

УДК 539.1.074.3:621.039.85

РАДИОМЕТРИЧЕСКОЕ ПРОДОЛЬНОЕ СКАНИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

А. О. ФУРМАН

(Кафедра прикладной атомной физики и радиохимии)

Метод радиометрического сканирования позволяет получать непрерывную информацию о пространственно-временном распределении активности радионуклидов в исследуемых объектах [1, 2, 6]. В биологических и сельскохозяйственных исследованиях, например, при изучении динамики переноса, сорбции и накопления веществ в протяженных объектах (стебли и корни растений, хроматографические колонки) в основном производят продольное β - или γ -сканирование при помощи щелевого коллиматора, получая одномерную кривую распределения активности по длине источника [7, 8]. Продольное сканирование допускает количественную интерпретацию данных.

В литературе описаны различные типы сканирующих систем, в которых используются для регистрации излучения газоразрядные, сцинтилляционные или полупроводниковые детекторы, интенсиметры и самопишущие приборы [1, 2, 6—8]. Сканирующие установки на основе сцинтилляционных или полупроводниковых γ -спектрометров отличаются высокими пространственным и энергетическим разрешениями.

Математически задача продольного сканирования имеет прямой и обратный аспекты.

Прямая задача: по известному распределению активности в источнике (оригиналу) найти функцию изменения регистрируемой интенсивности (изображение). Аналитическое решение задачи требует учета всех факторов, влияющих на формирование изображения в сканирующей системе. Обратная задача — восстановление оригинала по известному изображению — может быть решена приближенными численными методами путем обработки экспериментальных данных с применением ЭВМ [4].

В настоящей работе рассматривается прямая задача теории продольного сканирования протяженных γ -источников в общем виде и для конкретных моделей оригинала и исследуются оптимальные условия сканирования.

Принцип и теория продольного сканирования γ -источников

Под протяженным понимается источник, продольные размеры которого намного больше поперечных, а активность радионуклида изменяется по длине и постоянна в поперечном сечении источника. Сканирование протяженного источника по продольной ко-

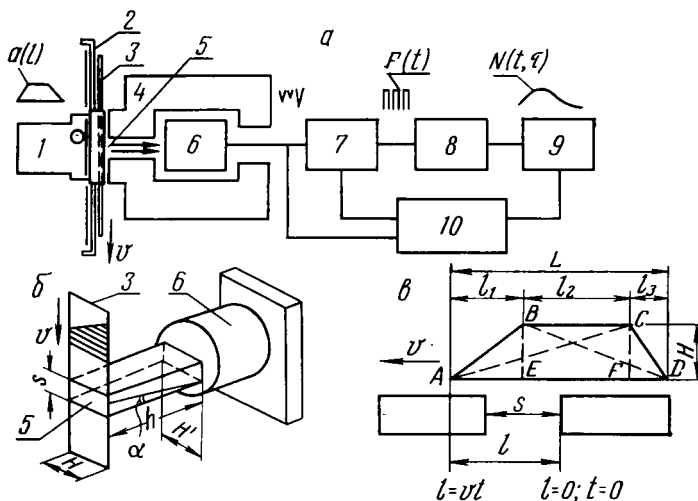


Рис. 1. Блок-схема установки (а); схемы коллиматора (б) и сканирования модели источника (в).

ординате называется продольным сканированием.

Система, предназначенная для продольного сканирования γ -источников (рис. 1, а), в принципе состоит из устройства перемещения источника 1, свинцового экрана-коллиматора 4 со щелью 5, сцинтилляционного детектора 6, усилителя, анализатора и нормализатора импульсов 7, интенсиметра 8, самописца 9 и источника питания 10. Подробное описание блок-схемы и конструкции спектрометрической сканирующей установки дано в работе [8].

Для изучения закономерностей продольного сканирования реальные протяженные γ -источники заменяются плоскими γ -активными моделями, форма которых (треугольная, прямоугольная, трапециевидная и др.) имитирует заданное распределение активности по длине источника. Различные по форме модели γ -источников можно вырезать из материала с постоянной удельной активностью, например, из пропитанной радиоактивным раствором стандартной полоски фильтровальной бумаги, поперечные размеры которой равны основанию H щели коллиматора. На рис. 1, в показаны типичные конфигурации моделей источника (ABCD, ABD, ACF, EBCD и т. д.). Например, в случае трапециевидного распределения ломаная линия ABCD соответствует изменению активности вдоль AD. Активная модель устанавливается на ленту 3, которая перемещается линейкой 2 с постоянной скоростью v относительно коллиматора на малом расстоянии от него.

