

УДК 550.835

А. А. ТАМРАЗЯН

О ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ ИЗМЕРЕНИИ ПРИ  
РЕНТГЕНОРАДИОМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ  
ГОМОГЕННЫХ СРЕД

При рентгенорадиометрическом анализе с целью уменьшения фона рассеянного излучения, снижающего чувствительность анализа, обычно применяют коллимационные излучения [3, 5]. В этом случае используется либо нулевая геометрия [2], при которой точка пересечения коллиматоров находится на исследуемой поверхности, либо геометрия прямой видимости, когда источник и детектор ориентированы относительно исследуемой среды так, что детектор «видит» часть поверхности исследуемой среды, облучаемой источником [1, 5].

Необходимо отметить, что при использовании вышеуказанных геометрий вторичные излучения попадают в детектор из небольшого объема, образованного пересечением коллиматоров. Взаимным расположением этого объема с исследуемой поверхностью обуславливается степень влияния вещественного состава среды на результаты анализа.

В настоящей статье рассматриваются величины интенсивности вторичных излучений и их зависимость от вещественного состава исследуемой среды при указанных геометриях измерения.

Для упрощения расчетов интенсивности вторичных излучений, в случае нулевой геометрии (рис. 1, а), примем угол между коллимационными каналами  $90^\circ$ . Обозначим углы падающих первичных (от источника) и

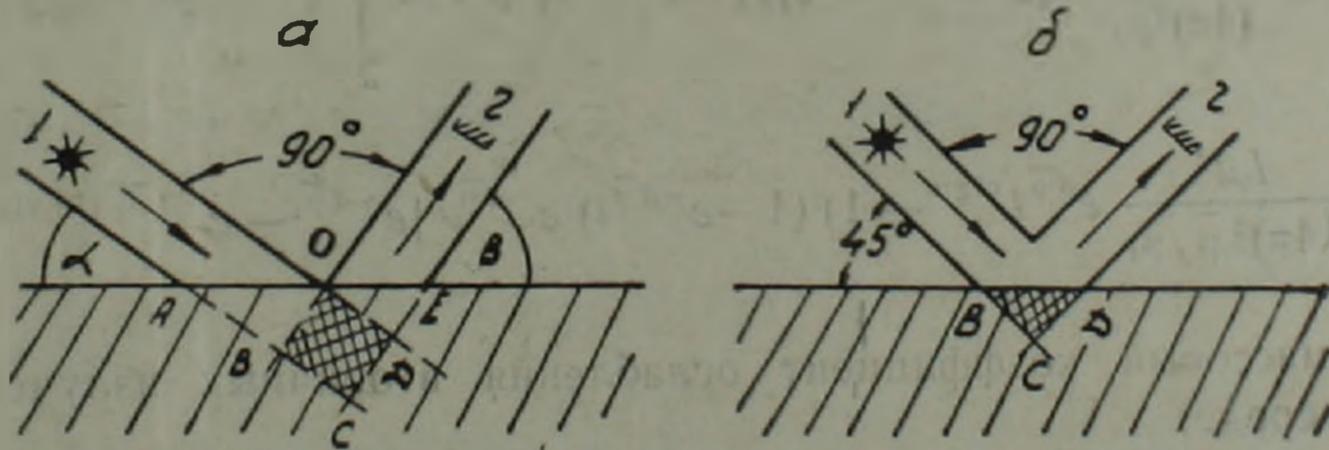


Рис. 1. Геометрические условия измерения: а—нулевая геометрия, б—геометрия прямой видимости. 1—источник, 2—датчик.

выход вторичных (от среды) квантов соответственно  $\alpha$  и  $\beta$ . Допустим, что первичные кванты монохроматичны и параллельны.

Для получения выражения интенсивности вторичных излучений рассмотрим прохождение первичных квантов через исследуемую среду.

