признательность А. О. Фурману, ознакомившемуся с рукописью книги и высказавшему ценные замечания.

Чувствительность радиометрических установок

Оценка точности измерения скорости счета малоактивных препаратов

Обычно измерения активности радиоактивного препарата проводят по следующей схеме, включающей оценку точности измерения.

Точное значение фона счетчика считается заранее неизвестным. Поэтому радиометрическую установку включают на время измерения фона t_{Φ} , и по числу фоновых отсчетов k_{Φ} , зарегистрированных за это время, находят скорость счета фона n_{Φ} :

$$n_{\Phi} = \frac{k_{\Phi}}{t_{\Phi}}.$$

Затем на измерение подается препарат и в течение времени t регистрируется k отсчетов, вызванных действием на счетчик излучений препарата и фонового источника. По этим данным находят общую скорость счета n :

$$n = \frac{k}{t}.$$

Далее вычисляют скорость счета препарата n_0 :

$$n_0 = n - n_{\Phi}.$$

Зная эффективность счета для данного излучения F , находят активность препарата A . Если скорость счета выражена в импульсах в минуту, а активность нужно выразить в кюри, то

$$A = \frac{n_0}{2,22F} \cdot 10^{-12} \text{ кюри}.$$

В монографии [4] показано, что в случае, когда значение фона заранее неизвестно и определяется в процессе измерения, а число набранных импульсов k и k_{ϕ} велико, случайные величины n_{ϕ} , n и n_0 подчиняются нормальному распределению. При этом среднеквадратичное отклонение скорости счета препарата σ_0 определяется выражением

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_{\phi}}{t_{\phi}}} \quad (1)$$

Относительную среднеквадратичную погрешность измерения скорости счета препарата находят по формуле

$$\delta = \frac{\sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_{\phi}}{t_{\phi}}}}{n - n_{\phi}} \quad (2)$$

Если эффективность счета известна с высокой точностью, то эта же формула дает оценку точности измерения величины активности.

При измерении малых активностей ситуация может быть далека от той, когда справедлива формула (1), и выводы, основанные на использовании этой формулы, могут оказаться несправедливыми. Надо сказать, что формула (1) справедлива с большой точностью только тогда, когда распределенные нормально величины n и n_{ϕ} значительно различаются. Если же измеряемая активность мала, то эти величины могут быть весьма близки друг к другу. Тогда распределение величины n_0 может отличаться от нормального.

Ниже будут выяснены условия, при которых распределение величины n_0 можно считать нормальным и при оценке точности измерений скоростей счета малоактивных препаратов пользоваться формулой (1).

Следует заметить, что при измерении малых активностей известная формула $n = k/t$ не всегда дает лучшую оценку измеряемого эффекта. Величина n подчиняется распределению, следующему из закона Пуассона; причем вид распределения зависит от предварительных сведений, которыми исследователь располагает до измерения [4]. В некоторых случаях эти априорные сведения могут так повлиять на характер распределения величины n , что ее среднее значение придется находить по формуле, отличной от приве-

денной выше. При этом точность оценки n улучшается по сравнению с оценкой по формуле (2), и лишь при наборе большого числа отсчетов распределение и оценка интенсивности (средней скорости счета) n становятся независимыми от априорных сведений о величине интенсивности.

В таких условиях использование нормального распределения для интенсивности n является удобной аппроксимацией, значительно упрощающей обработку результатов измерений и их интерпретацию. Можно показать, что такая аппроксимация справедлива для достаточно широкой области измерения нормированного отклонения интенсивности:

$$\left| \frac{n - k/t}{\sqrt{k/t^2}} \right| \leq 3,$$

если выполняется условие

$$k \geq 100. \quad (3)$$

Допустим, что условие (3) выполнено как для числа фоновых отсчетов, так и для числа отсчетов, вызванных совместным действием излучения препарата и источника фона. Тогда можно получить выражение для плотности распределения величины интенсивности излучения препарата n_0 [5].

Введем следующие обозначения:

$$k_{\phi}/t_{\phi} = \alpha_{\phi}, \quad k/t = \alpha, \quad \alpha - \alpha_{\phi} = \alpha_0;$$

$$k_{\phi}/t_{\phi}^2 = \beta_{\phi}, \quad k/t^2 = \beta, \quad \beta - \beta_{\phi} = \beta_0.$$

Плотности распределения величин n_{ϕ} и n имеют вид:

$$p_{\phi}(n_{\phi}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta_{\phi}}} \exp \left[-\frac{(n_{\phi} - \alpha_{\phi})^2}{2\beta_{\phi}} \right];$$

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta}} \exp \left[-\frac{(n - \alpha)^2}{2\beta} \right].$$

Распределение разности интенсивностей будем искать, исходя из предположения о статистической независимости величин n_{ϕ} и n . В этом случае выражение плотности распределения величины n_0 [6] находим по формуле

$$p(n_0) = \int_0^{\infty} p_{\phi}(n_{\phi}) p(n_{\phi} + n_0) dn_{\phi}.$$

После интегрирования получаем выражение

$$p(n_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta_0}} \exp \left[-\frac{(n_0 - \alpha_0)^2}{2\beta_0} \right] \cdot [0,5 + \Phi(t_0)], \quad (4)$$

где $\Phi(t_0)$ — функция Лапласа от аргумента

$$t_0 = \alpha_\Phi \frac{\sqrt{\beta_0}}{\sqrt{\beta_\Phi \beta_0}} - \frac{(n_0 - \alpha_0)}{\sqrt{\beta_0}} \sqrt{\frac{\beta_\Phi}{\beta_0}}.$$

Множитель, содержащий функцию Лапласа, появляется в формуле (4) в результате того, что интегрирование ведется в пределах от 0 до ∞ , в то время как плотности распределения величин n_Φ и n формально определены на всей числовой оси. Можно показать, что этот множитель практически равен единице, если не рассматривать отклонений, противоречащих условию

$$\left| \frac{n_0 - \alpha_0}{\sqrt{\beta_0}} \right| \leq 3.$$

Тогда $\Phi(t_0) \approx 0,5$, если при оптимальном распределении времени измерения между измерениями фона и общей скорости счета [4] потребовать выполнения условия

$$t_0 > 3.$$

Это приводит к неравенству

$$k_\Phi > 3 \frac{1 + \sqrt{t_\Phi/t}}{\sqrt{1 + t_\Phi/t}},$$

которое всегда выполняется при соблюдении условия (3).

Поэтому вместо формулы (4) можно записать

$$p(n_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta_0}} \exp \left[-\frac{(n_0 - \alpha_0)^2}{2\beta_0} \right]. \quad (5)$$

Полученная плотность нормального распределения определена как для положительных, так и для отрицательных значений величины эффекта n_0 . Только в таких условиях будут справедливы без всяких ограничений формулы (1) и (2). Однако в практике измерения активности радиоактивных препаратов ожидать появления отрицательных эффектов можно только в специальных случаях, когда препарат не содержит активности, но экранирует счетчик от источника

фонового излучения. Если отбросить эти случаи, то вероятность неравенства

$$n_0 < 0$$

должна быть равной нулю.

Для того чтобы удовлетворить этому требованию и сохранить нормальный характер распределения величины n_0 , перенормируем плотность вероятности (5) так, чтобы выполнялось равенство

$$\frac{C}{V\sqrt{2\pi\beta_0}} \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{(n_0 - \alpha_0)^2}{2\beta_0} \right] dn_0 = 1.$$

Интегрируя, находим значение новой константы

$$C = \frac{2}{1 + 2\Phi \left(\frac{\alpha_0}{V\sqrt{\beta_0}} \right)}.$$

Следовательно, в общем случае при измерении активности величина эффекта n_0 имеет распределение, отличающееся от нормального множителем

$$\frac{2}{1 + 2\Phi \left(\frac{\alpha_0}{V\sqrt{\beta_0}} \right)},$$

$$p(n_0) = \frac{2}{1 + 2\Phi \left(\frac{\alpha_0}{V\sqrt{\beta_0}} \right)} \cdot \frac{1}{V\sqrt{2\pi\beta_0}} \exp \left[-\frac{(n_0 - \alpha_0)^2}{2\beta_0} \right].$$

Если рассчитать среднее значение величины n_0 и ее среднее квадратичное отклонение исходя из полученной плотности распределения, то получатся сложные выражения, которыми трудно пользоваться на практике.

Теперь легко получить условия выполнимости формулы (1). Потребуем, чтобы выполнялось неравенство

$$\frac{\alpha_0}{V\sqrt{\beta_0}} \geq 4. \quad (6)$$

Тогда с большой точностью $C = 1$, а следовательно, несмотря на исключение возможности отрицательных эффектов, выполняются нормальное распределение (5) для величины n_0 и вытекающая из него формула (1), которой обычно и пользуются на практике.

Условие (6) можно записать иначе:

$$\frac{\sqrt{\beta_0}}{\alpha_0} \leq 0,25,$$

или в виде

$$\delta \leq 0,25, \quad (7)$$

так как

$$\frac{\sqrt{\beta_0}}{\alpha_0} = \frac{\sigma_0}{n_0} = \delta.$$

Неравенство (7) есть удобный критерий пригодности нормального распределения и вытекающих из него следствий для интерпретации результатов измерения малых активностей. Если произвести измерение скорости счета препарата и считать, что относительная погрешность измерения не превышает 25% по формуле (2), то можно быть уверенным в справедливости полученных оценок величины эффекта и точности измерения. Кроме того, при указанной точности измерения можно подвергать проверке различные статистические гипотезы относительно тех свойств случайной величины n_0 , которые вытекают из нормального распределения этой величины.

Если же в процессе измерения не удастся набрать нужного количества информации и рассчитанная по формуле (2) относительная погрешность превышает 25%, то распределение величины n_0 отклоняется от нормального. При этом оценка погрешности измерения с помощью формул (1) и (2) может оказаться несправедливой. Во всяком случае, вероятность того, что доверительный интервал с границами $\alpha_0 - \sqrt{\beta_0}$ и $\alpha_0 + \sqrt{\beta_0}$ покроет искомое значение интенсивности излучения препарата n_0 , будет равна не 0,68, как в случае нормального распределения величины n_0 , а другой величине.

Следует еще раз подчеркнуть, что формула (1) дает правильную оценку точности измерения только тогда, когда значение фона установки заранее неизвестно и определяется в процессе самого измерения. В то же время существенно, чтобы интенсивность фоновых отсчетов (средняя скорость счета фона) не изменялась в процессе измерения. В противном случае формула (1) также не выполняется. Поэтому использование формул (1) и (2) для оценки точности измерения малых активностей является оправданным

только в том случае, когда известно, что фон радиометрической установки может медленно изменяться во времени, т. е. изменение фона мало за время одного измерения, но оно может оказаться существенным в ходе нескольких измерений.

В таком случае большие затраты времени на измерение фона оправданы. Если же свойства фона установки изучены более детально, естественно воспользоваться этой дополнительной информацией для улучшения оценки точности измерения. Указанная задача рассматривается в главе 2 настоящей работы.

Оценка чувствительности радиометрических установок для измерения малых активностей

Чувствительность радиометрической установки для измерения малых активностей удобно характеризовать величиной минимально измеримой активности. Будем называть минимально измеримой активностью такую, которую можно измерить на данной установке за полное время измерения так, чтобы относительная погрешность измерения скорости счета препарата δ не превышала заданного значения. Удобство указанной характеристики установки очевидно, так как она дает непосредственную оценку активностей, доступных для измерения с помощью данной аппаратуры.

Выражение для минимально измеримой активности выводится на основании следующих соображений.

Если полное время измерения распределено между временем измерения суммарной скорости счета и фона так, что выполняется соотношение

$$\frac{t_{\phi}}{t} = \sqrt{\frac{n_{\phi}}{n}},$$

то достигается минимум относительной погрешности измерения скорости счета препарата [4]. С помощью этой формулы и формулы (2) получается выражение для времени измерения t и t_{ϕ} в условиях, когда известны ориентировочные значения скорости счета n и n_{ϕ} и задана максимально допустимая относительная погрешность измерения:

$$t = \frac{n + \sqrt{nn_{\phi}}}{\delta^2 n_0^2}; \quad t_{\phi} = \frac{n_{\phi} + \sqrt{nn_{\phi}}}{\delta^2 n_0^2}.$$

Складывая эти выражения и учитывая, что полное время измерения $T = t + t_{\phi}$, получим уравнение

$$T = \frac{n + n_{\phi} + 2 \sqrt{nn_{\phi}}}{\delta^2 n_0^2}. \quad (8)$$

Если выполнено условие (7), то без большой ошибки можно считать, что

$$n = n_{\phi} + n_0.$$

Тогда уравнение (8) можно разрешить относительно n_0 , причем найденное таким образом значение скорости счета препарата является тем минимальным эффектом, который можно измерить при заданных значениях δ , T и n_{ϕ} :

$$n_0 = \frac{1 + 2\delta \sqrt{n_{\phi} T}}{\delta^2 T}.$$

Это выражение было найдено одновременно Фурманом [7] и Патменом [8].

Если известно, что выбранные условия измерения активности на данной установке обеспечивают эффективность счета данного излучения, равную F , то из предыдущей формулы можно получить выражение для минимально измеримой активности

$$A_{\min} = \frac{1 + 2\delta \sqrt{n_{\phi} T}}{\delta^2 F T}.$$

Чувствительность установки является обратной величиной минимально измеримой активности и имеет смысл максимального среднего времени между распадами ядер в препарате, доступного для измерений на данной установке. Однако на практике удобнее характеризовать чувствительность установки непосредственно величиной минимально измеримой активности.

Если время измерения выражено в минутах, а активность — в кюри, то формула для минимально измеримой активности имеет вид

$$A_{\min} = \frac{1 + 2\delta \sqrt{n_{\phi} T}}{2,22\delta^2 F T} \cdot 10^{-12} \text{ кюри}. \quad (9)$$

Таким образом, чувствительность радиометрической установки определяется многими факторами; причем такие факторы, как фон и эффективность счета, определяются конструкцией установки, а величины δ и T зависят в основном от характера поставленной задачи. Правда, такое четкое разграничение факторов не всегда возможно. Действи-

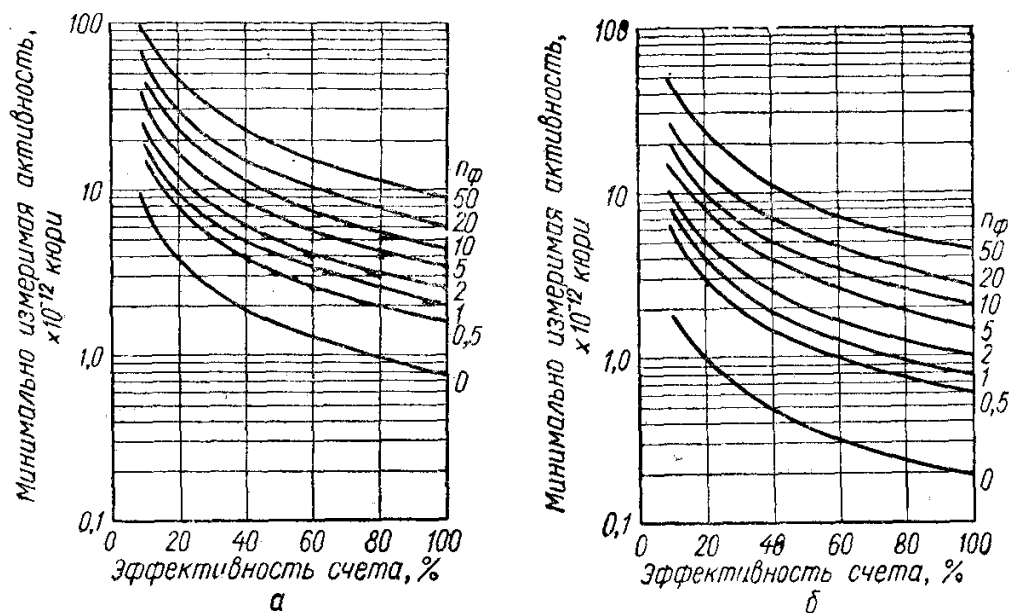


Рис. 1. Зависимость минимально измеримой активности от эффективности счета и фона при $T = 60$ мин ($a - \delta = 10\%$; $b - \delta = 20\%$).

тельно, эффективность счета часто зависит от типа и энергии регистрируемого излучения, а полное время измерения может быть лимитировано нестабильностью фона, т. е. конструкцией установки. Выражение для минимально измеримой активности позволяет при оценке качества установки учесть все отмеченные факторы в их взаимосвязи.

При оценке минимально измеримой активности по формуле (9) следует учитывать, что оценка эта справедлива только в том случае, если заданная относительная погрешность измерения δ не превышает 25%.

На рис. 1 и 2 показаны семейства кривых, рассчитанных с помощью формулы (9). Эти кривые дают наглядное представление о зависимости чувствительности установки от величины фона, значение которого указано возле каждой кривой, от эффективности счета и принятых условий измерения. На рис. 1 показаны минимально измеримые ак-

тивности; они могут быть измерены, когда полное время измерения равно 60 мин, а погрешность измерения не превосходит либо 10, либо 20%. На рис. 2 показаны те минимально измеримые активности, которые могут быть измерены за 360 мин.

На рис. 1 и 2 нижние кривые соответствуют тому случаю, когда фон отсутствует. Эти кривые дают возможность оценить, какое максимальное увеличение чувствитель-

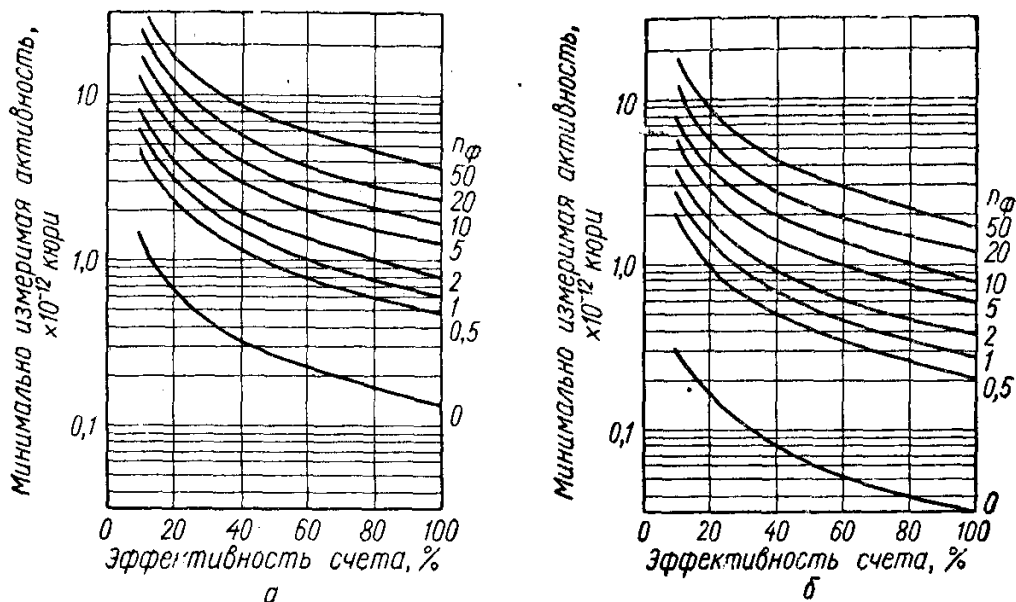


Рис. 2. Зависимость минимально измеримой активности от эффективности счета и фона при $T = 360$ мин ($a — \delta = 10\%$; $б — \delta = 20\%$).

ности можно получить за счет снижения фона установки. Из этих рисунков видно, что выигрыш в чувствительности в результате снижения фона ощутимо зависит от условий измерения, а именно от выбранного времени измерения и заданной точности. Например, при $T = 60$ мин и $\delta = 10\%$ снижение фона установки от 50 имп/мин до нуля позволит увеличить чувствительность установки в десять раз, а при $T = 360$ мин и $\delta = 20\%$ — в 60 раз. Однако снижение фона установки до нуля едва ли возможно. А снижение фона в конечное число раз дает уже значительно меньший выигрыш в чувствительности.

Пусть удалось снизить фон установки с 50 до 0,5 имп/мин, т. е. на два порядка. Это позволяет уменьшить минимально измеримую активность при $T = 60$ мин и $\delta = 10\%$ в 5,4, а

при $T = 360$ мин и $\delta = 20\%$ — в 8,5 раза. При этом по мере уменьшения величины фона рост чувствительности установки несколько замедляется. Особенно это заметно при малом полном времени измерения, а именно при таких условиях, когда вообще трудно получить очень высокую чувствительность.

Из формулы (9) видно, что минимально измеримая активность пропорциональна квадратному корню из величины фона. Именно эта зависимость и обуславливает трудность повышения чувствительности аппаратуры в результате снижения фона.

Значительно большее влияние на величину минимально измеримой активности оказывает эффективность счета F , так как она входит в знаменатель формулы (9) в первой степени. Поэтому путь увеличения чувствительности аппаратуры в результате увеличения эффективности счета может оказаться перспективным, даже если он связан с увеличением фона.

Из формулы (9) следует, что минимально измеримая активность с увеличением продолжительности измерения уменьшается приблизительно как обратная величина квадратного корня из полного времени измерения. Если учесть, что аппаратура, для которой справедлива формула (9), не может быть использована для измерения активности препарата в течение неопределенно большого времени (так как надо учитывать возможные изменения среднего значения фона), то возможность повышения чувствительности за счет увеличения времени измерения оказывается ограниченной. На рис. 2, б показано, какие минимальные активности можно измерить при $T = 360$ мин и $\delta = 20\%$. Эти активности дают представление о предельных возможностях такой аппаратуры, для которой надо учитывать возможность медленного изменения среднего фона. Здесь время $T = 360$ мин выбрано из соображений необходимости контролировать фон аппаратуры ежедневно, если известно, что он может меняться. Относительная погрешность измерения $\delta = 20\%$ выбрана потому, что она, с одной стороны, близка к критическому значению, определяемому формулой (7), а с другой — определяет ту сравнительно большую погрешность измерений, которая может быть допущена в некоторых исследованиях.

Требуемая точность измерения оказывает существенное влияние на величину минимально измеримой актив-

ности. Из рис. 1 и 2 и из формулы (9) видно, что по мере уменьшения допустимой погрешности минимальный измеримый эффект быстро возрастает. При этом влияние величины фона на чувствительность аппаратуры становится менее значительным, чем в том случае, когда допустимы сравнительно большие погрешности измерения.

Минимально измеримая активность не является исчерпывающей характеристикой качества радиометрической установки. Большое значение имеет оценка времени, которое нужно затрачивать на измерение активности на данной установке. Такая оценка дается формулой (8). Однако для анализа удобнее преобразовать эту формулу к иному виду. Предполагая выполненным условие (7), сделаем в формуле (8) подстановки:

$$n = n_{\phi} + n_0; \quad n_0 = FA,$$

где активность выражена в распадах на минуту. Тогда

$$T = \frac{1}{\delta^2 FA} + 2n_{\phi} \frac{1 + \sqrt{1 + FA/n_{\phi}}}{\delta^2 F^2 A^2}. \quad (10)$$

В полученной формуле полное время измерения активности представлено в виде двух слагаемых, причем первое из них равно времени, которое необходимо затратить на измерение активности A с заданной точностью на установке с эффективностью счета F в отсутствие фона. Второе слагаемое представляет собой добавку ко времени измерения, обусловленную фоном установки. Из формулы (10) следует, что обусловленное наличием фона непроизводительное увеличение времени измерения может в несколько раз превосходить время, определенное первым слагаемым. Например, фон, равный скорости счета препарата, заставляет увеличивать время измерения в шесть раз, а фон, превосходящий скорость счета препарата вдвое, — в десять раз по сравнению со случаем, когда $n_{\phi} = 0$.

Таким образом, с точки зрения увеличения производительности установки уменьшение ее фона может играть существенную роль. Наглядное представление о влиянии фона и эффективности счета на производительность счетной аппаратуры дает табл. 1. В этой таблице показано, сколько образцов может быть измерено за 360 мин на установках с различными значениями фона и эффективности, если ошибка измерения не должна превышать 10%. Число об-

разцов рассчитано с помощью формулы (10) для активно-стей 10 и 100 *расп/мин*.

Т а б л и ц а 1

Число измерений, которое можно выполнить за 360 *мин*
на установках с непостоянным фоном

n_{ϕ} , <i>имп/мин</i>	$A = 10 \text{ расп/мин}$			$A = 100 \text{ расп/мин}$		
	Эффективность счета, %			Эффективность счета, %		
	100	50	10	100	50	10
0	36	18	3	360	180	36
0,5	23	10	1	313	157	23
1	19	8	—	294	145	19
2	15	4	—	274	129	15
5	9	3	—	231	103	9
10	6	1	—	193	80	7
20	3	1	—	151	58	3
50	1	—	—	96	33	1

При необходимости сравнивать различные радиометрические установки по их чувствительности удобно пользоваться таким выражением, которое зависит только от особенностей конструкции установки. Из формулы (9) следует, что минимально измеримая активность пропорциональна отношению $\sqrt{n_{\phi}}/F$. Между обратной величиной этого отношения и чувствительностью установки существует более сложная связь, чем прямая пропорциональная зависимость. Тем не менее качество установки можно приближенно характеризовать величиной отношения

$$\frac{F}{\sqrt{n_{\phi}}} \quad (11)$$

Сравнивая такие отношения для различных установок, можно получить представление об их относительной чувствительности.

В литературе, посвященной технике измерения малых активностей, распространена оценка качества аппаратуры с помощью величины

$$\frac{n_0}{\sqrt{n_{\phi}}}.$$

Недостаток такой оценки заключается в том, что она зависит от активности того препарата, с помощью которого на-

ходят величину n_0 . Однако эта оценка и отношение (11) пропорциональны друг другу, поэтому их применение для сравнительных оценок чувствительности установок дает одинаковые результаты.

Оценка качества установок с помощью величины отношения

$$\frac{n_0^2}{n_\Phi},$$

как это делается, например, в работе [9], является менее оправданной, так как она дает преувеличенное представление о преимуществах одних установок перед другими.

Существуют некоторые другие способы оценки качества установок для измерения малых активностей. В работе [10], например, фактор качества определяется как обратная величина относительной погрешности измерения активности, когда на измерение фона и общей скорости счета затрачено по единице времени. Определенный таким образом фактор качества M зависит от величины измеряемой активности:

$$M = \frac{FA}{\sqrt{FA + 2n_\Phi}}.$$

В области очень малых активностей

$$M = A \frac{F}{\sqrt{2n_\Phi}},$$

т. е. свойства фактора качества и отношения (11) совпадают.

В работе В. В. Артемьева [11] принято, что информация I , получаемая в результате измерения, может быть выражена соотношением

$$I = -\log_2 \delta.$$

Если полное время измерения T оптимально распределено между измерениями фона и общей скорости счета, то информация описывается выражением

$$I = \log_2 (\sqrt{n} - \sqrt{n_\Phi}) + \frac{1}{2} \log_2 T.$$

Величина $N = \log_2 (\sqrt{n} - \sqrt{n_\phi})$, представляющая собой ту информацию, которая может быть получена при $T = 1$, может быть использована как характеристика качества установки. Если в результате каких-то мер удалось добиться увеличения N на единицу, это означает, что за то же время измерения можно достичь вдвое большей точности измерения.

Наконец, при оценке чувствительности счетных установок возможен подход, который используется при статистической проверке гипотез [12]. При измерении активности были введены вероятности допущения ошибок двух родов. Ошибка первого рода — установление в результате измерения того, что препарат активен, когда на самом деле он нерадиоактивен. Ошибка второго рода — неспособность обнаружить радиоактивность препарата в результате измерения, хотя на самом деле препарат обладает определенной активностью.

Если вероятности ошибок первого и второго рода заданы, то для каждой установки можно рассчитать два значения активности A_1 и A_2 , обладающие следующими свойствами. Активность A_1 зависит от вероятности допустить ошибку первого рода и определяет наименьший измеренный эффект, указывающий с принятой достоверностью на присутствие в препарате какой-то активности.

Величина A_2 , зависящая от вероятностей допущения ошибок первого и второго рода, является той наименьшей активностью препарата, которая требуется, чтобы результат измерения с заданной достоверностью указывал на присутствие радиоактивности в измеряемом образце. Величины активностей A_1 и A_2 могут служить характеристиками чувствительности установки.

Следует заметить, что такие оценки качества аппаратуры, как ее чувствительность или производительность, еще не дают полного представления о преимуществах использования данной аппаратуры для решения тех или иных задач, связанных с измерением малых активностей.

В некоторых случаях решающими могут оказаться такие свойства аппаратуры, как ее эксплуатационные качества, связанные с требуемой формой приготовления препарата и простотой смены образцов, диапазон энергий β - и γ -излучателей, доступный для регистрации, надежность и т. д.

Способы увеличения производительности установок

Существенного увеличения чувствительности и производительности радиометрической аппаратуры можно добиться в результате использования детекторов излучения, обладающих большой эффективностью счета и малым фоном. Однако возможен и другой путь увеличения производительности установки, связанный с уменьшением той части полного времени измерения, которая тратится на измерение фона. Ниже рассмотрены некоторые приемы сокращения времени измерения малых активностей.

Один из таких способов основан на применении отдельного счетчика для измерения фона. Установки, работающие по такому принципу, содержат два счетчика. Один в течение времени измерения регистрирует излучение препарата и фоновые отсчеты. Второй счетчик обычно помещают в такую же защиту, как и рабочий счетчик, но он регистрирует только фоновые отсчеты. Если известно соотношение между средними значениями фона рабочего счетчика n_{ϕ} и фона вспомогательного счетчика n'_{ϕ}

$$L = \frac{n_{\phi}}{n'_{\phi}},$$

то скорость счета препарата находят по формуле

$$n_0 = n - Ln'_{\phi},$$

где n — измеренная общая скорость счета, а n'_{ϕ} — измеренное за то же самое время значение фона вспомогательного счетчика.

Обозначим продолжительность одновременной регистрации активности и фона буквой T . Тогда относительная погрешность измерения скорости счета препарата дается выражением [13]

$$\delta = \frac{\sqrt{1 + \frac{n_{\phi}}{n_0}(1 + L)}}{\sqrt{n_0 T}}.$$

Если средние значения фона двух счетчиков равны, т. е. $n_{\phi} = n'_{\phi}$, то

$$\delta = \frac{\sqrt{1 + 2 \frac{n_{\phi}}{n_0}}}{\sqrt{n_0 T}}. \quad (12)$$

Основное преимущество техники измерения со вспомогательным счетчиком заключается в возможности исключения систематических ошибок измерения, которые могут возникать при изменении интенсивности внешнего γ -излучения, дающего вклад в фон счетчика. Поэтому помимо одинакового среднего фона, счетчики должны обладать одинаковой эффективностью регистрации внешнего γ -излучения. Практически это достигается при использовании однотипных счетчиков в качестве рабочего и вспомогательного.

Из формулы (12) найдем время, которое необходимо затрачивать на измерение активности при измерении фона вспомогательным счетчиком:

$$T = \frac{1 + 2 \frac{n_{\phi}}{n_0}}{\delta^2 n_0}.$$

Расчет с помощью этой формулы и формулы (10) показывает, что при измерении малых активностей применение вспомогательного счетчика для измерения фона позволяет вдвое сократить время измерения. С увеличением измеряемой активности различие во времени измерения сокращается.

Существенного выигрыша в чувствительности установки применение счетчика для измерения фона дать не может. Расчет показывает, что данная техника измерения не дает увеличения чувствительности более чем в 1,4 раза.

Технику вычитания фона можно автоматизировать. В работе [14] описана установка, в которой импульсы от рабочего счетчика подаются на пропускатель, управляемый импульсами от вспомогательного счетчика. В свинцовой защите рабочий счетчик имеет фон 10,74, а вспомогательный 9,75 *имп/мин*. Результирующий фон системы составляет 1,1 *имп/мин*.

Особенно просто осуществляется автоматическое вычитание фона при использовании реверсивных пересчетных схем.

При работе со сцинтилляционными счетчиками одновременное измерение активности и фона может быть выполнено без привлечения дополнительного счетчика для регистрации фона. Для этого можно воспользоваться спектральными свойствами сцинтиллятора. При измерении активности определенного радиоактивного изотопа импульсы, вызванные излучением препарата, лежат в некотором диапа-

зоне амплитуд с определенной верхней границей. Спектральные линии фоновых источников излучения в результате многократных актов рассеяния оказываются сильно размазанными, особенно в тех сцинтилляторах, которые обладают малой разрешающей способностью. Поэтому результаты измерения фона в соседних энергетических каналах оказываются сильно коррелированными.

Этим можно воспользоваться для одновременной регистрации фона и активности препарата [15]. На энергетической шкале сцинтилляционного счетчика выбирают два соседних канала. В первом канале регистрируют излучение препарата и фоновых источников, а во втором канале — только фоновые отсчеты, так как второй канал соответствует большим энергиям, чем максимальная энергия в спектре измеряемого препарата. По числу отсчетов, зарегистрированных во втором канале, можно найти среднее значение фона в первом канале.

В работе [15] такой способ определения фона использован при измерении активности археологических образцов по радиоактивному углероду с помощью жидкостного сцинтилляционного счетчика. Для регистрации β -излучения C^{14} был выделен канал в области энергий 30—150 *кэв*, а фоновые отсчеты регистрировались в диапазоне энергий 150—1000 *кэв*. Вспышки света в сцинтилляторе объемом 40 мл регистрировались фотоумножителем ФЭУ-11. В защите из стали толщиной 30 см и свинца толщиной 10 см фон в первом и во втором каналах составлял соответственно 22,4 и 41,6 *имп/мин*. При этом коэффициент корреляции между значениями фона в двух каналах оказался равным 0,832 при $T = 20$ ч.

Наконец, еще один способ увеличения производительности радиометрической аппаратуры, заключающейся в сокращении времени измерения фона, может быть основан на уверенности в том, что установка работает стабильно в течение некоторого времени T , на протяжении которого не происходит изменения среднего значения фона. Если такая уверенность есть, то за время T можно измерить несколько препаратов и выполнить только одно измерение фона, воспользовавшись этим значением для расчета скоростей счета препаратов и их активностей. Оказывается, что в данном случае затрата времени на измерение фона может быть меньше, чем суммарные затраты времени на измерение фона для каждого препарата. Поэтому за время

стабильной работы установки на ней можно измерить большее количество образцов.