Схема коллиматора показана на рис. 1, б. В сплошном свинцовом экране имеется расходящийся к детектору канал-щель шириной s и глубиной h ; верхняя и нижняя плоскости канала ограничены трапециями с входным H и выходным H' основаниями ($H' > H$). Узкий и длинный каналы коллиматора обеспечивают практически одинаковый геометрический фактор Ω для различных точек участка модели в пределах щели.

Сцинтилляционный детектор (кристалл NaI(Tl) и ФЭУ) «просматривает» через щель коллиматора автоматически перемещаемую модель. Попадая в детектор, γ -кванты вызывают сцинтилляцию, образующие импульсы напряжения с различной амплитудой, которые после усиления поступают на вход многоканального амплитудного анализатора. Последний позволяет в выбранном энергетическом интервале спектрометра — «окне» фотопика аппаратного γ -спектра — выделить импульсы от прямого (нерассеянного) излучения и исключить вклад рассеянного свинцовым экраном γ -излучения. Этим достигается высокое пространственное разрешение установки. Информация об интенсивности падающего на детектор γ -излучения данной энергии представляется в дискретной форме значением скорости счета импульсов на выходе сцинтилляционного спектрометра 7. Для преобразования данных в аналоговую форму импульсы после нормализатора подаются на интенсиметр, который их усредняет с постоянной времени τ . Выходной сигнал с интенсиметра регистрируется электронным самопишущим по-

тенциометром, и на ленте самописца возникает изображение исследуемого распределения активности.

Введем следующие величины и обозначения: l — продольная координата движущейся модели источника, значение $l=0$ соответствует моменту $t=0$ перехода источника границы щели коллиматора (рис. 1, в); l_1, l_2, l_3 — проекции на ось сканирования отрезков контура модели, определяющих ее конфигурацию; $L=l_1+l_2+l_3$ — общая длина модели; s — ширина щели коллиматора; v — скорость сканирования (скорости перемещения источника и диаграммной ленты самописца одинаковы); $t=l/v$ — время сканирования.

Пусть a_0 — максимальная линейная удельная активность источника (активность элемента модели, имеющего единичную длину и высоту H); $\varphi(l)$ — нормированное к единице распределение активности по продольной координате источника, которое задается конфигурацией модели.

Исследуемое распределение активности в источнике — оригинал — описывается функцией источника

$$a(l) = a_0 \varphi(l). \quad (1)$$

Интегрируя функцию источника, получаем активность сканируемого участка модели в границах щели коллиматора (рис. 1, в):

$$A(l, s) = \begin{cases} \int_0^l a(l) dl, & l \leq s, \\ \int_{l-s}^l a(l) dl, & l \geq s. \end{cases} \quad (2)$$

Если участок модели полностью перекрывает площадь щели, то наблюдаемая активность максимальна и составляет

$$A_m = a_0 s. \quad (3)$$

Пусть n_i — выход γ -квантов с энергией E_i ; $\xi_i = \xi(\Omega, E_i, \Delta E_i)$ — эффективность счета γ -излучения в интервале ΔE_i спектрометра, определяемая геометрическим фактором коллиматора Ω и фотоэффективностью детектора и не зависящая от координат точек испускания фотонов в границах щели; $\epsilon = n_i \xi_i$ — эффективность счета на 1 акт распада радионуклида. Тогда скорость счета импульсов на выходе γ -спектрометра в момент времени t

$$F(t) = \epsilon A(vt, s), \quad (4)$$

где $A(vt, s)$ получается при подстановке $l=vt$ в формулу (2).