На границе ОВ (рис. 1, а) интенсивность первичных квантов  $I_1^{\text{ОВ}}$  можно вычислить следующим образом:

$$I_1^{\text{ОВ}} = \frac{I_0 d}{4\pi} \int_0^{d \operatorname{ctg} \alpha} e^{-(d-x)\bar{\mu}_j} dx = \frac{I_0 d}{4\pi \bar{\mu}_j} (e^{d\bar{\mu}_j \operatorname{ctg} \alpha} - 1) \cdot e^{-d\bar{\mu}_j},$$

где  $I_0$  — интенсивность первичных излучений;

$d$  — диаметр коллимационных каналов;

$\bar{\mu}_j$  — массовый коэффициент ослабления первичных квантов в среде.

$x$  — переменная величина, меняющаяся от 0 (точка А) до  $\frac{d}{\sin \alpha}$  (точка О):

$e^{-(d-x)\bar{\mu}_j}$  — величина, характеризующая меру ослабления излучения в различных точках на границе ОВ.

Аналогично можно вычислить интенсивность первичного излучения на границе СД ( $I_1^{\text{СД}}$ ):

$$I_1^{\text{СД}} = \frac{I_0 d}{4\pi \bar{\mu}_j} (e^{d\bar{\mu}_j \operatorname{ctg} \alpha} - 1) \cdot e^{-2d\bar{\mu}_j}$$

Количество первичных квантов, которое взаимодействует с атомами, находящимися в полезном объеме, выразится как разность  $I_1^{\text{ОВ}} - I_1^{\text{СД}}$ .

$$I_1^{\text{ОВ}} - I_1^{\text{СД}} = \frac{I_0 d}{4\pi \bar{\mu}_j} (e^{d\bar{\mu}_j \operatorname{ctg} \alpha} - 1) (1 - e^{-d\bar{\mu}_j}) \cdot e^{-d\bar{\mu}_j}.$$

Интенсивность вторичных излучений на выходе с учетом их ослабления в среде можно вычислить следующим образом:

$$\begin{aligned} I_2 &= k \frac{I_0 d^2}{(4\pi)^2 \bar{\mu}_j} \cdot (e^{d\bar{\mu}_j \operatorname{ctg} \alpha} - 1) (1 - e^{-d\bar{\mu}_j}) \cdot e^{-d\bar{\mu}_j} \int_d^{d(1+\operatorname{ctg} \beta)} e^{-x\bar{\mu}_i} dx = \\ &= K \frac{I_0 d^2}{(4\pi)^2 \bar{\mu}_j \bar{\mu}_i} (e^{d\bar{\mu}_j \operatorname{ctg} \alpha} - 1) (1 - e^{-d\bar{\mu}_j}) e^{-d\bar{\mu}_j} [e^{-d\bar{\mu}_i} - e^{-d\bar{\mu}_i(1+\operatorname{ctg} \beta)}], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\bar{\mu}_i$  — массовый коэффициент ослабления вторичных излучений в среде;

$K$  — коэффициент преобразования первичного излучения во вторичное.

В первом приближении и при  $\bar{\mu}_j \approx \bar{\mu}_i = \bar{\mu}$  выражение (1) примет вид:

$$I_2 = K \frac{I_0 d^2 \bar{\mu}}{(4\pi)^2} (1 - d\bar{\mu}) \cdot \operatorname{ctg} \alpha \cdot \operatorname{ctg} \beta. \quad (2)$$

Так как в нашем случае  $\alpha + \beta = 90^\circ$  и при этом  $\operatorname{ctg} \alpha \cdot \operatorname{ctg} \beta = 1$ , то (2) переписывается:

$$I_2 = K \frac{I_0 d^3}{(4\pi)^2} \frac{1}{\bar{\mu}} (1 - d \bar{\mu}). \quad (3)$$

Вычисления показывают, что при угле, равном  $90^\circ$  между коллимационными каналами, зависимость интенсивности вторичных излучений от углов падающих и выходящих квантов незначительна и, следовательно, для удобства при расчетах можно применять симметричную геометрию, то есть  $\alpha = \beta$ .

Нетрудно заметить, что максимальная интенсивность вторичных излучений получается при  $d = \frac{0,83}{\bar{\mu}}$ . Отсюда следует, что для получения максимальной интенсивности вторичного излучения при изменении вещественного состава исследуемой среды необходимо изменять диаметр коллиматора, что крайне нежелательно.

Рассмотрим случай геометрии прямой видимости.

