UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Estudo experimental das relações entre kerma no ar e
equivalente de dose ambiente em barreiras
secundárias de salas radiológicas**

Alejandro Heyner Lopez Gonzales

Orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Costa

Dissertação de mestrado apresentado ao
Instituto de Física para a obtenção do título de
Mestre em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Paulo Roberto Costa – Orientador (IFUSP)

Prof^a. Dr^a. Márcia de Almeida Rizzutto (IFUSP)

Prof^a. Dr^a. Maria do Socorro Nogueira (CNEN)

São Paulo
2014

-
-
-

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Lopez Gonzales, Alejandro Heyner

Estudo experimental das relações entre Kerma no ar e equivalente de dose ambiente em barreiras secundárias de salas radiológicas. São Paulo, 2014.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Costa

Área de Concentração: Física Médica

Unitermos: 1. Física médica; 2. Radioproteção; 3. Radiação ionizante; 4. Raios X; 5. Espalhamento.

USP/IF/SBI-115/2014

Aos meus pais, Alejandro e Rosa,
irmãos e amigos.

“Cada pessoa deve trabalhar para o seu aperfeiçoamento e,
ao mesmo tempo, participar da responsabilidade coletiva
por toda a humanidade”

Marie Curie

AGRADECIMENTOS

Muitos foram os que contribuíram para que este trabalho chegasse ao seu final, sendo difícil agradecer a todos, por isso, se alguém não estiver na lista, que não fique preocupado, pois isso não significa que tenha sido esquecido.

- A Deus pela vida e a saúde.
- A toda a minha família pelo carinho e compreensão.
- Ao Dr. Paulo Costa, pela oportunidade de trabalhar com ele e pela orientação, ensinamento e paciência.
- À Josilene Cerqueira, Alessandra Tomal e ao Leandro Mariano pela grande contribuição na elaboração do programa de correção de espectros e pela ajuda na discussão dos meus resultados.
- À Denise Nersissian e ao Grupo de Controle de qualidade do Grupo de Dosimétrica e Física Médica, pela ajuda na proporção do sistema dosimétrico para as minhas medições.
- Ao colega Daniel Torres pela ajuda nas medições dos espectros e na discussão dos mesmos.
- Aos colegas Carlos Freitas e Juliana Martins pela ajuda na correção da gramática desta dissertação.
- Aos colegas do grupo de Dosimetria das Radiações e Física Médica pelos momentos de discussão que me proporcionaram aprendizado.
- Ao Grupo GRX São Paulo-Produtos para Proteção Radiológica e Acessórios Radiológicos pelo fornecimento das argamassas baritadas.
- A todos que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

SUMÁRIO

ÍNDICE DE FIGURAS	IX
ÍNDICE DE TABELAS	XII
LISTA DE SIGLAS	XIII
Resumo	XIV
Abstract	XV
<i>Capítulo 1</i> - INTRODUÇÃO	1
<i>Capítulo 2</i> - FUNDAMENTOS TEÓRICOS	6
2.1 Atenuação dos raios X e os coeficientes de atenuação	6
2.2 Interação da radiação indiretamente ionizante com a matéria	10
2.2.1 Absorção da radiação por efeito fotoelétrico	11
2.2.2 Espalhamento elástico ou Rayleigh.....	13
2.2.3 Espalhamento inelástico ou efeito Compton.....	14
2.3 Grandezas e Unidades.....	18
2.3.1 Grandezas Radiométricas	18
Fluência de fótons, Φ	19
Taxa de Fluência de fótons, Φ	19
Fluência de energia, Ψ	20
Taxa de Fluência de energia, Ψ	20
2.3.2 Grandezas Dosimétricas	20
Kerma	21
Taxa de Kerma.....	22
Dose Absorvida.....	22
Taxa de Dose Absorvida	23
2.3.3 Grandezas de Proteção.....	24
Dose Equivalente	24
Dose Efetiva	24

2.3.4	Grandezas Operacionais	25
	Equivalente de Dose Ambiente, $H^*(d)$	25
2.3.5	Coeficientes de conversão do <i>Kar</i> para $H^*(10)$ para fótons	26
2.4	Origem e Composição do espectro de raios X.....	27
2.4.1	Raios X de freamento	31
2.4.2	Raios X característicos	31
2.5	Camada semi-redutora.....	33
2.6	Energia efetiva	33
2.7	Energia média	34
2.8	Câmaras de ionização.....	34
2.9	Espectrometria de raios X	35
2.10	Definições gerais.....	36
<i>Capítulo 3 - MATERIAIS E MÉTODOS</i>		39
3.1	Instrumentação	39
3.1.1	Emissor de radiação X.....	39
3.1.2	Sistema de espectroscopia.....	40
	Detector XR-100T-CdTe	41
	Sistema de processamento digital PX4.....	43
3.1.3	Correção dos espectros.....	45
3.1.4	Conjunto monitor e câmara de ionização	48
3.1.5	Objeto simulador antropomórfico.....	49
3.1.6	Placas de Argamassa Baritada.....	53
3.1.7	Sistemas Auxiliares	55
	Câmara de transmissão	55
	Sistema de suporte e blindagem para o detector	56
3.2	Arranjo experimental para as medições dos espectros.....	57
3.2.1	Espectros primários	59
3.2.2	Espectros secundários	60
3.2.3	Espectros transmitidos	61
3.3	Considerações sobre as medições com a câmara de ionização.....	63

