

PACS: 23.20.Nx, 29.25.Bx 87.59.B-, 24.10.Lx

BREMSSTRAHLUNG FORMATION IN THE DUAL ENERGY METHOD FOR RADIOGRAPHY OF THE UNAUTHORIZED EMBEDDING

V.G. Rudychev¹, I.O. Girka¹, D.V. Rudychev¹, Y.V. Rudychev^{1,2}

¹ V.N. Karazin Kharkiv National University
Svobody Sq. 4, 61022, Kharkov, Ukraine

² National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"
Akademicheskaya str., 1, 61108, Kharkov, Ukraine
e-mail: rud@pht.univer.kharkov.ua

Received May 4, 2016

The possibility of an effective method of dual-energy radiography unauthorized inclusions containing heavy elements in cargo containers has been investigated. A method for optimizing the energy performance of the bremsstrahlung radiation: low-energy beam (containing the maximum number of photons in the energy range, which is dominated by Compton effect) and high energy beam (with a maximum number of high-energy photons, electron-positron pairs) has been developed. The influence of the converter thickness and converter material on the spectral characteristics of the beams of photons has been investigated. The variants of tree-layers efficient converters have been proposed. On the basis of the Monte Carlo and quasi-analytical method a numerical experiment radiography investments has been completed. It is shown that the use of optimally shaped beams can reliably distinguish embedding from lead to masking the background of steel structures up to 25 cm

KEY WORDS: dual-energy radiography; bremsstrahlung beams; unauthorized embedding; cargo containers; Monte Carlo method

ФОРМИРОВАНИЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТОДЕ ДУАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ РАДИОГРАФИИ НЕСАНКЦИОНИРОВАННЫХ ВЛОЖЕНИЙ

В.Г. Рудычев¹, И.А. Гирка¹, Д.В. Рудычев¹, Е.В. Рудычев^{1,2}

¹ Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
61022, пл. Свободы, 4, Харьков, Украина

² Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
61108, ул. Академическая, 1, Харьков, Украина

Исследована возможность эффективной радиографии методом дуальных энергий несанкционированных вложений, содержащих тяжелые элементы, в грузовых контейнерах. Разработана методика оптимизации характеристик пучков тормозного излучения: низкоэнергетического (содержащего максимальное количество фотонов в диапазоне энергий, где доминирует Комптон-эффект) и высокоэнергетического (с максимальным количеством фотонов высоких энергий, рождение электрон-позитронных пар). Исследовано влияние толщины и материала конвертеров на спектральные характеристики пучков фотонов, предложены варианты эффективных трехслойных конвертеров. На основе метода Монте-Карло и квазианалитического метода смоделирован численный эксперимент радиографии вложений. Показано, что применение оптимально сформированных пучков позволяет достоверно выделить вложения из свинца на маскирующем фоне стальных конструкций до 25 см.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: метод дуальных энергий; радиография; тормозное излучение; несанкционированные вложения; метод Монте-Карло

ФОРМУВАННЯ ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В МЕТОДІ ДУАЛЬНИХ ЕНЕРГІЙ ДЛЯ РАДІОГРАФІЇ НЕСАНКЦІОНОВАНОГО ВКЛАДЕНЬ

В.Г. Рудичев¹, І.О. Гірка¹, Д.В. Рудичев¹, Є.В. Рудичев^{1,2}

¹ Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
площа Свободи 4, 61022, Харків, Україна

² Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»
61108, вул. Академічна, 1, Харків, Україна

Досліджено можливість ефективної радіографії методом дуальних енергій несанкціонованих вкладень, що містять важкі елементи, в вантажних контейнерах. Розроблено методику оптимізації характеристик пучків гальмівного випромінювання: низькоенергетичного (яке містить максимальну кількість фотонів в діапазоні енергій, де домінує Комптон-ефект) і високоенергетичного (з максимальною кількістю фотонів високих енергій, народження електрон-позитронного пар). Досліджено вплив товщини і матеріалу конвертерів на спектральні характеристики пучків фотонів, запропоновані варіанти ефективних тришарових конвертерів. На основі методу Монте-Карло і квазіаналітичного методу змодельований чисельний експеримент радіографії вкладень. Показано, що застосування оптимально сформованих пучків дозволяє достовірно виділити вкладення зі свинцю на маскуючому тлі сталевих конструкцій до 25 см.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: метод дуальних енергій; радіографія; гальмівне випромінювання; несанкціоновані вкладення; метод Монте-Карло

Инспекция несанкционированных вложений, перевозимых в грузовых контейнерах и большегрузных автомобилях, осуществляется, в основном, методом радиографии на основе рентгеновского излучения. Для улучшения качества радиографического изображения используют метод дуальных энергий [1]. Он основан на

использовании двух пучков тормозного излучения (BS) генерируемых электронами с энергией $E_e = 3 - 5$ MeV (BS1) и $E_e = 8 - 10$ MeV (BS2). Прохождение BS1 сквозь инспектируемый объект слабо зависит от элементного состава груза, а прохождение BS2 зависит от атомного номера Z инспектируемых грузов. В [2] показано, что метод дуальных энергий обладает недостаточным разрешением по дискриминации элементов при больших толщинах инспектируемых объектов.

