

5. В.А. Горшков, М. Майзл, Х. Райтер. Рентгеновская томография на обратнорассеянном излучении//Международный симпозиум по исследованию и строительству в экстремальных условиях/Международная академия информатизации - М., 1996 С. 22.
6. В.А. Горшков, М. Кренинг, М. Майзл. Повышение разрешающей способности томографов на обратном рассеянии//14-я российская научно-техническая конференция - М.: 1996. С. 337 - 338.
7. Капранов Б.И., Дель В.Д., Красноженов В.П. Исследование характеристик рассеянного излучения в узких геометриях. Материалы конференции Молодые ученые и специалисты Томской области в IX пятилетке. Томск, 1975. – 8с.
8. Капранов Б.И., Сидуленко О.А., Маклашевский В.Я., Филинов В.Н. Способ измерения абсолютного значения плотности тела. Пат. №2086954, 1997.
9. 3.2326700, GO1N 9/24, A61B 6/00, GO IN 23/02. «Способ определения плотности тела рассеянным излучением и устройство для его осуществления». Публ. 28.09.76г., Франция.
10. В. 3.2544354, G01N. Способ определения плотности некоторых объектов при помощи проникающего излучения и устройство для его осуществления. Siemens A.G. Публ. 78 г., ФРГ.
11. П. 4123654, G01N 23/20. Способ определения плотности тел с помощью рассеянного излучения и устройство для осуществления этого способа. Публ. 31.10.78г., США.
12. В. 3.15.51835, G01N 9/24. Измерение плотности с помощью рассеянного излучения. Публ. 5.09.79г., Великобритания.
13. 3.2386055, GO1T 1/29, A61B 6/02, M05G 1/64. Устройство воспроизведения изображения среза тела с помощью рассеянного гамма- или рентгеновского излучения. Публ. 28.03.78 г., Франция.
14. Капранов Б.И., Маклашевский В.Я. Патент №2128818, 1999.

В.В. ВАРГА, Б.И. КАПРАНОВ, Х. БАУМБАХ, В.Л. ЧАХЛОВ, В.А. МАКЛАШЕВСКИЙ, В.Н. ФИЛИНОВ

ВЫДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ОБЪЕКТОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В КОМПТОНОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ

При контроле с помощью обратно-рассеянного излучения информация о линейных размерах неоднородностей содержится в функциональной зависимости изменения числа квантов в детекторе N_s при изменении положения рассеивающего объема V относительно неоднородности по направлению сканирования.

В статье исследовано поведение сканирующей функции $N_s(z)$ по одному направлению z при условии, что количество квантов в детекторе однозначно определяется величиной рассеивающего объема (РО), прошедшей в неоднородности. Сформулирована функция, изменяющаяся только при переходе через границу неоднородности, исследовано влияние ослабления первичного и рассеянного пучков предыдущими слоями, а также деформация апертурной функции рассеивающего объема за счет ослабления в самом РО.

Взаимное перемещение РО и неоднородности это основа получения информации о внутренней структуре контролируемого изделия. Схематически это может быть представлено Рис.1. Рассеивающий объем это геометрическая фигура, образованная пересечением первичного пучка излучения n_0 , который формируется коллиматором источника и пучком рассеянного излучения n_s , форма которого определяется геометрией коллиматора приемника (фигура DEFG). Количество однократно рассеянных в детектор квантов в положении РО, соответствующем координате z , определяется величиной элемента ABF, находящегося в неоднородности $V(z)$.

Величина рассеивающего объема $V(Z)$ постоянна при его движении внутри объекта, но его полная отражательная способность изменяется при переходе через границы неоднородности T1 и T2 (Z изменяется от $-\Delta$ до 0 для передней границы неоднородности T1 и от $H-\Delta$ до H для задней границы T2). При движении объема V внутри

$e^{\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha}}$ изменяется незначительно.