3.3.1	Correção para densidade do ar	63
3.3.2	Metodologia para o cálculo da incerteza do Kerma no ar.....	64
3.3.3	Cálculo do Coeficiente de Conversão Médio entre o <i>Kar</i> e o <i>H * (10)</i>	67
<i>Capítulo 4 - RESULTADOS</i>		69
4.1	Calibração em energia do sistema de espectroscopia	69
4.2	Análise e verificação qualitativa da correção dos espectros	70
4.3	Análise quantitativa dos espectros de raios X.....	72
4.3.1	Espectros Primários.....	72
4.3.2	Espectros Secundários.....	74
Determinação da fração de espalhamento.....		77
4.3.3	Espectros Transmitidos	83
4.4	Coeficientes de conversão médios entre o <i>Kar</i> e o <i>H * (10)</i>	86
4.4.1	Coeficiente de conversão médio para feixes primários	86
4.4.2	Coeficiente de conversão médio para feixes secundários.....	88
4.4.3	Coeficiente de conversão médio para feixes secundários transmitidos	90
4.5	Exemplo de aplicação dos coeficientes de conversão médios de <i>Kar</i> para <i>H * (10)</i>	92
<i>Capítulo 5 - CONCLUSÕES</i>		94
Anexo I – Composição da argamassa baritada utilizada		97
Anexo II – Catálogo de espectros		98
Anexo III – Catálogo de tabelas		112
Anexo IV – Coeficientes de Conversão de <i>Kar</i> para <i>H * (10)</i>		128
Anexo V – Rendimento do tubo de Raios X		130
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		132

ÍNDICE DE FIGURAS

Página

Figura 2.1 – Coeficiente de atenuação mássico, μ/ρ , em função da energia do fóton incidente para a argamassa baritada (Tipo BA), definida na base de dados do NIST ^[15] . A figura mostra as bordas de absorção K e L do Bário presente na mistura.	8
Figura 2.2 – Coeficiente mássico de absorção fotoelétrica, τ/ρ , em função da energia do fóton incidente para o Cálcio e Tungstênio ^[1]	12
Figura 2.3 – A figura mostra as contribuições do espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica à atenuação total para o Carbono. Os coeficiente mássico de atenuação foram calculados para feixes estreitos ^[19]	14
Figura 2.4 – Energia transferida ao elétron livre segundo o modelo de Compton. (Adaptado de Attix F., 2004 ^[14])	16
Figura 2.5 – Seção de choque diferencial de Klein-Nishina por unidade de ângulo sólido, $d\sigma_{\text{incoer}}/d\Omega$, para um elétron.....	17
Figura 2.6 – Função analítica obtida por Wagner e col. ^[9] e o valor do coeficiente de conversão entre o Kar e o H * (10) estabelecido na Portaria 453 ^[6]	27
Figura 2.7 – Estrutura de um tubo de raios X (Adaptado de Bushberg e col. ^[32])	28
Figura 2.8 – Interação típica do elétron com um alvo (Adaptado de Johns e Cunningham, 1983 ^[18]).	30
Figura 3.1 – Equipamento industrial da Philips, com tubo de raios X modelo MCN 421.....	40
Figura 3.2 – Detector XR-100T-CdTe, a figura mostra o arranjo do colimador e a posição do detector de CdTe.....	42
Figura 3.3 – A figura mostra as contribuições do espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica à atenuação total do Telureto de Cádmio. Os coeficientes de atenuação mássicos foram calculados para feixes estreitos ^[19]	42
Figura 3.4 – Processador Digital de Pulso PX4 da Amptek Inc. (Adaptado do site eletrônico da Amptek Inc. ^[1]).....	43
Figura 3.5 – Diagrama de blocos do processador digital de pulso PX4 na cadeia de processamento do sinal (Adaptado do manual eletrônico do PX4 ^[45]).	44
Figura 3.6 – Versão para MS Windows do programa computacional ADMCA V 2.0.0.0 fornecido pela Amptek Inc.....	44
Figura 3.7 – Diagrama de blocos do programa de correção de espectros.	46
Figura 3.8 – Conjunto dosimétrico da Radcal. (a) Câmara de ionização modelo 10x5-1800, (b) conversor modelo 9060A, (c) monitor modelo 9015.....	48
Figura 3.9 – Simulador antropomórfico de paciente adulto RANDO® Man (Alderson Research Laboratories)	51