Если измерению подлежат препараты одинаковой активности, то можно найти такое оптимальное распределение времени стабильной работы аппаратуры T между m измерениями активности и однократным измерением фона, которое обеспечит минимум относительной ошибки измерения активности каждого препарата. Такая схема измерения названа измерением типа $m + 1$ [16]. Если обозначить отношение общей скорости счета к величине фона R , а отношение скорости счета препарата к фону r , то выражения для оптимальных времен измерения можно записать в виде

$$t = T \frac{\sqrt{R/m}}{1 + \sqrt{mR}}; \quad t_{\Phi} = T \frac{1}{1 + \sqrt{mR}}.$$

Величину относительной ошибки измерения скорости счета каждого препарата находят по формуле

$$\delta = \frac{\sqrt{mR} + 1}{\sqrt{n_0 r T}}.$$

Из этой формулы можно найти, какое число образцов может быть измерено за время T при заданной точности измерения. Расчет показывает, что при прочих равных условиях производительность установки при работе по схеме измерения $m + 1$ больше, чем при необходимости измерять фон с каждым образцом. Относительное увеличение производительности зависит от требуемой точности измерений, величины r и времени стабильной работы установки. Например, если можно быть уверенным, что установка работает стабильно в течение рабочего дня ($T = 6$ ч), то при $n_0 = 2$ имп/мин, $r = 1$ и $\delta = 20\%$ на такой установке можно измерить вдвое больше образцов, чем в том случае, когда нет уверенности в столь длительной стабильности фона установки.

Измерение типа $m + 1$ по необходимости применяется при сравнительно точном определении абсолютной активности препаратов с помощью 4π-счетчика, если нужно учитывать вклад ложных импульсов в скорость счета препа-

рата. При этом после измерения фона счетчика и установки в нем препарата снимают несколько значений скорости счета при различных напряжениях на аноде счетчика. Полученное таким образом плато счетной характеристики экстраполируют к порогу гейгеровского режима счетчика, считая, что при нулевом перенапряжении ложные импульсы отсутствуют [17]. В этом случае пригодны вышеприведенные формулы для распределения времени и оценки точности измерения.

Радиометрические установки с постоянным фоном

Оценка чувствительности установок с постоянным фоном

Точность измерения активности с помощью радиометрической установки определяется общим объемом информации о фоне установки и общей скорости счета. Формула (2) отражает эту зависимость в том случае, когда вся информация получена в самом процессе измерения. Однако чаще всего о фоне установки имеется значительно большая информация, накопленная в результате его многократных измерений. Использование этой информации может позволить улучшить оценку точности каждого измерения активности, что эквивалентно увеличению чувствительности установки.

Наилучшим образом можно оценить чувствительность установки в том случае, когда многократные измерения фона установки свидетельствуют о его стабильности во времени, т. е. о постоянстве среднего значения фона. Конечно, отдельные значения результатов измерения фона всегда отличаются друг от друга из-за статистической природы фона. Стабильным следует считать фон тогда, когда фоновые отсчеты установки распределены в соответствии с законом Пуассона:

$$p(k) = \frac{(n_{\Phi} t)^k}{k!} e^{-n_{\Phi} t}, \quad (13)$$

причем интенсивность (средняя скорость счета) фона n_{Φ} , служащая параметром этого распределения, является постоянной величиной, не зависящей от времени. Установки, фон которых стабилен в указанном смысле, будем называть установками с постоянным фоном [18].

При измерении малых активностей с помощью газоразрядных счетчиков рабочий счетчик помещают в защиту из тяжелых материалов (свинец, сталь) для уменьшения вклада мягкой компоненты космического излучения и рассеянного γ -излучения в величину фона счетчика. Часть фона, обусловленную жестким космическим излучением, подавляют путем включения рабочего счетчика на антисовпадения с кольцом дополнительных счетчиков. Остаточный фон счетчика обычно обусловлен только излучением радиоактивных загрязнений конструкционных материалов счетчика и защиты, а также γ -излучением почвы и строительных материалов. Поскольку указанные источники фона являются, как правило, долгоживущими радиоактивными изотопами, интенсивность фона газоразрядных счетчиков в упомянутой защите должна быть постоянной. Следовательно, такие установки могут обладать постоянным фоном.

Однако при этом нужно выполнять некоторые дополнительные условия. Например, в лаборатории для измерения малых активностей не должно быть источников γ -излучения переменной интенсивности, так как защита тяжелыми материалами не устраняет, а только ослабляет вклад внешнего γ -излучения в фон счетчика. Техника приготовления и измерения радиоактивных препаратов должна исключать всякую возможность загрязнения установки радиоактивностью. Наконец, эффективность счетчика к излучению фоновых источников не должна меняться во времени.

Интенсивность фона установок может оказаться непостоянной в результате следующих причин. Если значительную часть фона счетчика вызывает космическое излучение, то средний фон счетчика может меняться в результате вариаций интенсивности космического излучения. В установках со сцинтилляционными счетчиками нестабильность коэффициента усиления фотоумножителя или дрейф порога дискриминатора также вызывает нестабильность интенсивности фона.

Рассмотрим статистические закономерности регистрации активности на установках с постоянным фоном. Интенсивность фона n_f считается заранее известной с очень высокой точностью.

Пусть в течение времени измерения t установка зарегистрировала k отсчетов, вызванных излучением измеряемого радиоактивного препарата и фонового источника.

По этим данным рассчитывают общую скорость счета

$$n = \frac{k}{t}$$

и скорость счета препарата

$$n_0 = n - n_{\Phi}.$$

В последнем равенстве случайная величина n_0 есть разность случайной величины n и постоянной величины n_{Φ} . В соответствии с известной теоремой о дисперсиях среднеквадратичное отклонение скорости счета препарата σ_0 в этом случае равно среднеквадратичному отклонению общей скорости счета σ

$$\sigma_0 = \sigma. \quad (14)$$

Таким образом, все особенности регистрации активности на установке с постоянным фоном определяются тем распределением вероятности, которому подчиняется общая скорость счета n . Если число отсчетов k велико, величина n следует нормальному распределению; последнее, однако, следует записать в виде [4]

$$p(n) = \frac{C}{\sqrt{2\pi k/t^2}} \exp \left[-\frac{(n - k/t)^2}{2k/t^2} \right]. \quad (15)$$

Нормировочный множитель C здесь необходим, потому что значение величины n не может оказаться меньше, чем интенсивность фона установки n_{Φ} . Значение постоянной C можно найти из условия нормировки

$$\int_{n_{\Phi}}^{\infty} p(n) dn = 1.$$

Выполняя интегрирование, находим

$$C = \frac{2}{1 + 2\Phi \left(\frac{k/t - n_{\Phi}}{\sqrt{k/t^2}} \right)}.$$

Если вычислить среднее значение и среднее квадратичное отклонение величины n , пользуясь распределением (15) с учетом значения множителя C , то получатся очень сложные выражения, которыми трудно пользоваться на практике [4].

Однако можно воспользоваться свойствами функции Лапласа и получить условия, в которых величина n с боль-

шой точностью следует обычному нормальному распределению [18]. Действительно, если потребовать, чтобы выполнялось неравенство

$$z = \frac{k/t - n_{\Phi}}{\sqrt{k/t^2}} \geq 4,$$

то $\Phi(z) \approx 0,5$. При этом множитель $C = 1$ и распределение (15) переходит в нормальное распределение со средним значением

$$n = \frac{k}{t}$$

и среднеквадратичным отклонением

$$\sigma = \sqrt{\frac{k}{t^2}}.$$

Учитывая формулу (14), получим выражение для среднеквадратичного отклонения скорости счета препарата

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{n}{t}}. \quad (16)$$

Сравнение с формулой (1) показывает, что учет постоянства фона установки позволяет дать лучшую оценку точности измерения скорости счета препарата. Однако было бы ошибочным считать, что в формуле (16) не учтены статистические флуктуации фона установки. Если бы флуктуации фона отсутствовали (например, при постоянной частоте следования фоновых импульсов), то для среднеквадратичного отклонения скорости счета препарата была бы справедлива оценка

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{n_0}{t}}.$$

Таким образом, наличие фона установки оказывает влияние на точность измерения активности, даже если он постоянен. Выигрыш в точности измерения по сравнению с тем случаем, когда фон заведомо неизвестен, получается в результате устранения влияния этой неопределенности на результат измерения.

Относительную среднеквадратичную погрешность измерения скорости счета препарата на установке с постоянным фоном можно записать с учетом формулы (16) в виде

$$\delta = \frac{\sqrt{\frac{n}{t}}}{n - n_{\phi}}. \quad (17)$$

Теперь полученное выше условие выполнимости нормального распределения для величины n можно записать иначе:

$$\frac{\sqrt{k/t^2}}{k/t - n_{\phi}} \leq 0,25.$$

Сравнивая этот результат с формулой (17), получим условие, выведенное нами ранее [см. формулу (7)]:

$$\delta \leq 0,25. \quad (18)$$

Это неравенство служит удобным критерием пригодности нормального распределения для интерпретации результатов измерений. Если при измерении активности на установке с постоянным фоном относительная погрешность измерения, подсчитанная по формуле (17), не превышает 25%, то можно быть уверенным в справедливости оценки величины активности и полученной оценки точности измерения.

На основании формулы (18) составлены табл. 2 и 3, где показано, сколько отсчетов нужно набрать за время измерения 60 и 360 мин на установке с постоянным фоном при различных значениях фона, чтобы обеспечить выполнение нормального распределения для измерений скорости счета. В этих таблицах приведены также скорости счета препарата, обеспечивающие набор указанного числа отсчетов, и минимальные активности, которые можно измерить на установках с постоянным фоном при различных значениях эффективности счета.

С помощью формулы (17) получают выражение для оценки минимальной активности, которую можно измерить на установке с постоянным фоном за время t с погрешностью, не превышающей δ . Если выражать минимальную активность в кюри, то

$$A_{\min} = \frac{1 + \sqrt{1 + 4\delta^2 n_{\phi} t}}{4,44\delta^2 F t} \cdot 10^{-12} \text{ кюри}. \quad (19)$$

Число импульсов, которое требуется набрать для обеспечения точности измерения 25%, и минимально измеримые активности при $t = 60$ мин

n_{ϕ} , имп/мин	k , имп	n_0 , имп/мин	$A_{\min}, \times 10^{-12}$ кюри, при эффектив- ности счета, %					
			10	20	40	60	80	100
0	16	0,27	1,2	0,6	0,30	0,20	0,15	0,12
0,5	61	0,52	2,3	1,2	0,59	0,39	0,29	0,23
1	100	0,66	3,0	1,5	0,75	0,50	0,38	0,30
2	172	0,87	3,9	2,0	0,98	0,65	0,49	0,39
5	376	1,27	5,7	2,9	1,4	0,95	0,71	0,57
10	710	1,82	8,2	4,1	2,1	1,4	1,0	0,82
20	1340	2,40	11	5,4	2,7	1,8	1,4	1,1
50	3210	3,50	16	7,9	3,9	2,6	2,0	1,6

Т а б л и ц а 3

Число импульсов, которое требуется набрать для обеспечения точности измерения 25%, и минимально измеримые активности при $t = 360$ мин

n_{ϕ} , имп/мин	k , имп	n_0 , имп/мин	$A_{\min}, \times 10^{-13}$ кюри, при эффектив- ности счета, %					
			10	20	40	60	80	100
0	16	0,045	2,0	1,0	0,5	0,33	0,25	0,20
0,5	242	0,17	7,7	3,9	1,9	1,3	0,96	0,77
1	442	0,23	10	5,0	2,5	1,7	1,3	1,0
2	832	0,31	14	7,0	3,5	2,3	1,8	1,4
5	1980	0,50	23	11	5,7	3,8	2,9	2,3
10	3840	0,70	32	16	8,0	5,3	4,0	3,2
20	7550	1,0	45	22	11	7,5	5,6	4,5
50	18 500	1,5	68	34	17	11	8,5	6,8

Сравнение этой формулы с формулой (9) показывает, что установки с постоянным фоном обладают чувствительностью, превосходящей примерно вдвое чувствительность установок, которые не обладают постоянным фоном. Наглядное представление о чувствительности установок с постоянным фоном дают рис. 3 и 4. На этих рисунках показаны семейства кривых, построенных с помощью формулы (19). Значения фона, которым соответствуют кривые, показаны справа возле каждой кривой.

Из сравнения соответствующих кривых на рис. 1 и 3 и на рис. 2 и 4, видно, что для установок с постоянным фоном характерен меньший разрыв между чувствительностью при наличии фона и чувствительностью, соответствующей нулевому фону. Заметно также, что даже при малых значениях фона установки с постоянным фоном обладают повышенной чувствительностью по сравнению с установками, требующими постоянного измерения фона.

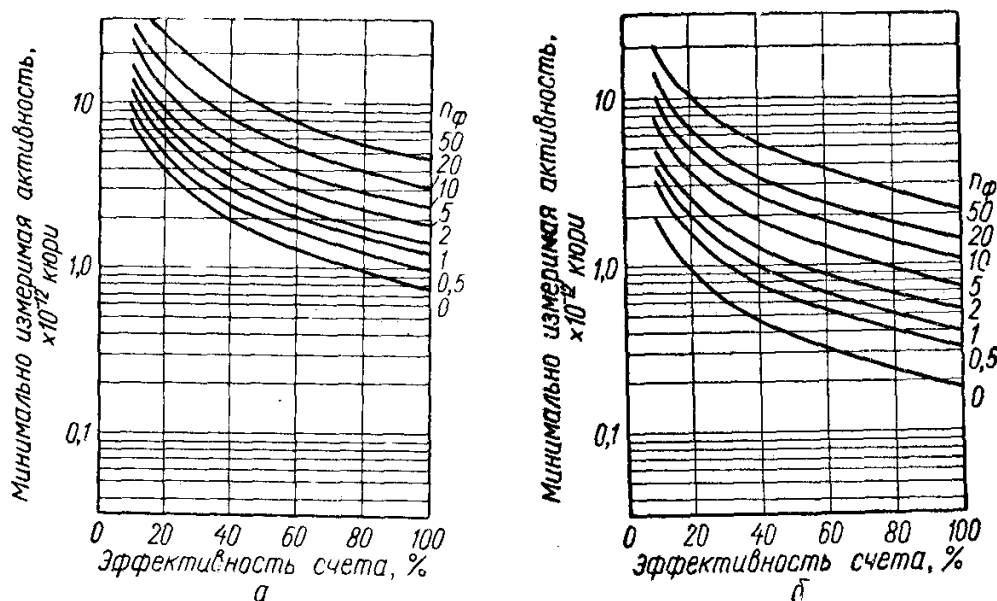


Рис. 3. Зависимость минимально измеримых активностей от эффективности счета на установках с постоянным фоном при $t = 60$ мин ($a - \delta = 10\%$; $b - \delta = 20\%$).

Из формулы (17) можно получить и выражение для оценки времени, которое надо затратить на измерение препарата определенной активности на установке с постоянным фоном. Выразив активность препарата в распадах на минуту, получим

$$t = \frac{1}{\delta^2 F A} + n_{\phi} \frac{1}{\delta^2 F^2 A^2}. \quad (20)$$

Здесь полное время измерения активности обозначено через t , так как время на измерение фона при работе на установке с постоянным фоном не тратится. Как и в формуле (10), время измерения представлено двумя слагаемыми, первое из которых соответствует нулевому фону установки, а вто-

рое отражает влияние фона на продолжительность измерения.

Сравнение формул (10) и (20) показывает, что увеличение времени измерения под влиянием фона на установках с нестабильным фоном превосходит как минимум в четыре раза соответствующую величину для установки с постоянным фоном. Таким образом, постоянство фона проявляется и в увеличении производительности установки.

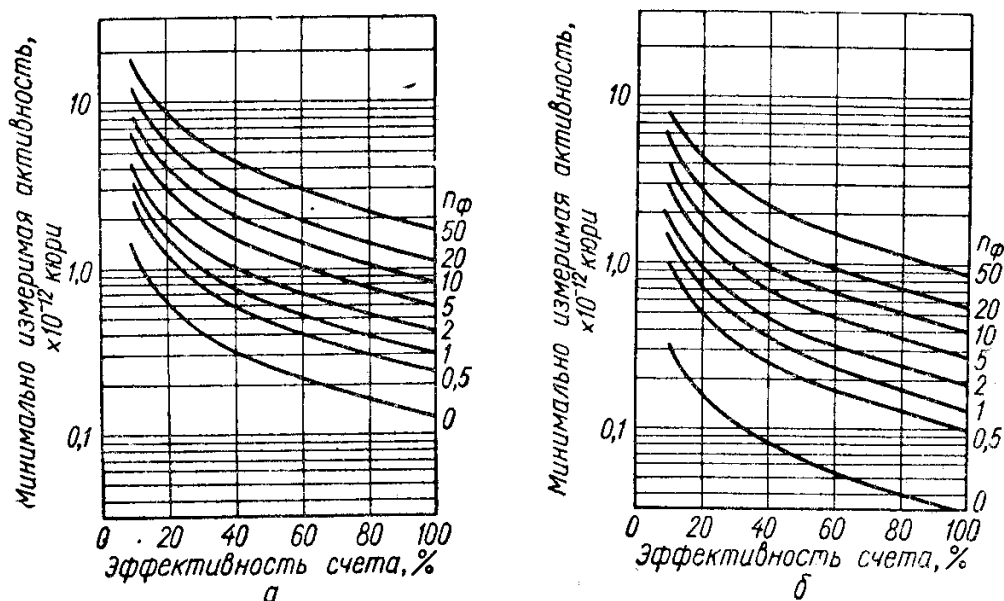


Рис. 4. Зависимость минимально измеримых активностей от эффективности счета на установках с постоянным фоном при $t = 360$ мин ($a - \delta = 10\%$; $б - \delta = 20\%$).

Табл. 4, рассчитанная на основании формулы (20), наглядно демонстрирует влияние фона и эффективности счета на производительность установок с постоянным фоном. В таблице показано, сколько препаратов, обладающих активностью 10 и 100 *расп/мин*, можно проанализировать при относительной погрешности измерения, не превышающей 10%. Сравнение этих данных с соответствующими значениями из табл. 1 свидетельствует о том, что установки с постоянным фоном обладают значительным преимуществом перед другими установками в отношении производительности. Особенно это проявляется при относительно больших значениях фона.

Число измерений, которые можно выполнить за 360 мин
на установках с постоянным фоном

n_{Φ} , имп/мин	$A = 10 \text{ расп/мин}$			$A = 100 \text{ расп/мин}$		
	Эффективность счета, %			Эффективность счета, %		
	100	50	10	100	50	10
0	36	18	3	360	180	36
0,5	35	16	2	358	178	35
1	32	15	1	356	176	32
2	30	12	—	352	173	30
5	24	9	—	342	163	24
10	18	6	—	327	150	18
20	12	3	—	300	128	12
50	6	1	—	240	90	6

Наконец, следует остановиться на сравнении точности измерения, которую можно обеспечить при измерении активности на установках с различными статистическими свойствами фона. Для этой цели удобно преобразовать формулы (2), (12) и (17) так, чтобы относительная погрешность измерения выражалась через скорость счета препарата, счета фона и полное время измерения.

При последовательном измерении фона и общей скорости счета

$$\delta = \frac{\sqrt{1 + \frac{n_{\Phi}}{n_0}} + \sqrt{\frac{n_{\Phi}}{n_0}}}{\sqrt{n_0 T}}.$$

При измерении фона дополнительным счетчиком, свойства которого идентичны свойствам рабочего счетчика,

$$\delta = \frac{\sqrt{1 + 2 \frac{n_{\Phi}}{n_0}}}{\sqrt{n_0 T}}.$$

При измерении активности на установке с постоянным фоном

$$\delta = \frac{\sqrt{1 + \frac{n_{\Phi}}{n_0}}}{\sqrt{n_0 t}}.$$

Таким образом, и в отношении достигаемой точности измерения установки с постоянным фоном обладают определенным преимуществом. Из всего вышеизложенного следует, что свойство постоянства фона установок является весьма существенным с точки зрения пригодности установок для измерения малых активностей. Поэтому увеличения чувствительности радиометрических установок можно добиться не только увеличением эффективности счета и снижением величины фона, но и мерами, направленными на устранение всех источников нестабильности среднего значения фона.

Установки, фон которых можно приближенно считать постоянным

Как указывалось выше, нестабильность среднего значения (интенсивности) фона установки может быть вызвана различными причинами. Это может быть, например, значительный вклад космического излучения, интенсивность которого подвержена вариациям. В подобных случаях не выполняются статистические закономерности, характерные для регистрации слабых потоков ядерного излучения на установках с постоянным фоном.

Всякие вариации интенсивности фона независимо от их природы должны приводить к ухудшению чувствительности. Однако естественно ожидать, что малые вариации интенсивности фона вызовут лишь небольшое ухудшение чувствительности.

Следовательно, должен существовать такой предел допустимой нестабильности фона установки, до которого установка в каком-то приближении может считаться установкой с постоянным фоном. В таком случае можно, не допуская большой ошибки, пользоваться формулой (17) для оценки точности измерения и формулами для оценки минимально измеримой активности (19) и времени измерения (20). Если допустить, например, что космическая компонента фона установки подавлена не полностью, но остаток ее составляет лишь малую долю фона, то вариации интенсивности космического излучения только в малой степени влияют на стабильность общего фона. Когда стабильность фона определяется режимом работы таких электронных устройств, как источник питания или дискриминатор, то

можно обеспечить известными приемами достаточно высокую стабильность соответствующих величин для того, чтобы вариации фона стали незначительными.

Очевидно, что требования к стабильности фона должны определяться заданной точностью измерения и величиной измеряемой активности, от которых зависит продолжительность измерения. При большом времени измерения вариации интенсивности фона могут внести значительную ошибку в оценку величины измеряемого эффекта, поэтому при измерении очень малых активностей требования к стабильности фона должны быть очень жесткими. И наоборот, даже значительные вариации интенсивности фона могут оказаться несущественными при измерении сравнительно больших активностей с небольшой точностью.

Ниже будут получены условия, при которых фон установки можно приближенно считать постоянным [19]. Для этого надо учесть, что при переменной интенсивности фоновые отчеты установки уже не будут следовать закону Пуассона (13), а распределяться в соответствии с так называемым сложным законом Пуассона. Для среднего значения отсчетов $\bar{k}$ и дисперсии числа отсчетов D [4] характерны соотношения

$$\bar{k}_\phi = \bar{n}_\phi t;$$

$$D_k = \bar{n}_\phi t + D_\phi t^2,$$

где $\bar{n}_\phi$ — среднее значение интенсивности фона; D_ϕ — дисперсия интенсивности фона.

Если среднее значение интенсивности фона известно с высокой точностью, то дисперсия D_0 скорости счета препарата

$$n_0 = n - \bar{n}_\phi$$

должна оцениваться следующим образом. В выражении для n_0 случайная величина n распределена нормально с дисперсией n/t , а случайная величина n_ϕ имеет среднее значение $\bar{n}_\phi$ и дисперсию D_ϕ . Поэтому на основании теоремы о дисперсии разности случайных величин имеем

$$D_0 = n/t + D_\phi,$$

откуда для среднеквадратичного отклонения скорости счета препарата и для относительной погрешности измерения получаем выражения

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{n}{t} + D_\Phi};$$

$$\delta = \frac{\sqrt{\frac{n}{t} + D_\Phi}}{n_0}. \quad (21)$$

Сравнение последнего выражения с формулой (17) показывает, что при прочих равных условиях вариации интенсивности фона ухудшают точность измерений даже в том случае, когда среднее значение интенсивности фона известно с большой точностью. Если при измерении активности на установке с недостаточно стабильным фоном вместо оценки точности по формуле (21) пользоваться, как при измерениях с постоянным фоном, формулой (17), то в оценке погрешности измерения будет допущена систематическая ошибка.

Считая допустимым некоторое систематическое преувеличение точности измерения, можно получить оценку того значения величины D_Φ , при котором вариации интенсивности фона можно считать несущественными. Сравнивая выражения (17) и (21) и пользуясь формулой конечных приращений, находим, что вариации интенсивности фона вносят следующее приращение $\Delta\delta$ в оценку точности измерения:

$$\Delta\delta = \frac{1}{2\delta} \cdot \frac{D_\Phi}{n_0^2}.$$

Для относительного изменения величины погрешности имеем

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} = \frac{1}{2\delta^2} \cdot \frac{D_\Phi}{n_0^2}.$$

Если считать, что допустима систематическая ошибка в оценке точности, не превосходящая 25% величины правильной оценки точности, то из предыдущего выражения получим неравенство, определяющее предельное значение D_Φ :

$$D_\Phi \leq 0,5 \delta^2 n_0^2 \quad (22)$$

или с учетом формулы (17)

$$D_{\Phi} \leq 0,5 \frac{n}{t}.$$

При введении $r = n_0/n_{\Phi}$

$$D_{\Phi} \leq 0,5 (r + 1) \frac{n_{\Phi}}{t}. \quad (23)$$

Чаще всего неизвестно распределение, которому следует интенсивность фона установки, следовательно, неизвестно и точное значение дисперсии D_{Φ} . Однако можно получить приближенную оценку этой величины, если известно, что интенсивность фона меняется от $\bar{n}_{\Phi} - \Delta n$ до $\bar{n}_{\Phi} + \Delta n$. В этом случае можно приближенно считать, что интенсивность фона равномерно распределена в указанном интервале. Тогда оценка дисперсии дается соотношением

$$D_{\Phi} = \frac{1}{3} (\Delta n)^2. \quad (24)$$

Сравнивая полученную таким образом величину с предельным значением по формуле (22) или (23), можно судить, насколько допустим в указанном смысле разброс значений интенсивности фона данной установки.

Применим полученные результаты к тому случаю, когда нестабильность фона установки вызвана вариациями интенсивности космической компоненты фона установки. Интенсивность остальных составляющих фона будем считать постоянной. В этом случае интенсивность фона может быть представлена двумя слагаемыми

$$n_{\Phi} = n_{\text{м}} + n_{\text{к}}.$$

Здесь $n_{\text{м}}$ есть постоянная интенсивность, обусловленная загрязнением материалов установки и другими источниками, а $n_{\text{к}}$ — космическая составляющая фона. Последняя компонента может испытывать изменения в пределах от $n_{\text{с}} - \Delta n$ до $n_{\text{с}} + \Delta n$, где $n_{\text{с}}$ — среднее значение космической составляющей фона, а Δn — амплитуда наиболее значительных вариаций этой составляющей. Предполагая распределение интенсивности космической составляющей фона равномерным в указанных пределах, получим в соответствии с формулой (24) верхнюю границу дисперсии фона за счет вариаций космической части фона.

Известно, что амплитуда вариаций интенсивности космического излучения не превышает 10% среднего значения интенсивности, если не считать больших возрастных изменений интенсивности космического излучения, связанных с мощными хромосферными вспышками на Солнце [20]. Поэтому можно считать, что $\Delta n = 0,1 n_c$ и в соответствии с формулой (24)

$$D_{\Phi} = \frac{0,01}{3} n_c^2. \quad (25)$$

Подставляя это значение дисперсии в формулу (22), получим оценку для допустимого значения космической составляющей фона установки

$$n_c \leq 12,3\delta n_0. \quad (26)$$

На основании этого выражения можно сделать следующий вывод. Если допустима погрешность измерения 10—20%, то фон установки можно считать постоянным для таких препаратов, которые дают скорость счета не меньшую, чем скорость счета, обусловленная космической составляющей фона установки.

Вклад космического излучения в величину фона счетчика можно оценить, если не принято никаких мер к подавлению жесткой составляющей космической части фона. Тогда значение n_c можно приближенно рассчитать, пользуясь известными значениями интенсивности жесткого космического излучения на уровне моря для различных геометрических условий [21]:

а) для излучения, проходящего через горизонтальную площадку,

$$I_1 = 0,75 \text{ част}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин});$$

б) для излучения, пересекающего сферу,

$$I_2 = 1,0 \text{ част}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин}).$$

I_2 имеет смысл числа частиц, проходящих через сферу единичного сечения в одну минуту.

Если приняты меры к снижению жесткой космической составляющей фона установки, но эти меры не обеспечивают полного подавления этой составляющей, то ее оценка требует специального исследования. Следуют заметить, что полное подавление космической составляющей фона установки вообще невозможно, поскольку в космическом излучении присутствуют нейтроны и γ -кванты. Однако в боль-

шинстве случаев вклад этой составляющей в общий фон установки очень мал.

С оценкой стабильности фона тесно связан вопрос о предельной чувствительности установки. Для решения этого вопроса найдем с помощью формулы (21) выражение для минимально измеримой активности

$$A_{\min} = \frac{1 + \sqrt{1 + 4\delta^2 t (\bar{n}_\phi + D_\phi t)}}{4,44 \delta^2 F t} \cdot 10^{-12} \text{ кюри.}$$

Отсюда получим то предельно малое значение измеримой активности A_0 , которое соответствует очень большому времени измерения. При $t \rightarrow \infty$

$$A_0 = \frac{\sqrt{D_\phi}}{2,22 \delta F} \cdot 10^{-12} \text{ кюри.} \quad (27)$$

Если положить бесконечно большим время измерения в формуле (19) для минимально измеримой активности на установке с постоянным фоном, то $A_0 = 0$. Отсюда видно, что вариации интенсивности фона установки устанавливают естественный предел чувствительности установки. Очевидно, что приведенная оценка величины A_0 не может быть улучшена.

Для установок, которые требуют определения величины фона в процессе каждого измерения, нельзя получить из формулы (9) оценки предельной чувствительности, подобной выражению для A_0 . Это объясняется тем, что формула (9) справедлива только для таких отрезков времени T , в течение которых сохраняется стабильность фона. Однако определенную оценку максимального значения такого времени получить трудно. Поэтому вряд ли можно установить определенную оценку предельных возможностей для измерения малых активностей на таких установках.

Рассмотрим в качестве примера возможности регистрации малых активностей с помощью счетчика Т-25-БФЛ. Торцовые счетчики Т-25-БФЛ [22] в свинцовой защите толщиной 4 см имеют фон около 25 имп/мин. По данным работы [23], космическая компонента фона счетчика в указанной защите составляет $n_c = 7$ имп/мин. Счетчик имеет очень малый наклон плато счетной характеристики, поэтому колебания напряжения не вызывают заметных вариаций интенсивности фона. Это дает основание предполагать, что

нестабильность фона может быть обусловлена лишь вкладом космического излучения.

Выясним, можно ли считать фон счетчика Т-25-БФЛ постоянным при измерении минимальных активностей, соответствующих условиям измерения, принятым на рис. 3 и 4. Эффективность счета при измерении активности β -излучателей с энергией $E_m > 0,5 \text{ Мэв}$ примем равной 15%. Тогда для $t = 60 \text{ мин}$ и $\delta = 10\%$ по рис. 3, а находим, что для $n_{\phi} = 25 \text{ имп/мин}$ $A_{\text{мин}} = 22 \cdot 10^{-12} \text{ кюри}$. Это соответствует скорости счета препарата $n_0 = 7,3 \text{ имп/мин}$. По формуле (26) получаем, что в этих условиях допустимо значение $n_c \leq 9 \text{ имп/мин}$. Следовательно, в этих условиях фон счетчика можно считать постоянным. Расчет по формуле (27) с учетом уравнения (25) показывает, что при заданной точности измерения предельное значение для измеряемой активности

$$A_0 = 12 \cdot 10^{-12} \text{ кюри}.$$

Если снизить требования к точности измерения и положить $\delta = 20\%$, то из рис. 3, б найдем $A_{\text{мин}} = 9 \cdot 10^{-12} \text{ кюри}$. При этом формула (26) дает $n_c \leq 7,4 \text{ имп/мин}$. Следовательно, и в этом случае космический вклад не мешает считать фон счетчика постоянным. В этих условиях при безграничном увеличении времени измерения

$$A_0 = 6,1 \cdot 10^{-12} \text{ кюри}.$$

Аналогичный расчет для $t = 360 \text{ мин}$ показывает, что для минимальных значений активности при условиях измерения, указанных на рис. 4, а и б, фон счетчика Т-25-БФЛ уже не может считаться постоянным. Указанные условия приводят при $n_{\phi} = 25 \text{ имп/мин}$ к требованию $n_c \leq \leq 3,5 \text{ имп/мин}$, в то время как космическая часть фона составляет 7 имп/мин .

Проверка постоянства фона радиометрических установок

Как уже отмечалось, существует много причин, которые могут привести к нестабильности фона установки. Обычно устранению этих причин способствуют меры, направленные на снижение величины фона. Так, защита счетчика свинцом или сталью от мягкого космического и γ -излучения в определенной степени снижает влияние возможного изменения радиационной обстановки в лаборатории на величину

фона. Подавление вклада жесткой компоненты космического излучения методом антисовпадений уменьшает величину фона и одновременно устраняет нестабильность фона в результате изменений интенсивности космического излучения.

В литературе есть указания на высокую стабильность фона установок, обладающих указанной защитой. Проверка фона счетчика Гейгера — Мюллера промышленного типа, помещенного в защиту из свинца и меловой породы и включенного на антисовпадения с жидким сцинтиллятором, показала, что в течение месяца только одно измерение фона из 43 дало отклонение от среднего значения, превышающее 2σ [24]. Детальный анализ фона проточного пропорционального счетчика, помещенного в защиту из стали и включенного на антисовпадения с пластическим сцинтиллятором, показал, что фоновые отсчеты следуют закону Пуассона [25]. Исследование фона проточного счетчика Гейгера—Мюллера, включенного на антисовпадения с гейгеровскими счетчиками и помещенного в защиту из стали, показало, что флуктуации значений фона не превосходят ожидаемых на основании закона Пуассона [26].

В ходе длительной эксплуатации проверено постоянство фона установки, описанной в работе [7]. В этой установке счетчик СТС-5 включен на антисовпадения с группой счетчиков этого же типа и помещен в защиту из свинца. Оказалось, что разброс сорока значений фона, измеренного в разное время на протяжении десяти месяцев, не превышает ожидаемого на основании закона Пуассона [18].

Однако можно указать пример нестабильности фона установки, в которой приняты все указанные выше меры для снижения фона. Медный счетчик внутреннего наполнения для счета трития показал тенденцию к снижению фона. За четыре месяца после изготовления этого счетчика фон установки снизился от $8,24 \pm 0,09$ до $7,89 \pm 0,07$ *имп/мин* [27].

