На правах рукописи

УСАЧЕВ ЕВГЕНИЙ ЮРЬЕВИЧ

РАЗРАБОТКА И ВНЕДРЕНИЕ МОБИЛЬНЫХ РЕНТГЕНОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОЙ ДИФЕКТОСКОПИИ И АНТИТЕРРОРИСТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Специальность 05.11.13. - Приборы и методы контроля природной среды, веществ, материалов и изделий

АВТОРЕФЕРАТ Диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук

Томск 2005

Работа выполнена в Институте радиоэлектроники и автоматики, г. Москва, ФГНУ «НИИ ИН», г. Томск

Научный консультант – доктор технических наук, профессор Чахлов В.А.

Официальные оппоненты: доктор технических наук, профессор Капранов Борис Иванович доктор технических наук, начальник сектора ФГУП ГНЦ «ВИАМ» Косарина Екатерина Ивановна

Ведущая организация – МНПО «Спектр», г. Москва

Защита состоится «______200_г. в «____» часов на заседании диссертационного совета _____при Томском политехническом университете по адресу 634028, г. Томск, ул. Савиных, 7, НИИ Интроскопии при ТПУ.

С диссертацией можно ознакомится в библиотеке Томского политехнического университета по адресу: 634050, г. Томск, ул. Белинского, 53

Автореферат разослан «___»____200___г.

Отзывы на автореферат в 2-х экземплярах, заверенные печатью, просим направлять по адресу: 634028, г. Томск, ул. Савиных, 7.

Ученый секретарь диссертационного совета

Винокуров Б.Б.

Общая характеристика работы

<u>Актуальность работы.</u> В настоящее время повышенным спросом пользуются приборы, реализующие радиационные методы обнаружения локальных неоднородностей как в материалах и изделиях промышленного производства, так и в багаже и ручной клади для обнаружения взрывчатых веществ и оружия. Особой популярностью пользуются аппаратно-программные комплексы, позволяющие в реальном масштабе времени осуществлять неразрушающий контроль и, с помощью компьютерных методов обработки полученной информации, принимать объективные решения о наличии инородных включений, характере их содержания, а так же местоположения внутри контролируемого объекта.

наиболее эффективного решения Для вышеперечисленных задач необходимо осуществлять оптимальный выбор энергии источника радиационного излучения, системы регистрации прошедшего через поглотитель излучения алгоритмов и конфигурации системы обработки информации.

Решение поставленных задач позволит повысить достоверность и информативность полученных результатов, что, несомненно, характеризует актуальность предоставленной диссертационной работы. Исследования, приведенные диссертантом, вызваны решением постановлений Правительства в области борьбы с обнаружением в транспортных средствах и багаже взрывчатых веществ, наркотиков, а так же хоздоговорными работами, выполняемыми для ведущих организаций, осуществляющих контроль вышеназванных объектов.

<u>Цель работы.</u> Целью данной работы является создание рентгенотелевизионного комплекса с компьютерной обработкой полученных результатов, для определения характера, размеров и местоположения обнаруженных локальных неоднородностей.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- Рассчитать энергетические спектры рентгеновского излучения в диапазоне энергий 50 – 300 КэВ за поглотителями из стали толщиной 2 – 50 мм, алюминия – 5 – 150 мм и сцинтиллятором CsJ - 5 и 10 мм.

- Исследовать зависимость основных параметров радиоскопической системы от характеристик контролируемого объекта.

- Разработать алгоритмы и программное обеспечение для повышения информативности и достоверности результатов радиационного контроля.

- Разработать и внедрить в производственную практику методику оценки технических характеристик радиоскопических систем по сравнению с аналогичными отечественными и зарубежными системами.

Метод исследований и достоверность полученных результатов

Для расчета энергетических спектров за поглотителем использованы аналитические расчеты для однократно рассеянных квантов и метод Монте–Карло для многократно рассеянных квантов.

аналитической Нахождение зависимости между параметрами источника излучения и контролируемого объекта произведены методом Несоответствие между наименьших квадратов. вышеуказанными расчетами составляло не более 5%. Достоверность теоретических расчетов экспериментальным проверялась путем, используя источник рентгеновского излучения с известными параметрами, эталонный поглотитель и спектрометр для регистрации спектра излучения за поглотителем. Расхождения между экспериментальными и расчетными данными составили не более 7%. Кроме того, полученные результаты сравнивались с имеющимися в научных публикациях аналогичными данными.

Достоверность физического эксперимента обеспечена использованием регистрирующей аппаратуры, погрешностью измерений не более $\pm 1\%$.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем:

- произведен расчет распределения энергетического спектра рентгеновского излучения в диапазоне 50 – 300 КэВ за поглотителями из стали 5 – 50 мм, алюминия 2 – 150 мм и сцинтиллятором CsJ толщиной 5мм;
- выведена аналитическая зависимость между параметрами источника радиационного излучения и характеристиками объекта контроля;
- разработаны алгоритмы и программное обеспечение для обработки результатов радиоскопического контроля с целью повышения достоверности результатов контроля;
- разработана объективная методика оценки технических параметров радиационных интроскопов.