В настоящее время не решена проблема идентификации вложений из радиоактивных материалов, размещенных в свинцовых контейнерах («грязная» бомба), боеприпасов, содержащих свинец, на маскирующем фоне, например, в стальных конструкциях. В настоящей работе исследована возможность выявления на маскирующем фоне перевозимых грузов вложений, содержащих тяжелые элементы, методом дуальных энергий.

Целью настоящей работы является определение оптимальных условий формирования BS, обеспечивающих при прохождении пучка BS1 максимальную независимость от элементного состава груза, а для пучка BS2 - максимальную зависимость от атомного номера Z компонентов груза.

МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Рассмотрим регистрацию фотонов в детекторе толщиной t_d при прохождении пучка тормозного излучения через инспектируемый объект толщиной t ($t \gg t_d$). В приближении узкого пучка (лучевое приближение) в детекторе выделяется энергия \mathcal{E} , определяемая соотношением [3]:

$$\mathcal{E}(E_e, t, Z) = \int_0^{E_e} F_{bd}(E, E_e, t_d) \cdot \exp[-\mu(E, Z) \cdot t] dE, \quad (1)$$

где $F_{bd}(E, E_e, t_d) = E \cdot t_d \cdot \mu_{en}(E) \cdot dI(E_e, E) / dE$ – множитель, зависящий от характеристик детектора и спектра BS, $\mu_{en}(E)$ – массовый коэффициент поглощения энергии в детекторе, $dI(E_e, E) / dE$ – спектральное распределение фотонов, создаваемое электронами с энергией E_e , $\mu(E, Z)$ – полный массовый коэффициент поглощения фотонов в инспектируемом объекте с элементным составом Z .

Экспоненту в соотношении (1) удобно представить в виде трех множителей:

$$\exp[-\mu(E, Z) \cdot t] = \exp[-\mu_{ph}(E, Z) \cdot t] \cdot \exp[-\mu_C(E, Z) \cdot t] \cdot \exp[-\mu_P(E, Z) \cdot t], \quad (2)$$

где μ_{ph} , μ_C , и μ_P – массовые коэффициенты поглощения фотонов за счет фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения электрон-позитронных пар, соответственно. Определим обратную величину каждого из сомножителей в (2) как фактор ослабления потока γ -квантов за счет фотоэффекта, Комптон-эффекта и рождения пар.

Известно [4], что фотоны с энергиями $E < 0,2$ MeV эффективно поглощаются за счет фотоэффекта. Массовый коэффициент поглощения фотонов сильно зависит от атомного номера поглотителя Z и $\mu_{ph} \propto Z^5$. При более высоких энергиях фотонов ($0,2 \leq E \leq 5$ MeV) основной вклад в поглощение дает комптоновское рассеяние, которое слабо зависит от атомного номера вещества мишени и $\mu_C \propto Z/A = 0,4 - 0,5$, где A – атомный вес. При энергиях фотонов свыше 5 MeV существенный вклад в поглощение вносит образование пар и $\mu_P \propto Z^2/A \propto Z$. Интервалы энергий, в которых доминируют различные эффекты поглощения фотонов, существенно зависят от элементного состава мишени. Эти особенности взаимодействия γ -квантов разных энергий с веществом используются в методе дуальных энергий. Эффективность этого метода является максимальной при соблюдении следующих двух условий:

1) прохождение низкоэнергетического пучка тормозного излучения (BS1) не зависит от элементного состава инспектируемого объекта;

2) прохождение высокоэнергетического пучка тормозного излучения (BS2) зависит от элементного состава инспектируемого объекта.

Это означает, что в спектре BS1 должно быть максимальное количество фотонов в диапазоне энергий доминирования Комптон-эффекта. В высокоэнергетическом пучке BS2 должно присутствовать максимальное содержание фотонов с высокими энергиями, обеспечивающих рождение электрон-позитронных пар.

Определим вклад в ослабление потока фотонов за счет Комптон-эффекта по сравнению с фотоэффектом и рождением пар $\xi_C(E, t)$ следующим отношением факторов ослабления:

$$\xi_C(E, t, Z) = \exp[\mu_C(E, Z) \cdot t] / \{ \exp[\mu_{ph}(E, Z) \cdot t] \cdot \exp[\mu_P(E, Z) \cdot t] \}, \quad (3)$$

При вложении в объект тяжелых элементов (например, Pb), в соотношении (3) функция ослабления потока фотонов $\xi_C(E, t_0, Z)$ переходит в $\xi_C(E, t_0, t_{Pb}, Z, Pb)$. Выполняются следующие замены: вместо сомножителя $\mu_C(E) \cdot t_0$ подставляем слагаемые $\mu_C(E, Z) \cdot (t_0 - t_{Pb}) + \mu_C(E, Pb) \cdot t_{Pb}$. Для сомножителей $\mu_{ph}(E, Z) \cdot t_0$ и

$\mu_p(E, Z) \cdot t_0$ выполняем аналогичные подстановки. Это справедливо при условии, что полная массовая толщина инспектируемого объекта t_0 не изменяется. Т.е. при вложении в объект свинца толщиной t_{Pb} массовая толщина материала объекта с атомным номером Z составляет $(t_0 - t_{Pb})$.