В работе Козна [28] приведены результаты исследования фона десяти однотипных торцовых промышленных счетчиков. Исследование проводили в условиях непрерывной эксплуатации счетчиков в течение года. Счетчики, помещенные в свинцовые домики, находились в таком помещении, куда не вносили источников γ -излучения. Температура в помещении поддерживалась постоянной с помощью установки для кондиционирования воздуха. Измерение фона проводили днем в течение 300 *мин*, что обеспечивало по-

грешность измерения около 1,2% при средней величине фона 23 *имп/мин*. Препараты измеряли ночью, при этом скорость счета препаратов не превышала 7 *имп/мин*; кроме того, принимались все меры против загрязнения счетчиков радиоактивностью. Одновременно с измерениями препаратов проводили контроль постоянства счетных характеристик счетчиков и эффективности счета. Эффективность счета менялась не более чем на 6% (среднее изменение 4,6%).

Измерения показали, что в 80% случаев различие между значениями фона счетчиков в последовательные два дня не превышает 1% средней величины фона. В 20% случаев среднее расхождение между последовательными значениями фона составило 2,3%. Наблюдались и вариации с большим периодом изменения интенсивности фона. Однако разность между наибольшими и наименьшими значениями фона для каждого счетчика за год в среднем составила 6% величины средней интенсивности фона.

По окончании измерений все счетчики были на год выключены, после чего снова были измерены значения фона за 360 *мин*, которые не вышли за пределы возможных статистических отклонений.

В описанном эксперименте интенсивность фона счетчиков могла меняться в зависимости от изменения интенсивности космического излучения и загрязненности воздуха радиоактивными выбросами ядерных реакторов, которые находились в нескольких километрах от лаборатории. Однако последний фактор вряд ли играл существенную роль, так как только один раз за год монитор загрязненности воздуха, расположенный в нескольких километрах от лаборатории, показал трехкратное превышение обычного уровня загрязнений. Поэтому можно считать, что результаты этого эксперимента подтверждают расчеты, приведенные для счетчика Т-25-БФЛ, имеющего такую же конструкцию и фон, как и счетчики в работе Козна. Действительно, наблюдавшиеся расхождения между максимальным и минимальным значениями фона в этом эксперименте соответствуют той амплитуде вариаций фона $\Delta n = 0,7$ *имп/мин*, которая может быть обусловлена жесткой космической компонентой фона, равной 7 *имп/мин*.

Рассмотренные примеры исследования свойств фона различных установок показывают, что без экспериментальной проверки нельзя считать фон установки постоянным, даже если приняты меры, обеспечивающие это важное

свойство установки. С другой стороны, экспериментальная проверка, даже если она выявит непостоянство фона, дает сведения о том, в каких условиях измерения фон данной установки можно считать приближенно постоянным. Ниже будут рассмотрены способы проверки постоянства фона радиометрических установок.

Статистическая проверка постоянства фона установки существенно опирается на свойства закона Пуассона (13), которому подчиняется распределение фоновых отсчетов установки в том случае, когда интенсивность фона n_{ϕ} на самом деле постоянна. Известно, что распределение Пуассона имеет следующие свойства. Среднее число отсчетов $\bar{k}$ за время измерения t имеет вид

$$\bar{k} = n_{\phi} t.$$

Дисперсия числа отсчетов, которую обозначим σ_k^2 , равна среднему числу отсчетов

$$\sigma_k^2 = n_{\phi} t.$$

Условимся случайную величину скорости счета фона, полученную в результате измерения k фоновых отсчетов за время t , обозначать буквой n , сохраняя обозначение n_{ϕ} за интенсивностью фона. Тогда среднее значение величины

$$n = \frac{k}{t}$$

равно n_{ϕ} , а дисперсия этой величины σ_n^2

$$\sigma_n^2 = \frac{n_{\phi}}{t}. \quad (28)$$

Если в результате l измерений (при одинаковом времени измерения t) получен ряд значений скорости счета фона

$$n_1, n_2, \dots, n_l,$$

то на основании этого ряда рассчитывают среднее значение скорости счета фона

$$\bar{n} = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^l n_i$$

и эмпирическую дисперсию скорости счета фона s^2

$$s^2 = \frac{1}{l-1} \sum_{i=1}^l (n_i - \bar{n})^2. \quad (29)$$

При большом числе измерений средняя скорость счета $\bar{n}$ близка к интенсивности фона n_ϕ , а эмпирическая дисперсия s^2 при постоянном фоне стремится к величине σ_n^2 , которая определяется формулой (28). Поэтому можно считать, что предположение о постоянстве фона установки не противоречит результатам эксперимента, если достаточно точно выполняется равенство

$$s^2 = \frac{\bar{n}}{t}$$

или

$$s^2 < \frac{\bar{n}}{t}.$$

Когда же s^2 заметно превышает теоретическую дисперсию, то это может служить указанием на непостоянство фона. Однако при этом следует иметь в виду, что величины s^2 и $\bar{n}$ являются случайными, следовательно, и при постоянном фоне s^2 может превышать величину $\bar{n}/t$ из-за случайных причин. Поэтому предположение о постоянстве фона установки следует браковать только тогда, когда мала вероятность, что найденное превышение случайно. Этот вопрос решается на основании свойств так называемого F -распределения.

F -распределению следует величина дисперсионного отношения [29]:

$$F = \frac{s^2}{\bar{n}/t}, \quad (30)$$

причем функция распределения этого отношения зависит от числа степеней свободы величин s^2 и $\bar{n}/t$. Величина s^2 имеет $l - 1$ степеней свободы, а величина $\bar{n}/t$ — число степеней свободы, равное $2K + 2$ [30], где

$$K = \sum_{i=1}^l k_i.$$

Поскольку общее число импульсов K , из которого определяется средняя скорость счета фона $\bar{n}$, обычно очень велико,

число степеней свободы величины n/t можно считать бесконечным; тогда F -распределение зависит только от числа степеней свободы $l - 1$.

Т а б л и ц а 5

Критические значения F_q для величины
дисперсионного отношения F

$q, \%$	Значение $l-1$									
	9	10	12	15	20	24	30	40	60	120
2,5	2,11	2,05	1,95	1,83	1,71	1,64	1,57	1,48	1,39	1,27
5	1,88	1,83	1,75	1,67	1,57	1,52	1,46	1,39	1,32	1,22
10	1,63	1,60	1,55	1,49	1,42	1,38	1,34	1,30	1,24	1,17

В табл. 5 представлены критические значения F_q величины дисперсионного отношения F , справедливые, когда $K > 500$. Величины F_q приведены для различных значений вероятности q того, что значение F превзойдет F_q из-за случайных причин. Вероятности q выбраны достаточно малыми (2,5; 5; 10%) для того, чтобы с уверенностью отбросить предположение о постоянстве фона установки, если окажется, что $F > F_q$, при данном числе степеней свободы $l - 1$. Данные табл. 5 взяты из работы [30].

Таким образом, если для l значений фона установки получена дисперсия s^2 и оказалось, что $s^2 > \bar{n}/t$, то необходимо составить величину дисперсионного отношения (30) и сравнить эту величину со значением F_q из табл. 5 при выбранном уровне значимости q . Если $F < F_q$, фон установки можно считать постоянным. Надежность такого утверждения, как будет показано ниже, растет с увеличением числа измерений и времени отдельного измерения. В случае, когда $F > F_q$, предположение о постоянстве фона можно забраковать. При этом вероятность случайно забраковать правильное предположение равна q .

Если проверка с помощью критерия F_q свидетельствует о непостоянстве фона, то можно грубо оценить дисперсию интенсивности фона по разности

$$D_{\Phi} = s^2 - \frac{n}{t}.$$

Полученная таким образом величина позволяет с помощью формул (22) и (23) решить вопрос, можно ли считать фон данной установки приближенно постоянным в принятых условиях измерения.

Описанный способ проверки постоянства фона установки имеет тот недостаток, что требует постановки специального эксперимента, в результате которого получают ряд равно-точных, т. е. полученных за одинаковые отрезки времени, значений скорости счета фона. На проведение такого эксперимента требуются большие затраты времени. Непроизводительных затрат времени можно избежать, если для исследования свойств фона установки воспользоваться значениями ее фона, полученными в тот период эксплуатации установки, когда о стабильности фона ничего не известно и фон определяется для каждого измерения скорости счета препарата. В процессе такой работы в журнале измерений накапливается большое количество значений фона, полученных за различные отрезки времени измерения фона.

Обозначим отдельные значения фона n_i , а соответствующие им величины времени измерения τ_i . Тогда всю информацию о фоне установки, накопившуюся с начала эксплуатации установки, можно представить в виде двух рядов соответствующих величин

$$n_1, n_2, \dots, n_l;$$

$$\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_l.$$

Отсюда можно найти среднее значение фона установки

$$\bar{n} = \frac{\sum_{i=1}^l n_i \tau_i}{\sum_{i=1}^l \tau_i}.$$

Для проверки постоянства фона следует составить статистику

$$\chi^2 = \frac{1}{\bar{n}} \sum_{i=1}^l (n_i - \bar{n})^2 \tau_i. \quad (31)$$

Можно показать, что величина, рассчитанная по формуле [31], следует распределению χ^2 с числом степеней свободы $l - 2$. Действительно, если при каждом измерении фона

число набранных импульсов велико, то величина нормированного уклонения

$$\frac{n_i - \bar{n}}{\sqrt{\bar{n}/\tau_i}}$$

распределена нормально со средним значением, равным нулю, и единичной дисперсией. Известно, что сумма l квадратов таких случайных величин следует распределению χ^2 с числом степеней свободы, равным l [29]. Однако нормированные уклонения связаны линейной зависимостью и средняя величина фона определяется из опытных данных; поэтому число степеней свободы статистики (31) уменьшается до $l - 2$.

Математическое ожидание случайной величины, следующей распределению χ^2 , равно числу степеней свободы. Этим фактом можно воспользоваться для суждения о свойствах фона установки. Если величина, рассчитанная по формуле (31), близка к $l - 2$, то это может служить подтверждением предположения о постоянстве фона установки. Когда величина χ^2 значительно превышает число степеней свободы, это можно объяснить колебаниями интенсивности фона в процессе набора величин n_i .

Для вынесения более обоснованного суждения о стабильности фона следует пользоваться таблицами критических значений χ_α^2 . Величины χ_α^2 зависят от числа степеней свободы и вероятности α того, что случайная величина χ^2 окажется больше, чем χ_α^2 . Таблицы значений χ_α^2 приведены в работах [30] и [31], а также в приложении к работе [29]. Получив по формуле (31) значение величины χ^2 , следует задаться достаточно малой вероятностью α (например, $\alpha = 10\%$) превышения χ^2 критического значения χ_α^2 . По таблицам значений χ_α^2 находят значение этой величины, соответствующее числу степеней свободы и выбранному уровню значимости α . Если неравенство $\chi^2 < \chi_\alpha^2$ выполняется, то экспериментальные данные не опровергают предположения о постоянстве фона установки. При $\chi^2 > \chi_\alpha^2$ следует считать, что фон установки нестабилен.

Далее рассмотрим, какой объем информации, накопленной в процессе измерений фона, обеспечивает надежность суждений о постоянстве или непостоянстве фона установки. Надежность суждений при статистической проверке гипотез

оценивается с помощью вероятностей допустить ошибки первого и второго рода. Ошибка первого рода допускается тогда, когда правильное предположение о постоянстве фона отвергается на основании того, что величина χ^2 случайно превышает критический уровень χ^2_α . Вероятность допустить ошибку первого рода, если фон в действительности стабилен, равна α . Вероятность α может быть заранее задана достаточно малой.

Ошибка второго рода совершается тогда, когда по результатам эксперимента выносится суждение о постоянстве фона, в то время как в действительности интенсивность фона изменяется. Вероятность допустить ошибку второго рода зависит от величины дисперсии интенсивности фона D_Φ и принятого уровня значимости α , при котором отвергается гипотеза о постоянстве фона. Вероятность ошибки второго рода обозначим $1 - \beta$, где β — мощность критерия (31).

Если фон установки изменяется, то дисперсия отдельного измерения фона на основании сложного закона Гауссона имеет вид

$$\sigma^2 = \frac{\bar{n}}{\tau_i} + D_\Phi.$$

В случае же постоянного фона дисперсия отдельного измерения дается выражением

$$\sigma_0^2 = \frac{\bar{n}}{\tau_i}.$$

Величина отношения σ^2/σ_0^2 , усредненная по всем измерениям, характеризует степень расхождения между гипотезой о постоянстве фона и альтернативной гипотезой. Обозначим эту величину θ . Тогда

$$\theta = 1 + D_\Phi \frac{\tau}{\bar{n}}, \quad (32)$$

где

$$\tau = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^l \tau_i.$$

Можно допустить возможность, что процедура проверки постоянства фона с помощью критерия χ^2 не вскроет колебаний интенсивности фона, характеризующихся малой величиной D_Φ . Но следует потребовать, чтобы при больших D_Φ

нестабильность фона вскрывалась достаточно надежно. В качестве границы малых и больших величин дисперсии D_{ϕ} нужно выбрать то значение D_{ϕ} , при котором фон установки можно считать приближенно постоянным. Полагая, что приближенное постоянство фона должно обеспечиваться при измерении малых скоростей счета препарата, получим граничное значение D_{ϕ} из формулы (23):

$$D_{\phi} = 0,5 \frac{\bar{n}}{t}.$$

Подставив это значение дисперсии фона в формулу (32), будем иметь выражение для допустимого значения θ :

$$\theta = 1 + 0,5 \frac{\tau}{t}.$$

Предполагается, что время t предназначено в дальнейшем для измерения активности препаратов, если фон установки оказывается приближенно постоянным.

Мощность критерия β дает вероятность того, что при заданной величине θ проверка постоянства фона с помощью критерия χ^2 отбрасывает гипотезу о постоянстве фона. Известно [32], что вероятность ошибки первого рода α , величины β и θ связаны соотношением

$$\theta = \frac{\chi_{\alpha}^2}{\chi_{\beta}^2}. \quad (33)$$

В этом соотношении величины χ_{α}^2 и χ_{β}^2 зависят от числа степеней свободы, а следовательно, от числа измерений фона, по которым проверяется свойство постоянства фона. Задавшись значениями ошибок первого и второго рода, можно найти из уравнения (33) число измерений, обеспечивающих вскрытие непостоянства фона с надежностью β .

При выборе величин α и β следует руководствоваться следующими соображениями. Если допускается ошибка первого рода, то в дальнейшем придется непроизводительно затрачивать время на измерения фона. Поэтому целесообразно задаваться малыми значениями вероятности ошибки первого рода α , например 0,1 или 0,05. Ошибка второго рода опасна настолько, насколько опасно преувеличить точность измерения активности, пользуясь формулами для установок с постоянным фоном, в то время как фон установки изменяется. Поэтому допустимая величина ошибки

второго рода определяется спецификой той задачи, которая требует измерения малой активности.

Уравнение (33) решено для различных значений θ , что соответствует различным значениям отношения τ/t . Решения, полученные для различных значений величин α и β ,

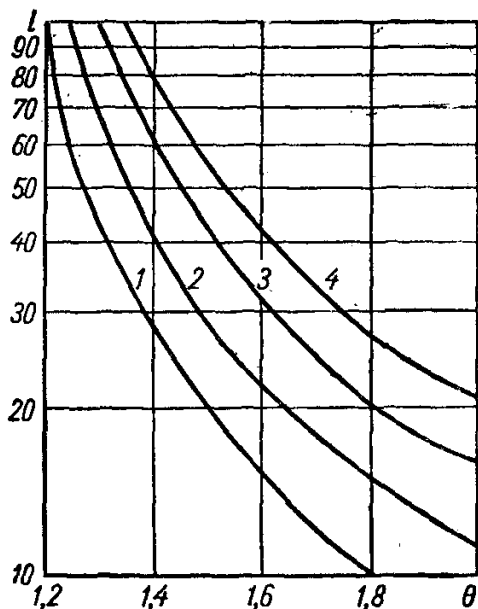


Рис. 5. Число измерений, необходимое для проверки постоянства фона:
 1 — $\alpha = 0,1$, $\beta = 0,5$; 2 — $\alpha = 0,1$, $\beta = 0,6$;
 3 — $\alpha = 0,05$, $\beta = 0,6$; 4 — $\alpha = 0,05$, $\beta = 0,7$.

приведены на рис. 5, который дает представление о необходимом числе измерений фона при проверке постоянства фона. Следует заметить, что проведенная оценка объема информации, необходимой для проверки постоянства фона, справедлива и в том случае, когда проверку проводят с помощью дисперсионного отношения F (30). Это следует из того, что при достаточно большом общем числе импульсов, из которого находят величину $\bar{n}$, дисперсионное отношение достаточно точно следует распределению χ^2 с числом степеней свободы $l - 1$.

Описанная схема проверки постоянства фона с помощью критерия χ^2 для неравноточных измерений фона может оказаться полезной и тогда, когда постоянство фона уже установлено. Действительно, время от времени необходимо контролировать фон установки и эффективность счета, так как постоянство этих двух величин говорит о надежной работе всех узлов установки. Применение для этой цели критерия χ^2 удобно как раз потому, что при более или менее случайных проверках фона его значения скорее всего будут неравноточными.

Пути повышения чувствительности радиометрических установок

Установки с большой эффективностью

В предыдущих главах было показано, что чувствительность установок для измерения малых активностей зависит от эффективности счета регистрируемого излучения, величины фона и степени его стабильности. При этом особенно заметное влияние на чувствительность установки оказывает эффективность счета. Поэтому наибольших успехов в повышении чувствительности можно добиться на пути увеличения эффективности счета.

Выражение для эффективности счета может быть представлено в виде

$$F = \varepsilon \eta K_n s, \quad (34)$$

где ε — эффективность счетчика к данному излучению, определяемая как вероятность того, что, попадая в чувствительный объем счетчика, β -частица или γ -квант будут зарегистрированы; η — геометрический фактор счетчика, показывающий, какая часть всего излучения препарата направляется в чувствительный объем счетчика; K_n — поправка на поглощение излучения, показывающая, какая доля излучения проходит от препарата через все поглотители на пути к чувствительному объему счетчика; s — поправка на самопоглощение излучения в толще препарата.

Наибольшего значения эффективность счета достигает тогда, когда все величины, входящие в формулу (34), равны единице. Такая ситуация характерна для регистрации β -излучения с помощью 4π -счетчика (рис. 6). Радиоактивный препарат размещают внутри счетчика на очень тонкой пленке, обычно металлизированной. С помощью петлевых анодов, на которые подается высокое напряжение, в верх-

ней и нижней частях счетчика создаются электрические поля, обеспечивающие работу счетчика в пропорциональном или гейгеровском режиме. 4л-Счетчики обычно работают при непрерывном токе рабочего газа, поэтому счетчик снабжается оливками для входа и выхода газа.

Телесный угол, под которым из препарата виден чувствительный объем счетчика, составляет 4л, и геометрический фактор такого счетчика равен единице. Если препарат имеет малую массу и размещен на очень тонкой подложке, то и остальные величины в формуле (34) равны единице. Это обстоятельство, чрезвычайно важное при эталонировании β -излучателей, обеспечивает большие преимущества 4л-счетчиков при измерении малых активностей [33].

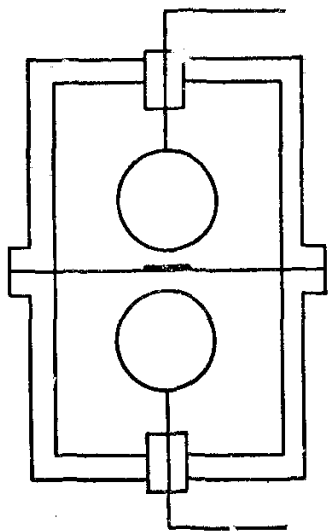


Рис. 6. Схема 4л-счетчика.

Несколько 4л-счетчиков для измерения малых активностей сконструировано К. А. Петржаком и Р. В. Седлецким [34]. Внутренний объем всех этих счетчиков представляет собой сферу, разделенную по диаметру перегородкой, в центре которой имеется отверстие диаметром 10 мм, окруженное кольцевой выточкой. В эту выточку помещают кольцо с тонкой коллодиевой пленкой для нанесения препарата. Счетчики с диаметром внутренней сферы 50 мм изготовлены из стали и тефлона, а счетчик с внутренним диаметром 30 мм сделан из полиэфирной смолы. В двух последних счетчиках катоды образованы напылением золота на поверхность сферы. Аноды счетчиков петлеобразные. Режим работы счетчиков — проточный, в качестве рабочего газа используется метан.

Фон счетчиков был измерен в метро на такой глубине, где уже не было заметного вклада космических мезонов. От излучения окружающих материалов и пород счетчики были защищены экранами из свинца 20 см, стали 5 см и латуни 1,6 см. В такой защите фон счетчиков с внутренним диаметром 50 мм оказался равным 5—7 имп/мин, а фон счетчика с внутренним диаметром 30 мм — 2—4 имп/мин.

В дальнейшем конструкция счетчика была усовершенствована [35]. Счетчик из нержавеющей стали с диаметром

внутренней сферы 30 мм был снабжен шибером для смены образцов без нарушения состава газа в счетчике. Фон этого счетчика составляет 2—3 *имп/мин*. Чувствительность описанных счетчиков велика. Из рис. 1,а видно, что эти счетчики позволяют за 60 *мин* регистрировать активность около $3 \cdot 10^{-12}$ *кюри* с погрешностью 10%. Такую же чувствительность имеет 4л-счетчик, описанный В. В. Емельяновым [36].

Чувствительность 4л-счетчика можно повысить дальнейшим снижением фона. В работе [37] описан 4л-счетчик, состоящий из двух цилиндров диаметром 20 мм и высотой 17 мм с петлевыми анодами, между которыми на тонкой пленке из перхлорвиниловой смолы находится препарат.

Счетчик помещен в экран из свинца толщиной 5 см. Внутри свинцового экрана размещено кольцо счетчиков МС-6, включенных в схему антисовпадений с центральным счетчиком для исключения мезонной компоненты фона. Излучение радиоактивных загрязнений свинца и стекла счетчиков МС-6 поглощается экранами из латуни и плексигласа. Включение схемы антисовпадений дает возможность снизить фон такого счетчика с 5 до 1 *имп/мин*. Это позволяет в принятых выше условиях ($T = 60$ *мин*, $\delta = 10\%$) измерять активность от $2 \cdot 10^{-12}$ *кюри*.

При измерении малых активностей с помощью 4л-счетчиков не всегда удается обеспечить условия, при которых эффективность счета равна 100% и не зависит от энергии измеряемого β -излучения. Эти условия с приемлемой точностью могут быть выполнены при эталонировании радиоактивных растворов с малой концентрацией носителя. При измерении же активности малоактивных препаратов зачастую невозможно готовить «невесомые» препараты. Если измеряемая активность выделена из какого-то объекта с заметным количеством носителя, то потери в эффективности счета обусловлены не только самопоглощением β -излучения в препарате, но и поглощением в органической пленке или металлической фольге, в которую приходится упаковывать полученный радиоактивный препарат. Однако и в этом случае эффективность счета остается очень высокой. В работе [37], например, показано, что при измерении с помощью 4л-счетчика 24 *мг* препарата Y^{90} , заклеенного с двух сторон алюминиевой фольгой толщиной 5 *мкм*, эффективность счета составляет 77%.

4л-Счетчики, работающие в проточном режиме, трудно использовать для очень длительных измерений, так как колебания давления и состава рабочего газа могут привести к нарушению режима работы счетчика. В работе [17] описана конструкция 4л-счетчика, обеспечивающая непрерывную работу счетчика при одном наполнении рабочей газовой смесью в течение трех дней. Это обеспечивает возможность значительного повышения чувствительности счетчика.

Для измерения активности β -радиоактивных газов применяют счетчики внутреннего наполнения. Введение радиоактивного газа в чувствительный объем счетчика обеспечивает высокую эффективность счета даже для таких мягких β -излучателей, как C^{14} ($E_m = 155$ кэв) и T^3 ($E_m = 18$ кэв). Поэтому счетчики внутреннего наполнения с успехом используют для измерения малых активностей указанных излучателей.

Техника измерения газообразных образцов, содержащих C^{14} , применяется при датировании археологических объектов по содержанию в них радиоактивного углерода. Из органических образцов получают углекислый газ, которым после тщательной очистки наполняют газоразрядный счетчик. При больших размерах счетчика и относительно больших давлениях газа эффективность счета близка к 100%. Например, счетчик с рабочим объемом 4,5 л [38] при заполнении его до давления 2 атм углекислым газом, синтезированным из современного углерода, дает скорость счета препарата $n_0 = 68,4$ имп/мин. Сравнительно низкий фон счетчика ($n_{\phi} = 27$ имп/мин) обеспечивается защитой, состоящей из свинцового экрана толщиной 20 см и кольца счетчиков антисовпадений для подавления мезонной компоненты фона.

В работе [27] описан счетчик внутреннего наполнения для счета трития. Для анализа образцов воды на содержание в них трития счетчик заполняют водородом, полученным из образца воды. При давлении водорода 1 атм эффективность счета для β -излучения трития составляет 98,7%.

Близкую к 100% эффективность счета можно получить при растворении β -радиоактивного препарата в жидком сцинтилляторе [39, 40]. В жидком сцинтилляторе для растворенного радиоактивного соединения совершенно отсутствует самопоглощение, и не имеет смысла говорить о поправке на поглощение, так как излучающие ядра находятся непо-

средственно в чувствительном объеме детектора излучения. Потери в эффективности счета могут быть связаны только с уходом β -частиц в стенки кюветы для жидкого сцинтиллятора, но при большом объеме сцинтиллятора эти потери невелики. Способ регистрации β -активности введением излучателя в жидкий сцинтиллятор сравнительно просто реализуется при измерении активности радиоактивного углерода, ибо из углерода легко синтезировать растворимые в жидком сцинтилляторе органические соединения. Однако чаще всего введение препарата в жидкий сцинтиллятор связано с определенными трудностями, так как обычно растворение посторонних веществ в жидких сцинтилляторах ведет к ухудшению их свойств. С другой стороны, приходится сталкиваться и с ограниченной растворимостью химического соединения, содержащего активность, в жидком сцинтилляторе.

Трудности, связанные с введением активности в жидкий сцинтиллятор, преодолены в методе регистрации β -излучения мелкодисперсных суспензий, взвешенных в жидком сцинтилляторе [41]. По такому методу активный препарат вводят в жидкий сцинтиллятор в виде нерастворимых в сцинтилляторе соединений, поэтому препарат не оказывает влияния на сцинтилляционные свойства детектора излучения. В то же время основное преимущество жидкостного сцинтилляционного счета — высокая эффективность регистрации излучения — полностью сохраняется, так как самопоглощение β -излучения в мелкодисперсных частицах суспензии может быть пренебрежимо малым.

При измерении активности суспензии в жидком сцинтилляторе необходимо предотвратить оседание частиц в процессе измерения. Для этого жидкий сцинтиллятор должен обладать большой вязкостью. Повышение вязкости сцинтиллятора достигается добавлением какого-либо гелеобразующего вещества. Например, таким гелеобразующим агентом может быть стеарат алюминия. Однако такой агент заметно уменьшает световой выход сцинтиллятора. Амплитуда импульсов, полученных от геля с добавкой стеарата алюминия, составляет всего 60% амплитуды, измеренной для чистого исходного сцинтиллятора [42].

Д. Г. Флейшман и Л. Г. Шахиджанян [43] нашли, что наилучшим гелеобразующим агентом является плексиглас, так как он не вызывает уменьшения светового выхода жидкого сцинтиллятора и доступен. Сцинтиллирующий гель изготавливают следующим образом. В жидкий сцинтиллятор

(состав 4 г/л *p*-терфенила + 0,1 г/л РОРОРа в толуоле) добавляют плексигласовую стружку. При нагревании сцинтиллятора до 100° С стружка растворяется в нем за несколько минут. Вязкость полученного геля зависит от концентрации растворенного плексигласа. Рекомендуются растворять 5—8 вес. % плексигласа.

Препарат, подлежащий измерению, растирают в ступке, переносят в стеклянную кювету и смачивают небольшим количеством жидкого сцинтиллятора. Затем в кювету заливают 20 мл сцинтиллирующего геля и встряхивают в течение 2—3 мин. Образуется равномерная устойчивая взвесь. Кювету с приготовленной суспензией помещают на окно фотоумножителя, который регистрирует световые вспышки, происходящие в сцинтиллирующем геле под действием β -частиц препарата.

В описанных условиях измерения гель обладает следующими сцинтилляционными свойствами [44]. В сочетании с фотоумножителем ФЭУ-С, помещенным в защиту из 5 см свинца, сцинтиллирующий гель дает фон 29 имп/мин, если уровень дискриминатора соответствует энергии β -частиц 70 кэв. При этом эффективность счета для излучения K^{40} равна 98 %, а для $Sr^{90} + Y^{90}$ составляет 91 %. В соответствии с рис. 1, а это дает возможность за 60 мин регистрировать активность $7 \div 8 \cdot 10^{-12}$ кюри с погрешностью 10 %. Масса любых препаратов может составлять 100—300 мг. Если же регистрировать излучение белой золы биоматериалов, то в кювету объемом 20 мл можно поместить несколько граммов золы без ухудшения эффективности.

Эффективность счета для жидкостных сцинтилляционных счетчиков обычно определяют методом внутреннего стандарта, т. е. помещением в сцинтиллятор идентичного препарата известной активности. Однако эта операция может привести к некоторым изменениям условий регистрации излучения. Определение фона детектора со сцинтиллирующим гелем также связано с некоторыми трудностями, так как иногда в сцинтиллятор невозможно поместить идентичный нерадиоактивный препарат. Измерение же фона с чистым гелем приводит к нарушению условий измерения в результате изменения прозрачности.

Для преодоления указанных трудностей предложен метод внешнего стандарта [45], при котором для определения эффективности счета и фона установки кювету со сцинтиллирующим гелем, содержащим препарат, облучают внешним

источником γ -излучения при фиксированных геометрических условиях. Метод внешнего стандарта основан на предположении о том, что эффективность регистрации комптон-электронов, возникающих в сцинтилляторе под действием внешнего γ -излучения, зависит от тех же причин, что и эффективность регистрации β -излучения препарата. С целью калибровки в сцинтиллирующий гель вводят β -излучатель определенной активности и по изменению уровня дискриминации устанавливают соответствие между эффективностью счета препарата и скоростью счета внешнего γ -излучения. В дальнейшем при измерении активности данного изотопа эффективность счета определяют по градуировочному графику после измерения скорости счета от внешнего γ -излучателя.

Точно так же устанавливается соответствие между скоростью счета излучения гамма-монитора и скоростью счета фона чистого сцинтиллятора. Проверка показала, что введение в гель неактивных мутных образцов некоторых солей не изменяет зависимости между фоном и скоростью счета от внешнего стандарта. Метод внешнего стандарта значительно упрощает применение техники регистрации малой активности в сцинтиллирующем геле, так как для определения активности образца достаточно определить скорости счета препарата и внешнего стандарта. Фон и эффективность счета находят по градуировочным кривым.

Техника измерения активности в сцинтиллирующем геле обеспечивает надежное абсолютное измерение активности. Показано [46], что скорость счета препарата в геле легко экстраполировать к нулевому порогу дискриминатора, поскольку в полулогарифмическом масштабе получается прямая зависимость между скоростью счета препарата и уровнем дискриминации. Д. Г. Флейшман и В. В. Глазун [47] провели абсолютные измерения удельной активности K^{40} с помощью сцинтиллирующего геля. Найдено, что 1 г элементарного калия обладает активностью 1630 ± 5 β -част/мин. Этот результат хорошо согласуется с результатами других авторов.

Для измерения малых активностей γ -излучателей наиболее пригодны сцинтилляционные счетчики с кристаллами NaI (Tl) большого размера. Наибольшей эффективности счета можно достичь при использовании больших кристаллов с колодцами. Помещение измеряемого γ -препарата в полость, просверленную в кристалле, обеспечивает гео-

метрию счета, весьма близкую к 4π . Ограничения в эффективности счета при этом связаны только с тем, что собственная эффективность кристалла к γ -излучению ϵ всегда меньше единицы. Однако при регистрации сравнительно мягких γ -квантов большими кристаллами собственная эффективность кристалла может быть очень близкой к единице. В работе [48] описан сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaI диаметром 12 см. До центра кристалла просверлено отверстие диаметром 0,64 см для размещения источника. При регистрации γ -излучения Cr^{51} с энергией квантов 320 кэв вероятность вылета кванта из кристалла составляет всего лишь 3%.

Если не требуется высокая разрешающая способность сцинтилляционного счетчика, то для измерения γ -излучения малой активности можно применять большие блоки пластических сцинтилляторов. Достоинства и недостатки больших пластических сцинтилляторов для регистрации малых активностей γ -излучателей по сравнению с большими кристаллами NaI обсуждаются в работе [49].

Заметим, что описанные методы регистрации малых активностей с помощью сцинтилляторов, характеризующиеся близкой к 4π геометрией, не обеспечивают эффективности счета, равной 100%. Это связано с необходимостью дискриминации по энергии импульсов фотоумножителя для уменьшения фона. Интегральный фон сцинтилляционных счетчиков растет приблизительно экспоненциально с уменьшением уровня дискриминации [50]. Поэтому выбирают такое значение уровня дискриминации, при котором фон становится достаточно малым, а эффективность счета еще сохраняет достаточно большую величину. Практически уровень дискриминации подбирается таким, чтобы обеспечивался максимум величины $F/\sqrt{n_f}$. Таким образом, в отличие от газоразрядных 4π -счетчиков, сцинтилляционные 4π -счетчики не обладают стопроцентной эффективностью, что особенно проявляется при регистрации мягкого β -излучения в жидких сцинтилляторах. Кроме того, для сцинтилляционных счетчиков трудно ожидать постоянства их фона, так как стабильность сцинтилляционной техники, как правило, ниже, чем стабильность газоразрядных счетчиков.

Остановимся теперь на других методах получения большой эффективности регистрации β -излучения. В основе этих

методов лежит стремление приблизить геометрические условия регистрации активности к условиям 4л-счета, а также обеспечить малое поглощение и самопоглощение измеряемого излучения.

Один из таких методов был разработан для одновременной регистрации активности изотопов P^{33} и P^{32} , образующихся в атмосфере под действием космического излучения. Измерение активности этих изотопов в образцах дождевой воды дает возможность судить о некоторых закономерностях тропосферной циркуляции. Однако методику измерения малых активностей, описанную в работе Зутши [51], можно применять и для других целей. Активный материал наносят на фильтровальную бумагу, помещенную в тонкий миларовый конвертик с небольшим количеством жидкого сцинтиллятора. Смоченная сцинтиллятором бумага становится прозрачной, поэтому вспышки света в сцинтилляторе можно регистрировать двумя включенными на совпадения фотоумножителями, между которыми помещают миларовый конвертик.