Практическая ценность работы:

- 1. На основании теоретических расчетов разработаны, изготовлены и переданы Заказчику несколько модификаций радиационных интроскопов для неразрушающего контроля материалов и изделий, а также для обнаружения оружия и взрывчатых веществ.
- 2. Разработан универсальный пакет прикладных программ, реализующий оригинальные алгоритмы обработки информации, полученной различными методами радиационного контроля.
- 3. Практическая ценность внедренных комплексов неразрушающего контроля подтверждена актами внедрения и поощрениями на Международных и Всероссийских выставках по неразрушающему контролю.

На защиту выносится:

- методика и результаты расчета энергетического спектра рентгеновского излучения за поглотителями из стали, алюминия и сцинтиллятора CsJ в диапазоне энергий 50 – 300 КэВ и толщинах от 2 мм до 50 мм – сталь, 5 мм – 150 мм – алюминий, 5 мм – CsJ.
- исследована зависимость достоверности результатов контроля от технических характеристик контролируемого материала и выведена аналитическая зависимость между вышеуказанными параметрами.

 Предложены алгоритмы аналоговой и цифровой фильтрации радиоскопической информации с целью повышения чувствительности контроля.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на II и III Международной конференции и выставке «Неразрушающий контроль и техническая диагностика» (г. Москва, 2002 г., г. Москва, 2003 г.), обсуждались на научно – технических семинарах НИИ Интроскопии при ТПУ и кафедры

Публикации. Содержание диссертационной работы изложено в статьях в научных журналах и трудах международных специализированных конференций. По результатам работы получено два авторских свидетельства.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав основного содержания работы, заключения, списка используемой литературы из _____ наименований. Работа содержит ____ страниц машинописного текста, ___ рисунков, ___ таблиц.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы, сформулирована цель исследований, изложены научные и практические результаты, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена расчету прохождения и взаимодействия рентгеновского излучения в диапазоне 50 – 300 КэВ с контролируемыми материалами: сталью – 5 – 50 мм, алюминием – 5 – 150 мм, а также сциниллятором CsJ толщиной 5 мм.

Основными процессами взаимодействия в данном диапазоне энергий являются фотоэффект и комптоновское рассеяние. В расчетах мною учитывались лишь два этих процесса взаимодействия. Особую популярность для решения данных задач получил метод Монте – Карло. Исследования в данной области показали, что наиболее удобным, в рассматриваемом нами случае, является комбинация аналитического метода для расчета нерассеянного и однократно рассеянного излучения и метода Монте – Карло для многократно рассеянного излучения.

Энергетическое распределение квантов за барьером при многократном взаимодействии рассчитывалось по программе, приведенной на рис. 6 (стр. 26).

Перемещаясь внутри барьера квант либо поглощается в результате фотоэффекта, либо испытывает одноразовое или многократное упругое соударение и затем вылетает через тыльную сторону барьера. Фиксируя вероятность прохождения каждого кванта через барьер и сортируя их по энергиям, можно определить энергетическое распределение потока за барьером. Вероятность вылета за барьер кванта умножается на его энергию в момент вылета из поглотителя, для получения потока энергии рассеянного излучения. Сравнивая результаты расчетов с экспериментальными полученными данными, другими авторами, различие составило не более 10%. Образец одного из расчетных рентгеновских спектров приведен на рис. 5.5, рис. 5.12.

Вторая глава посвящена дальнейшему прохождению рентгеновского излучения за поглотителем через сцинтилляционные кристаллы CsJ, являющимися преобразователями излучения в световые фотоны, в последствии регистрируемые преобразователями, преобразующими результирующий поток излучения в визуальную картину, отображающую внутреннюю структуру контролируемого объекта.

Расчеты пространственного изображения проводились по программе методом Монте – Карло.

Приведенные в предыдущей главе расчеты показали существенную зависимость спектра излучения за поглотителем в зависимости от контролируемого материала и исходных параметров источника излучения.

Приведенные расчеты состоят из двух основных частей, которые позволяют выполнить следующие функции:

• Расчет методом статистического моделирования прохождения гаммаизлучения через вещество сцинтиллятора;

•Обработка полученных результатов с целью формирования теневого изображения.

Трудности аналитического расчета характеристик распределения радиационных полей в различных материалах вызывают необходимость использования численных методов расчета указанных характеристик.

Как было ранее показано, наибольшее распространение среди них получил метод Монте-Карло, который позволяет решать задачи переноса излучения в различной геометрии, с учетом всех взаимодействий гаммаквантов с веществом.