<i>Figura 3.10 – A figura mostra as contribuições do espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica à atenuação total para a região torácica do objeto simulador antropomórfico. Os coeficientes mássicos de atenuação foram calculados para feixes estreitos^[19]</i>	<i>52</i>
<i>Figura 3.11 – Placa de argamassa baritada usada como atenuador da radiação secundária.</i>	<i>53</i>
<i>Figura 3.12 – A figura mostra as contribuições do espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica à atenuação total para a Argamassa baritada. Os coeficientes mássicos de atenuação foram calculados para feixes estreitos^[19]</i>	<i>55</i>
<i>Figura 3.13 – Câmara de transmissão PTW modelo 34014 e suporte desenvolvido no Instituto de Física da USP.</i>	<i>56</i>
<i>Figura 3.14 – Suporte e Blindagem para o detector de CdTe.</i>	<i>57</i>
<i>Figura 3.15 – Blindagem para o detector de CdTe.</i>	<i>57</i>
<i>Figura 3.16 – Instrumentação utilizada ao longo das medições dos espectros. A figura mostra o arranjo experimental usado para as medições dos espectros secundários transmitidos.</i>	<i>58</i>
<i>Figura 3.17 – Arranjo experimental usado para as medições dos espectros primários.</i>	<i>59</i>
<i>Figura 3.18 – Arranjo experimental usado para as medições dos espectros secundários.....</i>	<i>60</i>
<i>Figura 3.19 – Metodologia usada para a posicionamento angular do sistema de detecção respeito ao eixo do feixe primário.</i>	<i>61</i>
<i>Figura 3.20 – Arranjo experimental usado para as medições dos espectros transmitidos.</i>	<i>62</i>
<i>Figura 3.21 – Arranjo experimental para a medida dos espectros transmitidos através de placas de argamassa baritada.</i>	<i>63</i>
<i>Figura 4.1 – Curva de calibração para o detector de CdTe da Amptek Inc.. O ajuste foi realizado usando um modelo linear. A incerteza do ajuste associada à energia do fóton, não excede o 1,44% do valor da energia.....</i>	<i>70</i>
<i>Figura 4.2 – Avaliação da correção dos espectros primários. A figura mostra o espectro primário corrigido e sem correção, medidos utilizando tensão no tubo de 150 kV</i>	<i>71</i>
<i>Figura 4.3 – Avaliação da correção dos espectros secundários a um ângulo de 150°. A figura mostra o espectro secundário corrigido e sem corrigir medido utilizando tensão no tubo de 150 kV</i>	<i>71</i>
<i>Figura 4.4 – Avaliação da correção dos espectros secundário transmitido através da placa de argamassa baritada B10. A figura mostra o espectro secundário transmitido corrigido e sem corrigir medido utilizando tensão no tubo de 150 kV e correspondente a um ângulo de espalhamento de 150°.</i>	<i>72</i>
<i>Figura 4.5 – Kerma no ar a 1 m do tubo de raios X, medidas correspondentes aos espectros primários. .</i>	<i>73</i>
<i>Figura 4.6 – Descrição qualitativa dos espectros primários.</i>	<i>74</i>
<i>Figura 4.7 –Espectros secundários medidos a 90° graus para as tensões de 50, 100 e 150 kV.</i>	<i>75</i>
<i>Figura 4.8 – Espectros secundários correspondentes a uma tensão de 150 kV, para diferentes ângulos de espalhamento.</i>	<i>76</i>
<i>Figura 4.9 – Kerma no ar secundário ponderado pelo produto entre a corrente anódica e o tempo de exposição a 1 m do centro do objeto espalhador.....</i>	<i>77</i>

<i>Figura 4.10 – Mantendo a tensão e a corrente no tubo, o tempo de exposição e o tamanho do colimador, a radiação espalhada se mantém igual nos casos “a” e “b” e é menor no caso c.</i>	<i>79</i>
<i>Figura 4.11 – Fração de espalhamento em função do ângulo de espalhamento.....</i>	<i>80</i>
<i>Figura 4.12 – Fração de espalhamento em função da tensão aplicada ao tubo de raios X.</i>	<i>81</i>
<i>Figura 4.13 – Fração de espalhamento em função do ângulo de espalhamento para a tensão aplicada ao tubo de raios X de 150kV. A figura apresenta a comparação entre os resultados obtidos no presente trabalho e os medidos por Trout e col.^[74].....</i>	<i>82</i>
<i>Figura 4.14 – Camada Semi-Redutora da Radiação Secundária em função da tensão aplicada ao tubo de raios X, para os ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus.....</i>	<i>82</i>
<i>Figura 4.15 – Energia Média da Radiação Secundária em função da tensão aplicada ao tubo de raios X, para os ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus.</i>	<i>83</i>
<i>Figura 4.16 – Descrição qualitativa dos espectros transmitidos através da barita B10 e 150 kV de tensão no tubo.</i>	<i>84</i>
<i>Figura 4.17 – Descrição qualitativa dos espectros transmitidos através da barita B10 e 120 kV de tensão no tubo.</i>	<i>85</i>
<i>Figura 4.18 – Descrição qualitativa dos espectros transmitidos através da barita B10 e 90 kV de tensão no tubo.</i>	<i>85</i>
<i>Figura 4.19 – Comparação dos coeficientes de conversão médios para feixes primários. Os resultados de Santos J. foram calculados usando feixes correspondentes às qualidades RQR estabelecidas no TRS 457^[62], e os obtidos no presente trabalho correspondem a uma filtração fixa de 3,04 mmAl.....</i>	<i>87</i>
<i>Figura 4.20 – Coeficientes de conversão médios para feixes secundários em função da tensão no tubo de raios X, com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, correspondentes aos ângulos de espalhamento de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus.</i>	<i>88</i>
<i>Figura 4.21 – Coeficientes de conversão médios para feixes secundários em função da energia média, correspondentes aos ângulos de espalhamento de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus. A linha azul corresponde ao valor do coeficiente estabelecido na Portaria 453.....</i>	<i>89</i>
<i>Figura 4.22 – Coeficientes de conversão médios para feixes primários e secundários em função da energia média. A linha vermelha corresponde à função exponencial de ajuste dos coeficientes de conversão.</i>	<i>89</i>
<i>Figura 4.23 – Coeficientes de conversão em função da espessura da placa de argamassa baritada.</i>	<i>90</i>
<i>Figura 4.24 – Comparação dos coeficientes de conversão secundário e transmitido por B25 com os coeficientes da função analítica de Wagner e col.^[9].</i>	<i>91</i>
<i>Figura 4.25 – Coeficientes de conversão médios para os feixes primários, secundários e secundários transmitidos.....</i>	<i>91</i>
<i>Figura 4.26 – Levantamento radiométrico de uma sala de radiografia convencional, análise da área de controle.</i>	<i>93</i>