Если максимальное значение $F(t)$ обозначить N_0 , то из формул (3) и (4) следует

$$N_0 = \epsilon A_m = \epsilon a_0 s. \quad (5)$$

Выражение (4) представим в виде

$$F(t) = N_0 f(t), \quad (6)$$

где $f(t) \leq 1$ — относительная (нормированная) скорость счета на выходе спектрометра — функция сканирования, зависящая от вида оригинала, времени сканирования и

параметров s и v . Из предыдущих формул получаем

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{s} \int_0^{vt} \varphi(l) dl & \text{при } 0 \leq t \leq \frac{s}{v}, \\ \frac{1}{s} \int_{vt-s}^{vt} \varphi(l) dl & \text{при } \frac{s}{v} \leq t \leq \\ \leq \frac{L+s}{v}, \\ 0 & \text{при } t > \frac{L+s}{v}. \end{cases} \quad (7)$$

Для данного распределения $\varphi(l)$ в последовательных интервалах времени (t_i, t_k) функция $f(t)$ имеет различный вид.

Рассмотрим роль интенсиметра. Наиболее распространены схемы интенсиметров [3], в которых в качестве усредняющего устройства используется интегрирующий контур из параллельно включенных конденсатора и сопротивления с постоянной времени $\tau = RC$. При поступлении на контур нормализованных импульсов с частотой следования $F(t)$ накопительная емкость C заряжается, а в интервалах между импульсами разряжается через сопротивление R . В результате на выходе интенсиметра развивается напряжение, являющееся аналоговой формой выходной средней скорости счета $N(t, \tau)$. Связь между средней скоростью счета на входе и выходе интенсиметра в момент времени t определяется дифференциальным уравнением [5]

$$F(t) = \tau \frac{dN}{dt} + N. \quad (8)$$

Применительно к задаче продольного сканирования решение уравнения (8) с учетом (6) можно записать в виде

$$N(t, \tau) = N_k e^{-\frac{1}{\tau}(t-t_k)} + \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \int_{t_k}^t f(t) e^{\frac{t}{\tau}} dt. \quad (9)$$

Здесь $N(t, \tau)$ — регистрируемая скорость счета (интенсивность) на выходе интенсиметра в момент времени t в интервале $t_k < t < t_{k+1}$, N_k — то же при $t = t_k$; $f(t)$ — функция сканирования для данного интервала времени, рассчитанная по формуле (7).

Если при $t = t_k$ поступление импульсов от детектора прекращается (например, источник уходит за пределы щели коллиматора), то $f(t) = 0$, а регистрируемая интенсивность не равна нулю, ибо $N_k \neq 0$. Это объясняется инерцией интенсиметра — наличием на интегрирующем контуре остаточного напряжения, которое спадает экспоненциально. Если сканирование источника начинается в момент t_k , то $N_k = 0$ и регистрируемая интенсивность определяется вторым слагаемым (9). При сканировании источника постоянной активности (например, модели из однородной полоски) имеем $f(t) = 1$ и получаем

выражение для стационарного поля $N = N_0(1 - e^{-t/\tau})$.

Регистрируемая интенсивность — изображение — является функцией оригинала и параметров сканирующей системы

$$N(t, \tau) = N_0 G(t, \tau) = N_0 P[f(t), \tau] = \epsilon a_0 s G[\varphi(l), l, v, s, \tau], \quad (10)$$

где $G(t, \tau) \leq 1$ — нормированная функция изображения (относительная интенсивность). Таким образом, схема преобразования функций при продольном сканировании такова:

$$\varphi(l) \rightarrow f(t) \rightarrow G(t, \tau). \quad (11)$$

Предполагая, что скорость счета $F(t)$ испытывает статистические флуктуации, подчиняющиеся распределению Пуассона, можно найти выражение для дисперсии регистрируемой интенсивности [5]

$$D_N(t, \tau) = \frac{N(t, \tau/2)}{2\tau}, \quad (12)$$

где $N(t, \tau/2)$ получаем из (9), подставляя вместо τ значение $\tau/2$.

Как известно, средняя квадратичная ошибка $\sigma_N = \sqrt{D_N}$, а относительная ошибка $\delta_N = \sigma_N/N$. Если в некотором интервале времени регистрируемая интенсивность постоянна ($N = N_0$), из (12) следует, что дисперсия $D_N = N_0/2\tau$, а относительная погрешность

$$\delta_{N_0} = \frac{1}{\sqrt{2N_0\tau}}. \quad (13)$$

В общем случае $N(t, \tau) \neq const$ и относительная статистическая ошибка регистрируемой интенсивности

$$\delta_N = \frac{\sqrt{D_N}}{N_0 G(t, \tau)} = \frac{q}{\sqrt{2N_0\tau}} = \delta_{N_0} q, \quad (14)$$

где коэффициент $q(t, \tau, v, s)$ учитывает не-

стационарность поля γ -излучения и влияние условий сканирования на изображение.