Траектории фотонов в описываемой программе строятся прямым аналоговым моделированием. Случайный пробег фотона между двумя последовательными столкновениями разыгрывается по формуле:

 $S(E) = - \ln (\varepsilon) / \sigma(E)$

где $\sigma(E)$ – полное сечение взаимодействия для фотонов с энергией E. $\sigma(E) = \sigma_{\phi}(E) + \sigma_{k}(E)$

где $\sigma_a(E)$ - сечение фотоэффекта;

 $\sigma_k(E)$ - сечение эффекта Комптона;

Ввиду того, что энергия фотонов не превышает 0,5 мэВ, то вероятность эффекта образования пар отсутствует.

Розыгрыш энергий и углов вылета вторичных частиц, образующихся в результате взаимодействия фотонов с атомами вещества, осуществляется в соответствии с дифференциальными сечениями этих столкновений. Для моделирования энергии фотона после комптоновского рассеяния используется известный алгоритм Кана.

Энергия направления движения электронов отдачи определяется из законов сохранения энергии и импульса.

Энергия испускаемого при фотоэффекте электрона Е равна:

 $E=E_{\gamma}-W_{\gamma}$,

где E_{γ} – энергия фотона;

 W_{γ} – энергия связи электрона на Q-оболочке атомов.

Если Е>W, то учитывалась возможность фотоэффекта на L-оболочке.

Угловое распределение фотоэлектронов разыгрывается из распределения Заустера.

В рассматриваемом случае распределение вторичных частиц по азимутальному углу является равномерным. Направление движения и энергия фотонов между двумя последовательными столкновениями не меняется, а декартовые координаты следующего столкновения (i + 1) определяются из выражения:

 $\boldsymbol{r}_i + 1 = \boldsymbol{r}_i + \boldsymbol{\Omega}_i^s,$

где Ω_i – направление вылета фотона из точки предыдущего i-го столкновения;

S – длина пути между столкновениями.

По сравнению с аналоговым построением траектории фотонов, когда учитывается каждое столкновение, такое непосредственное моделирование всех столкновений для электронов и позитронов возможно лишь для тонких поглотителей и небольших перепадов по энергии, т.к. пробеги этих частиц сопровождаются, в основном, малыми потерями энергии. Поэтому количество столкновений, которое испытывает электрон даже небольшой энергии до заметного уменьшения своей начальной энергии столь велико, что их прямое моделирование на ЭВМ невозможно.

Эту трудность преодолевают, применяя различные методы группировки столкновений, когда часть или все столкновения электронов группируются, а фазовые координаты электронов разыгрываются после прохождения некоторого отрезка пути S из соответствующих теорий многократного рассеяния.

В рассматриваемой программе используется модель группировки малых передач энергии, в которой неупругие столкновения электронов с малой передачей энергии и излучение низкоэнергетических фотонов учитываются в приближении непрерывного замедления, а столкновения с большой передачей энергии вторичным частицам моделируется непосредственно.

Многократное рассеяние электронов на отрезке S моделируется в соответствии с распределением Гоуделита-Саундерсона [7], которое табулируется для набора энергий электронов и набора отрезков.

В общем случае геометрию, в которой проводятся расчеты, можно представить в виде цилиндра, разбитого на однородные по составу зоны различных радиусов и толщин в соответствии с реальной конструкцией исследуемого объекта. Траектория частицы строится до тех пор, пока частица не вылетит за пределы поглотителя или ее энергия станет меньше некоторой заданной энергии. Наименьшая энергия электронов 10 кэВ, у фотонов – 1 кэВ.

Общая блок-схема моделирования траекторий электронов и фотонов, при их распространении в поглотителе, показана на рис. 6





Для упрощения алгоритма программы и сокращения времени расчетов, задача переноса излучения через вещество решается для симметричного случая. Т.е. с геометрической точки зрения исследуемый объект представляет собой цилиндр, продольная ось которого совпадает с осью Z трехмерной системы координат. Дефектометр, с помощью которого оценивается дефектоскопическая чувствительность, также представлен в виде набора разной толщины и диаметра.

Следует отметить, что программу легко можно настроить на любую геометрию эксперимента, меняя размеры, как поглотителя, так и слоя люминофора. Возможно также изменять количество слоев исследуемых материалов и их взаимное расположение. Например, большой интерес используется представляет расчет варианта, в котором фильтрация определенной части энергетического спектра люминофора и свинцового усиливающего экрана. В этом случае возможно повышение дефектоскопической чувствительности системы, увеличение количества получаемой информации.

Программа позволяет найти сообщения обо всех ошибках, возникающих в процессе расчетов: дело в том, что при расчетах по методу Монте-Карло невозможно избежать некоторых нештатных ситуаций из-за того, что в основе метода используются стохастические процессы. Диагностика явных ошибок производится при запуске программы.