ÍNDICE DE TABELAS

	Página
<i>Tabela 2.1 – Composição química e fração de peso para o Concreto, Barita (Tipo BA) definido pelo NIST^[1]</i>	9
<i>Tabela 2.2 – Energia absorvida, E_{ab}, e transferida, E_{tr}, médias para o ar ao interagir com fótons de diferentes energias, E. A tabela também mostra os coeficientes mássicos de transferência de energia, (μ_{trρ}), e absorção de energia, (μ_{abρ})^[14].</i>	10
<i>Tabela 2.3 – Raios X característicos da camada K do tungstênio^[1].</i>	32
<i>Tabela 3.1 – Características do tubo de raios X modelo MCN 421 fabricado pela Philips.</i>	40
<i>Tabela 3.2 – Frações em massa percentuais dos elementos químicos constituintes na região torácica do objeto simulador antropomórfico RANDO® Man, fabricado por Alderson Research Laboratories -USA^[1].</i>	51
<i>Tabela 3.3 – Raios X de fluorescência da borda K do Antimônio^[1].</i>	52
<i>Tabela 3.4 – Identificação e espessura das placas de argamassa baritada^[10].</i>	54
<i>Tabela 3.5 – Raios X característicos da borda K do Bário^[1].</i>	55
<i>Tabela 4.1 – Fração de espalhamento em função do ângulo de espalhamento e a tensão aplicada ao tubo de Raios X. A razão foi feita usando os valores do Kerma no ar primário e secundário a 1 m do tubo e do centro do objeto espalhador respectivamente. Área do campo 159,1 cm² a 1 m do tubo de raios X. As unidades correspondem a [10⁻⁶ cm⁻²], a incerteza propagada representa 9,6% do valor.</i>	80
<i>Tabela 4.2 – Estimativa dos parâmetros da função exponencial que ajusta os dados de Santos J. e os dados do presente trabalho.</i>	87
<i>Tabela 4.3 – Resultado comparativo entre a aplicação do coeficiente estabelecido pela Portaria 453 e o coeficiente médio obtido a partir das medições do presente trabalho</i>	93

LISTA DE SIGLAS

ICRU	International Commission on Radiation Units and Measurements.
ICRP	International Commission on Radiological Protection.
NCRP	National Council on Radiation Protection and Measurements.
IAEA	International Atomic Energy Agency.
CSR	Camada Semi-redutora.
KERMA	Kinetic Energy Released per Unit Mass.
ANVISA	Agência Nacional de Vigilância Sanitária.
K_{ar}	Kerma no ar.
$H^*(10)$	Equivalente de Dose Ambiente.
μ/ρ	Coeficiente de atenuação mássico.
τ/ρ	Coeficiente de atenuação mássico para a absorção fotoelétrica.
$(\tau/\rho)_e$	Coeficiente mássico eletrônico de absorção fotoelétrica.
μ_{incoe}/ρ	Coeficiente de atenuação mássico para o espalhamento incoerente.
μ_{coe}/ρ	Coeficiente de atenuação mássico para o espalhamento coerente.

Estudo experimental das relações entre kerma no ar e equivalente de dose ambiente em barreiras secundárias de salas radiológicas

Alejandro Heyner Lopez Gonzales

Resumo

No Brasil, para fins de planejamento de barreiras físicas em instalações radiográficas ou para a verificação dos níveis de restrição de dose em levantamentos radiométricos, deve ser usada a grandeza operacional equivalente de dose ambiente. Na prática, os monitores de radiação utilizados em proteção radiológica apresentam suas leituras na grandeza dosimétrica kerma no ar. Portanto, é preciso utilizar um coeficiente que converta esta grandeza dosimétrica na grandeza operacional recomendada. As normas nacionais estabelecem que o coeficiente de conversão no valor de 1,14 Sv/Gy deve ser usado para realizar esta operação, desconsiderando a diferença na distribuição espectral dos fótons dos feixes de raios X comumente encontrados em salas de radiologia convencional. O presente trabalho tem por objetivo determinar os coeficientes de conversão considerando a distribuição espectral da radiação secundária e secundária transmitida através de placas de argamassa baritada. Para atingir os objetivos propostos, foi desenvolvida uma metodologia experimental para as medições dos espectros das radiações secundárias e secundárias transmitidas usando um sistema espectroscópico com detector de CdTe e uma câmara de ionização de 1800 cm³. A região torácica de um objeto simulador antropomórfico, RANDO[®] Man, foi usada como região espalhadora. Foram utilizadas tensões no tubo entre 40 kV e 150 kV com intervalos na tensão de 10 kV. Os ângulos de espalhamento foram de 30°, 60°, 90° 120° e 150° em relação ao eixo do feixe primário. Como atenuador da radiação secundária foram utilizadas placas de argamassa baritada com espessuras de aproximadamente 10, 15, 20 e 25 mm. Os resultados mostram que, para a radiação secundária, os coeficientes de conversão são maiores que o valor estabelecido no Brasil. Num exemplo típico de levantamento radiométrico, a estimativa do equivalente de dose ambiente determinado usando o coeficiente de conversão calculado a partir dos espectros resultou em um valor cerca de 40 % superior ao equivalente de dose ambiente calculado a partir do coeficiente adotado pela norma nacional.