Для участков входа и выхода получим

$$B(Z) = C \frac{\partial V(Z)}{\partial Z} \Big|_{\text{вх}} \cdot e^{-\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} \chi} - \text{вход}, \quad (5)$$

и

$$B(Z) = C \frac{\partial V(Z)}{\partial Z} \Big|_{\text{вых}} \cdot e^{-\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} H} \cdot e^{-\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} \chi} - \text{выход}. \quad (6)$$

Введение новой переменной χ (равной $Z-0$ для входа и $Z-X$ для выхода) позволяет совместно проанализировать поведение функции $B(z)$ на участках входа и выхода, так как и в том и в другом случае χ изменяется от $-\Delta$ до 0 . Так как χ отличается от Z на постоянную величину (0 – на входе, H – на выходе), то производная по Z будет равна производной по χ .

Характер поведения функций $B(\chi)_{\text{вх}}$ и $B(\chi)_{\text{вых}}$ будет одинаков и будет описываться выражениями:

$$\begin{cases} B(\chi) \Big|_{\text{вх}} = C \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \cdot e^{-\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} \chi} \\ B(\chi) \Big|_{\text{вых}} = C' \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \cdot e^{-\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} \chi} \end{cases} \quad (7)$$

$$\text{где } C' = C \cdot \exp \left[-\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} H \right] \quad (8)$$

Следовательно, поведение функции $B(z)$ описывается поведением производной $\frac{\partial B(Z)}{\partial Z}$ и множителем $\exp \left[-\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} \chi \right]$.

Рассмотрим два существенно отличающихся случая.

1. Нулевое приближение. Ослаблением при движении первичного пучка с энергией E_0 в пределах рассеивающего объема V можно пренебречь.

В этом случае можно записать

$$\begin{cases} B(\chi) \Big|_{\text{вх}} = C \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \Big|_{\text{вх}} \cdot \left(1 - \frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} \chi \right) \\ B(\chi) \Big|_{\text{вых}} = C' \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \Big|_{\text{вых}} \cdot \left(1 - \frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} \chi \right) \end{cases} \quad (9)$$

И ввиду малости $\frac{\mu_0 + \mu_S}{\cos \alpha} \chi \ll 1$, получим

$$\begin{cases} B(\chi) = C \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \Big|_{\text{вх}} - \text{вход} \\ B(\chi) = C' \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \Big|_{\text{вых}} - \text{выход} \end{cases} \quad (10)$$

То есть для нулевого приближения поведение функции $B(\chi)$ на участках входа и выхода полностью повторяет поведение производной $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} = \frac{\partial V(Z)}{\partial Z}$.

Для геометрии рис. 1. $\left. \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \right|_{\text{вх}}$ и $\left. \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \right|_{\text{вых}}$ будут описывать скорость изменения,

соответственно, входной части рассеивающего объема (участок GFE).

Рассмотрим более детально изменение рассеивающего объема на входе и выходе из слоя неоднородности (Рис. 2.). Площадь входящего объема (треугольник ABF) равна $V_{\text{вх}}(\chi) = \chi^2 \operatorname{tg} \alpha$, следовательно, производная равна

$$\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} = 2\chi \operatorname{tg} \alpha \quad (11)$$