Эффективность счета в этом методе зависит только от дисперсности частиц осадка, содержащего измеряемую активность, и почти не зависит от общей толщины препарата вплоть до 25 мг/см^2 — максимальной толщины, при которой радиоактивный осадок еще не осыпается с фильтровальной бумаги. Поэтому при общей площади фильтра около 8 см^2 масса измеряемого препарата может быть значительной. Несмотря на то что между миларовым конвертом и кварцевыми окнами фотоумножителей имеются воздушные прослойки, потери света за счет отражений невелики и составляют при регистрации излучения P^{32} и Rb^{87} соответственно 2 и 5%. Поскольку расстояние между окнами фотоумножителей составляет только 4 мм, геометрический фактор близок к единице. Все это обеспечивает высокую эффективность счета даже для мягкого β -излучения: для препаратов Rb^{87} толщиной $13,6 \text{ мг/см}^2$ $F = 25\%$, для препаратов S^{35} толщиной 15 мг/см^2 $F = 35\%$. Излучение K^{40} при толщине препарата $21,5 \text{ мг/см}^2$ регистрируется с эффективностью 92%.

Фон установки составляет 1 *имп/мин*. Такое малое значение фона объясняется тем, что при измерении используется очень малое количество сцинтиллятора — в конверт заливается только 0,25 мл сцинтиллятора. Поэтому космическое и γ -излучения регистрируются с очень малой эффективно-

стью. Фон, обусловленный термошумами фотоумножителей, эффективно снижается включением фотоумножителей в схему совпадений. На описанной установке можно за $T = 60$ мин измерить препараты S^{35} активностью $5 \cdot 10^{-12}$ кюри при $\delta = 10\%$.

Многократное использование жидкого сцинтиллятора и сохранение образца для последующих измерений можно обеспечить, если при измерении механически изолировать препарат от контакта с жидким сцинтиллятором. Это достигается упаковкой образца в тонкую металлическую фольгу или в нерастворимую в сцинтилляторе органическую пленку. Упакованный таким образом препарат вводят в кювету с жидким сцинтиллятором, сочлененную с катодом фотоумножителя. В этом случае сказывается самопоглощение излучения в источнике и поглощение в упаковке, однако эффективность счета может оставаться высокой. Например, при упаковке препаратов толщиной около 30 мг/см^2 между листками алюминиевой фольги толщиной 27 мг/см^2 эффективность счета для излучения K^{40} составляет 60% . Такая эффективность достигается при помещении конверта с препаратом в кювету, содержащую 50 мл жидкого сцинтиллятора. При выбранном уровне дискриминации фон установки составляет 60 имп/мин [52]. Техника упаковки препаратов в органическую пленку толщиной $0,06 \text{ мг/см}^2$ для измерения в жидком сцинтилляторе описана в работе [53].

Высокую эффективность счета можно получить с помощью системы из двух газоразрядных плоских или торцовых счетчиков, расположенных окнами навстречу друг другу наподобие 4л-счетчика. Такая система обеспечивает высокий геометрический фактор счета. Потери в эффективности здесь возможны вследствие поглощения β -излучения в окнах счетчиков и подложке, на которой измеряемый препарат размещают между окнами счетчиков. Однако окна счетчиков, работающих в проточном режиме, можно сделать из очень тонкой органической пленки. На такой же пленке можно размещать между счетчиками препарат. Для этих целей может быть использована также тонкая металлическая фольга, если измеряется активность изотопов, дающих сравнительно жесткое излучение. Поглощение β -излучения в таких тонких материалах может быть незначительным. Поэтому основные потери эффективности счета описываемой системы счетчиков происходят в результате самопоглощения β -излучения в толще препарата.

Торцовые счетчики со слюдяными окнами в подобной системе применять нецелесообразно, если измерению подлежат тонкие препараты очень малой активности. Слюда содержит значительное количество калия; поэтому фон счетчиков, обращенных друг к другу окнами, будет возрастать под действием β -излучения слюды. При помещении между окнами препарата часть β -излучения K^{40} будет поглощаться, что вызовет неопределенность значения фона установки.

На рис. 7 схематически показана система из двух плоских счетчиков коробчатой конструкции. В корпусе

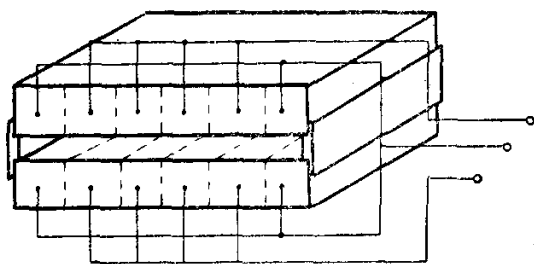


Рис. 7. Система из двух плоских счетчиков с тонким окном.

каждого счетчика, выполненного из меди, имеется шесть анодных нитей в отдельных отсеках. Окно каждого счетчика затянуто алюминиевой фольгой толщиной $4,5 \text{ мг/см}^2$. Счетчики работают при постоянном газовом наполнении. Образцы помещают между окнами на фильтровальной бумаге площадью около 40 см^2 . Эффективность счета для препаратов Y^{90} , Sr^{90} и Ca^{45} составляет соответственно 75, 55 и 40%. Фон установки в защите с применением метода антисовпадений составляет 3 имп/мин [54]. Это позволяет при $T = 60 \text{ мин}$ и $\delta = 10\%$ регистрировать активности $4 \div 7 \times 10^{-12} \text{ кюри}$ указанных изотопов. Таким образом, чувствительность такой установки достаточно высока.

В работе [55] описана подобная установка с двумя проточными счетчиками. Окна счетчиков диаметром 30 мм, затянутые алюминированной миларовой пленкой толщиной 1 мг/см^2 , находятся друг от друга на расстоянии 1 мм. Образцы помещают в это пространство на фильтровальной бумаге толщиной 6 мг/см^2 . Эффективность счета для P^{32} равна 65%, а для Ca^{45} — 20%. Фон в свинцовой защите при использовании метода антисовпадений составляет около 4 имп/мин .

Аналогичные конструкции с использованием промышленных торцовых счетчиков описаны в работах [56, 57]. В последней работе система из двух торцовых счетчиков с щелевыми диафрагмами была приспособлена для чтения

бумажных хроматограмм, содержащих малые активности 131 .

При измерении малых активностей используют и детекторы с ограниченным телесным углом, под которым излучение препарата попадает в счетчик. Такие установки обладают меньшей эффективностью счета, чем 4 π -счетчики, но эксплуатация их, как правило, значительно проще.

Удобным в эксплуатации и достаточно чувствительным является 2 π -счетчик СОР-30-БФЛ [58], работающий в режиме Гейгера — Мюллера при непрерывном протоке рабочего газа. Это позволяет располагать измеряемые препараты непосредственно под открытым окном счетчика. Поэтому эффективность счета для жесткого β -излучения, определяемая геометрическим фактором счета, составляет 45%. Для мягкого β -излучения наблюдается некоторое поглощение β -частиц в слое газа между поверхностью препарата и чувствительным объемом счетчика. Эффективность счета для тонких препаратов, содержащих C^{14} или S^{35} , составляет 40%. При сравнительно большом размере окна (диаметр 30 мм) счетчик имеет невысокий фон (14 *имп/мин*). С помощью такого счетчика можно регистрировать активности начиная с 10^{-11} *кюри* при $T = 60$ *мин* и $\delta = 10\%$.

Большие возможности в радиометрии малых активностей по β -излучению открывает использование пластических сцинтилляторов, которые имеют многие полезные свойства. Обладая малым эффективным атомным номером, пластические сцинтилляторы в очень незначительной степени отражают падающее на их поверхность β -излучение, в то время как для неорганических кристаллов характерно большое значение коэффициента отражения β -частиц. Это дает возможность регистрировать β -излучение с высокой эффективностью. В то же время плотность пластических сцинтилляторов достаточно большая, так что линейная плотность потерь энергии β -частицами в пластическом сцинтилляторе сравнительно велика. Поэтому можно регистрировать β -излучение с помощью весьма тонких пластических сцинтилляторов, которые практически нечувствительны к космическому и γ -излучению.

Пластические сцинтилляторы хорошо поддаются механической обработке и допускают изготовление детекторов практически любой формы. Пластмассы, на основе которых готовят сцинтилляторы, как правило, не сорбируют радиоактивность из растворов. Поэтому из пластического сцин-

тиллатора можно изготовить кювету для раствора, радиоактивность которого надо измерить, и регистрировать световые вспышки в сцинтиллаторе с помощью фотоумножителей. Жидкость может протекать через такую кювету непрерывно, что позволяет автоматизировать процесс контроля радиоактивного загрязнения жидкости [59].

В работе [60] описано применение тонких (0,3 мм) дисков из пластического сцинтиллатора в автомате для счета малоактивных препаратов. Препараты, подлежащие измерению, укрепляют в гнездах поворотной платформы, которая поочередно подает препараты в измерительную головку. Каждый препарат в форме диска диаметром около 25 мм накрывается диском из пластического сцинтиллатора. Сверху натягивают тонкую миларовую пленку, удерживающую препарат и сцинтиллятор в гнезде платформы и предохраняющую счетчик от загрязнения частицами препаратов. Измеряемый образец вместе со сцинтиллятором подводят под окно фотоумножителя, расположенного вертикально в защитном свинцовом домике. Несмотря на то что между сцинтиллятором и окном фотоумножителя имеются воздушные прослойки и миларовая пленка, потери света невелики. Эффективность счета, измеренная по β -излучению K^{40} , составляет 30%. Для установки подобран малошумящий фотоумножитель, что обеспечивает при выбранном уровне дискриминации фон 1 *имп/мин*. Поэтому чувствительность установки достаточно велика, а именно $A_{\min} = 7 \cdot 10^{-12}$ *кюри* при $T = 60$ *мин* и $\delta = 10\%$. Препараты, требующие большого времени счета, измеряются на аналогичной неавтоматической установке.

Примерно такой же чувствительности можно достигнуть при использовании в установке торцового счетчика, если принять меры к снижению его фона. Плоский счетчик Гейгера — Мюллера со слюдяным окном диаметром 25 мм, помещенный в свинцовую защиту и включенный на антисовпадения с кольцом защитных счетчиков, имеет фон 1,22 *имп/мин* и эффективность счета для препаратов Y^{90} , равную 24% [61]. Чувствительность такой установки в четыре раза меньше, чем у 4 π -счетчика с таким же фоном. Однако подобная установка очень удобна в эксплуатации. Фон этой установки может быть постоянным, что создает дополнительные преимущества такой конструкции.

О повышении эффективности счета приходится заботиться не только при измерении предельно низких активностей.

Если при работе методом радиоактивных индикаторов требуется высокая точность измерений, а активность препаратов, не будучи предельно малой, все же чем-нибудь лимитирована, то подобные измерения, как показывает формула (10), могут требовать очень большого времени измерения. Это время может быть значительно сокращено при регистрации излучения препаратов на установке с большой эффективностью счета. Так, например, сконструирована установка с двумя кристаллами NaI, между которыми помещают образцы металла или шлака, содержащие γ -излучающую метку, используемую при изучении металлургических процессов [62].

Снижение фона установок и подбор радиационно чистых конструкционных материалов

Фоновые отсчеты каждой радиометрической установки обусловлены несколькими причинами. Большой или меньший вклад в интенсивность фона вносят следующие компоненты:

- 1) мягкая компонента космического излучения;
- 2) жесткая компонента космического излучения;
- 3) γ -излучение почвы и строительных конструкций здания лаборатории;
- 4) γ -излучение конструкционных материалов установки;
- 5) α -и β -излучение радиоактивных загрязнений тех материалов, из которых изготовлены рабочий детектор установки и прилегающая к нему арматура;
- 6) отсчеты, связанные с работой фотоумножителя, в сцинтилляционных счетчиках.

Для уменьшения вклада компонент 1 и 3 применяют защиту детектора установки экранами из различных материалов. Чаще всего используют свинец и сталь или чугун. Ввиду большой плотности свинца экраны из него получаются более компактными, чем из стали, при одинаковой кратности ослабления внешнего γ -излучения. Однако в некоторых случаях предпочтение отдают стали. В основном это связано с тем, что свинец содержит значительно больше радиоактивных загрязнений, дающих γ -излучение, чем сталь. Поэтому при прочих равных условиях фон счетчиков в стальной защите может быть меньше, чем в свинцовой.

Вуоринен [63] приводит данные о фоне сцинтилляционного счетчика в свинцовой и стальной защите. В последнем случае в качестве экрана был использован отрезок ствола орудия калибра 160 мм, изготовленного в 1902 г. Толщина стенок такого экрана составляет 175 мм. В канале ствола расположена разборная защита, состоящая из медных колец и пробок. Фон сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaI размером 38×25 мм в такой защите в 5—6 раз меньше, чем в свинцовой защите эквивалентной толщины.

Таким образом, при конструировании защитного экрана установки для измерения малых активностей необходимо принимать меры для решения комплексной задачи снижения фона от внешнего γ -излучения и уменьшения влияния радиоактивных загрязнений материалов, из которых изготавливают экран. Наиболее эффективно эта задача решается подбором радиационно чистых защитных материалов. Если же не удастся подобрать такие материалы, применяют многослойную защиту, располагая в непосредственной близости от рабочего детектора установки наиболее чистые материалы, ослабляющие излучение радиоактивных загрязнений внешних слоев. Наиболее чистым защитным материалом считается ртуть.

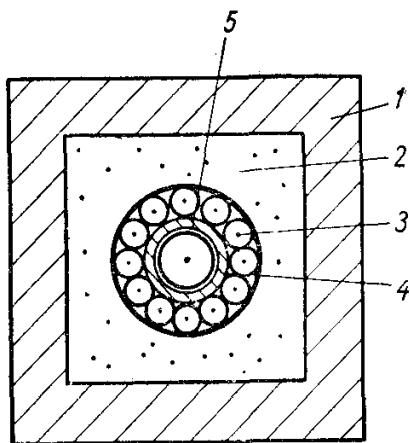


Рис. 8. Пример сложной защиты для снижения фона рабочего счетчика.

На рис. 8 схематически показана защита счетчика внутреннего наполнения, применяемого для измерения активности трития [27]. Внешний экран 1 из стали толщиной 20 см служит для поглощения мягкой компоненты космического излучения и ослабления внешнего γ -излучения. Смесь парафина с борной кислотой 2 толщиной около 10 см предназначена для замедления и поглощения нейтронов космического происхождения. Этот элемент защиты специфичен для данной установки, в которой рабочий счетчик наполнен водородом при давлении 1 атм. Большой объем счетчика (около 2 л) обуславливает его большую чувствительность к нейтронам. Кольцо счетчиков антисовпадений 3 служит для исключения жесткой космической компоненты фона

центрального счетчика. Свинцовый цилиндр 4 толщиной 2 см ослабляет γ -излучение радиоактивных загрязнений, которые присутствуют в счетчиках антисовпадений, а также захватное γ -излучение, возникающее при взаимодействии замедленных в парафине нейтронов с ядрами B^{10} борной кислоты. Наконец, медный корпус центрального счетчика 5 служит защитой от β -излучения загрязнений свинца. Средний фон центрального счетчика в описанной защите составляет 8 имп/мин.

Для учреждения, ведущего большую работу по измерению малых активностей, может оказаться экономически выгодной постройка специальной лаборатории с малым фоном. Имеется в виду помещение, где стены значительно ослабляют мягкое космическое и γ -излучение. В таком помещении можно разместить большое количество счетчиков; при этом уже не потребуются индивидуальная защита тяжелыми экранами. Описана лаборатория с малым фоном, в которой деминерализованная вода [64] используется в качестве основного защитного материала. Лаборатория представляет собой круглую комнату диаметром 5,5 м. Стены и потолок лаборатории выполнены в виде стальной цистерны, наполненной водой. Толщина слоя воды в стенах составляет 1,8 м, а на потолке — 2,1 м. Пол лаборатории выполнен из бетона и покрыт листом стали толщиной 7,5 см. Лаборатория с малым фоном и подсобные лаборатории разделены стальной дверью, которая имеет толщину 30 см и вес 12 т. В описанной лаборатории фон сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaI размером 7,5×7,5 см оказался лишь немного выше, чем в индивидуальном стальном экране толщиной 30 см в обычной лаборатории.

Из вышесказанного видно, что радиационная чистота материалов, идущих на изготовление защитных экранов, играет важную роль при конструировании установок для измерения малых активностей. Однако особенно важна чистота материалов, из которых изготовлены рабочий детектор установки и прилегающая непосредственно к нему арматура. Содержание радиоактивных примесей в этих материалах обуславливает собственный фон установки, не поддающийся дальнейшему снижению.

Результаты исследований, посвященных оценке радиоактивных загрязнений конструкционных материалов, опубликованы в различных работах. В большинстве случаев методика этих исследований позволяет оценить лишь отно-

сительную активность радиоактивных загрязнений. В табл. 6 приведены результаты измерения активности некоторых материалов, используемых при изготовлении счетчиков Гейгера — Мюллера. Приведенные в табл. 6 данные получены радиохимическим путем и измерениями поверхностной активности с помощью счетчика [65].

Т а б л и ц а 6

Активность некоторых конструкционных материалов

Материал	расп/(мин × × 100 г)	β-част/(мин × × 100 см ²)
Современный свинец	350	11
Свинец XVI столетия	35	1
Алюминий	160	6
Сталь	—	5
Стекло разных марок	—	7—93
Латунь разных марок	4—60	0,1—2
Электролитическая медь	1,5	0,05
Плексиглас	0,7—1	0,02—0,03
Люсит	0,5	0,015
Слюда толщиной 10 мг/см ²	—	30

Из данных, приведенных в табл. 6, обращает внимание малая поверхностная активность электролитической меди и пластиков. Это позволяет отдавать им предпочтение при изготовлении газоразрядных счетчиков с малым фоном. Аналогичные данные о поверхностной активности меди приводит Фергюссон [66], который исследовал составляющие фона большого пропорционального счетчика высокого давления для радиоуглеродного датирования. В этой работе указано, что активность меди обусловлена наличием в меди членов радиоактивных семейств U и Th.

Происхождение фона отечественных торцовых счетчиков изучалось Т. И. Дмитриевской с сотр. [23]. В качестве наиболее подходящих для измерения малых активностей в этой работе указаны счетчики типа Т-60-БФЛ и Т-25-БФЛ. Фон этих счетчиков может быть значительно снижен заменой обычного калийного стекла головок счетчиков бескалийным стеклом ЗС-5. Для счетчика Т-25-БФЛ, помещенного в свинцовую защиту, такая замена позволит снизить фон вдвое. Если же мезонная компонента фона подавлена методом антисовпадений, замена стекла позволит уменьшить

фон счетчика втрое. Несмотря на то что удельная активность слюды значительно выше активности стекла, β -излучение слюдяного окна не вносит большого вклада в фон, поскольку эти счетчики отличаются очень малой толщиной окна (1 мг/см^2).

Собственный фон сцинтилляционных счетчиков в значительной мере определяется наличием калия во всех деталях счетчика. Присутствие калия в виде примеси в кристаллах NaI и в упаковке кристалла приводит к облучению кристалла β -частицами K^{40} . Калий, входящий в стекло колбы и в другие детали фотоумножителя, дает γ -излучение, которое с определенной эффективностью регистрируется кристаллом счетчика. Кроме того, β -излучение K^{40} , попадая на стекло фотоумножителя, вызывает сцинтилляции, приводящие к появлению фоновых отсчетов.

Сведения об активности отдельных деталей фотоумножителей, вызываемой содержанием калия, приведены в статье Г. Г. Мэнова [9]. Относительная активность стекла отечественных фотоумножителей исследована путем измерения скорости счета от мелких кусков стекла в сцинтиллирующем геле [67]. Навески образцов стекла различных марок по 10 г дали фон при энергии более 50 кэв от 220 до 440 *имп/мин*. Таким образом, для сцинтилляционных счетчиков с низким фоном требуются фотоумножители с баллоном из бескалийного стекла.

Фон жидкостных сцинтилляционных счетчиков зависит от содержания калия в материале кюветы для сцинтиллятора, поскольку β -излучение калия, попадающее в жидкий сцинтиллятор, регистрируется с высокой эффективностью. В работе [67] показано, что замена стеклянных кювет для жидкого сцинтиллятора плексигласовыми позволяет снизить фон счетчика в 4—7 раз. Некоторая растворимость плексигласа в жидком сцинтилляторе не оказывает заметного влияния на результаты измерений. Удачным материалом для кювет жидкостных сцинтилляционных счетчиков является также тефлон [68].

Различные пластики как конструкционные материалы для счетчиков с малым фоном имеют, помимо радиационной чистоты, еще то преимущество, что они характеризуются слабым поглощением γ -излучения. Поэтому счетчики, изготовленные из пластиков, обладают малой чувствительностью к внешнему γ -излучению, что позволяет в некоторых случаях снизить требование к толщине защитных экранов.

Недостатком таких счетчиков является необходимость работы при непрерывном протоке рабочего газа, так как счетчики из пластических материалов невозможно герметизировать.

Приведем несколько примеров конструкций установок, малый фон которых получен в результате тщательного подбора материалов.

Корпус торцового счетчика отлит из синтетической смолы. Этот счетчик, помещенный в стальную защиту толщиной 20 см и включенный на антисовпадения со счетчиками защиты, имеет фон 0,63 *имп/мин* [69]. Входное окно счетчика диаметром 30 мм затянуто алюминированной органической пленкой толщиной 0,9 *мг/см²*, его катод образован путем вакуумного испарения нержавеющей стали. Держатель образца изготовлен из синтетической смолы. В установке под общей защитой одновременно размещены два таких счетчика, отделенные друг от друга слоем ртути в сосуде из синтетической смолы. Счетчики работают при непрерывном потоке газа в пропорциональном или гейгеровском режиме.

В следующей установке плоский счетчик из перспекса имеет прямоугольное входное окно размером 24×24 мм, затянутое позолоченной пленкой из милара толщиной 1,8 *мг/см²*. Счетчик работает при непрерывном протоке смеси аргона с изопропиловым спиртом. Защита установки представляет собой стальной экран толщиной 15 см, внутри которого находится многонитевой счетчик антисовпадений в латунном корпусе. Рабочий счетчик установки размещен между контейнерами с ртутью толщиной 2,5 см. В такой защите счетчик имеет фон, интенсивность которого стабильна во времени и равна 1 *имп/мин* [70].

В установке, описанной в работе [71], удачно сочетаются высокая эффективность счета и низкий фон. Корпус счетчика для этой установки изготовлен из плексигласовой пластины размером 10×1,9 см. В пластине имеется цилиндрическая выемка диаметром 3,17 см и глубиной 1,27 см, а также отверстия для электрических вводов и протока газовой смеси. Внутренняя поверхность корпуса покрыта слоем серебряной краски, которую употребляют при изготовлении печатных плат. Этот проводящий слой служит катодом. Анодная проволока натянута по диаметру счетчика. Окно затянуто позолоченной пленкой из милара толщиной 1,5 *мг/см²*.

Два таких счетчика, соединенных на петлях, складываются, как блокнот, окнами навстречу друг другу. Между

окнами помещают образец, упакованный между двумя органическими пленками толщиной 0,003 мм. Эффективность счета для тонких препаратов Ca^{45} составляет 94%, для Sr^{90} — 95%.

Защита установки осуществлена применением экрана из меди толщиной 1,9 см и свинца толщиной 5 см, а также системы счетчиков антисовпадений. В этой защите фон установки составляет 1,8 *имп/мин*.

В практике измерения малых активностей приготовление препаратов, как правило, связано с радиохимической подготовкой пробы для измерения. Например, при проведении анализов на радиоактивные загрязнения объектов внешней среды поступает значительное количество исходного материала, из которого радиохимическим путем выделяют вместе с носителями те или иные радиоактивные нуклиды. В радиохимическом анализе применяют большое количество разнообразных химических реактивов, в связи с чем возникает проблема их радиохимической чистоты.

Если какие-нибудь из используемых в анализе реактивов содержат радиоактивные загрязнения, то они могут попадать в носитель, на котором выделяется исследуемый радиоактивный изотоп. Поэтому результат анализа может получиться завышенным, ввиду чего каждый реактив необходимо проверять на содержание в нем радиоактивных примесей. Проще всего провести такую проверку для всего комплекса реактивов, участвующих в данном анализе, путем проведения холостого опыта, в котором должен быть выделен чистый носитель. Если активность такого препарата неотличима от нуля при выбранных условиях измерения,

Т а б л и ц а 7

Радиохимическая чистота реактивов

Р е а к т и в	Содержание урана, $\times 10^{-9}$ г/л
H_2O , дистиллированная	4
H_2O , дважды дистиллированная в кварцевой посуде	0,25
HNO_3 , концентрированная промышленная	10
HNO_3 , концентрированная перегнанная	5
HF , промышленная	10—15
HClO_4 , реактив	5—10
HClO_4 , перегнанная	2—5

то можно считать весь комплекс реактивов радиохимически чистым для данного анализа. Когда же скорость счета холостого препарата отличается от нуля, необходимо детально проверить каждый реактив для выяснения источника загрязнения. В табл. 7 в качестве примера приведены результаты определения концентрации урана в различных реактивах [9].

Снижение фона методом антисовпадений

Составляющая фона счетчика, вызванная жестким космическим излучением, может быть эффективно подавлена методом антисовпадений, сущность которого заключается в следующем. Рабочий счетчик 2, предназначенный для регистрации излучения препарата 1, размещен в окружении системы дополнительных счетчиков 4, которые защищены от излучения препарата экраном 3 (рис. 9). Импульсы с анодов рабочего счетчика и дополнительных счетчиков подаются соответственно на входы *A* и *B* схемы антисовпадений 5. С выхода схемы антисовпадений на вход пересчетной схемы 6 импульс поступает только в том случае, когда на вход *A* этой схемы поступает импульс с анода счетчика 2, а на входе *B* при этом отсутствует импульс от системы дополнительных счетчиков. Если же на входы *A* и *B* одновременно в пределах разрешающего времени приходят импульсы и от рабочего счетчика, и от дополнительных счетчиков, сигнал на выходе схемы антисовпадений отсутствует. Сигнал на выходе этой схемы отсутствует также и в том случае, когда импульсы приходят только на вход *B*.

Обычно дополнительные счетчики защиты окружают рабочий счетчик кольцом (см. рис. 8). Поэтому любой мезон, проходящий через рабочий счетчик, проходит и через систему счетчиков защиты. Эффективность защитных счетчиков к жесткому космическому излучению должна быть очень близкой к единице. Тогда фоновый отсчет рабочего счетчика, обусловленный прохождением мезона, будет сопровождаться импульсом, который поступит на вход *B* схемы антисовпадений. Такое событие не будет зарегистрировано пересчетной схемой, и произойдет исключение фонового отсчета рабочего счетчика.

Расположение дополнительных счетчиков кольцом не обязательно. Защитные счетчики могут быть расположены

только сверху или снизу рабочего счетчика. Важно только, чтобы каждый мезон, проходящий через рабочий счетчик, был зарегистрирован системой защитных счетчиков. В этом случае достигается полное подавление жесткой космической компоненты фона рабочего детектора установки.

Весьма компактная система защиты получается при включении галогенного цилиндрического счетчика СТС-5 на антисовпадения с кольцом из 18 таких же счетчиков, отделенных от центрального счетчика алюминиевой трубкой со стенками толщиной 4 мм [7]. Рабочий счетчик со счет-

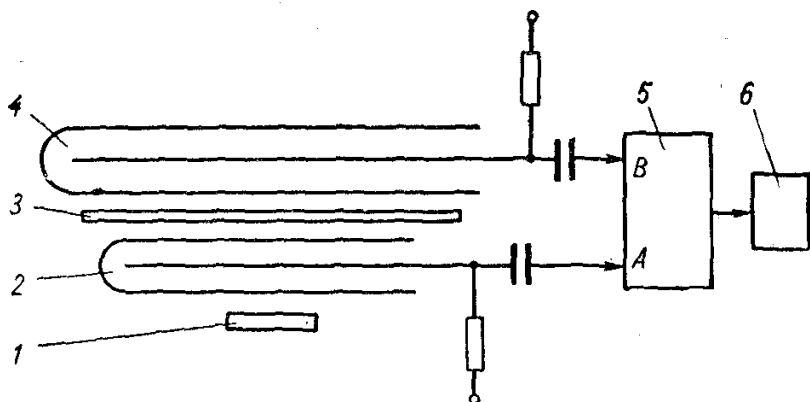


Рис. 9. Схема снижения фона рабочего счетчика путем его включения на антисовпадения с системой защитных счетчиков.

чиками защиты располагают в горизонтальном свинцовом домике МИЗ с толщиной стенок 5 см. В указанной защите установка имеет фон 1,8 *имп/мин*. Исследование фона этой установки показало, что интенсивность фона постоянна [18]. Таким образом, применение метода антисовпадений не только снижает фон (при выключенной схеме антисовпадений фон составляет 6,8 *имп/мин*), но и обеспечивает постоянство фона.

В описанной установке препарат, дающий жесткое β -излучение, помещают в конверт из кальки размером $6 \times 3,7$ см и оборачивают вокруг рабочего счетчика. Эффективность счета для препаратов Y^{90} составляет 19%. С учетом постоянства фона установки из рис. 3, а находим, что при $t = 60$ мин и $\delta = 10\%$ на такой установке можно регистрировать $6,5 \cdot 10^{-12}$ *кюри* Y^{90} . Такая же установка описана в работе [72].

В работе В. Н. Лавренчика [73] приводятся данные об установке, в которой счетчик СТС-5 включен на антисовпаде-

ния с кольцом из 15 цилиндрических счетчиков МС-6. Большие размеры этих счетчиков приводят к увеличению размеров защитного экрана по сравнению с вышеупомянутой установкой. Защитный экран состоит из слоев стали и свинца, а счетчики МС-6 отделены от рабочего счетчика толстой медной трубкой. В такой защите фон счетчика СТС-5 составляет 2 *имп/мин*. Следует заметить, что счетчики СТС-5 характеризуются большим разбросом величин собственного фона. Из счетчиков, изготовленных до 1958 г., можно подобрать такие экземпляры счетчиков, которые в установке [7] имеют фон менее 1 *имп/мин*.

Промышленность выпускает установку с малым фоном УМФ-1500М [74], в которой рабочие счетчики помещаются в свинцовый экран толщиной 5 см (общий вес экрана около 300 кг) и включаются на антисовпадения с кольцом из 17 счетчиков МС-6, расположенных вокруг плексигласового цилиндра. Установка имеет несколько рабочих счетчиков. Препараты, дающие мягкое β -излучение, можно измерять с помощью торцового счетчика с тонким окном СБТ-13, который в данной установке имеет фон 5 *имп/мин*. Препараты, содержащие жесткие β -излучатели, измеряют счетчиками СТС-5 и СТС-6 с фоном соответственно 3 и 9 *имп/мин*. Наконец, установка имеет детектор в виде кассеты из пяти счетчиков СТС-5 для измерения плоских препаратов с малой удельной активностью по жесткому β -излучению. С этим детектором установка имеет фон 18 *имп/мин*.

Система защиты установки от космической составляющей фона, состоящая из отдельных защитных счетчиков, имеющих общий выход, обладает следующим недостатком. При выходе из строя одного или нескольких счетчиков защиты уменьшается геометрическая эффективность защиты и фон рабочего счетчика возрастает. В то же время трудно проконтролировать исправность всей системы защитных счетчиков с помощью измерения общего фона этой системы, так как при большом количестве счетчиков фон системы велик и его изменение при выходе из строя одного счетчика невелико.

Указанный недостаток не свойствен многонитевым счетчикам [70, 75]. Такие счетчики, специально приспособленные для включения на антисовпадения с рабочими счетчиками малофоновых установок, обычно изготавливают из двух концентрических отрезков медных или латунных труб различного диаметра. Кольцевые фланцы служат для сое-

динения внешней и внутренней труб и закрепления системы анодных нитей, натягиваемых параллельно медным стенкам счетчика. Между нитями обычно имеются радиальные металлические перегородки, которые вместе с трубками образуют катоды счетчиков и не позволяют разрядам перебрасываться с одного анода на другой. Поскольку все анодные нити такого счетчика находятся в идентичных условиях и счетчик работает при одном и том же газовом наполнении, выход из строя одной из нитей маловероятен. Рабочий счетчик установки помещают во внутреннюю трубку многонитового счетчика.

Фирма «Филипс» выпускает колоколообразные счетчики с полым анодом Филипс 18518. Под такой колокол можно поместить небольшой торцовый счетчик и включить его на антисовпадения с внешним счетчиком. Получается очень компактная защита от космической компоненты фона торцового счетчика. При использовании в качестве рабочего детектора установки торцового счетчика Филипс 18516, размещенного внутри анодной полости счетчика Филипс 18518, и при защитном свинцовом экране толщиной 4,2 см установка имеет фон 1,35 *имп/мин*. Такая установка в течение двух недель обнаружила высокую стабильность фона [76]. Рабочий счетчик установки имеет окно диаметром 28 мм и толщиной 10 *мг/см²*. Эффективность счета для препаратов Y^{90} составляет 22%.

Другая установка с системой антисовпадений на основе счетчика с полым анодом Филипс 18518 обладает лучшими характеристиками ввиду применения плоского проточного счетчика с медным корпусом и окном толщиной 1 *мг/см²* [77]. Центральный счетчик имеет диаметр 25 мм и высоту 6 мм. Эффективность счета препаратов Y^{90} , размещенных на медной подложке, составляет 50%. Поскольку счетчик антисовпадений имеет небольшие размеры, защитный экран для такой установки сравнительно легко построить. Защита данной установки выполнена из электролитической меди толщиной 2 см и стали толщиной около 18 см. Защитный экран имеет форму, близкую к сферической. Образцы подаются в установку через защиту с помощью плунжера, который вдвигается снизу в защитный экран. Фон установки составляет примерно 0,2 *имп/мин*.

Перспективно применение сцинтилляционных счетчиков в качестве защитных счетчиков системы антисовпадений. Основное преимущество сцинтилляционных счетчиков как

счетчиков антисовпадений заключается в возможности анализировать их импульсы по амплитуде. Это необходимо, в частности, когда β -распад радиоактивных ядер в препарате сопровождается испусканием γ -квантов. Если пользоваться гейгеровскими счетчиками антисовпадений, то γ -кванты препарата будут с определенной эффективностью регистрироваться защитными счетчиками; поэтому схема антисовпадений будет исключать часть полезных импульсов рабочего счетчика. Сцинтилляционные счетчики антисовпадений позволяют избегать таких нежелательных потерь в эффективности счета. Если размеры сцинтиллятора достаточно велики, амплитуда импульсов от космических мезонов значительно превышает амплитуду импульсов от γ -излучения препарата. Настройкой порога срабатывания дискриминатора можно исключить влияние γ -излучения препарата на работу схемы антисовпадений.