Experimental study of the conversion coefficient from Air Kerma to Ambient Dose Equivalent for secondary barriers in diagnostic radiological facilities

Alejandro Heyner Lopez Gonzales

Abstract

In Brazil, for planning purposes of the physical barriers in a radiographic installation and for levels verification of dose restriction in radiometric surveys, the ambient dose equivalent operational quantity should be used. In practice, radiation monitors used in radiation protection, are calibrated in dosimetry quantity air kerma. Therefore, it is important to use a conversion coefficient, which turns this dosimetric quantity into a recommended operational quantity. The rules followed in Brazil still establish that the value of the conversion coefficient, 1.14 Sv/Gy, must be used in area monitoring, disregarding differences between the beam types with different photon spectral distribution, commonly found in conventional radiology rooms. Consequently, this work aims to determine the conversion coefficients considering the spectral distribution of the secondary radiation and secondary-transmitted radiation through barium mortar plates. To achieve the proposed objectives, it has been developed an experimental method for measurement of secondary and secondary transmitted spectra using a spectroscopic system with CdTe detector and an ionization chamber 1800 cm³. The thoracic region of an anthropomorphic phantom, RANDO[®] Man, was used as a scatter region. The voltages used began 40 kV up to 150 kV in displacements of 10 kV, the scattering angles were 30°, 60°, 90° 120° and 150° with respect to the axis of the primary beam. As attenuator object of the secondary radiation was used barium mortar plates with thicknesses of 10, 15, 20 and 25 mm approximately. The results show that for the secondary radiation, the conversion coefficients are greater than the value set in Brazil. In a typical example of radiometric survey, the estimated ambient dose equivalent using the conversion coefficient calculated from the spectra, is a 40% higher compared to the value obtained using the coefficient recommended in Brazil.

Capítulo 1 - INTRODUÇÃO

A descoberta dos raios X por Wilhelm Roentgen, em Novembro de 1895, significou o nascimento de um novo tipo de equipamento cuja aplicabilidade se estendeu a diversos campos de carácter científico e tecnológico. Os equipamentos radiológicos desenvolvidos adquiriram grande importância no campo da medicina, devido a sua aplicação direta em procedimentos de terapia e diagnóstico de doenças. As vantagens que representava esta nova tecnologia para o tratamento ou diagnóstico de algumas doenças, em comparação com as já existentes, resultou no uso massivo destes equipamentos que usavam os raios X como principal inovação.

Procedimentos radiográficos para diagnóstico que duravam vários minutos eram comuns nos primeiros anos subsequentes à descoberta dos raios X. Por exemplo, existem registros de exposições radiográficas de uma hora e quinze minutos para a radiografia da região da bacia^[1]. Nessa época se tinha pouca informação sobre os efeitos que os raios X causavam no tecido humano. No exemplo da bacia, o prejuízo foi eritema na pele após o longo tempo de exposição. Outra incidência foi documentada por Crocker^[2], que apresenta o relato de uma dermatite e posterior epilação de um paciente após ter sido submetido a uma hora de exposição aos raios X.

Estes relatos serviram como confirmação de que os raios X, em situações de exposições longas, mesmo aqueles usados para fins diagnósticos, causavam efeitos danosos no tecido humano. Desta forma, a comunidade científica elaborou um plano para criar, no II Congresso Internacional de Radiologia (Estocolmo, 1928), um organismo que se encarregaria de estabelecer normas e recomendações para guiar os procedimentos radiológicos e definir níveis máximos de exposição para evitar os efeitos biológicos reportados anteriormente^[3].

Assim, em 1928, foi criada a *International Commission on Radiological Protection*, ICRP, que teve como objetivo ajudar na prevenção do câncer e outras lesões e efeitos associados à exposição com radiações ionizantes. Esta

comissão foi a responsável pela elaboração de regulamentos para a proteção do meio ambiente.

A ICRP foi criada para complementar a *International Commission on Radiation Units and Measurements*, ICRU, criada no I Congresso Internacional de Radiologia (Londres, 1925). As primeiras medidas adotadas em conjunto pela ICRU e a ICRP foram a definição de grandezas e unidades de uso em proteção radiológica, e o estabelecimento de limites de dose para indivíduos que trabalham com radiações ionizantes. Estes limites foram estendidos, posteriormente, para o público em geral.

Por exemplo, atualmente a grandeza de proteção radiológica Dose Efetiva é usada para estabelecer limites de restrição de dose à radiação no corpo inteiro. Na atualidade se recomenda que a Dose Efetiva não ultrapasse 20 mSv/ano para trabalhadores com radiação e 1 mSv/ano para indivíduos do público^{[4], [5]}, sendo valores médios considerado períodos de cinco anos. No caso de trabalhadores, estes não devem ultrapassar 50 mSv em um único ano e indivíduos do público não devem ser submetidos a doses efetivas superiores a 5 mSv em um único ano.

Na prática, as grandezas de proteção radiológica não são mensuráveis diretamente. Porém, elas podem ser calculadas a partir de grandezas operacionais. Assim, para estimar a Dose Efetiva em situações de monitoração de área, usa-se a grandeza operacional Equivalente de Dose Ambiente, $H^*(d)$, sendo d uma dada profundidade, em milímetros, na esfera da ICRU. O processo de estimativa é através do uso de coeficientes de conversão adequados entre a Dose Efetiva e o $H^*(d)$.

No Brasil, com a publicação da Portaria Ministerial 453^[6], a *Agência Nacional de Vigilância Sanitária*, ANVISA, estabeleceu o uso da grandeza operacional $H^*(10)$, como a grandeza de referência para verificar a conformidade com os níveis de restrição de dose em monitoração de área, recomendação adotada da ICRU. A definição do $H^*(10)$, requer um campo unidirecional que irradie uniformemente o corpo em estudo^[7]. Estas características do campo de radiação para o qual o $H^*(10)$ deve ser medido, resultam em uma alta complexidade de adaptação nos laboratórios de

calibração. Para facilitar a determinação do $H^*(10)$, a grandeza dosimétrica Kerma no ar, K_{ar} , é usada na prática.