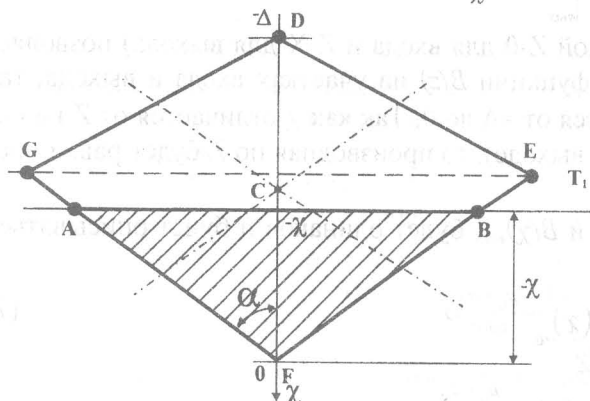


Рис. 2. Геометрия перехода рассеивающего объема через границу T_1

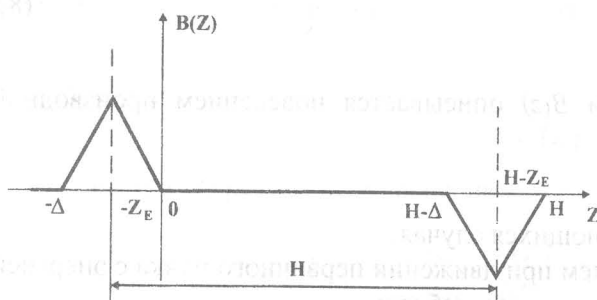


Рис. 3. Характер изменения сканирующей функции $B(z)$

Расстояние между максимумами и минимумами функции $B(z)$ будет равно размеру неровности H , так как $Z_{\text{max}} = -Z_E; Z_{\text{min}} = H - Z_E; Z_{\text{max}} - Z_{\text{min}} = H$.

Из проведенного анализа видно, что расстояние между максимумом и минимумом сканирующей функции $B(z)$ может быть использовано в качестве размерной характеристики неоднородности.

Выполненные выше рассуждения справедливы при более высокой рассеивающей способности неоднородности по сравнению с рассеивающей способностью материала объекта. Все закономерности сохраняются, и когда рассеивающая способность неоднородности будет меньше рассеивающей способности остального материала. Характер поведения сканирующей функции $B(z)$ будет отличаться только тем, что при переходе через переднюю границу $B(z)$ будет иметь отрицательный знак, а при выходе из неоднородности – положительный. Расстояние же между максимумом и минимумом по-прежнему будет определять протяженность неоднородности H .

2. Первое приближение. Ослаблением первичного и рассеянного излучений в пределах V пренебречь нельзя. Такая ситуация имеет место когда размеры объема $V(\Delta)$ не

То есть это линейная возрастающая функция на участке от F до E и уменьшающаяся функция на участке от E до D .

При выходе рассеивающего объема из неоднородности (переход через границу T_2) сигнал будет определяться остающейся частью

$$V_{\text{ост}}(\chi) = V_0 - V_{\text{вх}}(\chi) = V_0 - \chi^2 \operatorname{tg} \alpha, \quad \text{где}$$

$$V_0 = \text{const}, \text{ равная полной величине}$$

$$\text{объема } \frac{\partial V_{\text{ост}}(\chi)}{\partial \chi} = -\frac{\partial V_{\text{вх}}(\chi)}{\partial \chi}.$$

Таким образом, при использовании нулевого приближения по ослаблению в пределах РО, функция $B(z)$ имеет вид, представленный на Рис. 3. Максимум $B(z)$ будет соответствовать переходу через переднюю границу линии GE , а минимум – при переходе этой же линии через заднюю границу.

могут быть сделаны много меньше Н. В этом случае вторыми слагаемыми в скобках в (9) пренебречь нельзя. Так как заднюю границу неоднородности все равно необходимо увидеть, то $\frac{\mu_0 + \mu_s}{\cos \alpha} \chi$ не может быть $\gg 1$, но сравним с ней. Из (9) видно, что в отличие

от нулевого приближения, функция $B(z)$ содержит множитель $\eta = 1 + \frac{\mu_0 + \mu_s}{\cos \alpha} \Delta$, который изменяется в пределах РО от $1 + \frac{\mu_0 + \mu_s}{\cos \alpha} \Delta$ до 1. Этот множитель представляет собой