Как правило, в составе инспектируемых крупногабаритных объектов не содержится тяжелых элементов с $Z > 40$. Поэтому рассмотрим некий модельный материал MOD, в составе которого нет тяжелых элементов. Массовые коэффициенты ослабления фотонов определяются для такого материала путем усреднения μ_{Pb} , μ_C и μ_r для элементов с Z от 6 до 42, т.е. \bar{Z} [5]. Усреднение исключает как тяжелые элементы, так и водород. Это связано с тем, что водород находится в связанном состоянии (H_2O , полиэтилен и т.д.), и массовые коэффициенты ослабления таких веществ определяются кислородом, углеродом, и т.п. Отметим, что полный массовый коэффициент ослабления модельного материала MOD близок к коэффициенту ослабления для железа $\mu(E, \bar{Z}) \approx \mu(E, Fe)$.

Определим интервал энергий $\Delta E = E_{max} - E_{min}$ в котором ξ_C больше некоторой, наперед заданной величины, например $\xi_C \geq 10$, т.е. интервал энергий где доминирует Комптон-эффект. На рис.1 приведены зависимости вкладов в ослабление потока фотонов $\xi_C(E, t_0, \bar{Z})$ за счет Комптон-эффекта для материала MOD, толщиной $t_0 = 100$ (кривая $100 \bar{Z}$) и 200 (кривая $200 \bar{Z}$) g/cm^2 .

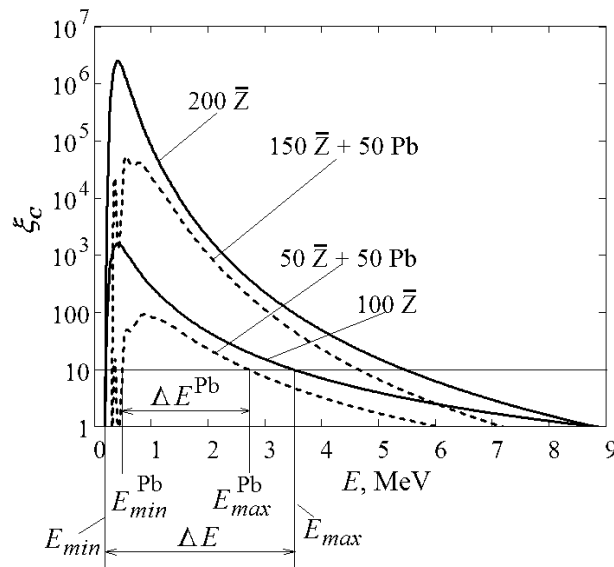


Рис. 1. Вклады в ослабление потока фотонов за счет Комптон-эффекта по сравнению с фотоэффектом и рождением пар в объекте $\xi_C(E, t, \bar{Z})$ и в объекте, содержащем вложение из свинца $\xi_C(E, t, t_{Pb}, \bar{Z}, Pb)$.

Аналогичные зависимости вкладов в ослабление потока фотонов $\xi_C(E, t_0, t_{Pb}, \bar{Z}, Pb)$ для этого же материала с вложением из Pb толщиной $t_{Pb} = 50 g/cm^2$ (суммарная толщина в этом случае также равна 100 (кривая $50 \bar{Z} + 50 Pb$) и 200 (кривая $150 \bar{Z} + 50 Pb$) g/cm^2). Из приведенных данных следует, что увеличение массовой толщины объекта t_0 приводит к расширению диапазона энергий ΔE в которых доминирует Комптон-эффект, а наличие вложений из тяжелых элементов, например Pb, к уменьшению этого диапазона ΔE^{Pb} .

Проведенный анализ показывает, что низкоэнергетический пучок BS1 должен содержать максимальное число фотонов в диапазоне энергий от $E_{min} \sim 0,4 - 0,5$ MeV до $E_{max} \sim 2,8 - 3,3$ MeV. Долю фотонов $RL(E_{max}, E_{min}, E_e)$ в интервале энергий $E_{min} \leq E \leq E_{max}$ определим из следующего соотношения:

$$RL(E_{min}, E_{max}, E_e) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dI_L(E, E_e)}{dE} dE \Bigg/ \int_0^{E_e} \frac{dI_L(E, E_e)}{dE} dE . \quad (4)$$

Для высокоэнергетического пучка BS2 максимальным должно быть число фотонов, энергия которых находится в диапазоне от E_{max} до E_e . Доля фотонов $RH(E_{max}, E_e)$, энергия которых больше E_{max} , определяется следующим соотношением:

$$RH(E_{max}, E_e) = \int_{E_{max}}^{E_e} \frac{dI_H(E, E_e)}{dE} dE \Bigg/ \int_0^{E_e} \frac{dI_H(E, E_e)}{dE} dE . \quad (5)$$

ОПТИМИЗАЦИЯ ТОЛЩИНЫ КОНВЕРТОРОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящий момент не существует аналитических методов расчета характеристик BS, генерируемых электронами с энергией в несколько MeV. Характеристики BS рассчитывают с использованием методов Монте Карло в различных программных пакетах. Поэтому для различных применений BS (радиография или радиационные технологии) в публикациях приводятся для конвертеров такие данные: количество и материал слоев, их толщина, энергия электронов. Как правило, 1-й слой выполняется из тяжелых и тугоплавких материалов, таких как Ta или W.

Таблица 1.

Выход фотонов Y и доля фотонов RH с энергией $E > 3,1$ MeV в спектре BS1, для разных энергий электронов и толщин конвертера из Ta.