Для простоты расчетов примем объем, образованный пересечением коллиматоров, вдвое меньший, чем в случае нулевой геометрии, то есть точки В и Д находятся на поверхности исследуемой среды (рис. 1, б).

Аналогичным способом вычислим интенсивность вторичного излучения.

Интенсивность первичных излучений на границе СД можно выразить формулой:

$$I_1^{\text{СД}} = \frac{I_0 d}{4\pi \bar{\mu}_j} (1 - e^{-d \bar{\mu}_j}).$$

Интенсивность первичных квантов, взаимодействующих с веществом исследуемой среды полезного объема, имеет следующую величину:

$$\frac{I_0 d}{4\pi} - \frac{I_0 d}{4\pi \bar{\mu}_j} (1 - e^{-d \bar{\mu}_j}) = \frac{I_0 d}{4\pi} \left[ 1 - \frac{1}{\bar{\mu}_j} (1 - e^{-d \bar{\mu}_j}) \right].$$

Интенсивность вторичных излучений на выходе с учетом их ослабления в среде равна:

$$I_2 = K \frac{I_0 d^2}{(4\pi)^2} \left[ 1 - \frac{1}{\bar{\mu}_j} (1 - e^{-d \bar{\mu}_j}) \right] \cdot \frac{1}{\bar{\mu}_i} (1 - e^{-d \bar{\mu}_i}). \quad (4)$$

В первом приближении и при  $\bar{\mu}_j \approx \bar{\mu}_i = \bar{\mu}$  выражение (4) примет вид:

$$I_2 = K \frac{I_0 d^3}{(4\pi)^2} (1 - d). \quad (5)$$

Таким образом, наличие величины  $\bar{\mu}$  в формуле (3) (случай нулевой геометрии) и отсутствие ее в формуле (5) (случай геометрии прямой видимости) при первом приближении указывает на независимость

величины интенсивности вторичных излучений от вещественного состава исследуемой среды в случае геометрии прямой видимости.

В формулах (1) и (4) величины

$$\frac{d^2}{\mu_j \mu_i} \cdot (e^{d \bar{\mu}_j \operatorname{ctg} \alpha} - 1) (1 - e^{-d \bar{\mu}_j}) e^{-d \bar{\mu}_j} \cdot [e^{-d \bar{\mu}_i} - e^{-d \bar{\mu}_i (1 + \operatorname{ctg} \beta)}]$$

и

$$\frac{d^2}{\mu_i} \cdot \left[ 1 - \frac{1}{\mu_j} (1 - e^{-d \bar{\mu}_j}) \right] \cdot (1 - e^{-d \bar{\mu}_i})$$

обозначим соответственно коэффициентами  $K_1$  и  $K_2$ , которые обуславливаются геометрическими условиями измерений и поглощающими свойствами исследуемой среды.

Рассмотрим зависимость коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  от изменения атомного номера вещества ( $Z$ ), учитывая прямую связь коэффициента массового поглощения от последнего.

Для расчета величин  $K_1$  и  $K_2$  в качестве определяемого элемента был использован молибден ( $E_x = 17,5$  кэв), а источника первичного излучения — кадмий — 109 ( $E_\gamma = 22,5$  кэв).

Вычисления этих коэффициентов для различных  $Z$  и  $d$  выполнялись на ЭВМ «Минск—22», результаты которых приведены на рис. 2.