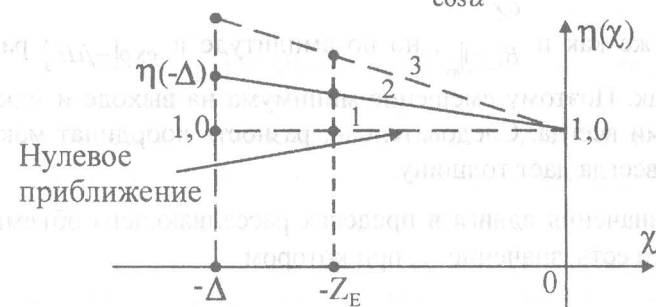


Рис. 4. Изменение «деформирующего» множителя $\eta(\chi)$

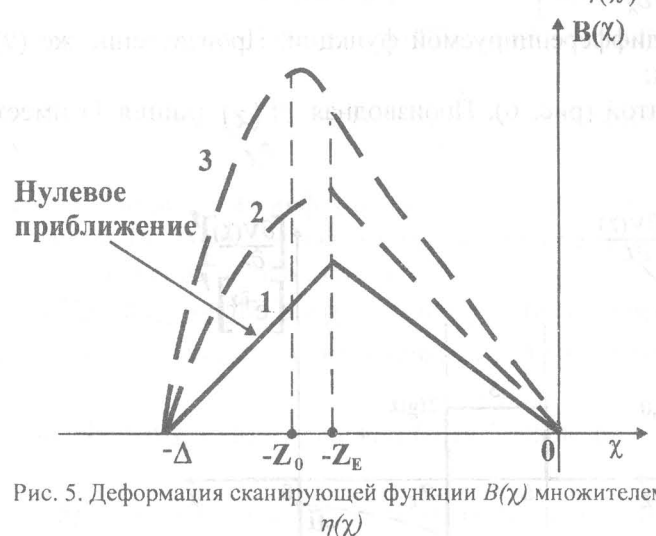


Рис. 5. Деформация сканирующей функции $B(\chi)$ множителем $\eta(\chi)$

линейную функцию (рис. 4.) и он деформирует функцию $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi}$.

Степень деформации будет зависеть от степени затухания в пределах V. Нулевое приближение, рассмотренное выше соответствует линии 1 ($\eta=1$). Наличие ослабления описывается линиями 2 и 3, причем чем больше ослабление, тем больше крутизна линии 3.

Рассмотрим, каким образом множитель $\eta(\chi)$ деформирует функцию $B(\chi)$.

Правый склон. При движении χ от 0 влево значения $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi}$ в каждой точке умножаются на все возрастающий коэффициент, что приводит к увеличению значений $B(\chi)$ все в большей степени по мере движения от $\chi=0$ влево. В результате правый фронт функции $B(\chi)$ искривляется, прогибаясь «внутрь» (рис. 5).

Левый склон. Так как в точке $\chi=-\Delta$ функция $B(\chi)$ принимает значение 0, то подъем правого склона, то есть величины $B(\chi=-Z_E)$, всегда будет приводить к увеличению крутизны левого склона.

Кроме того, участки, ближе стоящие к $-\Delta$, умножаются на большие значения $\eta(\chi)$. Поэтому левый склон функции $B(\chi)$ также изгибается, но становится выпуклым. Поведение $B(\chi)$ в непосредственной близости слева от $-Z_E$ зависит от соотношения скорости роста коэффициента $\eta(\chi)$ и уменьшения $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi}$.

Смещение максимума на входе будет таким же, как и смещение минимума на выходе из слоя неоднородности. Поэтому разность координат максимума и минимума функции $B(z)$ также будет равна Н и, следовательно, может быть использована в качестве меры линейных размеров неоднородности.

Для вычисления смещения максимума относительно точки Z_E (положение точки Z_0) необходимо вычислить производную (7). Обозначим $\frac{\mu_0 + \mu_s}{\cos \alpha} = \tilde{\mu}$. Тогда из (7) можно записать

$$\begin{cases} B(\chi)|_{\text{вх}} = C \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} e^{-\tilde{\mu}\chi} - \text{вход} \\ B(\chi)|_{\text{вых}} = -C \cdot e^{-\tilde{\mu}H} \cdot \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} e^{-\tilde{\mu}\chi} - \text{выход} \end{cases} \quad (12)$$

$B(\chi)|_{\text{вых}}$ изменяется точно так же как и $B(\chi)|_{\text{вх}}$, но по амплитуде в $\exp[-\tilde{\mu}H]$ раз меньше и имеет отрицательный знак. Поэтому смещение минимума на выходе и максимума на входе будут одинаковыми всегда. Следовательно, разность координат максимума и минимума функции $B(Z)$ всегда дает толщину.