Таким образом, была показана возможность оценить влияние нерассеяной компоненты излучения, вторичных электронов, а также рассеянного излучения в сцинтилляторе и усиливающих экранах.

Практическое использование спектров затруднительно при технических параметрах объекта контроля, лежащих в промежутках между расчетными данными.

Ввиду этого, была предпринята попытка вывести эмпирическую формулу нахождения параметров источника и детектора радиационного излучения.

Используя метод наименьших квадратов, нами подобрана аппроксимирующая функция для исходного выражения:

 $E_n(t) = E_0 k(t),$ где $k(t) = \frac{e^{a_1 + a_2 t}}{1 + a_3 t}$

Расчетные коэффициенты приведены в таблице № 1, 2

U _a , кВ	50	75	100	150	200	300
a ₁	0,002	0,001	0,004	-0,002	-0,004	-0,031
a ₂ , MM ⁻¹	-1,720	-0,636	-0,322	-0,158	-0,105	-0,075
a_3, MM^{-1}	9,271	2,253	1,658	0,868	0,625	0,349

Таблица 1. Коэффициенты аппроксимации для стали

U _a , кВ	50	75	100	150	200	300
a_1	0,003	0,008	0,014	0,012	0,012	0,037
a_2, MM^{-1}	-0,095	-0,049	-0,042	-0,035	-0,032	-0,027
а ₃ , мм ⁻¹	0,321	0,108	0,054	0,032	0,024	0,022

Таблица 2. Коэффициенты аппроксимации для алюминия

Исходя из вышеизложенных допущения изменения поглощенной энергии в экране при изменении толщины поглотителя за время, в течение которого на анод попадает N_3 электронов равно:

$$E_{c} = N_{s} K'(t) \cdot t_{\partial} = K'(t) \cdot \delta \cdot t , \qquad (1)$$

где *К'(t)* – производная выражения

$$K'(t) = E_n(a_2 - \frac{a_3}{1 + a_3 t})e^{a_1 + a_2 t} \cdot \frac{1}{1 + a_3 t}$$
(2)

тогда

$$E_{c} = N_{9} \cdot N_{n} (a_{2} - \frac{a_{3}}{1 + a_{3}t}) \cdot e^{a_{1} + a_{2}t} \frac{1}{1 + a_{3}t} dt$$
(3)

подставив величину заряда электрона равную 1,6·10⁻¹⁹ К, то получим

$$E_{c} = \frac{q}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot E_{n} (a_{2} - \frac{a_{3}}{1 + a_{3}t}) \cdot e^{a_{1} + a_{2}t} \cdot \frac{1}{1 + a_{3}t} dt =$$

$$0,667 \cdot 10^{19} q E_{n} (a_{2} - \frac{a}{1 + a_{3}t}) \cdot e^{a_{1} + a_{2}(t)} \cdot \frac{1}{1 + a_{3}t} \cdot dt \qquad (4)$$

поглощенная энергия в элементе изображения при изменении фокусного расстояния будет определяться как:

$$E_{eo} = 0,667 \cdot 10^{19} \cdot q \cdot E_n \left(a_2 - \frac{a_3}{1 + a_3 t}\right) e^{a_1 + a_2 t} \cdot \frac{1}{1 + a_3 t} \cdot \frac{d^3 t^3}{\frac{n}{4} \cdot 150^2} \cdot \left(\frac{300}{F}\right)^2 \quad (5)$$

Дисперсия поглощенной энергии в одном элементе изображения

$$D_{u} = 0,667 \cdot 10^{19} Q D_{E} \frac{d^{2} t^{2}}{n_{4}^{\prime} \cdot 150^{2}} \cdot \frac{300^{2}}{F^{2}} = 3,397 \cdot 10^{19} Q D_{E} \cdot \frac{d^{2} t^{2}}{F^{2}}, \qquad (6)$$

где D_E – нормированная по один упавший на анод рентгеновской трубки электрон.

Среднеквадратическое отклонение поглощенной энергии равно:

$$\sigma_u = 5,828 \cdot 10^9 \sqrt{q} \cdot \sqrt{D_E} \cdot \frac{dt}{F}$$

Исходя из ранее принятого отношения

$$\frac{E_{cp}}{\sigma_u} = 2$$
 находим q :

$$3,3953 \cdot 10^{-19} \cdot Q \cdot E_n (a_2 - \frac{a_3}{1 + a_3 t}) e^{a_1 + a_2 t} \cdot \frac{d^3 t^3}{(1 + a_3 t) F^2} = 2$$

откуда:

$$q = \left[\frac{\frac{3,433 \cdot 10^{-9} \cdot \sqrt{D_E} \cdot F(1+a_3t)}{E_n(a_2 - \frac{1}{1+a_3t})d^2t^2}\right]^2$$
(7)

<u>Третья глава</u> посвящена анализу формирования визуальной информации в приемно-регистрирующем тракте.