$t_c, \text{g/cm}^2$		1	2	3	4	5	6	8
3,5	$Y, \%$	2,46	1,87	1,58	1,42	1,28	1,18	1,01
	$RH(E \geq 3,1), \%$	0,25	0,28	0,38	0,40	0,44	0,46	0,51
4	$Y, \%$	3,07	2,53	2,11	1,91	1,73	1,57	1,35
	$RH(E \geq 3,1), \%$	0,93	1,30	1,46	1,62	1,59	1,71	1,93
4,5	$Y, \%$	3,74	3,22	2,76	2,46	2,25	2,05	1,78
	$RH(E \geq 3,1), \%$	2,56	2,48	2,77	2,98	3,18	3,43	3,44
5	$Y, \%$	4,54	4,02	3,45	3,11	2,78	2,59	2,22
	$RH(E \geq 3,1), \%$	3,80	3,75	4,27	4,68	4,73	5,03	5,43
5,5	$Y, \%$	5,27	4,89	4,20	3,77	3,45	3,21	2,76
	$RH(E \geq 3,1), \%$	5,30	5,15	5,74	6,13	6,52	6,96	7,25
6	$Y, \%$	6,08	5,85	5,05	4,54	4,16	3,91	3,29
	$RH(E \geq 3,1), \%$	6,80	6,37	7,13	7,63	8,05	8,43	8,88

Для моделирования генерации фотонов электронами с разными энергиями на конверторах с различным элементным составом нами использовался метод Монте-Карло, реализованный в пакете PENELOPE [6,7]. Нами была выполнена модификация программного пакета PENELOPE, позволяющая определять спектральные характеристики BS под разными углами вылета фотонов. На примере однослойных конвертеров из Ta разной толщины рассмотрено формирование пучков BS. В таблице 1 приведены выходы фотонов Y (Y - это количество γ -квантов, генерируемое 1-м электроном в угловом интервале $0 - 12^\circ$) для различных толщин конвертера и энергий электронов. Зависимости выходов фотонов от толщины конвертера в угловом интервале $0 - 12^\circ$ аналогичны хорошо известным зависимостям выхода BS вперед. Для этих зависимостей характерно наличие максимума, в нашем случае вблизи $t_c = 1 \text{ g/cm}^2$. С увеличением энергии электронов положение максимума смещается в сторону больших толщин конвертера, например, для энергии $E_e = 6 \text{ MeV}$, максимум вблизи $t_c = 1,5 \text{ g/cm}^2$. Содержание фотонов в спектрах определялось на 3-х энергетических интервалах: $0 < E < 0,5$; $0,5 \leq E < 3,1$ и $E \geq 3,1$. Для энергий фотонов в диапазоне $0,5 \leq E < 3,1$, где доминирует поглощение за счет Комpton-эффекта, на рис. 2 приведены зависимости величины RL (4) от энергии электронов для различных толщин конвертеров t_c .

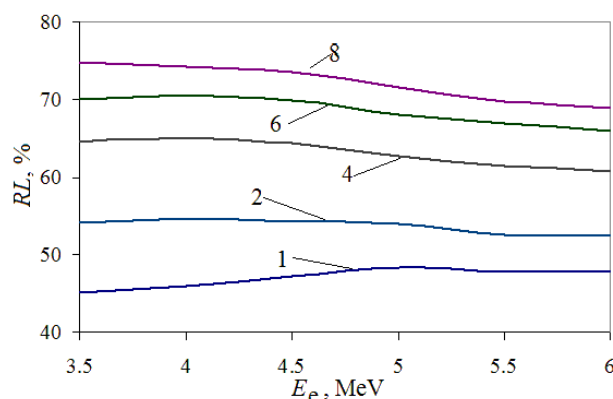


Рис.2. Зависимости доли фотонов RL с энергиями $0,5 \leq E < 3,1$ от энергии электронов E_e для конвертеров из Ta толщиной $t_c = 1, 2, 4, 6$ и 8 g/cm^2 .

При $t_c \geq 2 \text{ g/cm}^2$ с ростом энергии электронов E_e величина $RL(0,5, 3,1, E_e)$ медленно уменьшается. В диапазоне энергий $E_e \sim 4 - 4,5 \text{ MeV}$ наблюдается слабо выраженный максимум величины RL . Отметим, что с

увеличением энергии электронов E_e и толщины конвертера доля высокоэнергетических фотонов с энергиями $E > 3,1$ MeV растет практически линейно (таблица 2).

Анализ данных, приведенных в таблице 1 и рис. 2, показывает, что однозначного выбора энергии начальных электронов E_e и толщины конвертера t_c для оптимальной генерации фотонов в области энергий $0,5 < E < 3,1$ MeV не существует.