Для вычисления абсолютного значения сдвига в пределах рассеивающего объема необходимо вычислить χ_0 (рис. 5), то есть значение χ , при котором

$$\left[\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} e^{-\tilde{\mu}\chi} \right]' = 0 \quad (13)$$

Это условие имеет место для дифференцируемой функции. Произведение же (9) определяется двумя составляющими:

производной $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi}$ и экспонентой (рис. 6). Производная $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi}$ (линия 1) имеет перегиб в точке $-Z_E$.

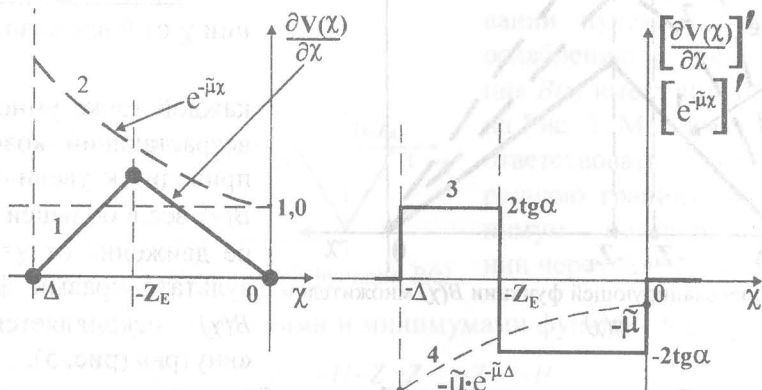


Рис. 6. Поведение производных $\left[\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \right]$ (линия 1) и $[\exp(-\tilde{\mu} \cdot \chi)]'$ (линия 4) в пределах рассеивающего объема

Однако, если функция $\left[\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \right]'$ меняет знак в точке $-Z_E$ с плюса на минус, то эта точка является точкой максимума. Сомножитель $e^{-\tilde{\mu}\chi}$ имеет вид 2 (рис. 6.). Его производная равна $-\tilde{\mu} \cdot \exp(\tilde{\mu}\chi)$. Это кривая 4.

Полная производная (13) и условие экстремума будет иметь вид

$$\left[\frac{\partial^2 V(\chi)}{\partial \chi^2} - \tilde{\mu} \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \right] \cdot e^{-\tilde{\mu}\chi} = 0 \quad (14)$$

или

$$\frac{\partial^2 V(\chi)}{\partial \chi^2} = \tilde{\mu} \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \quad (15)$$

С учетом (9), (11) можно записать

$$\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} = \begin{cases} 2(\chi + \Delta) \operatorname{tg} \alpha, n_{pu} - \Delta < \chi < Z_E \\ -2\chi \operatorname{tg} \alpha, n_{pu} - Z_E < \chi < 0 \end{cases}$$

$$\frac{\partial^2 V(\chi)}{\partial \chi^2} = \begin{cases} 2 \operatorname{tg} \alpha, n_{pu} - \Delta < \chi < Z_E \\ -2 \operatorname{tg} \alpha, n_{pu} - Z_E < \chi < 0 \end{cases}$$

Соответствующие кривые 1 и 3 приведены на рис. 6.

Условие (15) можно рассмотреть для трех частных случаев:

1. Большая энергия, малая плотность. В этом случае ослабление мало $\tilde{\mu} \approx 0$ и мы получаем нулевое приближение, рассмотренное выше. Точка положения экстремума есть точка $-Z_E$ так как в ней $\frac{\partial^2 V(\chi)}{\partial \chi^2}$ имеет разрыв.

2. Малая энергия, большая плотность. Ослабление велико и излучение не проходит в неоднородность. Рассеяние будет происходить только в тонком слое по границе T_1 . В этом случае объем V вырождается в линию АВ (рис. 2) длина которой равна $V(\chi) = 2\chi \operatorname{tg} \alpha$. Соответственно сканирующая функция $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi}$ вырождается в линию 2

рис. 7, а производная $\left[\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \right]'$ вырождается в комбинацию трех дельта - импульсов (6, рис. 7), не несущих информации о неоднородности вследствие отсутствия рассеяния на границе T_1 . Информация о нижней границе неоднородности T_2 также отсутствует, так как излучение не проходит в нее.