Наиболее полную информацию о распределении энергии между ионизацией и оптическим возбуждением молекул сцинтиллятора дают эффективные сечения взаимодействия ионизирующего излучения с веществом сцинтиллятора.

Основными характеристиками сцинтилляторов являются: световой выход, спектральный состав оптического излучения и длительность сцинтилляций.

Конверсионная эффективность сцинтиллятора χ определяется как отношение энергии световой вспышки $\overline{n}h\overline{n}$ выходящей из кристалла, к величине энергии *E* гамма-кванта, потерянной в сцинтилляторе.

$$\chi = \frac{\overline{n}h\overline{v}}{\underline{E}},$$

где \overline{n} - среднее число фотонов, выходящих из сцинтиллятора;

 $h\overline{v}$ - средняя энергия фотонов.

Характерной особенностью является, что сцинтиллятор испускает не моноэнергетические фотоны, а сплошной спектр, соответствующий данному сцинтиллятору.

Одной из важнейших задач при выборе сцинтиллятора является совпадение спектральной характеристики светочувствительного детектора со спектральной характеристикой сцинтиллятора.

Степень перекрытия спектра сцинтилляции со спектральной характеристикой детектора определяется коэффициентом согласования.

(8)

$$K = \frac{\int_{0}^{\infty} (v) \cdot \varepsilon(v) dv}{\int_{0}^{\infty} F(v) dv}$$

где

F(v) – спектр фотонов, выходящих из сцинтиллятора;

 ε (v) – степень перекрытия спектральных характеристик сцинтиллятора и детектора.

В практических задачах вводят коэффициент сцинтилляционной эффективности *A*, который определяется следующим образом:

А=К*Х

Сцинтилляционная эффективность учитывает как число фотонов, испускаемых сцинтиллятором на единицу поглощенной энергии, так и чувствительность данного светочувствительного детектора к данным фотонам.

Сцинтилляционную эффективность данного сцинтиллятора определяют путем сравнения ее со сцинтилляционной эффективностью эталонного кристалла.

Интенсивность стинцилляций изменяется во времени по известному экспоненциальному закону

$$J(t) = J_0 e^{\frac{1}{t_0}}, \qquad (9)$$

где

 J_0 – максимальное значение интенсивности сцинтилляций;

 t_0 — постоянная времени затухания, определяемая как время, в течение которого интенсивность сцинтиллятора уменьшается в *е* раз.

Число фотонов *n*, испускаемых сцинтиллятором за время *t* в результате попадания регистрируемой частицы, определяется формулой:

$$n = \eta_{\infty} \cdot (1 - \frac{t}{e^{t_0}}), \qquad (10)$$

где n_{∞} - полное число фотонов, испускаемых в процессе сцинтилляции.

Процессы люминесценции фосфора происходят непосредственно во время возбуждения атомов кристалла, и длятся в промежутке 10⁻⁸-10⁻¹⁰ сек.

Для увеличения светового выхода неорганических сцинтилляторов в их состав вводятся специальные примеси других химических элементов, называемых активаторами. В используемых нами кристаллах йодистого цезия в качестве активатора введен талий. Сцинтиллятор *CsJ (Tl)* обладает большим световыходом и имеет значительные преимущества по сравнению с другими сцинтилляторами, органического либо газообразного происхождения.

К преимуществам данного сцинтиллятора относятся:

- Высокая эффективность регистрации гамма-квантов;
- Малая длительность сцинтилляций;

• Линейная связь между амплитудой и величиной энергии, потерянной гамма-квантами.

Нами была произведена оценка эффективности гамма-квантов в диапазоне энергий 50 – 300 КэВ и получены результаты:

Для кристалла *NaJ (Tl)* – 15,0% *CsJ (Tl)* – 7,3%

Длительность сцинтилляций для вышеуказанного диапазона энергий равна:

 $NaJ (Tl) - 2,5 \cdot 10^{-7}$ сек. CsJ (Tl) - 7,0 · 10⁻⁷ сек.

Для создания оптимальной системы обработки радиоскопической информации, получаемой в результате передачи информации от сцинтилляционного детектора на ПЗС – матрицу, необходимо учесть потери световых квантов при прохождении через оптический тракт.

В общем виде методика выбора основных параметров интроскопа может быть изложена в следующем виде.

При полном расположении проекции дефекта на площади детектора, изменение потока излучения за поглотителем может быть описано:

 $J_{x_1} = J_0 e^{-\mu(d)}$ - бездефектная зона;

 $J_{x_2} = J_0 e^{-\mu(d-\Delta d)}$ - в зоне нахождения дефекта.