Максимальную энергию электронов, используемых для генерации BS в радиографических методах, ограничивает образование наведенной активности. Рассмотрим влияние толщины конвертеров из Ta и Pb на характеристики пучка BS2, создаваемого электронами с энергией $E_e = 9$ MeV. Доля фотонов RH с энергиями выше 3,1 MeV в спектре BS2 и выходы фотонов на 1 электрон в зависимости от толщины конвертеров приведены на рис. 3, интервал углов фотонов $0 - 12^\circ$. При малых толщинах конвертеров ($t_c < 2$ g/cm²) выходы фотонов и содержание высокоэнергетических фотонов в спектрах практически одинаковы для Pb и Ta. При $t > 2$ g/cm² выходы фотонов для конвертеров из Ta больше (~ 4 - 10 %), а содержание высокоэнергетических фотонов ($E \geq 3,1$) в спектре меньше (~ 4 - 9 %). Расчеты показывают, что после прохождения слоя из Ta или Pb толщиной $t_c = 3$ g/cm² средняя энергия электронов уменьшается до 3,3 MeV за счет ионизационных и радиационных потерь. Дальнейшее увеличение толщины конвертера приводит к сильному поглощению низкоэнергетических ($E < 0,5$) фотонов, особенно в Pb. Слои конвертера являются поглотителем низкоэнергетических фотонов для высокоэнергетического пучка при $E_e = 9$ MeV при $t_c > 3$ g/cm², а для низкоэнергетического пучка (диапазон энергий электронов $3,5 < E_e < 6$) при $t_c > 2$ g/cm². Следовательно, увеличение толщины конвертера в случае низкоэнергетического пучка BS1 приводит к увеличению доли фотонов в области доминирования Комpton-эффекта. Для высокоэнергетического пучка BS2 рост толщины конвертера дает увеличение доли фотонов как высокой энергии, так и в диапазоне доминирования Комpton-эффекта. Отметим, что при этом падает общий выход фотонов Y . Нами предлагаются оптимальные варианты трехслойных конвертеров, по форме они аналогичны конвертерам, используемым для технологических целей [8]. Отличие заключается в третьем слое, который в нашем случае выполняет роль поглотителя низкоэнергетических фотонов $E < 0,5$ MeV. Одним из вариантов может быть следующая комбинация слоев: 1-й слой – 2 g/cm² - низкоэнергетический пучок, 3 g/cm² - высокоэнергетический пучок Ta или W, в этих слоях происходит генерация тормозного излучения; 2-й слой – вода, она предназначена для охлаждения первого слоя и поглощения, прошедших сквозь него низкоэнергетических электронов с энергией $E_e < 3,3$; 3-й слой из Pb предназначен для поглощения низкоэнергетических фотонов ($E < 0,5$). Толщина слоя Pb определяется допустимым выходом фотонов на 1 электрон (рис.3).

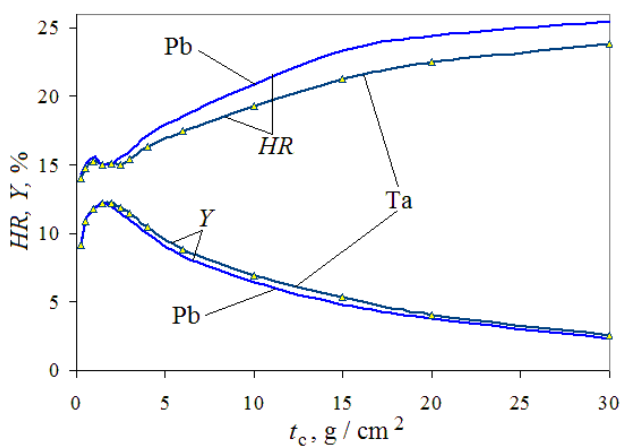


Рис.3. Доля фотонов RH с энергиями $3.1 < E < 9$ MeV в спектре BS2 и выходы фотонов Y на 1 электрон в зависимости от толщины конвертеров t_c .

МЕТОДИКА И РАСЧЕТ ВЛОЖЕНИЙ ИЗ МАТЕРИАЛОВ С БОЛЬШИМ АТОМНЫМ НОМЕРОМ

При радиографическом методе контроля основной измеряемой величиной является прозрачность инспектируемого объекта. Прозрачность объекта $T(E_e, t)$ определяется соотношением:

$$T(E_e, t) = \mathcal{E}(E_e, t, Z) / \mathcal{E}(E_e, 0, 0), \quad (6)$$

где $\mathcal{E}(E_e, 0, 0)$ – энергия, выделенная в детекторах, установленных перед инспектируемым объектом, а $\mathcal{E}(E_e, t, Z)$ – энергия в детекторах, установленных за инспектируемым объектом толщиной t . Прозрачность T зависит от нескольких факторов: спектрального состава BS (т.е. параметров конвертера и энергии электронов), толщины объекта t и элементного состава материалов объекта Z .

В соответствии с выводами предыдущего раздела для низкоэнергетического пучка BS1 рассмотрим энергию электронов $E_e = 4,5$ MeV и трехслойный конвертер 1 с толщиной слоев: Ta – 0,12 cm (2 g/cm^2), H₂O – 0,5 cm, Pb – 1,2 cm (суммарная толщина конвертера = $16,12 \text{ g/cm}^2$). Выход фотонов у такого конвертера ~ 1 % в угловом интервале 0 - 12°.

Высокоэнергетический пучок BS2 генерируется электронами с энергией 9 MeV на трехслойном конвертере 2 с толщиной слоев Ta – 0,18 cm (3 g/cm^2), H₂O – 1,3 cm, Pb – 1,5 cm (суммарная толщина конвертера равна $21,5 \text{ g/cm}^2$). Для такого конвертера выход фотонов ~ 3,5 % в угловом интервале 0 – 12°. Спектральные распределения фотонов BS1 и BS2, сформированные 3-х слойными конвертерами, приведены на рис. 4.