3. Промежуточные энергии и плотности. При всех энергиях и плотностях $\tilde{\mu} > 0$ существенно положительная величина, $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi}$ также во всей области от $-\Delta$ до 0 положительна. Поэтому $\frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \tilde{\mu}$ должно быть больше нуля. Следовательно, решение уравнения (15) можно искать только в области значений χ , где $\frac{\partial^2 V(\chi)}{\partial \chi^2} > 0$. А это область $-\Delta < \chi < -Z_E$. Следовательно, смещения максимума функции $B(\chi)$ могут иметь место только в сторону значений χ , для которых $|\chi| > |Z_E|$, то есть в области от $-\Delta$ до $-Z_E$.

Вторая производная на этом участке есть константа, равная $\tilde{C}$ (линия 2, рис. 7).

Поэтому условие экстремума можно записать так:

$$\left. \frac{\partial V(\chi)}{\partial \chi} \right|_{\text{экстр}} = \frac{\tilde{C}}{\tilde{\mu}} \quad (16)$$

Из этого условия следует исключить точку $-Z_E$, так как в ней имеется разрыв и она работает в случае 1.

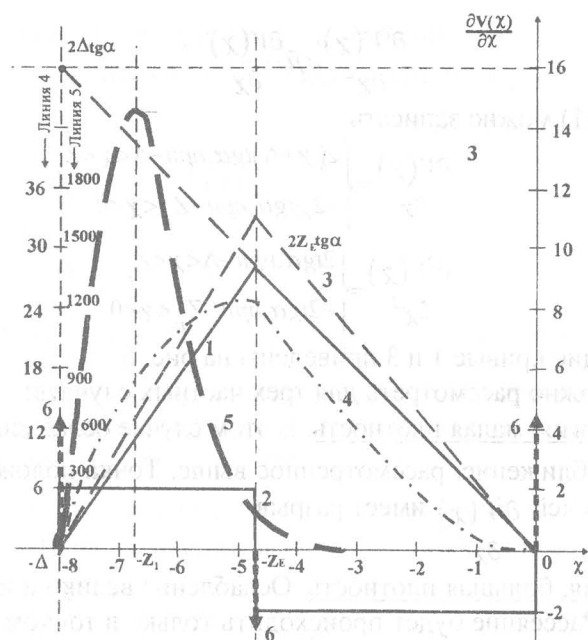


Рис. 7. Геометрия рассеивающего объема: $\Delta=8\text{мм}$, $\alpha=45^\circ$. Линия 1 $\rightarrow \frac{\partial V}{\partial \chi}$; линия 2 $\rightarrow \frac{\partial^2 V}{\partial \chi^2}$; линия 3

$\rightarrow \frac{\partial V}{\partial \chi} \cdot e^{-\tilde{\mu} \cdot \chi}$ ($-\tilde{\mu} \chi$ - мало); линия 4 $\rightarrow \frac{\partial V}{\partial \chi} \cdot e^{-\tilde{\mu} \cdot \chi}$ ($-\tilde{\mu} \chi$ - критическое); линия 5 $\rightarrow \frac{\partial V}{\partial \chi} \cdot e^{-\tilde{\mu} \cdot \chi}$ ($-\tilde{\mu} \chi$ - велико)

При всех меньших $\tilde{\mu}$ экстремум находится в области максимальной ширины рассеивающего объема.

При больших $\tilde{\mu}$ точка экстремума будет смещаться левее $-Z_E$. В качестве особой точки можно взять точку $-Z_I$, в которой $\tilde{\mu}=1\text{мм}^{-1}=0,1\text{см}^{-1}$.

Если в качестве условия принять требование контроля толщин до 40мм, то $\tilde{\mu} \leq \frac{3}{4}=0,75\text{см}^{-1}$.

Оценим количественные изменения формы функции $B(\chi)$ на участках входа и выхода.

При принятых выше размерах и геометрии дает значения представленные в табл. 1 и на рис. 7.