Следовательно, относительное изменение сигнала от дефекта определяется как:

$$W = \frac{J_{x_2} - J_{x_1}}{J_{x_1}} = e^{\mu \Delta d} - 1 = \mu \Delta d$$
(11)

Величину отношения сигнал – шум оценивают по статическим флуктуациям ее величины при обнаружении минимального дефекта. Рассмотрим последовательное преобразование гамма – квантов в световую, а затем в электрическую энергию.

Исходя из расчетов, произведенных во второй главе, число фотоэлектронов (n_{ϕ}) , образуемых в сцинтилляционном кристалле толщиной h при падении на него n_0 гамма – квантов равно:

$$n_{\phi} = n_0 \frac{\mu_{\phi}}{\mu} (1 - e^{\mu h}) \tag{12}$$

где μ_{ϕ} и μ – соответственно фотоэлектрический и полный коэффициент поглощения.

Предположив, что n_{ϕ} , полученное в выражении (12) соответствует бездефектному участку контролируемого изделия, то в месте нахождения дефекта количество фотоэлектронов $(n_{\phi}d)$ будет равно:

$$\boldsymbol{\eta}_{\phi d} = (\boldsymbol{\eta}_0 + \Delta \boldsymbol{\eta}) \cdot \frac{\boldsymbol{\mu}_{\phi}}{\boldsymbol{\mu}} (1 - \boldsymbol{e}^{-\boldsymbol{\mu}(h - \Delta h)})$$
(13)

где *Дп* – соответственно увеличение (уменьшение) потока гамма – квантов при наличии дефекта (пора или включение с большей плотностью материала).

Приняв условие, что площадь сцинтиллятора равна или приведена оптической системой к размерам площади светочувствительной поверхности преобразователя светового потока в электрический сигнал, то число электронов *Z* на выходе преобразователя будет равно:

$$Z = N_0 \mathcal{E} \cdot \gamma \cdot G, \qquad (14)$$

где *N*₀ – число первоначально возникших фотонов света;

є – коэффициент, учитывающий потери на отражение и поглощение света фотокатодом;

у – квантовый выход фотокатода;

G – коэффициент усиления преобразователя.

Отсюда заряд *Q* на выходе преобразователя можно вычислить по формуле:

 $O = e \cdot Z$

 $\widetilde{\Gamma}$ де $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ K} -$ заряд электрона.

В результате статистических флуктуаций во всех процессах

преобразования ионизирующего излучения в электрический сигнал,

амплитудное разрешение сцинтилляционного детектора имеет величину, обусловленную следующей зависимостью:

$$\eta_{\Sigma} = \sqrt{\eta_{1}^{2} + \eta_{2}^{2}}$$
 (15)

где η_1 – амплитудное разрешение сцинтиллятора;

 η_2 – амплитудное разрешение фотоприемника.

В том случае, когда сцинтиллятор прозрачен для собственного излучения, не имеет внутренних дефектов, а также высока отражающая способность его граней, то флуктуации световыхода меньше сказываются на амплитудном разрешении, чем флуктуации, связанные с преобразованием светового потока в электрический сигнал.

Приведенная в диссертации система передачи светового изображения называется эпидиаскопической. Используемое в системе зеркало для поворота светового потока на 90⁰ должно обладать высокой отражательной способностью, которая определяется наносимым на поверхность отражательным материалом.

. Коэффициент диффузионного отражения *S* равен 1 для идеального белого экрана, для наиболее часто используемых покрытий данный коэффициент равен:

S = 0,89 – слой из углекислого магния;

S = 0,80 – слой из окиси цинка или баритовых соединений;

S =0,72 – покрытия на пластмассовой основе.

Зеркало, во избежание раздвоения изображения, должно иметь внешнее отражающее покрытие.

Рекомендованная равномерная освещенность Е ПЗС — матрицы при S = 0,80 должна составлять: E = (60-100) лк.

Ввиду того, что сцинтилляционный преобразователь ионизирующего излучения испускает световое излучение в различных направлениях, то яркость его свечения L_3 будет определяться как:

$$L_{\mathfrak{I}} = E_{CYM} \cdot \rho,$$

где Е – поток излучения попадающего на сцинтилляционный экран;

ρ – конверсионная эффективность сцинтилляционного экрана (световой выход);

$$E_{cym} = \sum_{i=1}^{i=n} E_i \cdot$$

Световой выход сцинтиллятора определяется как число фотонов в световой вспышке, приходящееся на единицу энергии поглощенной в объеме сцинтиллятора.

Снимаемая с ПЗС-матрицы информация поступает на схему сбора информации.

Сбор информации с поверхности изделия можно считать суперпозицией процессов, происходящих в приемно – регистрирующем тракте интроскопа. Испускание γ – квантов с элемента задней поверхности будем считать стационарным гауссовским процессом с импульсной корреляцией. Суммирование дискретных элементов можно записать в виде:

y(t) = [x(t-nT)...+(x/t)...+x(t+nt)], где T – длительность сигнала от дефекта.