Если в качестве счетчиков антисовпадений применять пластические или жидкостные сцинтилляционные счетчики, то сравнительно просто придать нужную форму защитному счетчику. Надежность работы одного сцинтилляционного счетчика антисовпадений может оказаться выше, чем для кольца из большого количества отдельных счетчиков. Если рабочим детектором установки является сцинтилляционный спектрометрический датчик, то сцинтилляционный счетчик антисовпадений делает возможным переход в режим работы комптоновского гамма-спектрометра.

В качестве примера можно указать установку с пропорциональным счетчиком из синтетической смолы, помещенным в углубление колоколообразного пластического сцинтиллятора [25]. Углубление имеет максимальный диаметр около 9 см, высота полости 9 см. Стенки колоколообразного сцинтиллятора имеют толщину 8—9 см. Вершина пластического сцинтиллятора плоская, здесь сцинтиллятор сочленяется с фотоумножителем диаметром 12,5 см. Поверхность сцинтиллятора выбрана из соображений наилучшего светосбора. Защита от γ -излучения и мягкого космического излучения осуществляется экраном толщиной 10 см, сделанным из железных кирпичей. Пропорциональный счетчик регистрирует излучение препарата Y^{90} диаметром 2 мм с эффективностью 40%.

При выключенном счетчике антисовпадений фон пропорционального счетчика составляет 9,5 *имп/мин*. Фон антисовпадений (скорость счета фона при включенном счет-

чике антисовпадений) составляет $0,8$ *имп/мин*. Отношение полного фона рабочего счетчика к фону антисовпадений для этой установки равно 12. Такое отношение служит хорошим показателем радиационной чистоты материалов установки [26]. Полный фон счетчика является функцией размеров счетчика, поскольку вклад жесткого космического излучения в фон счетчика определяется геометрической формой чувствительного объема счетчика. Фон антисовпадений определяется только содержанием радиоактивных загрязнений в счетчике и окружающей его арматуре, а также кратностью ослабления рассеянного γ -излучения защитным экраном установки. Поэтому отношение полного фона установки при выключенном счетчике антисовпадений к фону антисовпадений показывает, насколько рационально применять метод антисовпадений в данной комбинации рабочего детектора и защитных материалов. В литературе есть сведения об установках, для которых данное отношение достигает 20—25.

На установке, аналогичной описанной выше, для пропорционального счетчика без окна получен фон $0,64$ *имп/мин* и исследовано происхождение этого остаточного фона. 24% указанной величины фона обусловлено γ -излучением космического происхождения, а 75% — радиоактивными загрязнениями счетчика и внешним γ -излучением [78].

Сравнение эффективности снижения фона промышленного торцового счетчика двумя методами было проведено в работе [24]. Рабочий счетчик установки был помещен в полость металлической цистерны с жидким сцинтиллятором так, что минимальная толщина слоя сцинтиллятора вокруг счетчика была 5 см. Сцинтилляции регистрировались одним фотоумножителем, окно которого было погружено в сцинтиллятор. Система счетчиков была окружена слоем старого свинца толщиной 5 см и погружена в яму в меловой породе. Мел имеет малую естественную радиоактивность и хорошо защищает от γ -излучения других близлежащих пород. В указанной защите до включения счетчика антисовпадений фон рабочего счетчика составляет 5 *имп/мин*; фон антисовпадений 0,5 *имп/мин*. Если же жидкостный сцинтилляционный счетчик антисовпадений заменить системой из 20 стеклянных счетчиков, фон антисовпадений возрастает до 0,77 *имп/мин*.

Защита жидкостного сцинтилляционного счетчика большого объема для регистрации излучения C^{14} и трития

путем включения этого счетчика на антисовпадения с пластическим сцинтилляционным счетчиком позволяет снизить фон в каналах регистрации излучения указанных изотопов на 25% [79].

Преимущество сцинтилляционных счетчиков как счетчиков антисовпадений состоит еще и в пренебрежимо малом разбросе времени появления импульса на выходе фотоумножителя после прохождения ионизирующей частицы через сцинтиллятор. Газоразрядные счетчики, в особенности галогенные, обладают временным разбросом, достигающим до 2 мксек. Такой разброс может привести к уменьшению эффективности отбора антисовпадений, поэтому при работе с галогенными счетчиками приходится пользоваться схемами антисовпадений с искусственно увеличенным разрешающим временем [7, 80].

Рассмотрим теперь работы, в которых сделана попытка отойти от классической схемы подавления космической компоненты фона счетчиков, изображенной на рис. 9. Отступления от этой схемы направлены на упрощение метода антисовпадений и сокращение числа активных элементов схемы. Следует думать, что такие отступления могут быть связаны с некоторым уменьшением эффективности метода.

Кобаяши [81] предложил объединить рабочий счетчик и счетчик антисовпадений в одну конструкцию (рис. 10). Торцовый счетчик разделен диском из слюды на две камеры: верхнюю и нижнюю. Анодная нить счетчика также разграничена стеклянной бусинкой на длинную верхнюю часть и нижнюю короткую. Стеклянная бусинка наплавлена на нить, поэтому оба отрезка нити представляют одно целое. Газовое наполнение в верхней и нижней камерах счетчика одинаково, так как между слюдяным диском и бусинкой есть некоторый зазор. Входное окно счетчика диаметром 2 см имеет толщину 2 мг/см², что обеспечивает сравнительно высокую эффективность счета для β -излучения C^{14} и S^{35} . Толщина же слюдяного диска составляет 30 мг/см², поэтому излучение указанных изотопов полностью поглощается

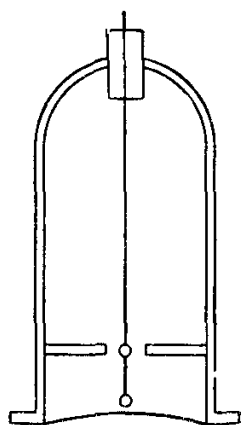


Рис. 10. Двухкамерный счетчик с нитью, разделенной стеклянной бусинкой.

этим диском. Таким образом, нижняя камера является рабочим счетчиком для регистрации мягкого β -излучения.

Если счетчик работает в гейгеровском режиме, амплитуда импульса приблизительно пропорциональна длине нити счетчика. При возникновении разряда в нижней камере счетчика амплитуда импульса получается небольшой, так как бусинка препятствует распространению разряда по всей нити. При возникновении разряда в верхней камере амплитуда импульса получается значительно большей, поскольку длина нити в верхней камере счетчика равна 3,7 см, а в нижней камере 0,9 см. Наконец, самая большая амплитуда импульса соответствует прохождению космической частицы через обе камеры счетчика, так как в этом случае разряд охватывает всю нить счетчика. Если настроить дифференциальный дискриминатор так, чтобы он регистрировал импульсы самой малой амплитуды, то будет происходить исключение тех разрядов, которые вызваны космическими частицами, проходящими одновременно через нижнюю и верхнюю камеры счетчика.

Космические частицы, проходящие через боковую поверхность нижней камеры счетчика, дадут импульсы малой амплитуды и будут зарегистрированы как фоновые события. Расчет показывает, что описанная конструкция обеспечивает снятие 67% космической составляющей фона рабочей камеры счетчика. В защите из свинца толщиной 5 см счетчик имеет фон 2—4 *имп/мин*.

В работе [82] показана возможность применения в качестве переключающих элементов схемы антисовпадений самих счетчиков Гейгера — Мюллера. Это позволяет в некоторых случаях обойтись без электронной схемы, отбирающей антисовпадения. Принципиальная схема включения рабочего счетчика Филипс 18516 на антисовпадения с охранным счетчиком с полным анодом Филипс 18518 показана на рис. 11.

Если происходит разряд в рабочем счетчике, то на сопротивлении 1,0 Мом выделяется отрицательный импульс амплитудой около 2 в. Если же одновременно с отрицательным импульсом от рабочего счетчика на это сопротивление приходит положительный импульс от защитного счетчика, сигнал на выходе схемы отсутствует. Установка с указанной комбинацией счетчиков имеет фон 0,8 *имп/мин*. Применение электронной схемы антисовпадений дает такое же значение фона.

Все описанные выше варианты метода антисовпадений в качестве обязательного элемента содержат защитные счетчики, которые не предназначены для регистрации излучения препарата, а служат только для управления работой схемы антисовпадений. Обычно защитные счетчики занимают значительно больший объем, чем рабочий детектор установки. Это усложняет конструкцию и увеличивает вес защитного экрана установки.

Следующий вариант метода антисовпадений позволяет передать функции защитных счетчиков рабочему детектору установки [83]. Это возможно в том случае, когда детектор установки состоит из двух счетчиков, расположенных горизонтально окнами навстречу друг другу. Излучение препарата, помещенного между окнами счетчиков, регистрируется с высокой геометрической эффективностью, так

как телесный угол, под которым излучение попадает в детектор, близок к 4π . На рис. 12 схематически показано такое расположение счетчиков 1 и 3 и препарата 2 между ними. Разряды, соответствующие распадам ядер в препарате, происходят в счетчиках 1 и 3 неодновременно, ибо вероятность одновременного попадания в пределах разрешающего времени регистрирующей схемы двух β -частиц в верхний и нижний счетчики чрезвычайно мала. В то же время фоновые отсчеты верхнего и нижнего счетчиков, возникающие под действием проходящих через них космических мезонов, происходят одновременно. Этот факт позволяет исключить часть фоновых отсчетов установки без применения дополнительных защитных счетчиков. Для этого электронная схема установки должна регистрировать те импульсы, которые возникают на анодах счетчиков 1 и 3 неодновременно, и не регистрировать импульсы, возникающие од-

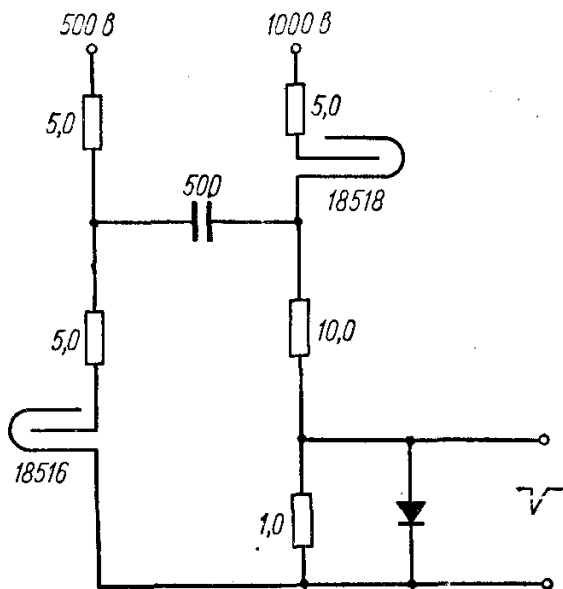


Рис. 11. Использование газоразрядных счетчиков в качестве элементов схемы антисовпадений.

новременно. Если счетчики установки имеют большую площадь окна и малую высоту, данным методом можно почти полностью исключить жесткую космическую компоненту фона установки.

Электронную схему, обладающую указанными свойствами, можно получить путем удвоения обычной схемы антисовпадений. На рис. 12 показано, как должны быть соединены счетчики с входами схем антисовпадений 4 и 6. Схема антисовпадений 4, как и схема 6, подает на пересчетную схему импульс только в том случае, когда на вход А посту-

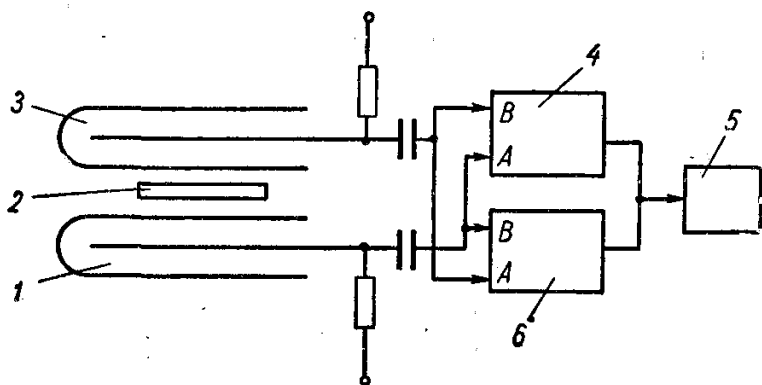


Рис. 12. Схема снижения космической компоненты фона установки без дополнительных счетчиков защиты.

пает импульс в отсутствие импульса на входе В. Поэтому если происходит разряд в счетчике 3, с его анода импульс поступает на вход А схемы антисовпадений 6, что вызывает срабатывание пересчетной схемы 5. Если происходит разряд в счетчике 1, импульс с его анода поступает на вход А схемы антисовпадений 4; такое событие тоже регистрируется пересчетной схемой. Если же через счетчики 1 и 3 проходит проникающая космическая частица, счетчики срабатывают одновременно. При этом на все входы удвоенной схемы антисовпадений одновременно приходят импульсы, поэтому такое событие пересчетной схемой не регистрируется. Таким образом происходит исключение космической компоненты фона установки.

Результаты исследования эффективности данного способа снижения космической компоненты фона будут показаны в следующей главе на примере установки для измерения малых удельных активностей.

Другие способы снижения фона

Фон жидкостных сцинтилляционных счетчиков с одним фотоумножителем очень резко возрастает с уменьшением порога дискриминатора. Это объясняется тем, что самым низким энергиям в энергетической шкале сцинтилляционного счетчика соответствуют одноэлектронные импульсы, большое число которых обусловлено термоэлектронной эмиссией с катода фотоумножителя. Фон термошумов может быть снижен глубоким охлаждением фотоумножителя, особенно его катода.

Компактная холодильная камера для охлаждения фотоумножителя сконструирована на основе полупроводниковой термоэлектрической батареи [84]. Батарея состоит из 80 последовательно соединенных термоэлементов, связанных в единый блок путем их заливки эпоксидной смолой. Через батарею пропускают ток в таком направлении, что охлаждаются спаи, обращенные к фотоумножителю и соединенные с ним вблизи катода холодопроводом. Горячие спаи соединяются с металлическим шасси холодильной камеры. При потреблении электрической мощности 20—25 *вт* можно получить температуру катода фотоумножителя 10—12° С. Это позволяет в 2,5 раза снизить амплитуду шумов фотоумножителя ФЭУ-11.

Однако более просто и радикально можно снизить фон жидкостного сцинтилляционного счетчика, если регистрировать вспышки света сцинтиллятора двумя фотоумножителями, импульсы с которых подаются на схему совпадений. Вспышки света, соответствующие прохождению в сцинтилляторе ионизирующих частиц, вызывают одновременное появление импульсов на анодах фотоумножителей, и схема совпадений регистрирует такие события. Вероятность же одновременного (в пределах разрешающего времени схемы совпадений) вылета термоэлектронов с катодов фотоумножителей очень мала даже при большой интенсивности термошумов. Поэтому фон совпадений может быть достаточно малым.

В установке Зутши [51] два фотоумножителя с катодами диаметром 4,4 см регистрируют вспышки света, происходящие в конверте с препаратом и 0,25 мл сцинтиллятора. Фотоумножители включены в схему совпадений. В защите из стали толщиной 15 см и свинца толщиной 5 см фон состав-

ляет $0,13$ имп/мин на каждый 1 см^2 поверхности препарата (всего около 1 имп/мин).

Фон совпадений в жидкостных сцинтилляционных счетчиках обусловлен несколькими причинами. Основной вклад в величину фона совпадений вносит излучение радиоактивных загрязнений конструкционных материалов установки, которое регистрируется жидким сцинтиллятором. Пути снижения этой составляющей фона обсуждались выше.

Часть фоновых сцинтилляций имеет космическое происхождение. Если объем сцинтиллятора велик и космические мезоны проходят в нем большие пути, то амплитуда таких импульсов может превосходить амплитуду импульсов излучения препарата. В этом случае импульсы с каждого фотоумножителя можно подать на дифференциальный дискриминатор с шириной окна, соответствующей энергии регистрируемого излучения, а затем с выходов дискриминаторов — на схему совпадений. Это позволит исключить ту часть космической составляющей фона, которая обусловлена импульсами большой амплитуды. Если же объем сцинтиллятора мал, космическое излучение регистрируется с малой эффективностью, и эта составляющая фона может быть очень мала.

Космическое излучение дает вклад в фон сцинтилляционного счетчика также за счет черенковского свечения стекла фотоумножителей при прохождении через них мезонов. Такие вспышки света проникают через сцинтиллятор из одного фотоумножителя в другой и вызывают одновременное срабатывание фотоумножителей. Космическая составляющая фона сцинтилляционного счетчика может быть снижена комбинацией метода совпадений и антисовпадений. Фотоумножители с помещенной между ними кюветой с жидким сцинтиллятором окружены кольцом или «зонтом» счетчиков. Импульсы с выхода схемы совпадений и импульсы с анодов охранных счетчиков подаются на соответствующие входы схемы антисовпадений, которая исключает фоновые импульсы космического происхождения [51].

Некоторая часть фона совпадений обусловлена черенковским излучением стекла фотоумножителей под действием β -частиц K^{40} , находящегося в материалах фотоумножителя. Эта составляющая фона наблюдается и тогда, когда между фотоумножителями нет сцинтиллятора.

Наименее изучен вопрос о роли обратной оптической связи между фотоумножителями. Когда в одном из фотоум-

ножителей происходит процесс размножения электронов, вызванный актом термоэлектронной эмиссии с катода, поток ускоренных электронов может вызвать ионизацию и дальнейшее высвечивание атомов остаточного газа. Такая вспышка света, достигая фотокатода другого фотоумножителя, может привести к его срабатыванию, и схема совпадений регистрирует фоновый отсчет.

В работе [85] описан жидкостный сцинтилляционный счетчик для измерения активности образцов тритиевой воды. В кювету установки помещают 45 мл сцинтиллятора и 5 мл измеряемой пробы воды. Излучение трития регистрируется с эффективностью 16%. Фон этой установки, в которой два фотоумножителя включены на совпадения, составляет 100 *имп/мин*. Авторы работы указывают, что 20 *имп/мин* соответствуют случайным совпадениям термоэлектрических шумов фотоумножителей, а 45 *имп/мин* обусловлены обратной оптической связью между фотоумножителями.

Оценка вклада в фон обратной оптической связи была предпринята и в работе [86], где исследован фон установки для регистрации активности археологических образцов. Вспышки света, происходящие в 50 мл жидкого сцинтиллятора, регистрируются двумя фотоумножителями с диаметром катода 5 см. Дифференциальные дискриминаторы отбирают импульсы, амплитуда которых соответствует энергиям 22—155 *кэв*. Далее импульсы подаются на схему совпадений с разрешающим временем 1 *мксек*. Излучение C^{14} регистрируется с эффективностью 50%. Защита установки содержит слой ртути толщиной 2,5 см и сталь толщиной 20 см. Фон установки в такой защите составляет 13,6 *имп/мин*.

Для оценки вклада обратной оптической связи на фотокатод одного из фотоумножителей с помощью тонкого световода вспышки света подают от внешнего источника и регистрируют скорость счета совпадений. Оказалось, что возрастание скорости счета совпадений при этом соответствует увеличению числа случайных совпадений при данном разрешающем времени электронной схемы. Это свидетельствует об отсутствии обратной оптической связи.

По-видимому, обратная оптическая связь дает фон совпадений на уровне одноэлектронных импульсов, что объясняет различие в оценке величины этого эффекта авторами работ [85, 86].

В установках со счетчиками Гейгера — Мюллера возможно ухудшение условий измерения активности под действием ложных импульсов рабочего счетчика. Для каждого счетчика существует определенная вероятность того, что после разряда, соответствующего прохождению через счетчик ядерной частицы, возникнет второй разряд, обусловленный высвобождением какой-либо формы энергии, запасенной в счетчике после первого разряда. Если вероятность возникновения такого ложного разряда α известна, то можно рассчитать значение истинной скорости счета

$$n = \frac{1}{1 + \alpha} \cdot \frac{k}{t}$$

и оценить среднеквадратичное отклонение этой величины [87]

$$\sigma = \frac{\sqrt{1 + 3\alpha}}{1 + \alpha} \cdot \sqrt{\frac{n}{t}}$$

В этом случае, как видно из последней формулы, наличие ложных импульсов приводит лишь к небольшому увеличению погрешности измерения скорости счета.

Если же значение вероятности возникновения ложного отсчета неизвестно, то это может привести к ошибке в определении того фона, который имеет место при измерении общей скорости счета, т. е. к систематической ошибке в измерении активности.

Наиболее надежно ложные импульсы устраняются применением схем внешнего гашения разряда в счетчике. Схема внешнего гашения представляет собой устройство, управляемое импульсами с анода счетчика. После каждого разряда, происходящего в счетчике, схема внешнего гашения вырабатывает положительный импульс, прикладываемый к катоду счетчика, что препятствует развитию ложного разряда. Длительность гасящего импульса может быть выбрана достаточно большой. Это не отражается на эффективности счета при регистрации малых активностей и гарантирует от возникновения ложных импульсов.

Крейном [88] описана установка со счетчиком внутреннего наполнения для измерения активности радиоактивного углерода в форме CO_2 . При наполнении счетчика углекислым газом наблюдаются двойные импульсы, что объясняется связыванием части электронов, образовавшихся при ионизации газа, в отрицательные ионы электроотри-

цательными примесями. Тяжелые ионы приходят к аноду счетчика уже после того, как электроны вызвали разряд и потенциал на аноде восстановился до рабочего значения. Это и приводит к возникновению второго импульса. Для устранения двойных импульсов к углекислому газу добавляют 5% CS_2 . Роль этой добавки заключается в связывании всех электронов, образовавшихся при прохождении через счетчик ионизирующей частицы, в отрицательные ионы. В этом случае после прохождения через счетчик ионизирующей частицы разряд в счетчике оказывается задержанным на время дрейфа отрицательных ионов от трека частицы к аноду счетчика.

Задержка разряда в счетчике, наполненном смесью $CO_2 + CS_2$, позволяет осуществлять управление внешней гасящей схемой не только импульсами от анода рабочего счетчика, но и импульсами от системы защитных счетчиков. Если через систему счетчиков защиты и рабочий счетчик проходит мезон, импульс защитных счетчиков запускает схему внешнего гашения, которая снижает напряженность поля на аноде рабочего счетчика. За это время отрицательные ионы не успевают подойти к области с большой напряженностью поля, поэтому разряд в рабочем счетчике не происходит. Таким образом, создается возможность уменьшить общее число разрядов в счетчике, что приводит к надежному исключению ложных разрядов.

В описываемой установке центральный счетчик имеет рабочую длину 40,7 см, диаметр 7,3 см. Счетчик наполняется рабочей газовой смесью при атмосферном давлении. В защите из стали толщиной 23 см счетчик, наполненный углекислым газом, синтезированным из древнего углерода, имеет фон 8 *имп/мин*.

В заключение следует упомянуть о возможности снижения фона газоразрядных счетчиков с помощью уменьшения их рабочего объема [89]. Однако этот путь связан с уменьшением эффективного размера входного окна счетчика, что не всегда допустимо.

Измерение малых удельных активностей

Чувствительность установок для измерения малых удельных активностей

Многие задачи радиометрии сводятся к измерению малых удельных активностей различных материалов. Например, при оценке содержания радиоактивных загрязнений в объектах внешней среды измерению подлежит удельная активность этих объектов, т. е. активность, приходящаяся на единицу массы исследуемого материала.

Особенности, присущие технике измерения малых удельных активностей, проявляются в тех случаях, когда количество доступного для измерения материала практически не ограничено. Тогда можно достичь высокой точности измерения, помещая в радиометрическую установку большое количество материала. При этом общая активность, поданная на измерение, может оказаться значительной. Если конструкция установки обеспечивает большую эффективность счета для массивного препарата, то даже при малой удельной активности образца скорость счета препарата оказывается достаточной для достижения нужной статистической точности измерения.

Отсюда следует, что ограничения чувствительности любого метода измерения удельных активностей должны быть связаны с уменьшением эффективности счета при увеличении массы материала, поданного на измерение. Однако при измерении удельной активности по γ -излучению ограничения чувствительности скорее связаны с конструктивными особенностями установок, которые определяют максимальное количество материала, подаваемого на измерение. Это связано с тем, что самопоглощение γ -излучения в препарате сказывается лишь при очень больших толщинах образца.

Удельную активность β -излучателей можно измерять методом толстослойных источников. Толстослойными источниками считаются такие препараты, толщина которых превосходит длину максимального пробега β -излучения в данном веществе. Интенсивность внешнего излучения таких препаратов зависит не от общей активности источника, а от удельной активности материала, поскольку вклад во внешнее излучение дает только тот слой препарата, толщина которого меньше слоя максимального пробега β -излучения. Поэтому и скорость счета установки, регистрирующей это излучение, прямо пропорциональна удельной активности препарата. Пересчетный коэффициент, позволяющий по скорости счета препарата найти удельную активность измеряемого образца, находят градуировкой с помощью эталонов удельной активности или расчетным путем. В последнем случае исходными данными для расчета являются средняя энергия β -излучения, площадь и толщина окна счетчика и геометрический фактор [90].

Для того чтобы выяснить, от чего зависит чувствительность установок для измерения удельных активностей по β -излучению, необходимо получить выражение для оценки минимально измеримой удельной активности. Очевидно, что минимальная удельная активность $a_{\text{мин}}$ может быть выражена через минимально измеримую активность и массу препарата m

$$a_{\text{мин}} = \frac{A_{\text{мин}}}{m}.$$

Полагая, что масса препарата равномерно распределена по площади S , равной площади входного окна счетчика, слоем толщиной d (мг/см^2), можно записать

$$m = dS.$$

С учетом этого выражения и формулы (9) для минимальной удельной активности имеем

$$a_{\text{мин}} = \frac{1 + 2\delta \sqrt{n_{\phi} T}}{2,22\delta^2 F T d S} \cdot 10^{-9} \text{ кюри/г.} \quad (35)$$

Полученное выражение показывает, что минимальная удельная активность тем меньше, чем больше толщина слоя препарата d . Однако следует учитывать, что эффективность счета F зависит от толщины препарата, поскольку в

выражение для F (34) входит коэффициент самопоглощения s , который уменьшается с ростом d .

При измерении β -излучения эффективность счетчиков в обычно равна единице. Введем обозначение

$$F_0 = \eta K_{\Pi}.$$

Здесь F_0 представляет эффективность счета для очень тонкого препарата, испускающего β -излучение данного спектра. С учетом этого для эффективности счета в общем случае вместо формулы (34) можно записать

$$F = F_0 s. \quad (36)$$

Величина коэффициента самопоглощения зависит не только от толщины слоя препарата, но и от условий измерения, в частности от геометрии счета и поглощения излучения в окне счетчика. Наиболее точно коэффициент самопоглощения определяется экспериментально. Однако для оценки чувствительности можно воспользоваться теоретическим выражением коэффициента самопоглощения, которое можно получить в предположении об экспоненциальном характере поглощения β -излучения в веществе:

$$s = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d}, \quad (37)$$

где μ — массовый коэффициент поглощения данного излучения, $\text{см}^2/\text{мг}$. Это выражение наиболее точно выполняется тогда, когда толщина слоя препарата удовлетворяет неравенствам

$$d_{0,5} < d \leq R_m,$$

где $d_{0,5}$ — слой половинного поглощения данного β -излучения; R_m — максимальная длина пробега β -частиц в веществе.

Подставив в формулу для минимальной удельной активности (35) значение эффективности счета (36) с учетом выражения (37), получим [91]

$$a_{\min} = \frac{(1 + 2\delta \sqrt{n_{\Phi} T}) \mu}{2,22\delta^2 T F_0 S (1 - e^{-\mu d})} \cdot 10^{-9} \text{ кюри/г}. \quad (38)$$

Отсюда видно, что чувствительность установки как величина, обратно пропорциональная минимально измеримой удельной активности, увеличивается с ростом эффективно-

сти счета F_0 , площади окна счетчика S и толщины слоя препарата d . Однако с ростом d чувствительность увеличивается лишь до тех пор, пока толщина препарата не достигнет значения максимального пробега β -частиц в веществе R_m .

На рис. 13 показана зависимость чувствительности установки к удельной активности от толщины слоя препарата. На графике даны относительные значения чувствительности, определенные как отношения чувствительности для данного значения d к максимальной чувствительности при

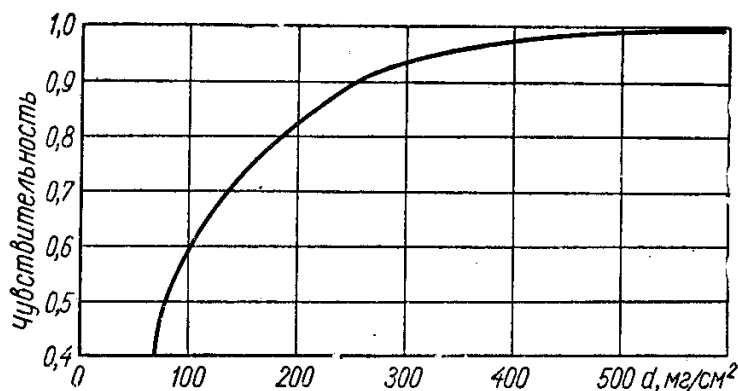


Рис. 13. Относительное изменение чувствительности от толщины слоя препарата.

$d = R_m$. График рассчитан для β -излучения K^{40} , для которого приняты значения: $\mu = 0,009 \text{ см}^2/\text{мг}$; $d_{0,5} = 80 \text{ мг/см}^2$; $R_m = 600 \text{ мг/см}^2$. Выбор излучения калия обусловлен тем, что калием широко пользуются как эталоном при градуировке установок, предназначенных для определения суммарной β -активности продуктов деления урана в объектах внешней среды. При этом эффективность регистрации излучения калия зависит от толщины препарата примерно так же, как и эффективность счета β -излучения смеси продуктов деления урана в возрасте от 2 до 10 лет [92].

Из рис. 13 видно, что начиная с толщин $d > 0,3 R_m$ чувствительность очень слабо зависит от толщины препарата. В то же время в области толщин, близких к $d_{0,5}$, чувствительность к удельной активности резко падает.

Как уже говорилось, при измерении удельных активностей обычно приготавливают толстослойные препараты, которые обеспечивают полную чувствительность установки. Поэтому формулу (38) для оценки минимальной удельной

активности можно упростить, полагая, что скобка в знаменателе очень близка к единице. В этом случае можно считать, что чувствительность установки зависит от величины отношения

$$\frac{F_0 S}{\sqrt{n_{\phi}}}.$$

С помощью этого отношения удобно сравнивать различные установки для измерения малых удельных активностей по их чувствительности. Оно показывает, что качество установки определяется в основном эффективностью счета внешнего излучения препарата и площадью, на которой можно разместить измеряемый материал так, чтобы излучение попадало в окно счетчика. Величина фона установки играет меньшую роль, поскольку она входит в выражение (38) под корнем.

В работе [93] приведено аналогичное отношение для сравнения качества сцинтилляционных установок

$$\frac{Fm}{\sqrt{n_{\phi}}}.$$

Естественно, что в случае сцинтилляционных счетчиков чувствительность установки для измерения малых удельных активностей зависит от массы материала, которую можно разместить в установке. Эффективность счета при этом почти не зависит от массы препарата, так как для γ -излучения практически отсутствует эффект самопоглощения излучения в массе препарата. Зависимость эффективности счета от массы препарата может проявляться в результате изменения геометрии счета с толщиной образца.

Выражение для минимальной удельной активности, которую можно измерить на установке с постоянным фоном, можно получить из формулы (19). Очевидно, что постоянство фона установок для измерения малых удельных активностей обеспечивает им такое же увеличение чувствительности, как и установкам общего назначения. Полагая, что при измерении толстослойных препаратов

$$e^{-\mu R_m} \approx 0,$$

для установок с постоянным фоном будем иметь

$$a_{\min} = \frac{(1 + \sqrt{1 + 4n_{\phi} \delta^2 t}) \mu}{4,44 \delta^2 t F_0' S} \cdot 10^{-9} \text{ кюри/г.} \quad (39)$$

Зависимость чувствительности к удельной активности от толщины слоя препарата, как видно из рис. 13, показывает, что метод толстослойных препаратов не имеет особых преимуществ с точки зрения чувствительности перед методом измерения препаратов ограниченной толщины. Однако до сих пор принималась в расчет только та точность измерений, которая обусловлена статистической природой радиоактивности. Преимущества метода толстослойных препаратов проявляются более наглядно, если учесть все источники ошибок при измерении удельных активностей препаратов.

При измерении активности толстослойных препаратов удельную активность материала находят по формуле

$$a = \frac{n_0}{\varphi},$$

где φ — эффективность счета, которая определяется путем градуировки с помощью эталона удельной активности данного β -излучателя. В фиксированных геометрических условиях и при одинаковой форме материала, поступающего на измерение, величина φ постоянна и может быть измерена с высокой точностью. В этом случае относительная погрешность измерения удельной активности

$$\delta = \sqrt{\left(\frac{\sigma}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\varphi}{\varphi}\right)^2}$$

определяется в основном статистической погрешностью измерения скорости счета.

Если же препарат имеет конечную толщину, удельную активность препарата находят по формуле

$$a = \frac{n_0}{2,22 F_0 sm} \cdot 10^{-12} \text{ кюри/г},$$

где коэффициент самопоглощения s зависит от толщины слоя препарата. Необходимость вводить поправку на самопоглощение в результат измерений создает дополнительный источник погрешностей, связанный с неточностью в определении коэффициента самопоглощения. Формула для относительной погрешности измерения удельной активности в этом случае имеет вид:

$$\delta = \sqrt{\left(\frac{\Delta n_0}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F_0}{F_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta s}{s}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2}. \quad (40)$$

В том случае, когда коэффициент самопоглощения определяется экспериментально для каждого значения толщины препарата, погрешность в определении коэффициента самопоглощения может быть достаточно малой, тогда ее можно не учитывать. Если же поправку на самопоглощение вводят расчетным путем, необходимо оценить погрешность и учесть ее при вычислении относительной погрешности по формуле (40). Увеличение относительной погрешности измерения в результате неточности определения поправки на самопоглощение эквивалентно ухудшению чувствительности установки.