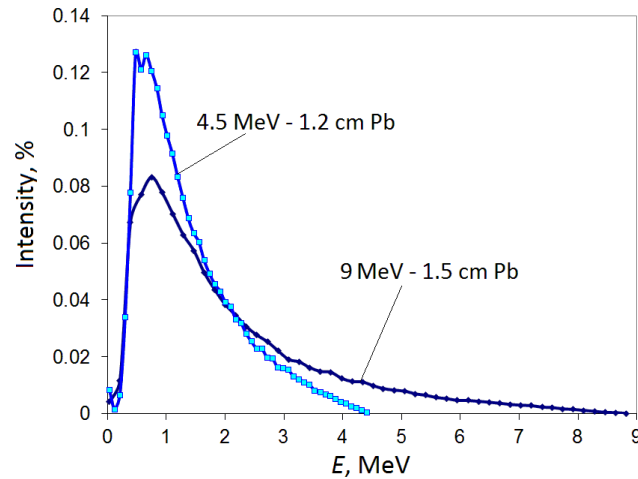


Рис. 4. Спектральные распределения фотонов тормозного излучения BS1 ($E_e = 4,5$ MeV) и BS2 ($E_e = 9$ MeV), использованы конвертеры (Ta, H₂O, Pb).

Оба приведенных спектра характеризуются малым содержанием низкоэнергетических гамма-квантов. Рассмотрим модель инспектируемого объекта, для которого в перевозимых металлических конструкциях сделана специальная выемка. В эту выемку помещен объект, например, из свинца с массовой толщиной t_{pb} . Для маскировки несанкционированного вложения массовую толщину перевозимого металла (сталь - Fe) и материала с вложением Fe + Pb подбирают одинаковой и равной t_0 . В этом случае экспоненциальные факторы ослабления имеют вид:

$$\exp[\mu(E, Fe) \cdot t_0], \quad (7a)$$

$$\exp[\mu(E, Fe) \cdot (t_0 - t_{pb}) + \mu(E, Pb) \cdot t_{pb}]. \quad (7b)$$

Вследствие разной зависимости от энергии фотонов массовые коэффициенты поглощения для Fe (или другого относительно легкого материала) и Fe + Pb при прохождении пучками фотонов BS1 и BS2 отличаются, несмотря на одинаковую массовую толщину t_0 .

Пусть T_1^{ex} - экспериментально измеренная прозрачность объекта при облучении пучком BS1. Используя соотношение (1) для поглощенной энергии в детекторе и спектральное распределение BS1 (рис. 4), определим расчетное значение t^{CALC} [9] массовой толщины объекта из соотношения:

$$T(E_e, \mu(E, Fe) \cdot t^{CALC}) = T_1^{ex}. \quad (8)$$

В качестве T_1^{ex} используем результаты, рассчитанные на основе соотношения (6), в котором для поглощенной энергии из (1) используется экспоненциальный фактор ослабления из соотношения (7b). Для массовых толщин $t_0 = 100, 150$ и 200 g/cm^2 и вложений из свинца в диапазоне $t_{pb} = 0 - 50 \text{ g/cm}^2$ определены значения расчетной массовой толщины t^{CALC} . Отклонения расчетных значений t^{CALC} от t_0 в виде $\delta = (t^{CALC} - t_0)/t_0$ в зависимости от массовой толщины вложения t_{pb} приведены на рис. 5.

Видно, что с увеличением t_0 отклонение δ уменьшается и, например, при $t_0 = 150$ и $t_{pb} = 50 \text{ g/cm}^2$ это отклонение составляет менее 5 %.

Используя экспериментальное значение прозрачности объекта T_2^{ex} для пучка BS2 и расчетное значение массовой толщины объекта t^{CALC} , определяется расчетное значение вложения t_{pb}^{CALC} из соотношения:

$$T[E_e, \mu(E, Fe) \cdot (t^{CALC} - t_{pb}^{CALC}) + \mu(E, Pb) \cdot t_{pb}^{CALC}] = T_2^{ex}. \quad (9)$$

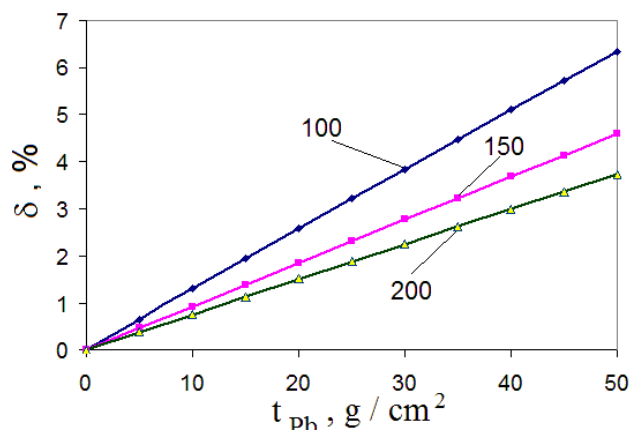


Рис. 5. Отклонение расчетных значений толщины inspected объекта t_{Pb}^{CALC} от реальной толщины t_0 ($\delta = (t_{Pb}^{CALC} - t_0) / t_0$) в зависимости от толщины t_{Pb} вложения из свинца.