Отсюда следует, что y(t) можно рассматривать, как выходной процесс линейной системы, на входе которой процесс x(t) с частотной характеристикой:

$$H(\omega) = e^{-jnT\omega} + \dots + 1 + \dots + e^{jnT\omega}$$
(16)

$$\left|H(\omega)\right|^{2} = \frac{Sin^{2}(n+\frac{1}{2}) \cdot T\omega}{Sin^{2}(\frac{T\omega}{2})}$$
(17)

отсюда следует, что энергетический спектр процесса y(t) можно записать в виде:

$$S_{y}(\omega) = \frac{S(\omega) \cdot Sin^{2}(n + \frac{1}{2}) \cdot T\omega}{Sin^{2}(\frac{T\omega}{2})}, \text{ поэтому}$$
(18)
$$y(t)^{2} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{y}(\omega) \cdot d\omega$$

Таким образом, среднее значение на выходе фильтра стремится к сумме средних значений на каждом участке суммирования.

Разрешающая способность преобразователя определяет минимальный размер дефекта в направлении, перпендикулярном пучку радиационного излучения. При точечном источнике излучения поперечный размер дефекта *а* проектируется на преобразователь, которым служит сцинтилляционный кристалл, величиной:

$$a' = a \cdot \frac{F}{F - L_a},\tag{19}$$

где *F* – фокусное расстояние (расстояние от источника до преобразователя);

*L*_{*a*} - расстояние от дефекта до преобразователя.

Приняв размер коллимационного отверстия $b \cdot b = S_k(cm^2)$, скорость перемещения контролируемого излучения V cm/c и размер приемника излучения 1024х 1024 элементов, то при размахе сканирования по оси X равным H см в одну точку будет проецироваться информация с участка равного $\Delta X = \frac{H}{1024}$. Эта величина может быть принята за разрешение интроскопической системы в направлении X. Между нерезкостью изображения, создаваемой физическими параметрами сцинтилляционного

изооражения, создаваемой физическими параметрами сцинтилляционного кристалла, его геометрическими размерами и разрешающей способностью, существует соотношение: $r \cdot U=1,5$

Где *U* – нерезкость изображения на преобразователе;

r- разрешающая способность преобразователя, равная $r = \frac{1}{\Delta X}$, тогда $U = 1.5/2 = 1.5\Delta x$

Однако, достичь таких пределов возможно лишь при соответствующей цифровой обработке полученного изображения.

В качестве альтернативной точки зрения на решение уравнения свертки рассматривается фильтрация. Формально проблема восстановления изображения может быть сведена к выбору фильтра, обратного тому, который привел к искажениям. Импульсная реакция «прямого» фильтра – точечная функция рассеяния системы формирования изображений. Обработка искаженного изображения таким фильтром позволит получить исходное изображение.

Реальное изображение, как показано во второй главе, содержит шум, который можно считать аддитивным. С учетом шума, изображение имеет вид:

$$g_{d}(x,y) = g(x,y) + n(x,y)$$

Воспользовавшись дискретным представлением, получим:

$$g_{d} = H_{T}F + n \tag{20}$$

Быстрое преобразование Фурье позволяет выполнять численное решение больших систем линейных уравнений. Имея плохую обусловленность и шум, нельзя получить единственное решение. В действительности существует бесчисленное множество решений, и необходимо установить критерий, чтобы выбрать одно из них, оптимальный в том или ином смысле.

Для примера выберем в качестве критерия минимум среднеквадратичной ошибки (МСКО):

 $\min E(F - \hat{F}_T)$, где \hat{F} - восстановленное изображение.

Вследствие некорректности задачи такое решение будет неустойчивым, если не принять специальных мер, таких, как ограничение числа членов в разложении, введение в это разложение весовых коэффициентов и т.д. Возникающая ситуация не отличается от рассмотренной ранее при анализе общих путей борьбы с помехами.

Таким образом, порядок восстановления сигнала от дефекта на основе разложения его по CBФ заключается в следующем:



Рис. 2

Выход линейного сканирующего устройства по своей природе формирует изображение, описываемое каузальной (основанной на прошлых значениях) моделью, поэтому обусловленный ею алгоритм является рекуррентным.

В двумерных изображениях координаты данных пространственные, и любая каузальность, связанная с изображением, полностью определяется методом сканирования. Большое число алгоритмов обработки изображения для выделения контуров, улучшения качества, восстановления и т.д. являются некаузальными.

Классический метод анализа функции заключается в ее разложении в ряд по полному множеству ортонормированных функций. Основным разложением по ортогональным функциям изображения является образование вида:

$$U_{i,j} = \sum_{K=1}^{N} \sum_{l=1}^{N} V_{K,l} \cdot \alpha^{*}(i,j,k,l), \qquad (21)$$

 $V_{k,l} = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} U_{i,j} \cdot \alpha(i,j,k,l), \qquad (22)$

где $\{\alpha(I,j;k,l)\}$, обычно называемое преобразованием изображения, является полным множеством ортонормированных функций.