Выше приводилась приближенная формула (37), по которой можно оценить коэффициент самопоглощения β -излучения в толщине препарата. В работе [94] показано, что в геометрии 4π эта формула выполняется сравнительно точно. Там же на основании статистической обработки литературных данных получена формула, по которой можно рассчитать массовый коэффициент поглощения β -излучения в веществе, зная максимальную энергию β -частиц в спектре измеряемого излучателя $E_{\text{макс}}$ (Мэв):

$$\mu = 0,1523 E_{\text{макс}}^{-1,514} \text{ см}^2/\text{мг}.$$

В работе [91] описана кривая самопоглощения K^{40} в КС-в геометрических условиях, близких к 4π . Экспериментальные значения коэффициента самопоглощения отличались от рассчитанных по формуле (37) не более чем на 4%. Это дает основание воспользоваться формулой (37) для оценки величины $\Delta s/s$.

Применив формулу конечных приращений, получим из формулы (37) выражение

$$\frac{\Delta s}{s} = - \left(1 - \frac{\mu d}{e^{\mu d} - 1} \right) \cdot \frac{\Delta d}{d}, \quad (41)$$

где Δd — возможная погрешность в определении толщины слоя препарата.

Зависимость абсолютного значения погрешности $\Delta s/s$ от толщины препарата для K^{40} показана на рис. 14. График построен с помощью формулы (41), где принято $\Delta d = 10 \text{ мг/см}^2$. Поскольку относительная погрешность $\Delta s/s$ при любой толщине препарата не превышает 4%, ее можно не учитывать, если статистическая погрешность измерения скорости счета препарата составляет 10% и выше.

Возможен еще один источник ошибок измерения, связанный с явлением самопоглощения излучения в препарате, а именно, неравномерность распределения массы препарата по площади, с которой регистрируется β -излучение. Однако можно показать, что вклад подобного эффекта в общую погрешность измерения мал.

Действительно, если препарат равномерно распределен слоем толщиной d по площади S , то скорость счета препарата в этом случае выразится формулой

$$n_0 = adSF_0 s,$$

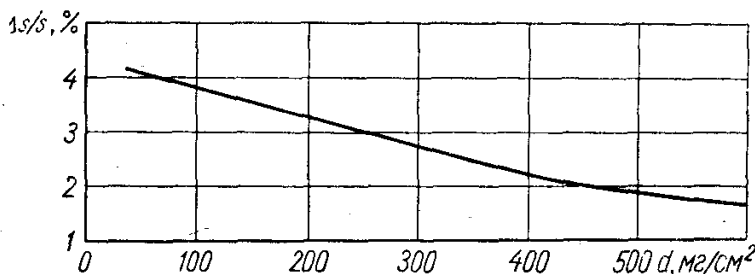


Рис. 14. Относительная погрешность, связанная с введением поправки на самопоглощение.

где a имеет единицу измерения $\text{расп}/(\text{мин} \cdot \text{г})$. Допустим, что препарат перераспределен так, что на одной половине площади имеется избыток слоя препарата Δd , а на другой половине — соответствующий недостаток. Теперь скорость счета препарата n будет складываться из скоростей счета

$$n_1 = \frac{1}{2} aSF_0 (d + \Delta d) \left(s + \frac{\partial s}{\partial d} \Delta d \right)$$

и

$$n_2 = \frac{1}{2} aSF_0 (d - \Delta d) \left(s - \frac{\partial s}{\partial d} \Delta d \right).$$

После преобразований получим

$$n = aS dF_0 s + aSF_0 \frac{\partial s}{\partial d} (\Delta d)^2.$$

Отсюда выражение для относительного изменения скорости счета препарата будет иметь вид

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \left(\frac{e^{-\mu d}}{s} - 1 \right) \cdot \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2.$$

Таким образом, эффект изменения скорости счета из-за неравномерного распределения препарата по рабочей площади установки имеет второй порядок малости относительно d . Поэтому вклад такой погрешности в общую погрешность измерения удельной активности не может быть большим.

Расчет величины $\Delta n/n_0$ в случае измерения удельной активности материалов по β -излучению K^{40} показывает, что с увеличением толщины препарата от $d_{0,5}$ до R_m относительное изменение скорости счета, связанное с неравномерностью слоя препарата, уменьшается от 2 до 0,1%, если $\Delta d = 20 \text{ мг/см}^2$.

На основании вышеизложенного можно сформулировать основные конструктивные требования, которым должны удовлетворять установки для измерения малых удельных активностей по β -излучению препаратов. Эти требования сводятся к тому, что установки для измерения малых удельных активностей должны обладать большим геометрическим фактором, малым поглощением внешнего β -излучения на его пути в чувствительный объем счетчика, большой площадью входного окна и сравнительно низким фоном.

Обычно счетчики с большой площадью окна обладают повышенным фоном: однако это обстоятельство не мешает отдавать предпочтение счетчикам с большим окном. Для однотипных в конструктивном отношении счетчиков фон приблизительно пропорционален площади окна; поэтому чувствительность установки для измерения малых удельных активностей растет примерно как $F_0/\sqrt{S}$.

Предельной чувствительности для счетчиков избранного типа можно достичь, если регистрировать излучение препарата в геометрии, близкой к 4π . При этом следует регистрировать β -излучение препарата не одним счетчиком, а размещать препарат между окнами двух счетчиков, расположенных почти вплотную друг к другу. Расстояние между этими окнами должно быть достаточным для установки препаратов, толщина которых равна максимальной длине пробега β -излучения данной энергии в материале препарата. В случае измерения удельной активности по жесткому β -излучению это расстояние должно составлять 4—5 мм, если плотность измеряемого материала превышает 1 г/см^3 .

Помимо высокой чувствительности такие установки обладают еще и тем преимуществом, что для них довольно точно выполняется соотношение (37) для коэффициента

самопоглощения. Возможность определения поправки на самопоглощение расчетным путем для любой толщины препарата при высокой точности такого определения представляет большое удобство, так как освобождает от громоздкой работы по экспериментальному определению этой величины.

Применение способа снижения фона без дополнительных счетчиков антисовпадений

В предыдущей главе был описан способ снижения жесткой космической компоненты фона установок, не требующий защитных счетчиков для управления схемой антисовпадений. Для осуществления этого способа требуется, чтобы излучение препарата регистрировалось в угле 4л двумя плоскими счетчиками, расположенными горизонтально друг над другом. Если два таких счетчика включены в сдвоенную схему антисовпадений (см. рис. 12), то жесткая космическая компонента фона снижается из-за того, что сдвоенная схема антисовпадений не пропускает на пересчетный прибор импульсы, одновременно возникающие в верхнем и нижнем счетчиках.

Условия применения указанного способа снижения фона удачно сочетаются с конструктивными требованиями, которым должны удовлетворять установки для измерения малых удельных активностей. Действительно, расположение препарата между окнами счетчиков большой площади обеспечивает высокую чувствительность установки к удельной активности. Если при этом высота счетчиков невелика, то большая часть мезонов, попадающих на детектор установки, будет проходить и через верхний, и через нижний счетчик. Только мезоны, падающие под большими углами к вертикали, могут, пройдя по краю одного из счетчиков, не попасть в чувствительный объем другого счетчика. Импульсы, вызванные такими частицами, не будут подавляться регистрирующей схемой и дадут вклад в фон установки. Однако вклад подобного краевого эффекта в фон установки может быть очень невелик, так как интенсивность жесткого космического излучения убывает с ростом угла φ между вертикалью и направлением движения частиц приблизительно как $\cos^2 \varphi$. Поэтому при удачном сочетании малой высоты счетчиков с большой площадью их окна включение счетчиков установки для измерения

удельных активностей в сведенную схему антисовпадений может обеспечить подавление значительной части космического фона установки.

Возможности указанного способа снижения фона исследованы на установке для измерения малых удельных активностей препаратов по жесткому β -излучению [91].

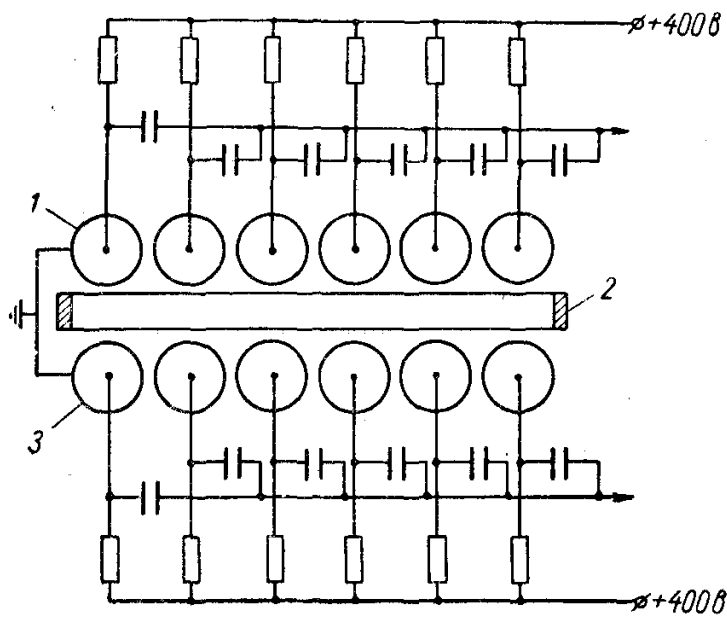


Рис. 15. Схема включения счетчиков СТС-5 в установке для измерения малых удельных активностей.

Для установки были отобраны счетчики из большой партии. Счетчики отбирали приблизительно с одинаковыми счетными характеристиками и с небольшим собственным фоном. Собственный фон счетчиков измеряли, помещая их в защиту из свинца толщиной 5 см и включая на антисовпадения с кольцом защитных счетчиков. Средний собственный фон отобранных счетчиков составлял 3,5 *имп/мин*. Это значение фона для счетчика СТС-5 сравнительно велико. Можно подобрать счетчики с собственным фоном около 1 *имп/мин*. Однако для исследования фона установки удобно было иметь набор счетчиков с одинаковым собственным фоном, что и определило указанный выбор.

Детектор установки был изготовлен в виде двух ковриков, каждый из которых, как показано на рис. 15, состоит из шести счетчиков СТС-5, расположенных вплотную друг

к другу. Выбор этих счетчиков был обусловлен возможностью получить сравнительно низкий фон детектора, поскольку собственный фон счетчиков СТС-5 невелик. Между ковриками 1 и 3 помещена кювета 2 для сыпучих препаратов. Кювета представляет собой прямоугольную рамку, вырезанную из листового плексигласа толщиной 4 мм и заклеенную с одной стороны тонкой лавсановой пленкой. Препарат размещен в кювете на площади 5×6 см.

На рис. 15 также показана схема питания счетчиков. Все сопротивления выбраны по 2 Мом, а конденсаторы — по 36 пф. В качестве источника питания используется стабилизированный выпрямитель ВСЭ-2500.

Защита детектора установки от внешнего γ -излучения и мягкой компоненты космического излучения осуществляется свинцовым экраном толщиной 5 см. От β -излучения радиоактивных загрязнений свинца коврики защищены плексигласовыми экранами толщиной 4 мм.

Импульсы с выходов верхнего и нижнего ковриков подаются на входы сдвоенной схемы антисовпадений, показанной на рис. 16. Лампы L_1 , L_3 и L_5 образуют схему антисовпадений, описанную А. А. Саниным [80] и примененную с некоторыми изменениями в установке для измерения малых активностей [7]. Особенностью этой схемы является высокая эффективность отбора антисовпадений при некотором разбросе времени появления импульсов на ее входах. Достигается это задержкой на 3 мксек фронта импульса в рабочем канале с помощью запертого мультивибратора L_1 по сравнению с моментом прихода управляющего импульса от запертого мультивибратора L_3 на лампу L_5 , отбирающую антисовпадения.

Схема антисовпадений на лампах L_2 , L_4 и L_6 работает аналогично первой. Положительные импульсы, соответствующие антисовпадениям, подаются с анодов ламп L_5 и L_6 на общий потенциометр 0,68 Мом, откуда поступают на вход пересчетной схемы. Соединение двух схем антисовпадений, как показано на рис. 16, приводит к тому, что импульсы верхнего коврика установки являются рабочими для первой схемы антисовпадений, управляющими для второй и наоборот. Поэтому сдвоенная схема антисовпадений подает импульс на пересчетный прибор в том случае, когда происходит разряд либо в верхнем, либо в нижнем коврик детектора установки. Если же в результате прохождения космической частицы одновременно возникают

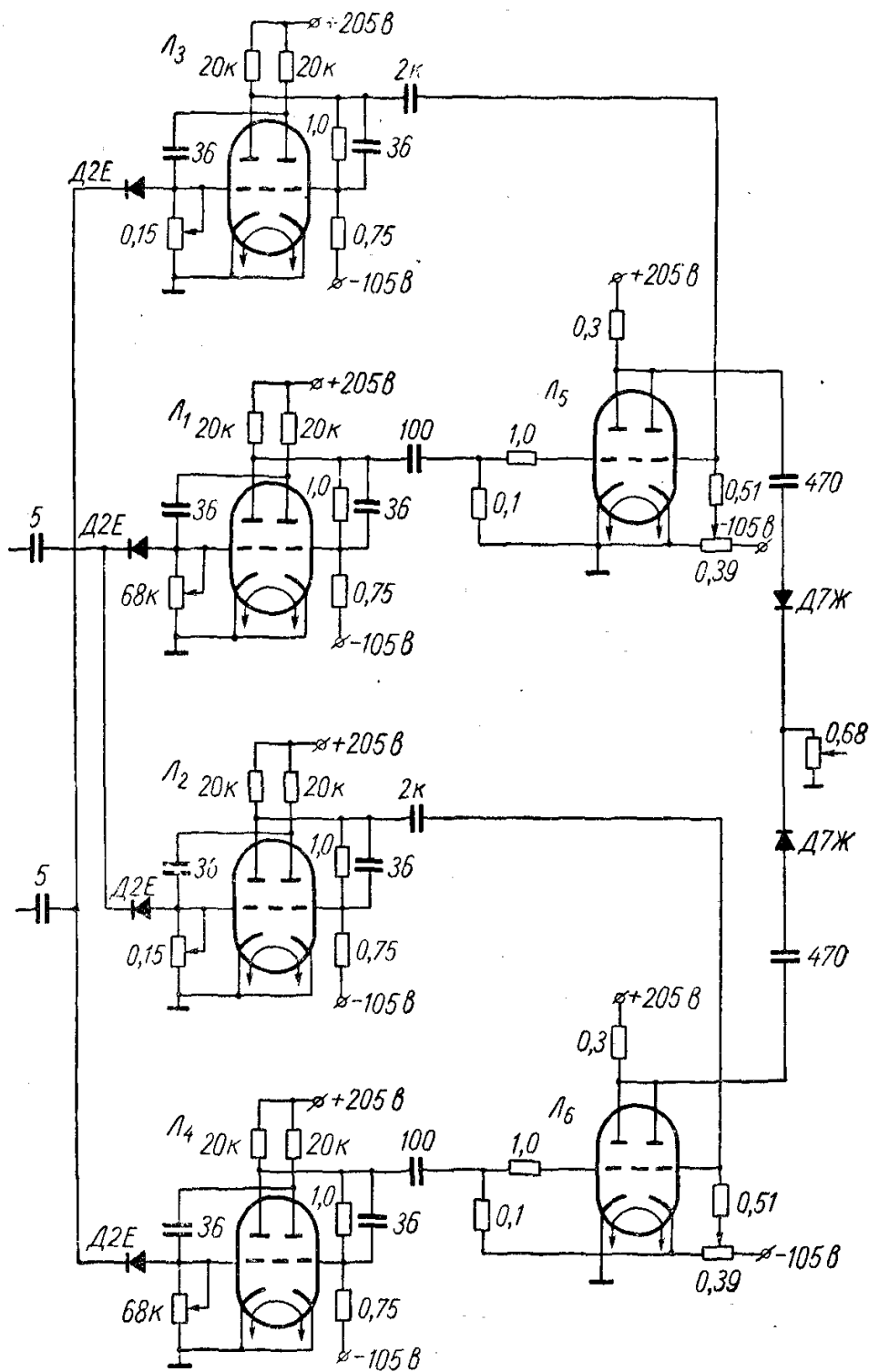


Рис. 16. Сдвоенная схема антисовпадений.

импульсы в верхнем и нижнем ковриках, импульсна пересчетный прибор не поступает.

Фон установки, в частности вклад в фон краевого эффекта, был исследован по следующей методике. Последовательно изучали фоновые характеристики ковриков, содержащих от 3 до 6 счетчиков СТС-5 (табл. 8). Определяли собственный фон каждого коврика n_{01} и n_{02} и собственный фон всей установки n_0 . Эти величины вычисляли суммированием собственных фонов, включенных в коврики счетчиков. Собственный фон счетчиков измеряли заранее в условиях, когда исключалась космическая компонента фона счетчиков, и в свинцовом экране такой же толщины.

Т а б л и ц а 8

Фоновые характеристики установки для измерения
удельных активностей в зависимости от числа
счетчиков в коврик

Число счетчи- ков	n_0	n_1	n_2	n	Δn	n_c	$n_c/S,$
	имп/мин						имп/(мин·см ²)
3	20,5	24,0	20,0	27,6	7,1	8,2	0,55
4	27,6	29,8	30,8	35,2	7,6	12,7	0,64
5	35,1	36,4	36,6	44,4	9,3	14,3	0,57
6	42,7	43,1	43,2	51,9	9,2	17,2	0,57

С помощью пересчетной схемы, которая подключалась непосредственно к выводам верхнего и нижнего ковриков, измеряли фон ковриков n_1 и n_2 . Затем коврики подключали к соответствующим входам сдвоенной схемы антисовпадений и измеряли фон установки n .

По результатам измерений величин n_1 , n_2 и n рассчитывали скорость счета совпадений n_c между ковриками. Поскольку установка считает только те импульсы, которые возникают в ковриках одновременно, фон установки должен выражаться соотношением

$$n = n_1 + n_2 - 2n_c,$$

откуда

$$n_c = 0,5 (n_1 + n_2 - n).$$

С целью проверки правильности работы установки скорость счета совпадений измеряли и непосредственно с по-

мощью схемы совпадений «Яблоня». Скорости счета совпадений, определенные независимыми способами, совпадают в пределах погрешности измерения.

Краевой эффект Δn , обусловленный вкладом в фон установки тех мезонов, которые не проходят через счетчики обоих ковриков, рассчитывается как разность между фоном n и собственным фоном установки

$$\Delta n = n - n_0.$$

Кроме указанных величин, в табл. 8 приведены значения скорости счета совпадений, приходящейся на единицу рабочей поверхности коврика n_c/S .

Из данных, приведенных в табл. 8, видно, что скорость счета совпадений, приходящаяся на единицу поверхности коврика, остается с увеличением числа счетчиков постоянной в пределах погрешности измерений и близка к интенсивности жесткой компоненты космического излучения, падающего на горизонтальную площадку.

Краевой эффект Δn с увеличением числа счетчиков в коврике медленно возрастает, но его относительный вклад в общий фон установки с увеличением числа счетчиков от 3 до 6 уменьшается от 26 до 18%. Подобный вклад следует считать небольшим, в чем можно убедиться, рассчитав с помощью формул (23) и (24), при каких условиях фон данной установки может быть постоянным. Когда в каждом коврике работает по 6 счетчиков, фон можно считать постоянным при времени измерения малоактивных препаратов до 100 мин.

Если выводы двух ковриков соединить параллельно и не принимать мер к снижению жесткой космической компоненты фона, установка имеет фон 68 *имп/мин*. В этом случае космическая часть фона, как следует из данных табл. 8, составляет 26,4 *имп/мин*. Расчет по формуле (23) показывает, что при этом фон может считаться постоянным только для таких измерений, продолжительность которых составляет не более 15 мин.

Была предпринята экспериментальная проверка постоянства фона установки с включенной и отключенной sdвоенной схемой антисовпадений [95]. За период шестимесячной эксплуатации установки было отобрано 28 неравноточных значений фона со sdвоенной схемой антисовпадений и 20 значений фона без схемы антисовпадений. В качестве статистического критерия постоянства фона был

использован критерий χ^2 (31). Результаты проверки приведены в табл. 9.

Т а б л и ц а 9

Проверка постоянства фона установки для измерения
малых удельных активностей

Состояние схемы антисовпадений	τ , мин	l	$n_{\text{ф}}$, имп/мин	χ^2	Результат проверки
Включена	30	26	52	27	$\chi^2 < \chi_{0,3}^2$
Выключена	30	18	68	32	$\chi^2 > \chi_{0,03}^2$

Неравенства, приведенные в последней графе табл. 9, показывают, что в первом случае проверка подтверждает предположение о том, что фон установки можно считать постоянным. При данном числе измерений фона нестабильность, обусловленная космической частью фона, вскрывается с относительно высокой вероятностью (мощность критерия $\beta \approx 0,6$). Во втором же случае экспериментальная проверка надежно показала нестабильность фона.

Таким образом, описанный способ снижения фона без дополнительных счетчиков антисовпадений позволяет значительно улучшить фоновые характеристики установки и обеспечивает возможность считать фон установки постоянным.

Эффективность счета F_0 для тонких препаратов K^{40} , определенная с помощью калиевых эталонов, составляет 44%. Рабочая поверхность ковриков, как и площадь кюветы для образца при 6 счетчиках в коврике, равна 30 см^2 . Расчет по формуле (39) показывает, что для образцов, содержащих K^{40} , $a_{\text{мин}} = 3,2 \cdot 10^{-12}$ кюри/г, если $t = 60$ мин, $\delta = 10\%$. Такой или несколько меньшей активностью обладают объекты внешней среды. Удельная активность почвы, обусловленная содержанием в ней калия, в среднем составляет 10^{-11} кюри/г.

Следует полагать, что конструкция детектора описанной установки не является наилучшей в смысле эффективности снижения космической части фона путем включения ковриков в сдвоенную схему антисовпадений, так как толщина детектора неодинакова по всей площади. Включение в сдвоенную схему антисовпадений двух плоских коробчатых

счетчиков, площадь окна которых равна 30 см^2 , а высота 1 см , показало, что вклад краевого эффекта в общий фон установки может быть еще меньше. Скорость счета совпадений для системы из двух счетчиков оказалась равной 20 имп/мин [96].

Конструкции установок для измерения малых удельных активностей

Материалы с малой удельной активностью могут быть измерены на любой установке, обладающей повышенной чувствительностью. Однако выше было показано, что наиболее успешно эту задачу можно решить с помощью таких установок, которые сочетают высокую эффективность счета с большой площадью окна счетчика. В литературе можно найти много примеров таких установок. Ниже будут рассмотрены наиболее интересные конструкции установок, предназначенные для измерения малых удельных активностей.

Установка с двумя плоскими счетчиками, между которыми помещается кювета с образцами жидкости, предназначена для эталонирования и измерения активности растворов мягких и жестких β -излучателей [97]. В этой установке два плоских счетчика с диаметром окна 5 см расположены в кожухе из висмута. Рабочие счетчики включены на антисовпадения с системой из 28 защитных счетчиков, окружающих висмутовый кожух установки. Защитный экран из стали имеет толщину 20 см . Фон установки составляет 11 имп/мин , если рабочие счетчики имеют окна из слюды, и $2-3 \text{ имп/мин}$, если применяются счетчики с окнами из милара.

Зазор между окнами счетчиков составляет 1 мм . В этот зазор вдвигается плексигласовая кювета с дном из миларовой пленки толщиной $0,7 \text{ мг/см}^2$. Диаметр кюветы 6 см , в нее помещают 2 мл измеряемой жидкости. Получается слой жидкости толщиной около $0,7 \text{ мм}$, который является толстым для мягких β -излучателей.

Установка обеспечивает измерение с погрешностью 10% при времени измерения 30 мин : $\text{C}^{14} - 6 \cdot 10^{-11} \text{ кюри/см}^3$; $\text{Ca}^{45} - 10^{-11} \text{ кюри/см}^3$; $\text{I}^{131} - 2 \cdot 10^{-12} \text{ кюри/см}^3$.

Следующая установка предназначена также для измерения активности жидких препаратов [98]. Детектор этой установки представляет собой комбинацию из двух сцинтилляционных счетчиков, расположенных в форме тисков.

В установке использованы два диска из пластического сцинтиллятора. Диаметр диска 10 см, толщина 0,3 см. Диски сочленены с фотоумножителями и покрыты снаружи непрозрачной пленкой толщиной 10 мг/см².

Измеряемую жидкость заливают в полиэтиленовый контейнер с тонкими стенками и помещают между окнами двух счетчиков. Объем жидкости составляет 80—100 мл; толщина слоя жидкости около 1 см. Фон установки составляет 100 имп/мин.

Установка предназначена для измерения удельной активности биологических жидкостей по K^{42} . Эффективность счета для K^{42} составляет 28%. Чувствительность установки позволяет измерить методом изотопного разбавления содержание обменного калия в организме человека. При этом в организм вводят всего 10 мккюри K^{42} . Измерения проводят после наступления обменного равновесия, т. е. через 40—44 ч после приема K^{42} . К моменту измерения пробы в организме успевает распасться 90% исходного количества изотопа. Тем не менее измеряемые образцы обеспечивали скорость счета 500 имп/мин и более.

Л. Е. Смирнов с сотр. [99] исследовали возможность радиометрического определения содержания калия в почве. Была применена простая кассета из пяти счетчиков СТС-5. Кассету со счетчиками располагали вертикально между окнами двух кювет, заполненных образцами исследуемой почвы. Эффективность счета определяли эталонированием счетчиков с помощью хлористого калия. Сравнение 18 анализов почв, проведенных радиометрическим методом, с данными химических анализов показало хорошее совпадение результатов. Максимальное относительное расхождение между данными, полученными двумя методами, оказалось равным 6%.

Промышленная установка с малым фоном УМФ-1500 М [74] имеет в составе сменных рабочих детекторов коврик из 5 счетчиков СТС-5. Фон коврика в установке составляет 18 имп/мин. С помощью этого детектора можно измерить малые удельные активности твердых и жидких материалов. Расчет по формуле (39) для препаратов, содержащих K^{40} , дает $a_{\text{мин}} = 5 \cdot 10^{-12}$ кюри/г при $\delta = 10\%$ и $t = 60$ мин.

Для измерения малых удельных активностей твердых и жидких материалов разработаны специальные счетчики с большой рабочей площадью [100]. Конструкция счетчика представляет собой прямоугольную или круглую раму,

на которой натянуты параллельно друг другу две металлические сетки. Расстояние между сетками составляет 0,5—1,5 см. Одна сетка является анодом, а другая — катодом счетчика. Раму с сетками помещают в какую-либо камеру, через которую проходит ток технического метана, служащего рабочим газом. Со стороны катодной сетки камера должна иметь окно, затянутое тонкой пленкой. Поскольку электрическое поле счетчика заключено в пространстве между сетками, электрические свойства пленки, расположенной возле катодной сетки, не влияют на работу счетчика.

Счетчики работают в пропорциональном режиме, причем рабочие напряжения на счетчиках колеблются в пределах 2,5—3,5 кВ в зависимости от расстояния между сетками. Удельный фон счетчиков, составляющий 0,8 $\text{имп}/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$, может быть снижен до 0,1 $\text{имп}/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$ с помощью свинцового экрана. Размер счетчиков может быть очень большим, а именно, площадь окна счетчика может достигать 700 см^2 .

Некоторые из конструкций сетчатых счетчиков имеют такие камеры, в которые можно помещать измеряемые образцы. При этом катодную сетку размещают непосредственно над поверхностью измеряемого образца. Такие счетчики применяют для измерения концентрации мягких β -излучателей в воде. Пробу воды наливают в счетную тарелку и выпаривают. Тарелку с активным осадком помещают в проточный счетчик; при этом β -излучение осадка регистрируется с высокой эффективностью, поскольку самопоглощение в тонком слое осадка мало.

Сетчатые счетчики можно с успехом применять в качестве защитных счетчиков в методе антисовпадений. Такими счетчиками можно снабдить большую камеру и включить на антисовпадения с ними те детекторы, которые находятся в камере.

На рис. 17 схематически показана конструкция многоанодного проточного счетчика для измерения малых удельных активностей твердых и жидких материалов [101]. Собственно счетчик смонтирован на верхней стальной крышке, откидывающейся на шарнире. Когда счетчик закрыт, катодная пластина вместе с закрепленными на ней анодами входит в углубление, выточенное в нижней части стального корпуса. В этом углублении устанавливают измерительную чашку диаметром 20 см с препаратом.

В катодной пластине, изготовленной из полистирола, выточены 16 полудицилиндрических катодов, покрытых проводящим слоем графита. Диаметр катодов выбран 10 мм; аноды изготовлены из молибденовой проволоки диаметром 30 мкм. Счетчик работает в пропорциональном режиме при постоянном токе метана через измерительный объем. Рабочее напряжение составляет 3 кв.

При измерении активности твердых материалов счетчик работает без окна. При этом коррекцию электрического поля в счетчике осуществляют с помощью сетки из синте-

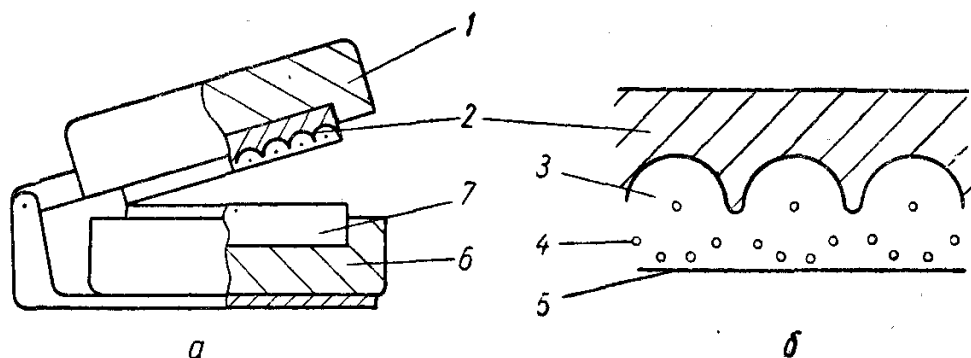


Рис. 17. Схема конструкции большого многоанодного проточного счетчика:

а — общий вид; б — катодно-анодная система; 1 — стальная крышка; 2 — катодная пластина; 3 — анод; 4 — синтетические нити, покрытые слоем графита; 5 — окно из синтетической пленки, покрытой слоем графита; 6 — стальное основание; 7 — измерительная чашка с образцом.

тических нитей, покрытых слоем графита. Если измеряют активность жидких материалов, то рабочий объем счетчика отделяют от поверхности жидкости окном из тонкой синтетической пленки, покрытой зеркальным слоем графита. Общая толщина пленки равна 1 мг/см².

Фон счетчика составляет 350 имп/мин. Эффективность счета для тонких образцов, содержащих $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$, составляет 45%, если измерения проводят без окна. При измерениях с окном из синтетической пленки эффективность снижается до 35%. Минимальная удельная активность, которую можно измерить на этом счетчике методом толсто-слойных образцов, составляет $2 \cdot 10^{-12}$ кюри/г при $\delta = 10\%$ и $T = 60$ мин.

Для измерения малых удельных активностей биоматериалов по γ -излучению Ю. С. Белле с сотр. [102] сконструировал большой жидкостный сцинтилляционный счет-

чик БЖСС-1. Конструкция этой установки показана на рис. 18. Детектором служит бак с жидким сцинтиллятором объемом около 70 л. Бак изготовлен из двух соосных цилиндров с полусферическими днищами. Внутренний цилиндр имеет длину 40 см и диаметр 20 см, что позволяет

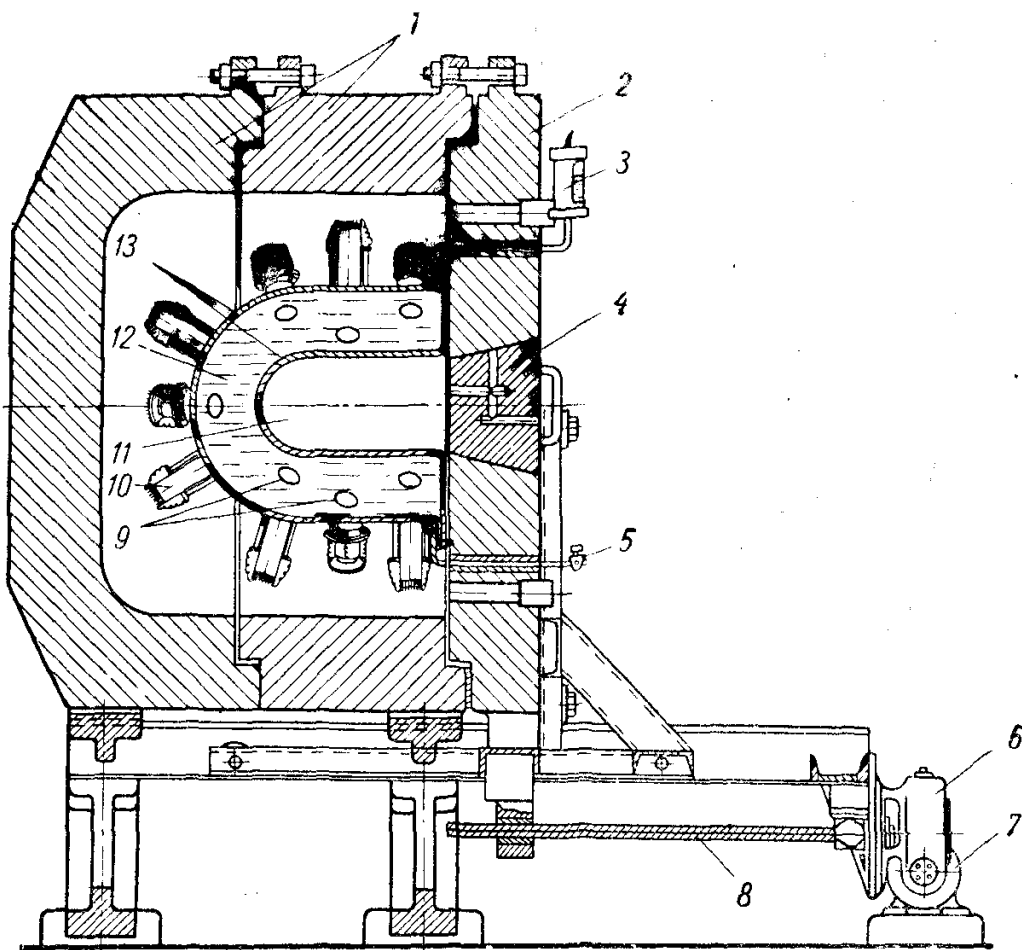


Рис. 18. Счетчик БЖСС-1:

1, 2—чугунная защита; 3—термокомпенсационный бак; 4—дверь; 5—кран слива сцинтиллятора; 6—редуктор; 7—электромотор; 8—винтовая передача для выдвигания передней стенки защиты; 9—кварцевые окна; 10—фотоумножитель; 11—измерительный объем; 12—сцинтиллятор; 13—бак сцинтиллятора.