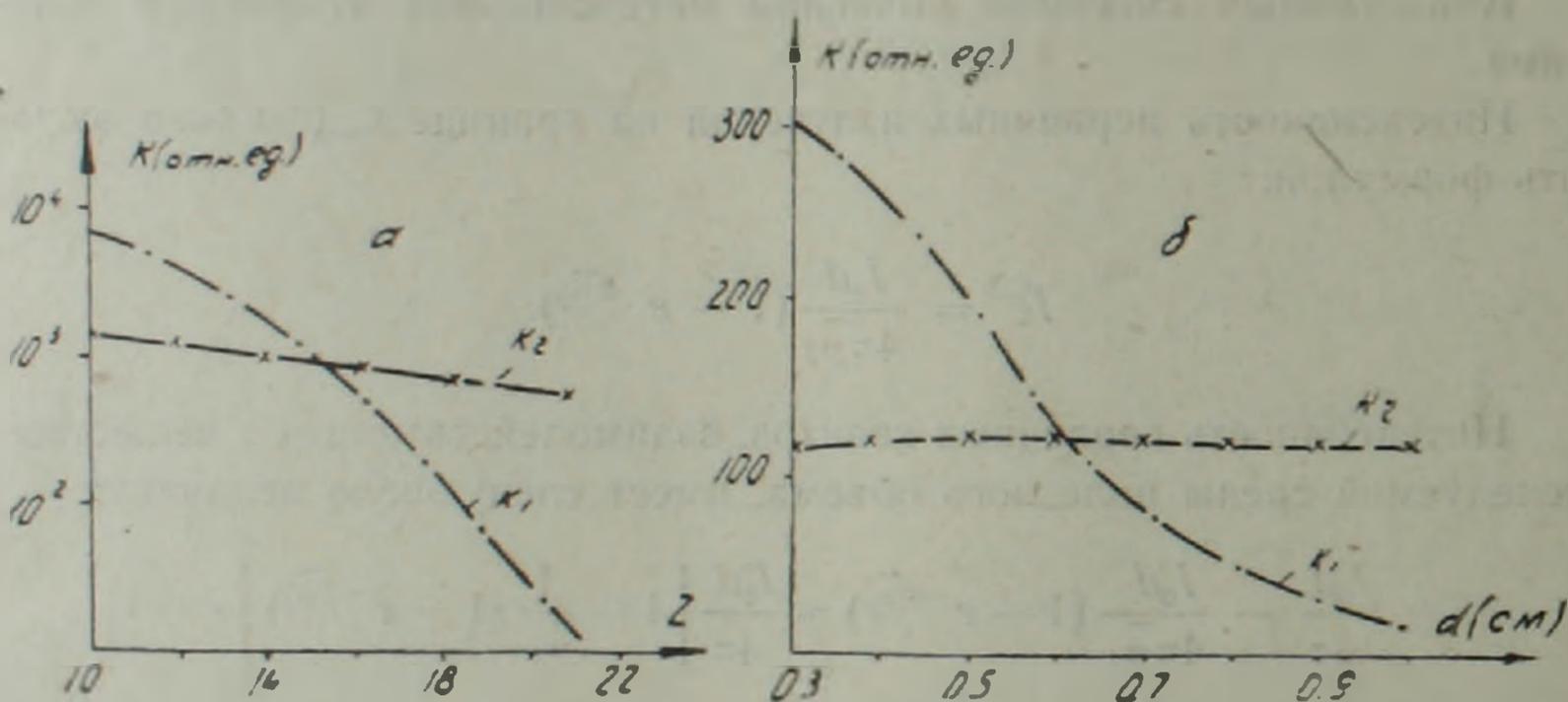


Рис. 2. Зависимости коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  от атомного номера среды  $Z$  (а) и диаметра коллиматоров  $d$  (б).

Как видно из рисунка, величина  $K_2$  почти не зависит как от изменения атомного номера среды, так и от диаметра коллиматора, в то время как наблюдаются существенные изменения величины  $K_1$  в зависимости от этих параметров.

Следует отметить, что результаты выполненных вычислений хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными нами на порошковых пробах, изготовленных из молибдена (определяемый элемент) и кремния (наполнитель) (рис. 3). Изменение эффективного атомного номера порошка осуществлялось путем добавления окиси меди.

При построении графиков зависимости характеристического излучения от атомного номера исследуемой среды для обеих геометрий

(рис. 3) учитывалось влияние меди на интенсивность характеристического излучения молибдена, обусловленное поглощением последних атомами меди [4].