Coeficientes de conversão entre K_{ar} e $H^*(10)$ para feixes monoenergéticos, estão apresentados na publicação 57 da ICRU^[8]. Tais coeficientes foram calculados a partir da equação analítica proposta por Wagner e col.^[9]. Esta equação ajusta resultados experimentais e simulados, para feixes de raios X e radiação gama.

No entanto, os feixes de raios X usados em salas de radiodiagnóstico médico são feixes polienergéticos. Além disso, estudos espectrométricos realizados por diversos autores mostram que a distribuição energética dos feixes de raios X presentes em salas de radiologia convencional, mudam dependendo do tipo de feixe considerado^{[10],[11]}.

Segundo mostrado na Tabela A.21 da publicação 57 da ICRU, o valor do coeficiente de conversão muda em função da energia do feixe monoenergético. Portanto, se esperaria ter um coeficiente de conversão entre o K_{ar} e o $H^*(10)$, específico para cada tipo de feixe de raios X. Porém, a ANVISA estabelece um único valor, de 1,14 Sv/Gy, como coeficiente de conversão entre o K_{ar} e o $H^*(10)$. Este valor do coeficiente de conversão é usado em levantamentos radiométricos e cálculos de barreiras, e não diferencia entre os tipos de feixes que são gerados em uma instalação radiográfica utilizada em diagnóstico por imagens.

Este trabalho teve como objetivo realizar um estudo experimental de espectros de raios X de feixes secundários e secundários transmitidos por diferentes espessuras de argamassas baritadas de sulfato de bário, para obter coeficientes de conversão específicos de cada tipo de feixe. A argamassa baritada de sulfato de bário foi escolhida por ser um composto muito utilizado no Brasil na construção de barreiras em salas de radiologia^[12].

Para representar da melhor forma uma sala de radiodiagnóstico convencional, foi utilizado um objeto simulador antropomórfico, um feixe de raios X com energias na faixa do radiodiagnóstico e um tamanho do campo de radiação que cobrisse todo o tórax do objeto simulador. Esta região anatômica foi escolhida porque, no Brasil, o exame de tórax é o procedimento mais comum em salas de radiologia convencional^[13]. Além disso, esta escolha serve

para complementar os resultados obtidos com os resultados de trabalhos realizados anteriormente no Grupo de Dosimetria das Radiações e Física Médica do Instituto de Física da USP^[10].

Desta forma os objetivos principais deste trabalho foram:

- Desenvolver uma metodologia experimental para medir os espectros de raios X de feixes secundários e secundários transmitidos através de placas de argamassa baritada.
- Avaliar os espectros secundários e transmitidos a partir de resultados teóricos e experimentais.
- Cálculo experimental dos coeficientes de conversão médios entre o K_{ar} e o $H^*(10)$.

Para alcançar os objetivos propostos, foram desenvolvidos os seguintes procedimentos:

- Uma metodologia experimental para as medições dos espectros, de feixes secundários e secundários transmitidos através de placas de argamassa baritada.
- Avaliação dos espectros medidos, segundo modelos teóricos de espalhamento e resultados experimentais dos espectros secundários já publicados.
- Cálculo dos coeficientes de conversão para cada tipo de feixe, formulando uma expressão adequada para o cálculo.
- Comparação dos resultados obtidos com o valor do coeficiente de conversão usado atualmente, num caso típico de levantamento radiométrico.

No capítulo 2 definem-se os conceitos e formulações físicas que serão aplicados na análise dos espectros medidos, no cálculo dos coeficientes de conversão e na comparação com o valor atual estabelecido pela ANVISA.

No capítulo 3 descreve-se a metodologia usada para a medição dos espectros de raios X utilizados no cálculo dos coeficientes de conversão. O capítulo inclui uma descrição dos equipamentos dosimétricos e espectroscópicos utilizados, assim como do tubo de raios X, do objeto espalhador e das placas de argamassa baritada. Também é apresentada uma metodologia para a estimativa da incerteza do K_{ar} medido pelo sistema

dosimétrico. Uma formulação para o cálculo dos coeficientes médios de conversão usando cada espectro é também apresentada neste capítulo.

No capítulo 4 ilustram-se e analisam-se os espectros medidos considerando o modelo de espalhamento Compton e comparando a fração de espalhamento com resultados publicados por outros autores. Também são apresentados os coeficientes de conversão médios calculados a partir dos espectros medidos e comparados com resultados da literatura.

No capítulo 5 mencionam-se as conclusões do trabalho, considerando a comparação entre os coeficientes de conversão determinados neste trabalho com o valor estabelecido pela ANVISA.

Capítulo 2 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo estão descritos os fenômenos de atenuação da radiação e os coeficientes de atenuação mássicos, conceitos necessários ao entendimento da interação entre feixes de raios X na faixa de energias utilizadas em diagnóstico por imagens e os diferentes materiais atenuadores presentes neste trabalho. Os diferentes tipos de interação que ocorrem quando fótons com energia na faixa do radiodiagnóstico médico interagem com a matéria também são apresentados. São, ainda, definidas as grandezas comumente usadas em proteção radiológica. Um entendimento básico da produção de radiação no tubo de raios X é mostrado, assim como conceitos que descrevem a qualidade do feixe. O fundamento do sistema dosimétrico usado neste trabalho é apresentado, incluindo-se as definições e procedimentos usados no desenvolvimento deste trabalho.

2.1 Atenuação dos raios X e os coeficientes de atenuação

Em diversas áreas da ciência são encontradas grandezas que variam segundo comportamento exponencial. Fenômenos tais como o decaimento radioativo, crescimento da população celular e atenuação de um feixe de fótons pela matéria, são alguns exemplos que seguem tal comportamento.