Анализ изображения упрощается, если оно представимо в виде набора одномерных сигналов, в которых не учитывается зависимость между строками. В нашем устройстве можно по этому принципу рассматривать выходной сигнал сканирующей системы, если элементом разложения считать полоску Δx длиной *b*.

Таблица

Преобразование	Формула		
Дискретное Фурье (ДПФ)	$a_{m,n} = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \exp\left\{-j\frac{2\pi(m-1)(n-1)}{N}\right\}$ $1 \le m, n \le N$		
Дискретное косинусное (ДКП)	$\boldsymbol{a}_{m,n} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{N}}, & 1 \le n \le N \\ \sqrt{\frac{2}{N}} \cdot \cos\frac{(m-1)(2n-1) \cdot \pi}{2N}, & 1 \le m, n \le N \end{cases}$		
Дискретное синусное (ДСП)	$\boldsymbol{a}_{m,n} = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \cdot Sin\frac{mn\pi}{N+1}, 1 \le m, n \le N$		
Уомла – Адамара (ПУА)	$a_{m,n} = (-1)^{\sum_{i=0}^{p-1} m_i n_i}, 1 \le m, n \le N = 2^p$ $m_i, n_i - двоичное число (0 или 1) в двоичном разложении чисел соответственно (m-1) и (n-1).$		

В заключительной главе диссертационной работы приведены технические характеристики установок, разработанных, изготовленных и внедренных в производство при непосредственном участии соискателя. Эффективность применения установок подтверждена приведенными в приложении к диссертации актами внедрения.

Основные результаты и выводы

- 1. Проведен расчет энергетических спектров рентгеновского излучения за поглотителями из стали, алюминия и кристаллическими сцинтиллятором CsJ.
- 2. Разработана инженерная методика выбора основных параметров радиоскопической системы для различных условий неразрушающего контроля и обнаружения локальных неоднородностей.
- 3. Разработан математический аппарат и его программная реализация для обработки, препарирования и расчета параметров

локальных неоднородностей, обнаруженных при радиоскопическом контроле материалов и изделий.

- 4. Данный математический аппарат может быть использован также при обработке визуальной информации, полученной различными методами неразрушающего контроля.
- 5. Разработан, изготовлен и внедрен в народное хозяйство ряд интроскопических систем, экономический эффект от внедрения которых превышает 700 тысяч рублей в год.

Список работ, опубликованных по материалам диссертации:

- Усачев Е.Ю., Лебедев М.Б., Москалев Ю.А., Темник А.К. System of digital radiography for NDT in the radiation energy 1-20MeV// 15th World Conference on NDT Roma 2000г. –
- 2. Усачев Е.Ю., Фирстов В.Г., Бронников А.Г., Чахлов С.В. и др. Исследование возможностей автоматизации анализа результатов технологического контроля изделий микроэлектроники// Ж. «Контроль и диагностика», № 11, стр. 8-10, Москва, 2001-
- Усачев Е.Ю., Лебедев М.Б., Темник А.К. Фильтрация радиационных изображений с переменной разрешающей способностью в сканирующих системах// 3-я Международная конференция «Компьютерные методы и обратные задачи в неразрушающем контроле и диагностике» 2002 г., Москва. –
- 4. Усачев Е.Ю., Москалев Ю.А., Рогов А.Б. Система цифровой радиографии для контроля качества промышленных изделий излучением в диапазоне энергий от 100 кэв до 10 мэв// Сборник трудов 7-ой Российской научно-технической конференции «Неразрушающий контроль и диагностика», 2002 г., С-Петербург. –
- 5. Усачев Е.Ю., Москвитин E.B., Темник А.К. Цифровое восстановление теневого изображения// Известия Томского университета, Тематический политехнического выпуск НИИ Интроскопии и кафедры «Физические методы и приборы контроля качества», Томск, 2002. -
- 6. Усачев Е.Ю., Лебедев М.Б., Лохин В.М., Маскалев Ю.А., Серегин В.Н. Разработка промышленного цифрового интроскопа, предназначенного для контроля в цеховых и полевых условиях сварных соединений изделий из алюминия и стали// 51-я научно-техническая конференция МИРЭА, Москва, 2002. –
- 7. Усачев Е.Ю., Чумаков Д.М., Чахлов С.В. повышение пространственного разрешения в рентгенотелевизионных системах// 52-я научно-техническая конференция МИРЭА, Москва, 2003. –
- Усачев Е.Ю., Темник А.К., Штейн М.М. К вопросу об аналитической зависимости при выборе оптимальных параметров в радиационной дефектоскопии// «Неразрушающий контроль и техническая диагностика в промышленности». З-я Международная выставка и конференция, Москва, 2004. –