Результаты вычислений и их обсуждение

При вычислении функций сканирования $f(t)$ и $G(t, \tau)$ для конкретных моделей источника введем обозначения: $\lambda = vt$ — инерционная длина; $x = t/\tau = l/\lambda$ — безразмерная переменная сканирования. В табл. 1 приведены координаты l движущейся модели (рис. 1, ϑ), соответствующие им моменты времени t и обозначения переменной x .

Последовательность координат и моментов времени в таблице указана для модели 1 (трапеция $ABCD$ на рис. 1, ϑ). Эта последовательность может меняться в зависимости от вида модели и соотношения между длиной отрезков l_i и s .

Обозначения координат модели и времени сканирования

l	0	s	l_1	l_1+s	l_1+l_2	l_1+l_2+s	L	$L+s$	$>L+s$
t	0	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_6	t_7	$>t_7$
x	0	b	c	d	g	h	p	r	$>r$

Таблица 2

Обозначение и конфигурация моделей источника

Номер модели	$\frac{l_1}{s}$	$\frac{l_2}{s}$	$\frac{l_3}{s}$	$\frac{l_1+l_2}{s}$	$\frac{l_2+l_3}{s}$	Номер модели	$\frac{l_1}{s}$	$\frac{l_2}{s}$	$\frac{l_3}{s}$	$\frac{l_1+l_2}{s}$	$\frac{l_2+l_3}{s}$
1	>1	>1	>1	>1	>1	12	<1	>1	<1	>1	>1
2	>1	>1	<1	>1	>1	13	<1	>1	0	>1	>1
3	>1	>1	0	>1	>1	14	<1	<1	>1	>1	>1
4	>1	<1	>1	>1	>1	15	<1	<1	>1	<1	>1
5	>1	<1	<1	>1	>1	16	<1	0	>1	<1	>1
6	>1	<1	<1	>1	<1	17	0	>1	>1	>1	>1
7	>1	<1	0	>1	<1	18	0	>1	<1	>1	>1
8	>1	0	>1	>1	>1	19	0	>1	0	>1	>1
9	>1	0	<1	>1	<1	20	0	<1	>1	<1	>1
10	>1	0	0	>1	0	21	0	<1	0	<1	<1
11	<1	>1	>1	>1	>1	22	0	0	>1	0	>1

Проведено преобразование «оригинал — изображение» по схеме (11) для 22 видов моделей источника: трапециевидных, прямоугольных, треугольных распределений активности и их комбинаций. Номер модели определяется ее конфигурацией, т. е. отношениями l_i/s (табл. 2). Например, модель 16 — треугольник ABD при $(l_1/s) < 1$, $l_2=0$, $(l_3/s) > 1$.

Функции $f(t)$ вычисляли по формулам (7); для некоторых моделей эти функции представлены графически. Функции изображения $G(t, \tau) = N/N_0$ рассчитывали по формуле (9), в табл. 3 они приведены для каждой модели и всех интервалов сканирования (t_i, t_k) . Для сокращения записи интервалы времени (t_i, t_k) обозначены ik , в частности, 01 означает $0 \leq t \leq t_1$; 63 — $t_6 \leq t \leq t_3$; $> t_5$ соответствует $t_5 < t < \infty$.

Функции $G(t, \tau)$ в табл. 2 представлены

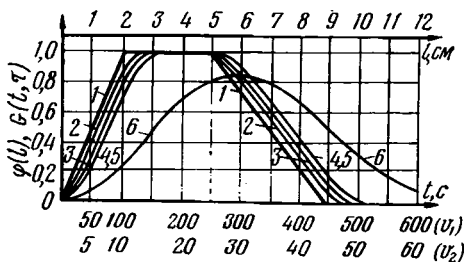


Рис. 2. Трапециевидное распределение (модель 1).