Em geral, um processo segue um comportamento exponencial, quando a taxa de variação da grandeza que descreve o fenômeno é proporcional à mesma grandeza^[14]. Se um feixe monoenergético de N fótons colide com uma camada fina de um atenuador, de espessura Δx , a quantidade de fótons atenuados do feixe, ΔN , será proporcional a N e Δx , e o processo pode ser descrito segundo a equação (1):

$$\Delta N = -\mu \cdot N \cdot \Delta x \quad (1)$$

Onde μ é a constante de proporcionalidade, chamada coeficiente de atenuação linear.

A equação (1) é válida apenas para feixes paralelos e desconsidera a radiação espalhada e a radiação secundária gerada por partículas carregadas dentro do atenuador. A equação (2) mostra a solução da integral da equação (1), quando ela é aplicada a camadas muito finas do material atenuador, de tal modo que a equação (1) se torne uma equação diferencial, com $\Delta x \rightarrow dx$ e $\Delta N \rightarrow dN$.

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (2)$$

Nesta equação, N é o número de fótons que atravessam o material e N_0 é o número de fótons que atingem a superfície do material.

Dentro do material atenuador, com espessura x , podem acontecer vários tipos de fenômenos que resultam na atenuação do feixe. As probabilidades de acontecerem cada um deles dependem, principalmente, do número atômico efetivo do material, das densidades eletrônica e de massa do meio e da energia do fóton incidente. Em particular, para feixes de fótons com energia abaixo de 150 keV, os processos de interação que predominam são o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton (ou espalhamento incoerente) e o espalhamento Rayleigh (ou espalhamento coerente). Neste caso, o coeficiente de atenuação linear pode-se escrever em função dos coeficientes de atenuação parciais para cada tipo de interação, como segue na equação (3):

$$\mu = \tau + \mu_{incoe} + \mu_{coe} \quad (3)$$

Onde τ , μ_{incoe} e μ_{coe} são os coeficientes de atenuação para a absorção fotoelétrica, espalhamento incoerente e espalhamento coerente, respectivamente. Uma representação mais fundamental desta grandeza é o coeficiente de atenuação mássico, μ/ρ , obtido através da razão entre o coeficiente de atenuação linear μ e a densidade do material atenuador ρ .

No caso de materiais atenuadores compostos por substâncias diferentes, que contém elementos químicos em diferentes proporções, o coeficiente de atenuação mássico é calculado usando a equação (4)^[14].

$$(\mu/\rho)_{mis} = \sum_i w_i \cdot (\mu/\rho)_i \quad (4)$$

Na equação (4), w_i é a fração de peso do i-ésimo elemento presente na mistura com coeficiente de atenuação mássico $(\mu/\rho)_i$.

A equação (4) representa um método aproximado de obter coeficiente de atenuação para uma grande quantidade de compostos químicos. Como exemplo, a Figura 2.1 apresenta μ/ρ em função da energia para a argamassa baritada (Tipo BA), mistura definida na base de dados do *National Institute of Standards and Technology* (NIST)¹⁵ com razão $Z/A = 0,457$, energia média de excitação 248,2 eV e densidade de massa 3,35 g/cm³. A Tabela 2.1 apresenta a composição química e a fração de peso para cada um dos elementos químicos presentes na mistura. Os valores do μ/ρ da Figura 2.1 foram calculados usando a equação (4).

Figura 2.1 – Coeficiente de atenuação mássico, μ/ρ , em função da energia do fóton incidente para a argamassa baritada (Tipo BA), definida na base de dados do NIST^[15]. A figura mostra as bordas de absorção K e L do Bário presente na mistura.

Na Figura 2.1 se destacam as bordas K, L_1 , L_2 e L_3 do Bário, em 37,44, 5,99, 5,62 e 5,25 keV respectivamente.

Tabela 2.1 – Composição química e fração de peso para o Concreto, Barita (Tipo BA) definido pelo NIST^[16]

Elemento Químico	Fração de peso
H	0,003585
O	0,311622
Mg	0,001195
Al	0,004183
Si	0,010457
S	0,107858
Ca	0,050194
Fe	0,047505
Ba	0,463400

Do mesmo modo, podem ser definidos os coeficientes mássicos de atenuação para cada um dos componentes parciais do coeficiente de atenuação linear, definido na equação (3). Assim, tem-se o coeficiente mássico de atenuação para a absorção fotoelétrica, τ/ρ , o coeficiente mássico de atenuação para o espalhamento incoerente, μ_{incoe}/ρ e o coeficiente mássico de atenuação para o espalhamento coerente, μ_{coe}/ρ ^[14].

Os coeficientes mássicos de atenuação anteriormente mencionados descrevem o tipo de interação que ocorre quando a radiação interage com a matéria. Existe outro grupo de coeficientes que quantificam a transferência e a absorção de energia no meio. Quando a radiação indiretamente ionizante atinge o material, uma parte da sua energia é transferida às partículas carregadas do meio, convertendo essa energia média transferida em energia cinética das partículas carregadas. O coeficiente que pondera essa transferência de energia é chamado de coeficiente mássico de transferência de energia, μ_{tr}/ρ . Logo, uma fração dessa energia transferida é absorvida no meio, fato descrito pelo coeficiente mássico de absorção de energia, μ_{ab}/ρ . O coeficiente mássico de absorção de energia relaciona-se com o coeficiente mássico de transferência de energia através do fator g , como apresentado na equação (5).

$$\frac{\mu_{ab}}{\rho} = (1 - g) \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (5)$$

Onde o fator g , representa a fração de energia transferida pelos fótons às partículas carregadas que é irradiada, e não convertida em ionização do meio^[17]. Para energias de fótons muito baixas, o valor de g aproxima-se de zero, e os dois coeficientes igualam-se. A Tabela 2.2 lista o valor da energia média absorvida e transferida para o ar seco, em função da energia do fóton incidente.