размещать в нем лабораторных животных размером до крупного кролика или пробы биоматериалов объемом в несколько литров.

Сцинтилляции регистрируют фотоумножителями ФЭУ-14 через кварцевые окна. По поверхности внешней стенки бака детектора расположено в шахматном порядке 25 фо-

тоумножителей. Площадь всех катодов фотоумножителей составляет 3% площади поверхности бака. Для улучшения светосбора внутренняя поверхность бака покрыта белой эмалью. Питание фотоумножителей осуществляют с помощью двух выпрямителей ВС-16. Импульсы с фотоумножителей суммируются схемой сбора сигналов и подаются на многоканальный анализатор АМА-4с и на одноканальный амплитудный дифференциальный анализатор с широким окном.

Защитный экран установки представляет собой конструкцию из чугуна, имеющую минимальные радиоактивные загрязнения. Толщина экрана равна 20 см. Передняя стенка экрана, на которой смонтирован бак детектора, может откатываться по рельсам с помощью электромеханической передачи, открывая доступ к фотоумножителям. В передней стенке имеется дверь, через которую в установку подают измеряемые образцы.

Ширину и положение окна дифференциального анализатора выбирают так, чтобы обеспечить минимальную статистическую погрешность измерения активности данного изотопа при заданном времени измерения. Для Cs^{137} эффективность счета при оптимальном положении окна составляет 70%, фон — 9000 *имп/мин*. Минимальная активность цезия, которая может быть измерена за $T = 60$ *мин* при $\delta = 10\%$, составляет $1,6 \cdot 10^{-10}$ *кюри*. Для γ -излучения K^{40} при оптимальном положении окна установка имеет следующие характеристики: $F = 25\%$, $n_{\phi} = 4500$ *имп/мин*, $A_{\text{мин}} = 3,1 \cdot 10^{-10}$ *кюри*. Поскольку объем пробы, которую можно поместить в установку, достигает нескольких литров, минимально измеримая на этой установке удельная активность указанных изотопов имеет порядок $10^{-14} - 10^{-13}$ *кюри/г* при $T = 60$ *мин* и $\delta = 10\%$.

Исследование радиометрических свойств установки БЖСС-1 [103] показало, что эффективность счета точечного препарата очень слабо зависит от расположения препарата в измерительном объеме счетчика, в качестве которого используют последние 20 см длины камеры счетчика. Это приводит к тому, что результаты измерений практически не зависят от конфигурации измеряемого объекта, распределения в нем активности и точности его фиксации в измерительном объеме.

Таким образом, в подобной установке эффективность счета может зависеть только от общей массы объекта, со-

державшего данный изотоп, так как возможно самопоглощение γ -излучения в толщине массивного образца. Однако в биоматериалах самопоглощение сводится в основном к смягчению начального спектра под влиянием комптоновского рассеяния γ -излучения в образце. При этом заметного снижения интенсивности излучения не наблюдается. На рис. 19 показан спектр γ -излучения точечного источника Cs^{137} и спектры, соответствующие распределению той же активности цезия в водных фантомах разного объема. При увеличении объема водного фантома интегральная скорость счета почти не меняется, но в оптимальном канале регистрации скорость счета падает. Поправка на самоослабление γ -излучения в образце при объеме образца до 0,5 л составляет несколько процентов и не зависит от энергии измеряемого излучения для сравнительно жестких γ -излучателей.

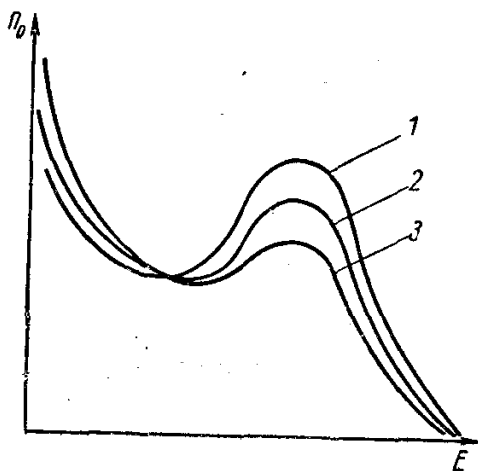


Рис. 19. Деформация спектра γ -излучения источника Cs^{137} при измерении активности в водных фантомах на установке БЖСС-1:

1 — точечный препарат; 2 — объем образца 0,4 л; 3 — объем образца 2 л.

Аппаратурная форма линии при регистрации монохроматического γ -излучения, показанная на рис. 19, обусловлена комптоновским характером взаимодействия регистрируемого γ -излучения с жидким сцинтиллятором. Отношение полуширины спада линии на ее полувысоте к амплитуде линии для спектров Cs^{137} и K^{40} составляет соответственно 39 и 21 %, что исключает возможность анализа сложных γ -спектров с помощью счетчика БЖСС-1. Однако при большой разнице в энергиях γ -квантов возможно одновременное определение активности двух изотопов в пробе. Так, можно измерять активность Cs^{137} на фоне излучения K^{40} , который всегда присутствует в биоматериалах.

Спектрометрические измерения малоактивных препаратов

Выбор оптимального положения окна амплитудного дифференциального анализатора

При измерении активности препаратов с помощью сцинтилляционного счетчика, снабженного дифференциальным амплитудным анализатором, можно варьировать соотношение между эффективностью счета и фоном счетчика путем изменения положения и ширины окна анализатора. В этом заключается одно из преимуществ сцинтилляционных счетчиков перед газоразрядными, фон которых определяется только их конструкцией, а эффективность — энергией регистрируемого излучения.

Если распределение амплитуд импульсов излучения препарата представляет собой острый пик, то естественно установить такое окно анализатора, чтобы оно покрывало площадь пика. Такая ситуация характерна для измерения γ -излучения с помощью больших кристаллов NaI, когда площадь фотопика сравнительно велика. В этом случае установка имеет относительно высокую эффективность счета, а фон мал, так как из всего спектра фона дифференциальный анализатор вырезает небольшую часть.

При регистрации β -излучения сцинтилляционными спектрометрами или γ -излучения жидкостными сцинтилляционными счетчиками спектр измеряемого излучения представляет собой непрерывное распределение с одним или несколькими максимумами, но резкие пики отсутствуют. Для таких спектров оптимальное положение окна находят на основе анализа зависимости статистической погрешности измерения от границ энергетического интервала, в котором регистрируют излучение препарата и фон спектрометра [104]. Форма спектра препарата при этом

предполагается известной с высокой точностью, что практически обеспечивается предварительным измерением спектров интенсивных источников излучения. Форма спектра фона также предполагается известной.

Рассмотрим случай регистрации излучения одного радиоактивного изотопа с помощью сцинтилляционного спектрометра с одноканальным дифференциальным анали-

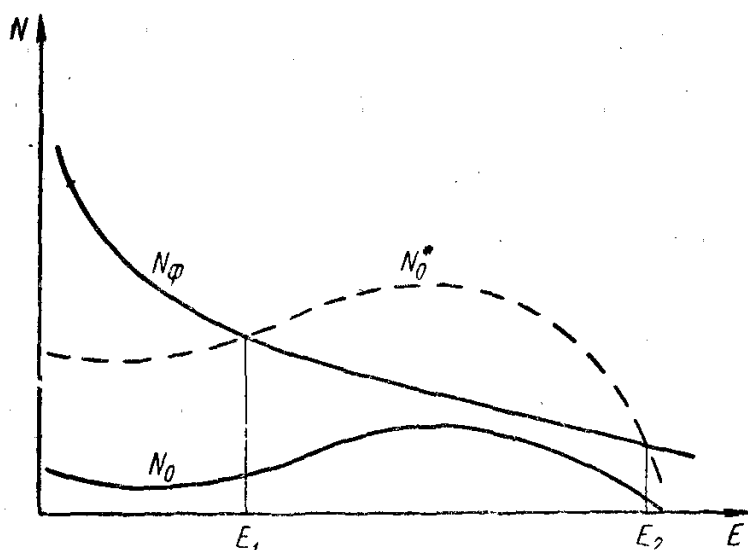


Рис. 20. Определение оптимального положения окна сцинтилляционного спектрометра.

затором. Обозначим спектральную функцию распределения фона спектрометра $N_{\phi}(E)$, а функцию распределения излучения препарата $N_0(E)$. Эти распределения схематически показаны на рис. 20. Энергии, соответствующие границам окна спектрометра, обозначены E_1 и E_2 . Скорости счета фона n_{ϕ} и препарата n_0 численно равны площадям под соответствующими кривыми на рис. 20 в указанных границах:

$$n_{\phi} = \int_{E_1}^{E_2} N_{\phi}(E) dE,$$

$$n_0 = \int_{E_1}^{E_2} N_0(E) dE.$$

Если при измерении общей скорости счета n зарегистрировано большое число импульсов, то с достаточной точностью выполняется равенство

$$n = n_0 + n_{\Phi}.$$

В том случае, когда интенсивность фона известна с большой точностью (спектрометр обладает постоянным фоном), квадрат относительной статистической погрешности измерения скорости счета препарата имеет вид

$$\delta^2 = \frac{n_0 + n_{\Phi}}{tn_0^2}. \quad (42)$$

Если же интенсивность фона определяется в процессе измерения и время измерения фона равно времени измерения общей скорости счета, квадрат относительной погрешности имеет вид

$$\delta_1^2 = \frac{n_0 + 2n_{\Phi}}{tn_0^2}. \quad (43)$$

Предположим, что активность препарата очень мала, т. е.

$$n_0 \ll n_{\Phi}.$$

Тогда для спектрометра с постоянным фоном из формулы (42) имеем

$$\delta^2 = \frac{n_{\Phi}}{tn_0^2}. \quad (44)$$

Допустим, что положение границ E_1 и E_2 является оптимальным. Это значит, что данное положение окна спектрометра обеспечивает минимальное значение выражению (44). Поэтому необходимо одновременно выполнить условия

$$\frac{\partial}{\partial E_1} (\delta^2) \Delta E_1 = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial E_2} (\delta^2) \Delta E_2 = 0.$$

Дифференцируя выражение (44), находим

$$\frac{\Delta E_1}{tn_0^3} [n_0 N_{\Phi}(E_1) - 2n_{\Phi} N_0(E_1)] = 0,$$

откуда

$$n_0 \frac{N_{\Phi}(E_1)}{N_0(E_1)} = 2n_{\Phi}. \quad (45)$$

Аналогично получаем второе условие

$$n_0 \frac{N_{\Phi}(E_2)}{N_0(E_2)} = 2n_{\Phi}.$$

Отсюда видно, что при оптимальном положении окна граничные ординаты спектров препарата и фона должны удовлетворять соотношению

$$\frac{N_{\Phi}(E_1)}{N_0(E_1)} = \frac{N_{\Phi}(E_2)}{N_0(E_2)}. \quad (46)$$

Этим можно воспользоваться при отыскании положения оптимальных границ окна спектрометра.

Однако более наглядный графический способ определения границ окна спектрометра дает выражение (45), которое можно представить в виде

$$\int_{E_1}^{E_2} \frac{N_{\Phi}(E_1)}{N_0(E_1)} N_0(E) dE = 2 \int_{E_1}^{E_2} N_{\Phi}(E) dE. \quad (47)$$

Функция

$$N_0^*(E) = \frac{N_{\Phi}(E_1)}{N_0(E_1)} N_0(E)$$

является нормированным распределением амплитуд импульсов излучения препарата, как показано на рис. 20.

Из выражения (47) вытекает следующий графический способ нахождения оптимального положения окна спектрометра. На графике в произвольном масштабе по оси $N(E)$ вычерчивают спектры фона и излучения препарата. Затем все ординаты спектра препарата умножают на такой множитель, чтобы кривая нормированного спектра N_0^* пересекла кривую спектра фона; при этом площадь под кривой N_0^* в границах, определяемых точками пересечения спектров, должна вдвое превосходить площадь под кривой N_{Φ} в тех же границах. Тогда точки пересечения кривых N_0^* и N_{Φ} определяют оптимальные границы окна спектрометра, как следует из формул (46) и (47).

На практике удобнее нормировать не кривую $N_0(E)$, а пользоваться графиком, на котором в различных масштабах по оси ординат вычерчен спектр фона прибора (рис. 21). На этом графике в произвольном масштабе по оси ординат вычерчивают спектр препарата, полученный с помощью интенсивного источника. Далее находят такую кривую спектра фона, для которой в границах, определенных ее пересечением с кривой N_0 , выполняется соотношение (47),

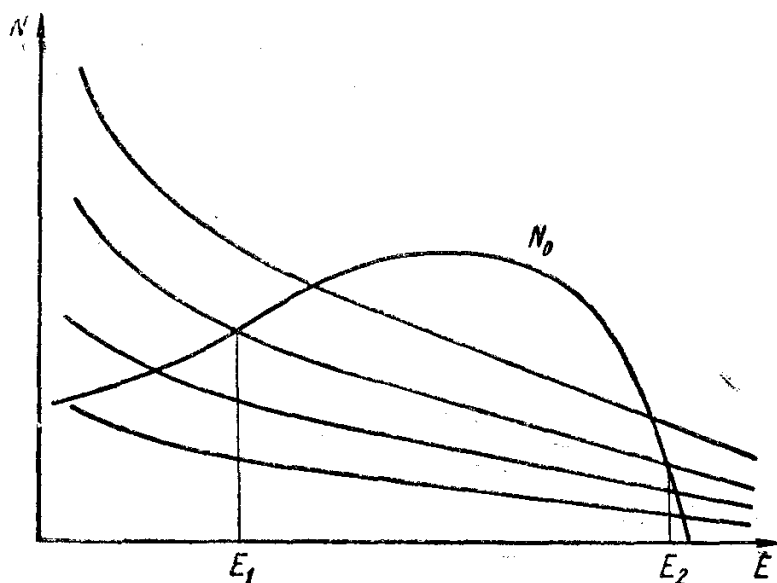


Рис. 21. Семейство нормированных кривых фона спектрометра для определения оптимального положения окна.

в чем можно убедиться, например, с помощью планиметра. Точки пересечения указанных кривых определяют границы окна спектрометра E_1 и E_2 .

Способ, показанный на рис. 21, удобен тем, что одним и тем же семейством нормированных кривых фона спектрометра можно пользоваться при определении оптимального положения окна спектрометра для различных радиоактивных нуклидов.

Если интенсивность фона спектрометра определяется в процессе измерения, то надо исходить из формулы (43), которая при $n_0 \ll n_\Phi$ дает

$$\delta_1^2 = \frac{2n_\Phi}{tn_0^2}.$$

Поскольку это выражение отличается от формулы (44) только постоянным множителем, условие (45) определяет оптимальное окно и в том случае, когда интенсивность фона заранее неизвестна.

Рассмотрим теперь случай, когда скорость счета препарата в оптимальном окне не является малой по сравнению с фоном. Пусть

$$n_0 = r n_{\phi}.$$

Теперь для нахождения оптимального положения окна нужно исходить из формул (42) и (43).

Если интенсивность фона спектрометра известна, дифференцирование выражения (42) дает

$$\frac{\Delta E_i}{i n_0^3} \{n_0 [N_0(E_i) + N_{\phi}(E_i)] - 2(n_0 + n_{\phi}) N_0(E_i)\} = 0;$$

$$i=1, 2.$$

Отсюда получим

$$n_0 \frac{N_{\phi}(E_i)}{N_0(E_i)} = (2 + r) n_{\phi}. \quad (48)$$

Следовательно, и в этом случае справедлив графический способ определения оптимального положения окна, показанный на рис. 21. Только теперь площадь под кривой N_0 должна превосходить площадь под кривой спектра фона больше чем вдвое, что приводит к расширению границ окна.

Если интенсивность фона подлежит измерению, оптимальное положение окна находят путем дифференцирования выражения (43). Соответствующие преобразования дают в этом случае условие

$$n_0 \frac{N_{\phi}(E_i)}{N_0(E_i)} = \left(2 + \frac{r}{2}\right) n_{\phi}.$$

Сравнение этого выражения с формулой (48) показывает, что при прочих равных условиях неопределенность значения фона приводит к требованию установки более узкого окна спектрометра. Это снижает точность измерения или вынуждает тратить значительно большее время измерения для достижения той же точности. Таким образом, и в спектрометрических измерениях установки с постоянным фоном имеют большие преимущества.

Рассмотрим теперь одновременную регистрацию излучения двух радиоактивных нуклидов с различными формами аппаратных спектров. В этом случае сложный спектр импульсов сцинтилляционного счетчика анализируется двумя одноканальными дифференциальными дискриминаторами, окна которых не перекрываются.

На рис. 22 границы нижнего окна обозначены E_1 и E_2 , а границы верхнего окна — E'_1 и E'_2 . Условимся и все ос-

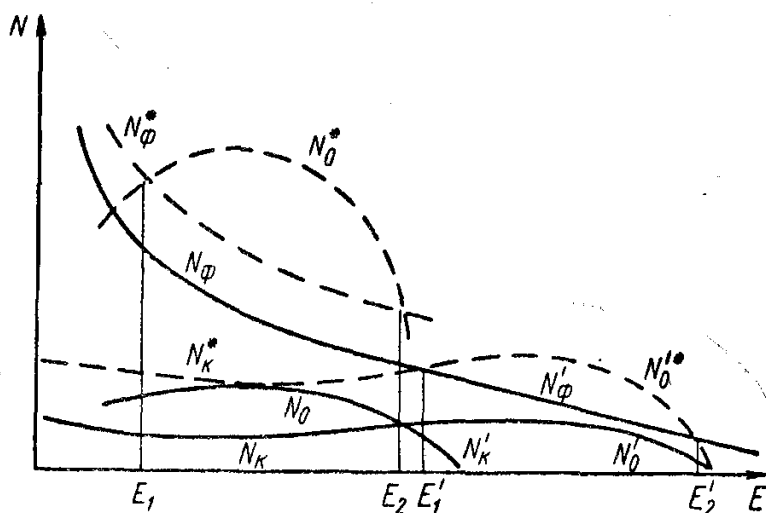


Рис. 22. Одновременная регистрация двух спектров с помощью двух дифференциальных дискриминаторов.

тальные величины, относящиеся к верхнему каналу, снабжать штрихами, а величины, относящиеся к нижнему каналу, записывать без штрихов. Необходимо рассмотреть следующие величины.

Распределение фона в нижнем канале $N_\phi(E)$, скорость счета фона в этом канале

$$n_\phi = \int_{E_1}^{E_2} N_\phi(E) dE$$

и аналогичные величины $N'_\phi(E)$ и n'_ϕ в верхнем канале. Распределение интенсивности более мягкого излучения в нижнем канале $N_0(E)$ и скорость счета мягкого излучателя в нижнем канале

$$n_0 = \int_{E_1}^{E_2} N_0(E) dE.$$

Распределение интенсивности более жесткого излучения в верхнем канале $N_0(E)$ и скорость счета жесткого излучателя в верхнем канале

$$n'_0 = \int_{E_1}^{E_2} N'_0(E) dE.$$

Помимо скорости счета n_0 в нижнем канале будет регистрироваться скорость счета n_k , обусловленная тем, что в окно $E_1 - E_2$ попадает мягкий край $N_k(E)$ спектра жесткого излучения. Аналогично в верхнем канале помимо скорости счета n'_0 регистрируется скорость счета n'_k , обусловленная жестким краем $N'_k(E)$ спектра более мягкого излучения. Принятые обозначения спектральных распределений представлены у соответствующих кривых на рис. 22.

Введем еще обозначения

$$\alpha = \frac{n'_k}{n_0}; \quad \beta = \frac{n_k}{n'_0}. \quad (49)$$

Величины α и β , постоянные при выбранных границах окон анализаторов, показывают, каково относительное распределение скорости счета данного излучателя между верхним и нижним каналами.

В результате измерений с помощью двухканального спектрометра получают полные скорости счета в нижнем и верхнем каналах n и n' . После вычитания соответствующих значений фона находим скорости счета, обусловленные действием измеряемого источника излучения

$$n_{0k} = n - n_{\phi}; \quad n'_{0k} = n' - n'_{\phi}.$$

Если в измерениях набраны большие количества импульсов в обоих каналах, то с достаточной точностью выполняются соотношения

$$n_{0k} = n_0 + n_k; \quad n'_{0k} = n'_0 + n'_k. \quad (50)$$

Из соотношений (50) с учетом формул (49) получаем выражения для расчета величин скоростей счета n_0 и n'_0

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{1}{1-\alpha\beta} (n_{0K} - \beta n'_{0K}); \\ n'_0 &= \frac{1}{1-\alpha\beta} (n'_{0K} - \alpha n_{0K}). \end{aligned} \quad (51)$$

Эффективности счета, связывающие активность более мягкого излучателя со скоростью счета n_0 и активность более жесткого излучателя со скоростью счета n'_0 , будем считать известными с высокой точностью. Тогда среднеквадратичные погрешности активностей определяются статистическими погрешностями измерения соответствующих скоростей счета. Точные значения эффективностей счета, а также величин α и β получают в результате предварительных измерений спектров обоих радиоактивных нуклидов с помощью интенсивных источников.

Сделаем теперь предположения, которые упростят задачу нахождения оптимальных положений окон $E_1 - E_2$ и $E'_1 - E'_2$ при измерении активности двух радиоактивных изотопов. Будем считать, что интенсивности фона в обоих каналах известны с высокой точностью (счетчик с постоянным фоном). Затем положим, что

$$n_0 < n_\phi \quad \text{и} \quad n'_0 < n'_\phi,$$

т. е. рассмотрим наиболее интересный случай регистрации очень слабых спектров. При регистрации более интенсивных спектров, как это было показано на примере одноканального спектрометра, увеличение интенсивности спектра ведет к расширению границ оптимального окна. Однако в двухканальном спектрометре нельзя беспредельно увеличивать ширину окон, так как каналы не должны перекрываться. Следовательно, при регистрации интенсивных спектров выбор положения окон определяется не только статистическими, но и другими закономерностями.

При сделанных предположениях выражения для квадратов относительных квадратичных погрешностей измерения величин n_0 и n'_0 имеют вид:

$$\begin{aligned} \delta^2 &= \frac{1}{t} \frac{n_0'^2 n_\phi + n_K^2 n'_\phi}{(n_0 n'_0 - n_K n'_K)^2}; \\ \delta'^2 &= \frac{1}{t} \frac{n_0^2 n'_\phi + n_K'^2 n_\phi}{(n_0 n'_0 - n_K n'_K)^2}. \end{aligned} \quad (52)$$

Задача нахождения оптимального положения окон двухканального спектрометра сводится к отысканию таких границ каналов, которые обеспечивают минимум величинам (52). Поскольку оба излучателя как в одном, так и в другом канале спектрометра дают вклад в скорость счета, положения окон нельзя выбирать независимо. Поэтому минимум величин (52) надо искать одновременно. Эта задача допускает решение при дополнительном предположении относительно величин α и β .

Рассмотрим случай, когда $\alpha \approx 0$ и $\beta \neq 0$. Это значит, что вклад жесткого края менее энергичного спектра в скорость счета жесткого излучателя в верхнем канале очень мал. Иначе говоря,

$$n'_k \ll n_0 \quad \text{и} \quad n'_k \ll n'_\phi.$$

С учетом этого из формул (52) получим более простые выражения для квадратов относительных погрешностей

$$\delta^2 = \frac{n_0'^2 n_\phi + n_k^2 n_\phi'}{t (n_0 n_0')^2};$$

$$\delta'^2 = \frac{n_\phi'}{t n_0^2}. \quad (53)$$

Дифференцируя эти выражения по E_i и E'_i и приравнивая все дифференциалы к нулю, получим с учетом (49)

$$\frac{\Delta E_i N_0}{t n_0^3} \left[\frac{n_0}{N_0} \left(N_\phi + 2\beta \frac{n_\phi'}{n_0} N_k \right) - 2 (n_\phi + \beta^2 n_\phi') \right] +$$

$$+ \frac{\Delta E'_i \beta^2 N_0'}{t n_0^2 n_0'} \left(n_0' \frac{N_\phi'}{N_0'} - 2n_\phi' \right) = 0; \quad (54)$$

$$\frac{\Delta E'_i N_0'}{t n_0'^3} \left(n_0' \frac{N_\phi'}{N_0'} - 2n_\phi' \right) = 0. \quad (55)$$

В выражениях (54) и (55) для краткости не показано, в каких точках берутся значения спектральных плотностей. Например, надо полагать, что в (54)

$$N_0 = N_0(E_i) \quad \text{и т. д.}$$

Из уравнения (55) получаем условие для нахождения оптимальных границ окна верхнего канала

$$n_0' \frac{N_{\Phi}'}{N_0'} = 2n_{\Phi}'. \quad (56)$$

Поскольку вклад излучения мягкого спектра в этом канале мал, условие для нахождения оптимальных границ получилось таким же, как и для одноканального спектрометра. На рис. 22 показано, как графически надо находить значения энергии E_1' и E_2' с помощью нормированной кривой $N_0'^*(E)$. В соответствии с формулой (56)

$$N_0'^*(E) = N_0'(E) \frac{N_{\Phi}'(E_i)}{N_0'(E_i)}.$$

Теперь можно найти оптимальные границы окна нижнего канала. С учетом уравнения (56) из (54) имеем

$$\frac{n_0}{N_0} \left(N_{\Phi} + \beta \frac{N_{\Phi}'}{N_0'} N_K \right) = 2n_{\Phi} + \beta \frac{N_{\Phi}'}{N_0'} n_K.$$

Правую часть этого равенства можно представить иначе

$$\begin{aligned} \frac{n_0}{N_0} \left[N_{\Phi}(E_i) + \beta \frac{N_{\Phi}'(E_i)}{N_0'(E_i)} N_K(E_i) \right] = n_{\Phi} + \\ + \int_{E_1}^{E_2} \left[N_{\Phi}(E) + \beta \frac{N_{\Phi}'(E)}{N_0'(E)} N_K(E) \right] dE. \end{aligned} \quad (57)$$

Выражение, стоящее в скобках под знаком интеграла, можно считать плотностью распределения фона $N_{\Phi}^*(E)$, состоящего из суммы фона спектрометра в этом канале $N_{\Phi}(E)$ и нормированного распределения фона, соответствующего вкладу мягкой части распределения жесткого излучения

$$N_{\Phi}^*(E) = N_{\Phi}(E) + \beta N_K^*(E).$$

Распределение $N_{\Phi}^*(E)$ показано на рис. 22 пунктиром. Соответствующую этому распределению скорость счета обозна-

чим n_{Φ}^* . Тогда условие для нахождения границ окна нижнего канала (57) записывают в виде

$$n_0 \frac{N_{\Phi}^*(E_i)}{N_0(E_i)} = n_{\Phi} + n_{\Phi}^*. \quad (58)$$

Следовательно, кривую спектра мягкого излучателя $N_0(E)$ надо так пронормировать с помощью множителя, чтобы площадь под нормированной кривой

$$N_0^*(E) = N_0(E) \frac{N_{\Phi}^*(E_i)}{N_0(E_i)}$$

в границах, определяемых пересечением этой кривой с графиком величины $N_{\Phi}^*(E)$, была равна сумме площадей под кривыми N_{Φ} и N_{Φ}^* в тех же границах. Тогда в соответствии с формулой (58) указанные границы E_1 и E_2 определяют оптимальное положение окна нижнего канала спектрометра.

Таким образом, графический способ определения границ каналов в двухканальном спектрометре является уже довольно сложной операцией. Надо еще учитывать и то обстоятельство, что нормировка спектра $N_{\Phi}^*(E)$ связана с величиной β , которая в свою очередь зависит от ширины нижнего канала. Эту неопределенность можно устранить методом приближений.

Сначала находят оптимальное положение границ окна нижнего канала без учета влияния вклада излучения более жесткого излучателя (нулевое приближение). Для найденной ширины окна рассчитывают значение величины β , используемой при нормировке спектра $N_{\Phi}^*(E)$. Затем, как изложено выше, находят положение границ E_1 и E_2 , которые дают первое приближение, достаточное для практических целей.

Если условие $\alpha \approx 0$ не выполняется, т. е. спектры обоих излучателей распределены по двум каналам, то при расчете границ окон спектрометра надо исходить из формул (52). При этом оказывается, что невозможно удовлетворить требованиям оптимальности положения окон для двух излучателей одновременно. Однако на практике можно найти компромиссное решение, исходя из конкретных задач, стоящих перед измерениями.

Конструкции спектрометров для измерения малых активностей

Для регистрации слабых спектров β -излучателей применяют в основном спектрометры с детекторами, выполненными на основе пластических и жидкостных сцинтилляторов. Неорганические сцинтилляционные кристаллы типа NaI(Tl) не применяют, поскольку они обладают большим эффективным атомным номером, из-за чего значительная часть β -излучения отражается от поверхности кристалла. Это приводит к искажению формы спектра. Коэффициент отражения β -излучения от пластических сцинтилляторов невелик, а в жидких сцинтилляторах искажения формы спектра могут быть обусловлены только уходом β -частиц из чувствительного объема в стенки кюветы.

Разрешающая способность сцинтилляционных бета-спектрометров невелика. Обычно разрешение сцинтилляторов, предназначенных для регистрации β -излучения, измеряется по конверсионным электронам, испускаемым $\text{Cs}^{137} + \text{Ba}^{137}$. Характерное значение разрешения сцинтилляционных бета-спектрометров составляет 15—20%, поэтому расшифровка сложных спектров затруднена. На практике по измеренному спектру препарата сложного состава строят графики Ферми и последовательным вычитанием из общего графика спектров отдельных компонент, начиная со спектра наиболее жесткого излучателя, определяют состав препарата и активность отдельных компонент. Таким способом можно анализировать двух- и трехкомпонентные смеси β -излучателей малой активности.

А. Б. Малышев и Н. К. Переяслова [105] применили в качестве детектора бета-спектрометра пластический сцинтиллятор, представляющий собой 2%-ный раствор *p*-терфенила в полистироле с добавлением 0,02% РОРОРа. Цилиндр, изготовленный из пластмассы, диаметром 40 мм и высотой 60 мм имеет полость, в которой помещены два полуцилиндра диаметром 10 мм. Препарат размещен между этими полуцилиндрами слоем толщиной 10 мг/см². Пластмассовый цилиндр заключен в алюминиевый контейнер, причем между поверхностью цилиндра и контейнера находится слой окиси магния, служащий отражателем света. Наличие отражателя увеличивает вдвое амплитуду импульсов и улучшает разрешение спектрометра.

Сцинтиллятор сочленен с фотоумножителем ФЭУ-24, импульсы с которого подаются на многоканальный анализатор АИ-100. Детектор спектрометра помещен в свинцовый экран толщиной 5 см. Интегральный фон спектрометра более 30 кэв составляет 5 имп/сек. Энергетическое разрешение по конверсионным электронам Cs^{137} составляет 17%. С помощью этого спектрометра анализировались смеси радиоактивных изотопов, суммарная активность которых больше 10^{-9} кюри. Погрешность определения отдельных компонент смеси изменяется в пределах 5—10%.

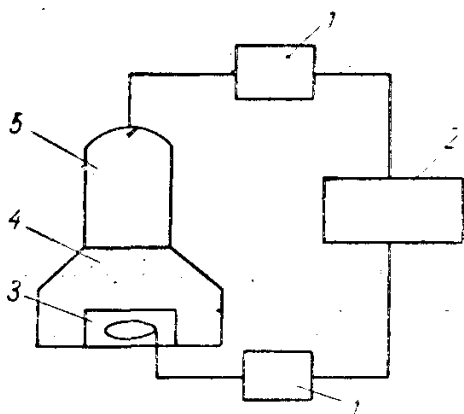


Рис. 23. Сцинтилляционный бета-спектрометр, работающий на совпадениях с газоразрядным счетчиком:

1 — усилитель; 2 — многоканальный анализатор, управляемый импульсами счетчика; 3 — счетчик Гейгера-Мюллера; 4 — сцинтиллятор; 5 — фотоумножитель.

Спектрометр с очень низким фоном для измерения спектров малоактивных препаратов сконструировал Танака [106]. Схема этого спектрометра показана на рис. 23. В качестве детектора, обладающего спектрометрическими свойствами, выбран пластический сцинтиллятор, сочлененный коротким световодом с фотоумножителем. Импульсы фотоумножителя регистрируются многоканальным анализатором. Особенность конструкции спектрометра заключается в том, что β -частицы попадают в пластический сцинтиллятор через чувствительный объем плоского счетчика Гейгера — Мюллера, управляющего работой многоканального амплитудного анализатора. Анализатор регистрирует только те импульсы спектрометра, которые поступают одновременно с импульсами от газоразрядного счетчика. Поскольку фоновые отсчеты сцинтилляционного спектрометра в основном не совпадают по времени с фоновыми импульсами счетчика, фон спектрометра получается очень небольшим.

С целью получения большой эффективности счета управляющий счетчик Гейгера — Мюллера расположен в неглубокой цилиндрической выточке, сделанной в нижней части пластического сцинтиллятора. Катод счетчика обра-

зован путем испарения в вакууме сначала алюминия, а затем золота на стенки полости в пластмассовом блоке. Анод счетчика представляет собой горизонтальную петлю из проволоки диаметром 0,05 мм. Счетчик снабжен окном из позолоченной миларовой пленки толщиной 1,3 мг/см². Держатель анодной петли, окно счетчика и трубки для промывки счетчика рабочей газовой смесью смонтированы на отдельной люцитовой пластине, прижатой снизу к сцинтиллятору. В прорези этой пластины под окном счетчика размещен измеряемый препарат. Счетчик регистрирует излучение К⁴⁰ с эффективностью 39%. Фон счетчика составляет 5,3 имп/мин, когда сцинтиллятор помещен в свинцовый экран толщиной 10 см.