1 — $\varphi(l)$; 2 — $G(t, \tau)$ для $s=0,5$ см и $v_1=0,02$ см/с, $\tau=1$ с; 3 — то же для $s=1$ см; 4 — то же для $\tau=10$ с; 5 — то же для $v_2=0,2$ см/с и $\tau=1$ с; 6 — то же для $\tau=10$ с.

алгебраическими выражениями $A_1 \div A_{52}$, явный вид которых указан ниже.

На рис. 2, 3, 4 даны кривые сканирования для трапециевидной (1), прямоугольных (19 и 21) и треугольной (8) моделей. Отклонение изображения от оригинала тем больше, чем больше значения параметров сканирования s , v и τ (рис. 2 и 4). При этом возрастает размытие фронтов, уменьшается участок насыщения, снижается амплитуда и смещается максимум кривой изображения. При $s = \text{const}$ искажение оригинала определяется значением $\lambda = v\tau$, характеризующим «запаздывание» сканирующей системы. Так, например, при $\lambda = 0,02, 0,2$ и 2 см (кривые 3, 4, 6, рис. 2) искажения соответственно возрастают, но при различных v , τ и одинаковом значении $\lambda = 0,2$ см кривые 4 и 5 (рис. 2) совпадают.

Влияние ширины прямоугольного распределения l_2 на его изображение при постоянных значениях s , v и τ иллюстрируется рис. 3 (а, б, в). Кривые $f(t)$ отображают преобразование оригинала коллиматором. Кривые $G(t, \tau)$ показывают, что при $l_2 < s$ изображение существенно отличается от оригинала как по форме, так и по амплитуде, и, наоборот, при выполнении условия $l_2 \gg s$ и достаточно малом значении λ искажения оригинала невелики.

Сравнение изображения с оригиналом для различных моделей источника позволяет установить оптимальные условия продольного сканирования. Рассмотрим треугольное распределение активности (модель 8, рис. 4). Отклонение расчетных кривых изображения от оригинала удобно характеризовать относительным смещением максимума исходного распределения и уменьшением его ампли-

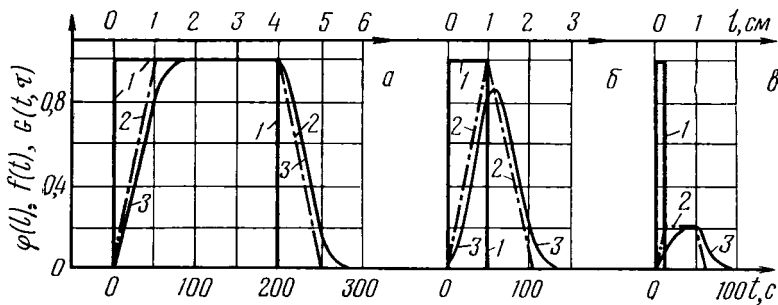


Рис. 3. Прямоугольные распределения.

а — модель 19, $l_2 > s$; б — модель 21, $l_2 = s$; в — модель 21, $l_2 < s$. 1 — $\varphi(l)$; 2 — $f(t)$; 3 — $G(t, \tau)$ для $s=1$ см, $v=0,02$ см/с и $\tau=10$ с.

туды — соответственно коэффициентами искажения k и m

$$k = \frac{l_m - l_1}{l_1}, \quad m = \frac{N_0 - N_m}{N_0}, \quad (15)$$

где l_1 и l_m — координаты максимумов оригинала и изображения; N_m — амплитуда максимума изображения.

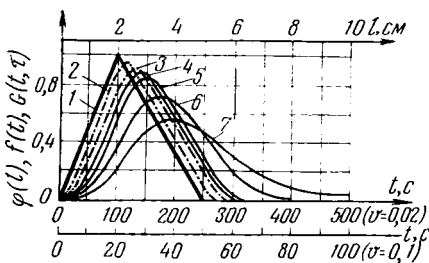


Рис. 4. Треугольное распределение (модель 8).

1 — $\varphi(l)$; 2 — $f(t)$ и $G(t, \tau)$ для $s=0,5$ см, $v=0,02$ см/с и $\tau=1$ с; 3 — то же для $s=1$ см; 4 — $G(t, \tau)$ для $s=1$ см, $v_1=0,02$ см/с и $\tau=10$ с; 5 — то же для $\tau=20$ с; 6 — то же для $v_2=0,1$ см/с и $\tau=10$ с; 7 — то же для $\tau=20$ с.