Таблица 1

χ , мм	-8	-7	-6	-5	-4,7	-4	-3	-2	-1	0
$\frac{\partial V}{\partial \chi}$	0	2,5	5,6	8,6	9,4	8	6	4	2	0
$B(\chi)$	Докритическое затухание, $\tilde{\mu}=0,2\text{см}^{-1}$									
	0	3,5	7,0	9,6	10,8	9,2	6,5	4,4	2,2	0
	Критическое затухание, $\tilde{\mu}=2,0\text{см}^{-1}$									
	0	12,2	21,8	24,8	25,0	18,5	12,0	6,0	2,0	0
	Закритическое затухание, $\tilde{\mu}=10\text{см}^{-1}$									
	0	2120	1420	410	240	80	14,8	5,4	0	0

Из них следует, что при больших коэффициентах затухания экстремумы сканирующей функции $B(\chi)$ смещаются относительно геометрического центра РО в сторону

его верхней половины, однако, расстояние между ними, при сохранении формы РО, не изменяется.

Выводы

Анализ поведения сканирующей функции $B(z)$ показал следующее:

1. В рабочем диапазоне энергий и плотностей разработанная сканирующая функция $B(z)$ обеспечивает измерение размеров неоднородности независимо от условий контроля, то есть энергии зондирующего излучения и плотности материала неоднородности.

2. Мерой линейных размеров неоднородности является расстояние между положительным и отрицательным экстремумами $B(z)$ при перемещении рассеивающего объема через неоднородность.

3. Форма сканирующей функции $B(z)$ деформируется на участках перехода через границы неоднородности за счет ослабления первичного и рассеянного излучений в пределах рассеивающего объема. Эта деформация может составлять до 15% по сравнению с геометрической формой.

4. В диапазоне «докритических затуханий» экстремумы не смещаются и совпадают с положением максимальной ширины рассеивающего объема;

5. При входе рассеивающего объема в изделие из воздуха первый максимум функции $B(z)$ может быть использован для определения границы всего изделия, что позволяет определить форму объекта контроля.

6. При контроле материалов, близких к однородным, одной из основных задач является измерение толщины изделия. Разработанный метод и алгоритм обеспечивают погрешность такого измерения не более $\pm 0,1 \text{ мм}$ в диапазоне энергий от 20 до 1000 кэВ и для материалов с плотностью до $2,7 \text{ г/см}^3$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Капранов Б.И., Шаверин В.А., Алхимов Ю.В., Варга В.В., Сидуленко О.А., Маклашевский В.Я., Филинов В.Н. Алгоритмы и программное обеспечение комптоновского томографа TomScan-200. Известия ВУЗов, 1998.

2. Капранов Б.И., Варга В.В., Маклашевский В.Я., Филинов В.Н. Особенности численного моделирования сбора данных в комптоновской томографии //Сб. тезисы докладов 15 Российской конференции. Неразрушающий контроль и диагностика, Том 2, М., 1999. 28 июня -2 июля. С.204.

3. Капранов Б.И., Сидуленко О.А., Чанин Г.С., Варга В.В., Маклашевский В.Я., Филинов В.Н. Дискретное представление и нормирование реконструируемого распределения плотности по альбедным суммам //Сб. тезисы докладов 15 Российской конференции. Неразрушающий контроль и диагностика, Том 2, М., 1999. 28 июня -2 июля. С.205.

4. Kapranov B.I., Varga V.V. "Spatial resolution compton of systems" //Сб. докладов Korus'99. Russian-Korean International Symposium on Science and Technology, Vol 2, Novosibirsk, 1999. June 22 – 25. P.672 - 676.

5. Капранов Б.И., Чанин Г.С. Цифровая обработка изображений в томографии на комптоновском обратном рассеянии. Сб. докладов 14 Российской НТ конференции. Неразрушающий контроль и диагностика, М., 1996, 23 - 26 июня.

6. Капранов Б.И., Маклашевский В.Я., Каксис Ю.А. Возможности компьютерной томографии на комптоновском обратном рассеянии. Сб. докладов 14 Российской НТ конференции. Неразрушающий контроль и диагностика, М., 1996, 23 - 26 июня.