Размеры и форма пластического сцинтиллятора выбраны такими, чтобы получить достаточно большую амплитуду импульсов от мезонов, которые могут проходить через сцинтиллятор и управляющий счетчик, вызывая фоновые отсчеты совпадений. Длина пути мезонов в сцинтилляторе составляет не менее 17 мм, в результате чего космические мезоны теряют в сцинтилляторе энергию не менее 3,5 Мэв. Это позволяет отличить отсчеты сцинтилляционного спектрометра, вызванные космическими мезонами, от тех отсчетов, которые могут быть вызваны β-частицами исследуемых радиоактивных препаратов. Поэтому часть фона совпадений спектрометра, обусловленную жестким космическим излучением, проходящим через сцинтиллятор и управляющий счетчик, можно исключить амплитудной селекцией.

В области энергий 0,5—2,5 Мэв фон совпадений обусловлен в основном γ-излучением почвы, строительных конструкций и материалов самого спектрометра. Эти фоновые отсчеты соответствуют событиям, которые заключаются в комптоновском рассеянии γ-квантов в сцинтилляторе вблизи стенок полости, в которой помещен управляющий счетчик. Часть комптоновских электронов, потеряв некоторую долю энергии в сцинтилляторе, может выйти в рабочий объем счетчика и вызвать в нем разряды, при этом импульсы сцинтилляционного спектрометра регистрируются как фоновые отсчеты. Однако относительное число таких событий по сравнению с полным числом импульсов сцинтилляционного счетчика, появляющихся в результате комптоновского рассеяния γ-квантов в объеме сцинтиллятора, очень невелико. Поэтому включение сцинтилляционного спектрометра на совпадения с управляющим счетчиком

позволяет значительно снизить фон спектрометра в указанной области энергий. В описываемом спектрометре фон комптоновских электронов снижен примерно в 50 раз. Остаточный интегральный фон спектрометра в интервале энергий 0,5—2,5 Мэв составляет 0,15 имп/мин.

В работе [107] возможности указанного способа снижения фона рассмотрены теоретически. Форма спектра электронной составляющей фона пластического сцинтиллятора довольно точно описывается уравнением

$$N(E) = N_0 e^{-\mu E},$$

где N_0 и μ — постоянные для данного сцинтиллятора. Если в сцинтилляторе имеется полость со счетчиком Гейгера—Мюллера и регистрируется только спектр тех импульсов, которые совпадают с импульсами этого счетчика, форма спектра совпадений описывается формулой

$$N_c(E) = \frac{\varepsilon k S}{4\mu V} N(E). \quad (59)$$

Здесь ε — эффективность счетчика Гейгера — Мюллера к электронам; $1/k$ — потери энергии электронами на единице длины их пробега в сцинтилляторе; S — общая поверхность полости в сцинтилляторе; V — объем сцинтиллятора. При выводе указанной формулы предполагалось, что наличие полости не искажает распределения потока электронов в сцинтилляторе.

Формула (59) показывает, что при малых размерах управляющего счетчика фон сцинтилляционного спектрометра может быть значительно снижен. Соотношение (59) проверяли экспериментально при различных формах и размерах полости в сцинтилляторах. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом.

Описанный бета-спектрометр совпадений применяется для регистрации спектров β -излучателей со средними и высокими граничными энергиями ($E_m > 0,5$ Мэв). При этом β -распад может сопровождаться γ -излучением. Если сцинтилляционный спектрометр не включен на совпадения с управляющим счетчиком, то при регистрации спектров препаратов, испускающих β - и γ -излучение, форма β -спектра получается искаженной. Это искажение объясняется регистрацией γ -квантов, попадающих в сцинтиллятор как

одновременно, так и неодновременно. При работе на совпадениях регистрируются только те γ -кванты, которые возникают одновременно с β -частицами, вызывающими отсчеты спектрометра. Поэтому форма β -спектра таких излучателей искажается значительно меньше.

Разрешающая способность бета-спектрометра, измеренная по конверсионным электронам Cs^{137} , составляет 20%. Поэтому с помощью спектрометра можно анализировать смеси изотопов, энергии которых значительно отличаются, например K^{40} и Cs^{137} .

При измерении активности мягких β -излучателей установку можно использовать как счетчик, включенный на антисовпадения с пластическим сцинтиллятором.

Спектрометрическими свойствами обладает сцинтиллирующий гель, о котором говорилось в главе 3. Несмотря на то что гель является мутной средой, он имеет определенное энергетическое разрешение. Разрешение геля, измеренное с помощью конверсионных электронов Cs^{137} , составляет около 30%.

На основе сцинтиллирующего геля разработан трехканальный бета-спектрометр для одновременного определения активности K^{40} , Cs^{137} и $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$ в зоне биологических объектов [108]. В этом спектрометре импульсы с фотоумножителя после усиления подаются на входы трех амплитудных дискриминаторов, связанных с пересчетными установками. Пороги дискриминации установлены таким образом, что в первом канале регистрируются импульсы, соответствующие излучению всех названных изотопов. Во втором канале регистрируется излучение K^{40} и Y^{90} . В третий канал попадают импульсы, соответствующие излучению Y^{90} . Характеристики каналов приведены в табл. 10.

Т а б л и ц а 10

Характеристики трехканального бета-спектрометра

Канал	Энергия частиц, <i>кэв</i>	Фон, <i>имп/мин</i>	Эффективность счета, %		
			Cs^{137}	K^{40}	$\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$
1	> 110	25	60	90	14
2	> 660	12	—	24	22
3	$1300 < E_{\beta} < 1800$	—	—	—	6

Абсолютные активности стронция A_c , калия A_k и цезия $A_{ц}$ определяют по формулам

$$A_c = \frac{n_3}{F_{c3}}; \quad A_k = \frac{n_2 - F_{c2} A_c}{F_{k2}}; \quad A_{ц} = \frac{n_1 - F_{c1} A_c - F_{k1} A_k}{F_{ц1}}.$$

Здесь приняты следующие обозначения. n_i — скорость счета препарата в канале $i = 1, 2, 3$; F_{ci} , F_{ki} , $F_{цi}$ — эффективности счета излучения указанных изотопов в канале i .

Эффективности счета определены методом внутреннего стандарта. Например, эффективность счета излучения $Sr^{90} + Y^{90}$ определяли введением в сцинтиллирующий гель олеатов Sr^{90} и Y^{90} с их носителями. Абсолютную активность эталона определяли экстраполяцией кривой скорости счета эталона к нулевому уровню порога дискриминатора.

Контроль режима работы спектрометра проводят с помощью внешнего γ -источника, помещенного во время контрольных измерений в фиксированные геометрические условия. Скорость счета от внешнего γ -излучателя регистрируется импульсным вольтметром, показания которого записываются на ленту самописца. Такой контроль дает возможность учесть изменения мутности геля при изменении состава измеренных препаратов. Показания импульсного вольтметра приводят к одному и тому же уровню, изменяя коэффициент усиления импульсного усилителя спектрометра.

Минимальная суммарная активность препарата, которую можно измерить при раздельном определении вклада каждого изотопа, составляет 10^{-11} кюри. Для каждого из входящих в пробу изотопов минимально измеримая активность и точность определения зависят от соотношения активностей всех изотопов в пробе.

При регистрации сложных γ -спектров с помощью сцинтилляционных спектрометров идентификацию отдельных γ -излучателей в пробе производят по их фотопикам в спектре. Поскольку аппаратурная линия монохроматического γ -излучения в сцинтилляционном спектрометре представляет собой непрерывное распределение с более или менее резким краем комптоновской части распределения и пиком полного поглощения, пики полного поглощения менее энергичных γ -излучателей получаются на фоне комптоновского распределения более энергичных излучателей. Это затрудняет идентификацию отдельных линий в сложном

γ-спектре и определение активности отдельных компонент пробы. Такой недостаток сцинтилляционных гамма-спектрометров с неорганическими кристаллами типа NaI особенно сказывается при регистрации γ-спектров малоактивных препаратов, поскольку все фотопики, кроме самого энергичного, регистрируются на фоне комптоновского распределения более энергичных линий. Таким образом, к собственному фону спектрометра прибавляется фон комптоновских распределений, интенсивность которого зависит от числа и активности γ-излучателей в пробе, имеющих большую энергию γ-квантов, чем измеряемый изотоп. Наличие такого переменного фона резко увеличивает статистическую погрешность, допускаемую при измерении активности γ-излучателей, входящих в измеряемый препарат.

Одним из возможных путей снижения интенсивности комптоновского распределения в спектре γ-излучения является увеличение размеров кристалла спектрометра. Этот путь связан с ухудшением разрешающей способности спектрометра, однако этот недостаток менее существен, так как при увеличении размеров кристалла не только снижается фон комптоновского распределения, но и увеличивается эффективность регистрации γ-излучения в результате лучшего поглощения γ-квантов в толщине сцинтиллятора.

Густафсон с сотр. [109] применили сцинтилляционный спектрометр с кристаллом NaI размером 125×100 мм для измерения γ-активности образцов почвы. Для измерения подавали образцы почв весом по 1 кг. Активность отдельных излучателей в пробе определяли по площадям фотопиков, для нахождения которых применяли метод последовательного вычитания из общего спектра отдельных спектров, начиная с наиболее энергичного. Этот метод заключается в идентификации изотопа, которому соответствует наиболее энергичный фотопик в сложном спектре, приготовлении искусственной пробы с известной концентрацией этого изотопа и снятии спектра искусственной пробы с этим изотопом в тех же условиях, что и для спектра образца почвы. Полученный спектр нормируется так, чтобы площади фотопика в эталонном и суммарном спектре совпадали. Затем нормированный спектр эталона вычитают из суммарного спектра пробы. В процессе нормирования эталонного спектра определяют эффективность счета данного изотопа и его активность в образце почвы. Далее процедуру вычитания спектра применяют ко второму по жесткости излучателю и т. д.

В работе С. В. Иохельсона [110] оценены минимальные активности отдельных изотопов, которые можно определить сцинтилляционным спектрометром с кристаллом NaI размером 70×50 мм, помещенным в стальной экран толщиной 15 см. Разрешающая способность спектрометра, найденная по γ -излучению Cs^{137} , составляет 11%. Спектрометр применяли для измерения активности почвы и растительного покрова. Высушенную и измельченную пробу почвы весом 2—3 кг распределяют вокруг верхней и боковой поверхности кристалла. Спектр излучения пробы регистрируют многоканальным анализатором.

По спектрограмме определяют скорости счета $n(E_k, \Delta E_k)$, соответствующие каналам с энергией E_k и шириной ΔE_k . Эти скорости счета связаны с активностями отдельных изотопов в пробе A_i и с эффективностями счета $f_i(E_i, E_k \pm \Delta E_k)$ излучения монохроматического источника γ -излучения с энергией E_i в канале E_k .

$$n(E_k, \Delta E_k) = \sum_{i=1}^m A_i f_i(E_i, E_k \pm \Delta E_k). \quad (60)$$

В указанной сумме m — число линий с $E_i > E_k + \Delta E_k$. Набор равенств (60), записанных для всех каналов E_k спектрометра, представляет систему линейных уравнений, откуда находят значения активностей отдельных изотопов в пробе A_i .

В табл. 11 приведены количества отдельных изотопов, которые можно определить в пробе весом 2 кг при времени измерения спектра 90 мин с погрешностью 10%.

В гамма-спектрометрах для измерения малых активностей применяют кристаллы NaI с колодцами для помещения препарата. Наличие колодца ухудшает разрешение спектрометра, однако этот недостаток кристаллов с колодцем компенсируется значительным увеличением геометрического фактора. В работе [73] описан спектрометр с кристаллом NaI размером 50×60 мм с колодцем. Разрешение спектрометра составляет 11%. Спектрометр предназначен для анализа спектров радиоактивных аэрозолей, задержанных фильтрующей тканью. В колодец кристалла может быть помещено до 1500 см^2 фильтрующей ткани типа ФП.

Помимо увеличения размеров кристалла к снижению комптоновской части спектра γ -излучения приводит включение спектрометра на антисовпадения с другим сцинтилля-

**Пороги чувствительности гамма-спектрометра с кристаллом NaI
размером 70×50 мм при определении содержания изотопа
по площади фотопика**

Изотоп	Единицы измерения	Предполагаемое содержание в почве	Порог чувствительности
U	10^{-4} %	2,0	2,7
Ce ¹⁴⁴ + Pr ¹⁴⁴	10^{-10} кюри	150	27
Ru ¹⁰⁶ + Rh ¹⁰⁶ .	10^{-10} кюри	15	21
Cs ¹³⁷	10^{-10} кюри	14	12
K	%	2	0,5
Ra	10^{-13} г/г	6,7	2,3
Th	10^{-4} %	4	2,2

ционным счетчиком. Снижение комптоновской части спектра происходит особенно эффективно, если кристалл спектрометра расположен в полости защитного сцинтиллятора. Тогда γ -квант, рассеянный в кристалле спектрометра в результате комптоновского взаимодействия, вылетает из кристалла в любом направлении и попадает в защитный сцинтиллятор. Когда толщина защитного сцинтиллятора достаточно велика, рассеянный γ -квант регистрируется этим сцинтиллятором, в результате чего схема антисовпадений, управляющая многоканальным анализатором, исключает из регистрации отсчет спектрометра, вызванный комптоновским электроном. Если же γ -квант испытывает в кристалле спектрометра фотопоглощение или несколько актов комптоновского рассеяния, приводящих к полному поглощению энергии исходного γ -кванта, то такое событие регистрируется анализатором спектрометра, так как сигнал в охранном сцинтилляционном счетчике при этом отсутствует.

Включение сцинтилляционного спектрометра на антисовпадения с защитным сцинтилляционным счетчиком позволяет не только снизить интенсивность комптоновского распределения в спектре, но и уменьшить фон спектрометра за счет исключения жесткой космической компоненты фона. В качестве защитных счетчиков обычно применяют пластические и жидкостные сцинтилляционные счетчики, так

как они позволяют сравнительно просто получить достаточно большой объем и удобную форму защитного сцинтиллятора.

В работе Перкинса с сотр. [111] описан сцинтилляционный спектрометр с кристаллом NaI размером $12,5 \times 12,5$ см с колодезцем диаметром 2,2 см с глубиной 7,5 см. Кристалл с фотоумножителем размещен в полости пластического сцинтиллятора. Пластический сцинтиллятор имеет внешние размеры 65×75 см, полость — 15×30 см. Сверху в пластическом сцинтилляторе находится отверстие диаметром 3,8 см для помещения препарата в колодезец кристалла спектрометра. Вспышки света пластического сцинтиллятора регистрируются с помощью 8 фотоумножителей. При работе спектрометра на антисовпадениях с защитным счетчиком комптоновская часть спектра Co^{60} уменьшается в несколько раз.

В работе Н. С. Гусева с сотр. [112] описан сцинтилляционный спектрометр с кристаллом NaI размером 70×50 мм, который вместе с фотоумножителем размещен в колодеце стального бака, заполненного жидким сцинтиллятором. Бак имеет диаметр 58 см и высоту 52 см; диаметр колодца 17 см, высота 32 см. Сцинтилляции, происходящие в жидком сцинтилляторе, регистрируются 12 фотоумножителями через смотровые окна в баке. Сцинтилляционный спектрометр включен на антисовпадения с жидкостным сцинтилляционным счетчиком. Спектрометр имеет дополнительную защиту, представляющую собой цилиндрический экран из чугуна толщиной 20 см.

Измерения спектров Cs^{137} и Zn^{65} показали, что в режиме работы на антисовпадениях комптоновское распределение уменьшается соответственно в 2,3 и 2,7 раза. При этом резко уменьшается пик аннигиляционного излучения в спектре Zn^{65} , что свидетельствует о высокой эффективности регистрации охранным счетчиком аннигиляционного излучения. Фон спектрометра в области энергий до 1,2 Мэв при работе на антисовпадениях уменьшается в 1,8 раза. Спектрометр позволяет измерить активность Cs^{137} , равную $5 \cdot 10^{-11}$ кюри с погрешностью 10% при времени измерения активности и фона, равном 4 ч.

В работе [113] описан сцинтилляционный гамма-спектрометр полного поглощения, конструкция которого схематически показана на рис. 24. Радиоактивный препарат размещен в 4π-счетчике, который регистрирует β-излучение препарата и малочувствителен к его γ-излучению. Малая

чувствительность счетчика к γ -излучению обусловлена тем, что стенки 4л-счетчика изготовлены из эпоксидной смолы и изнутри посеребрены. Толщина стенок счетчика составляет 1 г/см^2 , что достаточно для поглощения β -излучения с энергией 2 Мэв . Счетчик работает в проточном режиме при наполнении смесью газов 99% гелия + 1% изобутана.

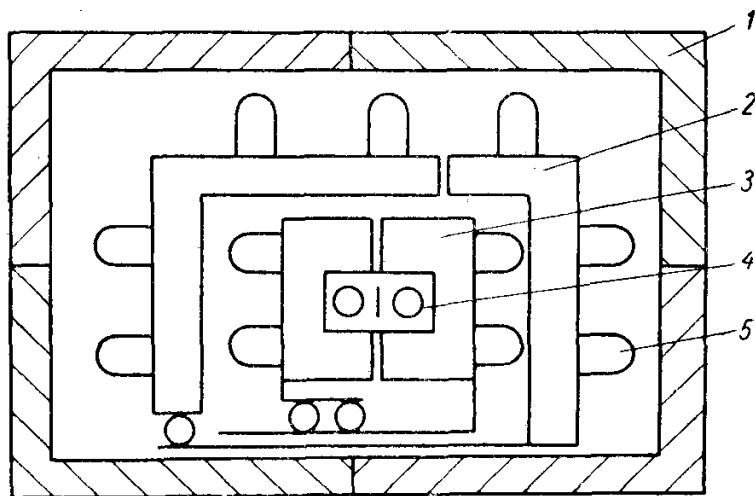


Рис. 24. Гамма-спектрометр с отбором совпадений:

1 — стальная защита; 2 — пластиковый сцинтиллятор; 3 — кристалл NaI с углублением; 4 — 4л-счетчик с измеряемым препаратом; 5 — фотоумножитель.

Сцинтилляционный спектрометр полного поглощения имеет геометрический фактор 96%. Такая близкая к 4л геометрия достигается тем, что в качестве детектора γ -излучения применяют два кристалла NaI диаметром 22,9 см и высотой 12,7 см. В кристаллах сделаны углубления диаметром 5 см и высотой 3,8 см. При сближении кристаллов образуется полость, в которую помещают 4л-бета-счетчик. Один из кристаллов может перемещаться на тележке по горизонтальным рельсам, тем самым открывая доступ в полость, где находится 4л-бета-счетчик. Каждый кристалл снабжен 4 фотоумножителями, которые регистрируют сцинтилляции, происходящие в кристаллах.

4л-гамма-счетчик окружен пластиковым сцинтиллятором коробчатой конструкции. Толщина сцинтиллятора 7,6 см. Вспышки света в пластиковом сцинтилляторе регистрируются 15 фотоумножителями. Выходы всех каналов

установки включаются на антисовпадения с пластическим сцинтилляционным счетчиком. Толщина пластического сцинтиллятора недостаточна для эффективного снижения комптоновской части спектра сцинтилляционного спектрометра, но космическая компонента фона подавляется полностью. Для получения доступа к детектору спектрометра часть пластического сцинтиллятора может откатываться по рельсам. Вся конструкция помещена в защитный экран из двойного слоя стальных кирпичей толщиной по 10 см.

Электронная часть спектрометра позволяет соединять детекторы спектрометра в различные логические схемы. В частности, с помощью спектрометра можно регистрировать $\gamma - \gamma$ -, $\beta - \gamma$ - и $\beta - \gamma - \gamma$ -совпадения.

В γ -спектрах четко выражены пики полного поглощения, причем они хорошо аппроксимируются нормальным распределением, что значительно облегчает расшифровку сложных спектров. Эффективность счета при регистрации γ -излучения 4л-гамма-счетчиком зависит от энергии γ -квантов. Максимальная эффективность счета, равная 89,5%, наблюдается для излучения с энергией 530 кэв. Отношение площади фотопика ко всей площади спектра составляет для γ -квантов с энергией 70 кэв 0,92, для квантов с энергией 2,8 Мэв — 0,47.

Фон 4л-бета-счетчика без отбора антисовпадений равен 10 имп/мин, с отбором антисовпадений — 3,2 имп/мин. Фон 4л-гамма-счетчика в канале с энергией 70—3600 кэв без отбора антисовпадений составляет 4300 имп/мин, а при отборе антисовпадений — 3670 имп/мин. Фон $\beta - \gamma$ -совпадений в канале с энергией 80—360 кэв без отбора антисовпадений равен 0,59 имп/мин. Отбор антисовпадений с пластическим сцинтиллятором снижает этот фон до 0,42 имп/мин.

Литература

1. Джонстон У. Х. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 14. М., Физматгиз, 1958, стр. 179.
- 1а. Lippert J. Low Level Counting. Danish Atomic Energy Commision, Risö Report № 44, 1963.
2. Кочаров Г. Е., Найденов В. О. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 5 (1966).
- 2а. Дементьев В. А., Фурман А. О. «Мед. радиология», 11, № 5, 61 (1966).
3. Watt D. E., Ramsden D. High Sensitivity Counting Techniques. Oxford — London, Pergamon Press, 1964.
4. Гольдманский В. И. и др. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Гл. II. М., Физматгиз, 1959.
5. Дементьев В. А. «Докл. ТСХА», вып. 119, 175 (1966).
6. Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей. Изд. 2. М., Гостехиздат, 1954, стр. 137.
7. Фурман А. О., Кобазев Е. И. «Изв. Тимирязевск. с.-х. акад.», № 5, 195 (1962).
8. Putman J. L. Intern. J. Appl. Radiat. and Isotopes, 13, 99 (1962).
9. Мэнов Г. Г. В сб. «Метрология ионизирующих излучений (вопросы радиометрии)». Под ред. К. К. Аглинцева и Г. А. Дорофеева. М., Госатомиздат, 1962, стр. 192.
10. Reupolds S. A. Nucleonics, 22, No. 8, 104 (1964).
11. Артемьев В. В. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 102 (1962).
12. Altshuler B., Pasternack B. Health Physics, 9, 293 (1963).
13. Жернов В. С., Скаткин В. М. В «Сборнике работ по некоторым вопросам дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений». Под ред. Ю. В. Сивинцева. Вып. 1. М., Госатомиздат, 1960, стр. 82.
14. Kuchela K. S., Pesori L. H. Nucl. Instrum. and Methods, 7, 179 (1960).
15. Артемьев В. В. «Атомная энергия», 13, 479 (1962).
16. Малыхин В. М. «Атомная энергия», 18, 73 (1965).
17. Трот Н. Г. и др. В кн. «Метрология ионизирующих излучений (вопросы радиометрии)». Под ред. К. К. Аглинцева и Г. А. Дорофеева. М., Госатомиздат, 1962, стр. 131.
18. Дементьев В. А. «Изв. Тимирязевск. с.-х. акад.», № 6, 202 (1964).
19. Дементьев В. А. «Докл. ТСХА», вып. 103, 489 (1965).

20. Д о р м а н Л. И Вариации космических лучей и исследования космоса. М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 35.
21. Д о б р о т и н Н. А. Космические лучи. М., Гостехиздат, 1954, стр. 30.
22. Ц е л и щ е в С. П., Ф у р м а н А. О. «Изв. Тимирязевск. с.-х. акад.», № 3, 116 (1957).
23. Д м и т р и е в с к а я Т. И. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 38 (1960).
24. P a r k e r R. P. Nucl. Instrum. and Methods, 8, 339 (1960).
25. G a t (G u t m a n n) J. R., G i l a t J. Nucl. Instrum. and Methods, 8, 223 (1960).
26. L a l D., S c h i n k D. R. Rev. Scient. Instrum., 31, 395 (1960).
27. T a k a h a s h i T. et al. Nucl. Instrum. and Methods, 35, 120 (1965).
28. С о с ч е н В. L. J. Scient. Instrum., 37, 475 (1960).
29. Д у н и н - Б а р к о в с к и й И. В., С м и р н о в Н. В. Теория вероятностей и математическая статистика в технике (общая часть). М., Гостехиздат, 1955, стр. 304.
30. Б о л ь ш е в Л. Н., С м и р н о в Н. В. Таблицы математической статистики. М., «Наука», 1965, стр. 111.
31. Л у к ь я н о в В. Б. Измерение и идентификация бета-радиоактивных препаратов. М., Госатомиздат, 1963, стр. 146.
32. Я н к о Я. Математико-статистические таблицы. Перев. с чешск. Под ред. А. М. Длин. М., Госстатиздат, 1961, стр. 24.
33. Б а р а н о в С. А., П о л е в о й Р. М. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 32 (1957).
34. П е т р ж а к К. А., С е д л е ц к и й Р. В. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 34 (1960).
35. П е т р ж а к К. А., С е д л е ц к и й Р. В. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 177 (1961).
36. Е м е л ь я н о в В. В. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 204 (1965).
37. П о л е в о й Р. М., П ч е л и н В. А. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 82 (1961).
38. К о к о ч а ш в и л и В. И. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 52 (1962).
39. Х е й с Ф. Н. и др. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 14, М., Физматгиз, 1958, стр. 220.
40. Х е й с Ф. Н. и др. Там же, стр. 227.
41. W h i t e C. G., H e l t S. Nucleonics, 14, No. 10, 46 (1956).
42. F u n t V. L. Nucleonics, 14, No. 8, 83 (1956).
43. Ф л е й ш м а н Д. Г., Ш а х и д ж а н я н Л. Г. «Атомная энергия», № 6, 669 (1959).
44. Ш а х и д ж а н я н Л. Г. и др. «Докл. АН СССР», 125, 208 (1959).
45. Ф л е й ш м а н Д. Г., Г л а з у н о в В. В. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 55 (1962).
46. F l y n n K. F., G l e n d e n i n L. E. Phys. Rev., 116, 744 (1959).
47. Ф л е й ш м а н Д. Г., Г л а з у н о в В. В. «Атомная энергия», 12, 320 (1962).
48. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Перев. с англ. М., Физматгиз, 1959, стр. 156.

49. Brownell G. L. et al. Health Phys., 5, 27 (1961).
50. Вяземский В. О. и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. Под ред. Б. В. Рыбакова. М., Госатомиздат, 1961, стр. 153.
51. Zutshi P. K. Nucleonics, 21, No. 9, 50 (1963).
52. Подымахин В. Н., Торопыгина Э. Г. «Атомная энергия», 17, 149 (1964).
53. Венде Г. В., Парчевский В. П. «Радиобиология», 4, 465 (1964).
54. Low-level Beta-Counting. Nucleonics, 16, No. 9, 83 (1958).
55. Gudiksen P. H., Fairhall A. W. Nucleonics, 22, No. 1, 62 (1964).
56. Алфимов Н. Н. и др. «Мед. радиология», 7, № 2, 79 (1962).
57. Вагнэру С. F. Nature, 204, No. 4953, 68 (1964).
58. Справочник по дозиметрическим, радиометрическим и электронно-физическим приборам, счетчикам, сцинтилляторам и фотомножителям. М., Атомиздат, 1959, стр. 178.
59. Ralkova J., Slunečko J. Jaderná energie, 6, 235 (1960).
60. Cassidy N. E., Graveson R. T. IEEE Trans. Nucl. Sci., 10, No. 3, 59 (1963).
61. Volchok H. L., Kulp J. L. Nucleonics, 13, No. 8, 49 (1955).
62. Плискин Ю. С., Валов А. Н. Методы и аппаратура для измерения малых радиоактивностей проб металла и шлака. М., Metallurgizdat, 1963, стр. 63.
63. Vuorinen A. P. U. Rev. Scient. Instrum., 31, 573 (1960).
64. Wilson H. W. et al. Intern. J. Appl. Radiat. and Isotopes, 10, 158 (1961).
65. Grummitt W. E. et al. Canad. J. Chem., 34, 206 (1956).
66. Fergusson G. J. Nucleonics, 13, No. 1, 18 (1955).
67. Флейшман Д. Г., Шахиджаниян Л. Г. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 135 (1959).
68. Артемьев В. В. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 152 (1961).
69. Softky S. D. Nather R. E. Nucleonics, 15, No. 5, 90 (1957).
70. Rao M. N. et al. Nucl. Instrum. and Methods, 34, 10 (1965).
71. Landis V. J., Jensen R. C. Rev. Scient. Instrum., 36, 323 (1965).
72. Троицкий Н. А. «Мед. радиология», 6, № 3, 64 (1961).
73. Лавренчик В. Н. В сб. «Техника измерений радиоактивных препаратов». Под ред. В. В. Бочкарева. М., Госатомиздат, 1962, стр. 139.
74. Установка с малым фоном для измерения бета-активности УМФ-1500 М. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Таллинский опытный завод контрольно-измерительных приборов, 1965.
75. Дейнеко А. С. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 44 (1959).
76. Hunt R. A. J. Scient. Instrum, 39, 604 (1962).
77. Low-background high-efficiency Geiger-Müller counter. Vienna, 1964. (IAEA, Technical reports series, No. 33).
78. Alberigi-Quaranta A. et al. Nucl. Instrum. and Methods, 14, 13 (1961).

79. Sprokel G. J. IBM. J. Res. and Develop., 7, 135 (1963).
80. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. Изд. 2. М., «Наука», 1946, стр. 370.
81. Kobayashi H. Scientific papers of the Institute of Physical and Chemical Research, 54, 16 (1960).
82. Ковач В. J. et al. Nucl. Instrum. and Methods, 23, 129 (1963).
83. Дементьев В. А. Автор. свид. 161434. «Бюлл. изобретений», № 7 (1964).
84. Коленко Е. А. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 140 (1959).
85. Sigmond R. S., Schjente K. G. Appl. Scient. Res., B9, 93 (1961).
86. Delaney C. F. G., McGovern A. J. IEEE Trans. Nucl. Sci., 12, № 1, 13 (1965).
87. Дементьев В. А. «Изв. Тимирязевск. с.-х. акад.», № 2, 183 (1966).
88. Crane H. R. Rev. Scient. Instrum., 32, 953 (1961).
89. Юргенсон В. А. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 60 (1960).
90. Левочкин Ф. К. В сб. «Техника измерений радиоактивных препаратов». Под ред. В. В. Бочкарева. М., Госатомиздат, 1962, стр. 83.
91. Дементьев В. А., Фурман А. О. «Докл. ТСХА», вып. 99, 537 (1964).
92. Haberer K. Atompraxis, 10, No. 2, 98 (1964).
93. Legrand J. Bull. inform. scient. et techn. Commissar. énergie atom., No. 65, 36 (1962).
94. Белов С. В. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 56 (1961).
95. Дементьев В. А. «Измерительная техника», № 6, 91 (1966).
96. Дементьев В. А. «Докл. ТСХА», вып. 103, 495 (1965).
97. Ле Галлик И. и др. В кн. «Метрология ионизирующих излучений (вопросы радиометрии)». Под ред. К. К. Аглинцева и Г. А. Дорофеева. М., Госатомиздат, 1962, стр. 186.
98. Boling E. A. Intern. J. Appl. Radiat. and Isotopes, 14, 177 (1963).
99. Смирнов Л. Е. и др. «Ж. аналит. химии», 18, 1051 (1963).
100. Kiefer H., Maushart R. Nucleonics, 19, No. 12, 51 (1961).
101. Ludwig W. Kernenergie, 7, Nr. 12, 822 (1964).
102. Белле Ю. С. и др. В кн. «Труды по радиационной гигиене». Под ред. Н. Ф. Галанина. Вып. 2. Л., «Медицина», 1964, стр. 124.
103. Белле Ю. С. и др. «Мед. радиология», 10, № 10, 67 (1965).
104. Тапакка Е. Intern. J. Appl. Radiat. and Isotopes, 16, 405 (1965).
105. Малышев А. Б., Переясллова Н. К. В «Сборнике работ по некоторым вопросам дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений». Под ред. Ю. В. Сивинцева. Вып. 2. М., Госатомиздат, 1961, стр. 39.
106. Тапакка Е. Nucl. Instrum. and Methods, 13, 43 (1961).

107. Тапакка Е., Hiramoto Т. Nucl. Instrum. and Methods, **22**, 292 (1963).
108. Флейшман Д. Г. и др. В кн. «Труды ташкентской конференции по мирному использованию атомной энергии». Т. 2. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1960, стр. 416.
109. Gustafson Р. F. et al. Science, **127**, 1240 (1958).
110. Иохельсон С. В. В «Сборнике работ по некоторым вопросам дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений». Под ред. Ю. В. Сивинцева. Вып. 2. М., Госатомиздат, 1961, стр. 32.
111. Perkins R. W. et al. Rev. Scient. Instrum., **31**, 1344 (1960).
112. Гусев Н. С. и др. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений» (МИФИ). Под ред. Л. Р. Кимеля. Вып. 4. М., Атомиздат, 1965, стр. 78.
113. Grenier R. P., Samuelson R. R. Rev. Scient. Instrum., **35**, 1575 (1964).

Оглавление

Предисловие	8
Глава 1. Чувствительность радиометрических установок	7
Оценка точности измерения скорости счета малоактивных препаратов	7
Оценка чувствительности радиометрических установок для измерения малых активностей	13
Способы увеличения производительности установок	22
Глава 2. Радиометрические установки с постоянным фоном	27
Оценка чувствительности установок с постоянным фоном	27
Установки, фон которых можно приближенно считать постоянным	36
Проверка постоянства фона радиометрических установок	42
Глава 3. Пути повышения чувствительности радиометрических установок	53
Установки с большой эффективностью	53
Снижение фона установок и подбор радиационно чистых конструкционных материалов	66
Снижение фона методом антисовпадений	73
Другие способы снижения фона	83
Глава 4. Измерение малых удельных активностей	88
Чувствительность установок для измерения малых удельных активностей	88
Применение способа снижения фона без дополнительных счетчиков антисовпадений	97
Конструкции установок для измерения малых удельных активностей	104
Глава 5. Спектрометрические измерения малоактивных препаратов	111
Выбор оптимального положения окна амплитудного дифференциального анализатора	111
Конструкции спектрометров для измерения малых активностей	123
Л и т е р а т у р а	135

Василий Александрович ДЕМЕНТЬЕВ

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ АКТИВНОСТЕЙ РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕПАРАТОВ

Редактор В. А. Подошвина

Художественный редактор А. С. Александров

Технический редактор С. М. Попова

Корректор Л. А. Ушкарева

Дано в набор 26/X 1966 г. Подписано в печать 5/V 1967 г.

Бумага 84×108/32, типографская № 1. Усл. печ. л. 7,36 Уч.-изд. л. 7,01

Заказ изд. 1618 Тираж 2500 экз. Т-00586 Цена 44 к.

Зак. тип. 872. Атомиздат, Москва К-31, ул. Жданова, д. 5/7

Московская типография № 4 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР

Москва, В. Переяславская, 46