Зависимость коэффициентов искажения от $\lambda = vt$ и s приведена на рис. 5. При $\tau=0$ k и m не равны нулю, что связано с влиянием щелевого коллиматора. С увеличением λ и s искажения максимума возрастают. На основании анализа функций изображения для всех рассмотренных моделей можно принять общее условие наименьшего искажения исследуемого распределения:

$$2\lambda < s < l_i, \quad (16)$$

где l_i — длина характеристических отрезков модели источника.

Вычисления дисперсии и статистической ошибки регистрируемой интенсивности для всех моделей и интервалов сканирования производились по формулам (12) и (14). Зависимость δ_{N_m} для максимума кривой изображения от параметров сканирования можно представить в виде

$$\delta_{N_m} \sqrt{N_0} = \delta_{N_m} \sqrt{a_0 \epsilon s} = \frac{1}{\sqrt{2\tau}} q(t_m, \tau, v, s). \quad (17)$$

На рис. 6 эта зависимость дана для модели 8 ($s=1$ см, $l_1=2$ см, $l_3=3$ см). При постоянной N_0 статистическая погрешность δ_{N_m} уменьшается с увеличением τ и возрастает с увеличением v (рис. 6). По мере увеличения s (при постоянных a_0 и ϵ) величина ошибки уменьшается (на рис. 6 не показано).

При $\tau \rightarrow 0$ искажения оригинала минимальны (рис. 5), но относительная ошибка возрастает до бесконечности (рис. 6), и, следовательно, разброс отсчетов становится настолько большим, что запись изображения не может быть достоверной. Однако при очень больших τ статистическая ошибка мала, а искажения оригинала слишком велики. Поэтому в зависимости от требований к точности и воспроизводимости результатов сканирования следует выбирать некоторое компромиссное значение постоянной времени τ .

Для уменьшения искажений исследуемого распределения ширина щели s должна быть достаточно малой и удовлетворять условию (16), но вместе с тем и достаточно большой,

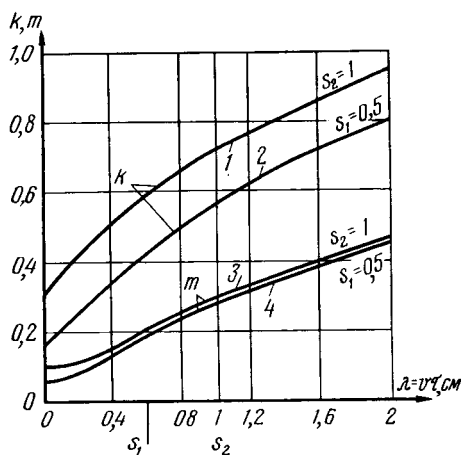


Рис. 5. Коэффициенты искажения сканируемого распределения (модель 8).

k — относительное смещение максимума; m — относительное уменьшение амплитуды.

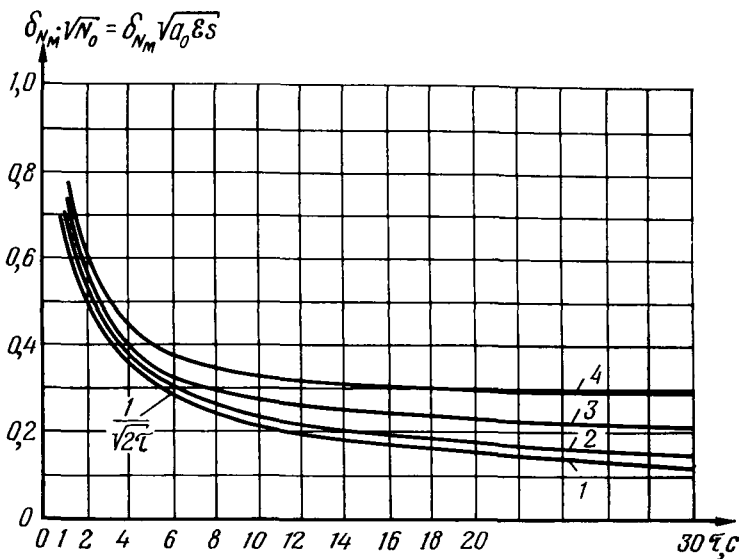


Рис. 6. К определению относительной статистической ошибки (модель 8).