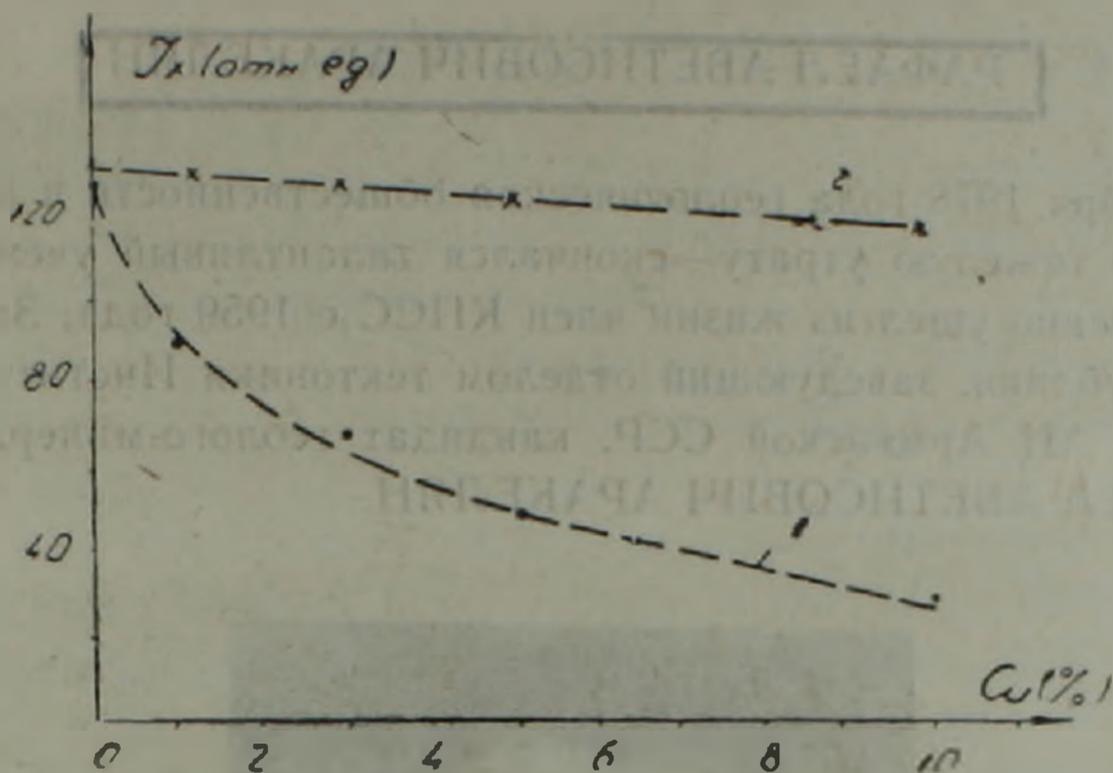


Рис. 3. Зависимость интенсивности характеристического излучения молибдена от изменения содержания меди для нулевой геометрии (1) и геометрии прямой видимости (2).

Итак, из вышесказанного следует, что при анализе гомогенных сред по интенсивности характеристического рентгеновского излучения элемента применение нулевой геометрии приводит к существенным изменениям представлений о вещественном составе исследуемых сред, т. е. к дополнительным ошибкам.

При использовании геометрии прямой видимости в тех же измерениях эти ошибки сводятся к минимуму.

Ордена Трудового Красного Знамени институт геофизики и инженерной сейсмологии Академии наук Арм. ССР

Поступила 3.II.1978.

1. Кудрявцев Ю. И., Мейер В. А. Возможности изучения вещественного состава пород и руд в естественных условиях с помощью гамма-гамма-метода по эффектам вторичных излучений при геометрии прямой видимости. «Вопросы разведочной геофизики», вып. 6, 1965.
2. Леман Е. П., Митов В. Н., Болотова Н. Г. Рентгенорадиометрический анализ с коллимацией излучений. «Геофизическая аппаратура», вып. 60, 1977.
3. Мейер В. А., Нахабцев В. С. Раздельное определение тяжелых элементов в скважинах по характеристическому рентгеновскому излучению. «Вопросы разведочной геофизики», вып. 6, 1965.
4. Тамразян А. А. Определение меди и молибдена в комплексных рудах рентгенорадиометрическим методом. Известия АН Арм. ССР. Науки о Земле, № 1, 1977.
5. Якубович А. Л., Зайцев Е. Н., Пржиялговский С. М. Ядерно-физические методы анализа минерального сырья. «Атомиздат», М., 1973.