Для спектрального состава BS2 (рис. 4) и массовых толщин объекта $t_0 = 100, 150$ и 200 g/cm² рассчитанные значения t_{Pb}^{CALC} приведены на рис. 6 как функции толщины исходных вложений t_{Pb} . Для рассмотренных спектров пучков BS1 и BS2 вложение свинца на фоне стальных конструкций определяется достаточно уверенно, и расчетное значение t_{Pb}^{CALC} слабо зависит от массовой толщины объекта t_0 в диапазоне от 100 до 200 g/cm².

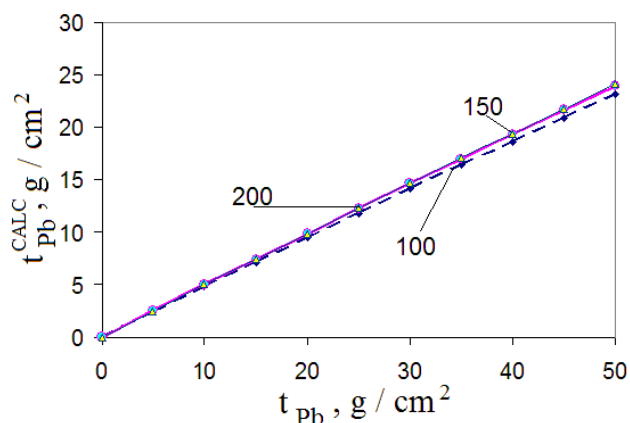


Рис. 6. Расчетные значения толщины вложений t_{Pb}^{CALC} из свинца в зависимости от реальной толщины исходных вложений t_{Pb} .

Выполнено моделирование методом Монте-Карло прохождения фотонов через объект из стали, содержащего вложения из свинца. Геометрическая схема численного эксперимента в пакете MCNP [10] представлена на рис. 7.

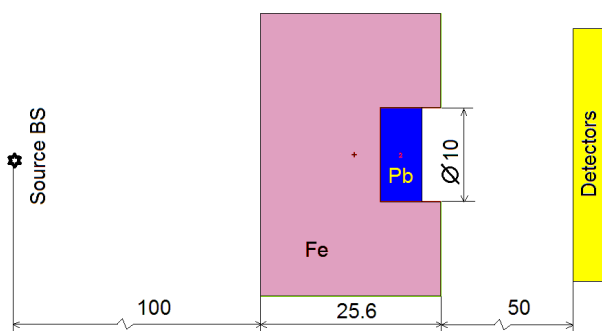


Рис.7. Геометрическая схема прохождения фотонов тормозного излучения BS от точечного источника, выполненная в пакете MCNP.

Рассматривалось прохождение BS от точечного источника, создаваемого электронами с энергиями 4,5 и 9 MeV на конвертерах 1 и 2 (см. выше). Источник размещался на расстоянии 1 м от объекта из стали толщиной $t_0 = 200 \text{ g/cm}^2$ (25,64 см), толщина вложения из свинца составляла $t_{pb} = 50 \text{ g/cm}^2$ (4,4 см).

Проведено моделирование прохождения BS сквозь слой стали толщиной t_0 и сквозь слой стали t_0-t_{pb} и вставку из свинца толщиной t_{pb} , так что общая массовая толщина составляла $t_0 = 200 \text{ g/cm}^2$. Для создания радиографического изображения использована матрица из 3600 детекторов (60×60). Точность расчетов составляла около 2%. Низкоэнергетический пучок BS1 практически не идентифицирует в радиографическом изображении наличие вложения из Pb в отличие от пучка BS2. На рис. 8 приведено радиографическое изображение вложения из Pb на фоне Fe, создаваемое пучком BS2. Отметим проекционное увеличение радиографического изображения при данной геометрии.

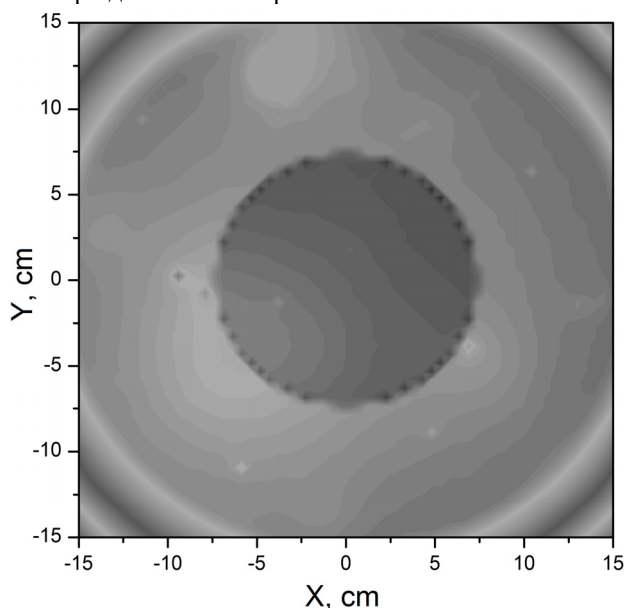


Рис. 8. Радиографическое изображение вложения из Pb на фоне Fe, создаваемое пучком BS2 (9 MeV) при прохождении объекта с толщинами $t_0 = 200 \text{ g/cm}^2$ (25,64 см Fe) и $t_{pb} = 50 \text{ g/cm}^2$ (4,4 см Pb).