1, 2, 3, 4 — v равно соответственно 0; 0,02; 0,1 и 0,2 см/с.

чтобы флуктуации каждой точки изображения не превышали допустимого значения.

При уменьшении v уменьшаются как искажения оригинала, так и флуктуации изображения. Поэтому скорость сканирования следует выбирать наименьшей, что лимитируется общим временем сканирования источника, в течение которого изучаемое распределение не изменяется.

Из соотношения (17) следует, что при данных значениях s , v , τ относительную ошибку δ_N можно уменьшить, увеличивая эффективность счета ϵ и (или) удельную линейную активность a_0 , однако при этом с увеличением полезной скорости счета возрастает вклад рассеянного и бокового излучений («подсветка»), что дополнительно искажает фронты кривой изображения.

На основании полученных результатов выбраны оптимальные значения параметров сканирования. В частности, для модели источника (рис. 4) при $s=0,5$ см, $v=0,02$ см/с, $\tau=10$ с, $\epsilon=0,05$, $a_0=0,07$ мКи/см снижается амплитуда изображения не превышает

10 %, а статистическая погрешность $\delta_{N_M} < 3$ %.

Заключение

Результаты вычислений функций изображения, полученные из уравнений теории продольного сканирования для 22 видов моделей оригинала, анализ условий и оптимизация параметров сканирования γ -источников, могут быть использованы для повышения точности и эффективности радиометрического сканирования при исследовании распределения меченых веществ и динамических процессов в протяженных объектах, в частности, в опытах по физиологии и питанию растений. Полученные выводы требуют дальнейшей экспериментальной проверки и уточнения.

Автор благодарит профессора В. В. Рачинского за постоянный интерес к работе, Шкарина Б. И. и Яворскую Е. Г. — за помощь при обработке и обсуждении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарнецкий В. А., Кобазев Е. И., Рачинский В. В., Фурман А. О. Вариант автоматической установки для записи выходных и колоночных кривых распределения меченых веществ при хроматографическом анализе. — Изв. ТСХА, 1963, вып. 4, с. 224—229. — 2. Горн Л. С., Костылев В. А., Наркевич Б. Я., Сивашинский Д. С., Хазанов Б. Н. Приборы для радиоизотопной диагностики в медицине. М.: Атомиздат, 1978. — 3. Горн Л. С., Хазанов Б. И. Регистраторы интенсивности излучений. М.: Атомиздат, 1965. — 4. Грознов В. Н., Котов В. М., Парамонов В. В., Соро-

кин Б. В., Черепнин Ю. С. Измерения распределений активности источников неразрушающим методом. М.: Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 2, с. 118—119. — 5. Коган Р. М., Назаров И. М., Фридман Ш. Д. Основы гамма-спектрометрии природных сред. М.: Атомиздат, 1976. — 6. Медицинское радиоизотопное сканирование. Протоколы семинара МАГАТЭ и МОЗ. Перев. с англ. М.: Госмедиздат, 1962. — 7. Фурман А. О., Кобазев Е. И., Будников В. К. Многоканальная автоматическая радиометрическая установка для испытания нонитов в динамических условиях. — Докл. ТСХА,

1965, вып. 109, с. 259—265.— 8. Шка-
рин Б. И., Фурман А. О. Автоматиче-
ская установка для регистрации гамма излу-
чения смеси радионуклидов в динамиче-

ском режиме на базе сцинтилляционного
спектрометра.— Изв. ТСХА, 1977, вып. 5,
с. 188—195.

Статья поступила 12 декабря 1979 г.

SUMMARY

Theoretical problems of radiometric longitudinal scanning of γ -sources are discussed. The distribution of activity by the length of the source is assigned by the configuration of the plane radioactive model moving with constant speed relative to the collimating slit which releases cascade of photons registered by scintillation γ -spectrometer, intensimeter and self-recorder. Formulas, connecting the function of the source (original) with the registered intensity (representation) are obtained. Functions are calculated and representation graphs are made for 22 kinds of models—triangular, rectangular, trapezoidal distributions of activity. Variations in distortion of the original and statistical error in the representation with the width of collimating slit, scanning speed and time constant of the intensimeter are studied. The values of optimal scanning parameters are presented.