В таблице 2 приведены результаты расчетов отношения прозрачностей объектов из стали, содержащих вложения из свинца ($t_0 = t_{Fe} + t_{pb} = 150 \text{ g/cm}^2$) к прозрачности объектов из стали ($t_0 = 150 \text{ g/cm}^2$), проведенных в пакете MCNP и в лучевом приближении. Рассматривались толщины вложений из свинца $t_{pb} = 30 \text{ g/cm}^2$ (2,64 см) и $t_{pb} = 50 \text{ g/cm}^2$ (4,4 см).

Таблица 2.

Отношения прозрачностей стальных объектов, содержащих вложения из свинца, к прозрачности объектов из стали такой же массовой толщины.

t_{pb} , g/cm^2	BS1		BS2	
	MCNP $T(t_0)/T(t_0, t_{pb})$	Лучевое приб. $T(t_0)/T(t_0, t_{pb})$	MCNP $T(t_0)/T(t_0, t_{pb})$	Лучевое приб. $T(t_0)/T(t_0, t_{pb})$
30	0,85	0,853	0,74	0,745
50	0,74	0,769	0,60	0,617

Поскольку точность расчетов в MCNP составляет около 2%, можно сделать вывод о хорошем согласии лучевого приближения с численным моделированием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулированы требования к характеристикам низкоэнергетических и высокоэнергетических пучков ТИ в методе дуальных энергий, необходимые для эффективной радиографии объектов больших размеров. Показано, что при увеличении массовой толщины объектов диапазон доминирования Комптон-эффекта расширяется, наличие же вложений из тяжелых элементов сужает этот диапазон.

Исследовано влияние толщины t_c конвертеров из Ta на характеристики низкоэнергетического BS. Показано, что при $t_c \geq 2 \text{ g/cm}^2$ содержание фотонов RL в интервале энергий $0,5 \leq E < 3,1$ максимально при энергиях генерирующих электронов $E_e = 4 - 5 \text{ MeV}$. Увеличение t_c приводит к увеличению RL и уменьшению общего выхода фотонов. При $t_c \geq 2 \text{ g/cm}^2$ материал конвертера фактически служит поглотителем фотонов низкой энергии $E < 0,5 \text{ MeV}$.

При генерации высокоэнергетического пучка BS1 электронами с энергией $E_e = 9$ MeV проведено исследование влияния материала и толщины конвертера t_C на выход фотонов с $E > 3,1$ MeV. Показано, что с увеличением t_C в спектре BS1 возрастает доля таких фотонов, а общий выход BS падает. Начиная с толщин $t_C \geq 3$ g/cm², материал конвертера является поглотителем фотонов, энергии которых $E < 0,5$ MeV. Доля высокоэнергетических фотонов в спектре BS1 увеличивается при использовании конвертеров с более высоким Z (Pb по сравнению с Ta).

Показано, что трехслойные конвертеры (Ta+H₂O+Pb) могут эффективно формировать пучки BS для использования в методе дуальных энергий. Предложена методика оценки толщины вложений из тяжелых элементов на маскирующем фоне, как методом Монте-Карло, так и квазианалитическим методом. Показано, что использование трехслойных конвертеров с оптимальными параметрами позволяет выделить вложения из свинца толщиной от 0,44 см до 4,4 см на фоне стальных изделий толщиной до 25,5 см.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Neale W., Rushbrooke J., Ansoorge R. // 1996, US Patent, 5,524,133.
2. Ogorodnikov S., Petrunin V. Processing of interlaced images in 4–10 MeV dual energy customs system for material recognition //Phys. Rev. Special Topics - Accelerators and Beams. – 2002.– Vol.5. – P.104701.
3. Broder D.L. i dr. Rukovodstvo po radiacionnoj zashhite dlja inzhenerov. - T.1. - M.: Atomizdat, 1972. - 424 s.
4. Storm E., Israel H. Photon Cross Section from 0.001 to 100 MeV for Elements 1 through 100, Los Alamos Scientific Laboratory, New Mexico, 1967.
5. Hubbell J.H., Seltzer S.M. // Radiation Physics Division, PML, The National Institute of Standards and Technology(NIST), USA, <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/>
6. Baro J., Sempau J. at all. PENELOPE: an algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter //Nucl. Instr.& Meth. – 1995. - Vol. B100. - P.31-46.
7. Salvat F., Fernández-Varea J.M., Sempau J. // 2011, PENELOPE-2011. OECD NEA Data Bank/NSC DOC(2011)/5 (OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux), <http://www.oecd-nea.org/dbprog/courses/penelope-2011.pdf>
8. Meissner I., Abs M. at all. //Rad. Phys. Chem. - 2000. - Vol.57. - P. 647-651.
9. Afanas'ev V.D., Pis'meneckij S.A., Rudychev V.G., Rudychev D.V. Primenenie metoda dual'nyh energij dlja diskriminacii tjazhelyh elementov // The Journal of Kharkiv National University, physical series "Nuclei, Particles, Fields". – 2005. - No. 664. – Iss. 2(27). - S. 56-60.
10. MCNP 2.4.0. // 2002, RSICC computer code collection. CCC-715. www.mcnp.ir/admin/imgs/1354175991.C715.PDF