Tabela 2.2 – Energia absorvida, E_{ab} , e transferida, E_{tr} , médias para o ar ao interagir com fótons de diferentes energias, E . A tabela também mostra os coeficientes mássicos de transferência de energia, (μ_{tr}/ρ) , e absorção de energia, (μ_{ab}/ρ) ^[14].

E [keV]	E_{tr} [keV]	E_{ab} [keV]	μ_{tr}/ρ [cm ² /g]	μ_{ab}/ρ [cm ² /g]	μ/ρ [cm ² /g]
10	9,15	9,15	4,61	4,61	5,04
100	15,10	15,10	0,0234	0,0234	0,155
1000	440,95	437,80	0,0280	0,0278	0,0635
10000	7365,85	7073,17	0,0151	0,0145	0,0205

2.2 Interação da radiação indiretamente ionizante com a matéria

Quando a radiação indiretamente ionizante passa através de um meio absorvedor, por exemplo, o tecido humano, os fótons da radiação interagem com os núcleos, elétrons e até mesmo com os átomos produzindo uma série de processos cuja probabilidade de ocorrência depende, principalmente, da energia do fóton e do número atômico efetivo do tecido. Durante o processo, uma parte da energia do feixe é transferida aos elétrons do meio e parte dessa energia transferida é depositada no tecido, o que pode acarretar em danos biológicos. A energia depositada por unidade de massa do material é conhecida como dose absorvida, que é uma grandeza útil na quantificação dos efeitos biológicos decorrentes desta deposição de energia.

No processo de interação da radiação com a matéria, considerando a faixa de energias usadas em radiodiagnóstico médico, os processos de absorção fotoelétrica e espalhamento incoerente e coerente se destacam sobre outros processos, eles acontecem de maneira simultânea no meio absorvedor^[18].

2.2.1 Absorção da radiação por efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é o processo responsável pela maior quantidade de energia transferida ao material absorvedor para energias utilizadas em radiodiagnóstico médico. Este processo ocorre somente na interação de um fóton com um átomo e não acontece com elétrons livres. Um fóton de energia $h\nu$ colide com um átomo do material absorvedor, desaparecendo, isto é, entregando toda sua energia e momento. Um elétron de uma das camadas eletrônicas do átomo é ejetado, levando parte do momento e parte da energia do fóton. O elétron ejetado é chamado de fotoelétron e emerge com energia $h\nu - E_s$, onde E_s é a energia de ligação da camada da qual o elétron foi ejetado, formando uma lacuna na camada orbital correspondente. O átomo fica em um estado de excitação temporário, podendo emitir radiação característica devido ao rearranjo dos elétrons de outras camadas do mesmo átomo ou emitir elétrons Auger, quando a radiação característica emitida devido ao rearranjo interage com elétrons de outras camadas do átomo ^[18].

A Figura 2.2, mostra o coeficiente mássico de absorção fotoelétrica, τ/ρ , para o Cálcio e o Tungstênio como uma função da energia do fóton incidente. O gráfico encontra-se na escala logarítmica para os dois eixos. Nesta condição existe uma relação linear entre τ/ρ e a energia do fóton $h\nu$, ou seja, que τ/ρ varia como $1/(h\nu)^n$, onde n é o coeficiente angular da reta. Segundo a Figura 2.2, para energias abaixo de 1 MeV, uma mudança de uma ordem de magnitude na energia, representa uma alteração em um fator de 3 no valor de τ/ρ , o que indica que na faixa de energia de 1 keV a 1 MeV o valor de n é 3. Já para energias maiores a 10 MeV, existe uma mudança no valor de n , para este caso o valor de n é aproximadamente 1.

Figura 2.2 – Coeficiente mássico de absorção fotoelétrica, τ/ρ , em função da energia do fóton incidente para o Cálcio e Tungstênio^[19].

Para energias abaixo de 100 keV, a curva de τ/ρ , apresenta descontinuidades nas energias que correspondem às bordas de absorção do átomo. A Figura 2.2 mostra a borda de absorção K do Cálcio (4,03 keV) e as bordas de absorção K (69,53 keV), L ($L_1=12,10$ keV, $L_2=11,54$ keV, $L_3=10,21$ keV) e M ($M_1=2,82$ keV, $M_2=2,57$ keV, $M_3=2,28$ keV, $M_4=1,87$ keV, $M_5=1,80$ keV) do Tungstênio. O efeito fotoelétrico é mais provável de ocorrer quando a energia do fóton incidente é aproximadamente igual, porém um pouco maior, à energia de ligação dos elétrons. Por exemplo, para energias do fóton um pouco superior à energia da borda K do Tungstênio, τ/ρ se incrementa em quase 5 vezes, ou seja, os 2 elétrons da camada K são 5 vezes mais importantes na absorção fotoelétrica que os outros elétrons das camadas L ou M. A mesma análise pode ser feita para as camadas L e M.

O coeficiente atômico de absorção fotoelétrica varia com Z^4 para materiais de número atômico alto e com $Z^{4,8}$ para materiais de número atômico baixo^[18]. Como cada átomo contém Z elétrons, e o número de elétrons por grama é quase independente de Z , o coeficiente eletrônico de absorção fotoelétrica irá variar com Z^3 para materiais de alto número atômico e com $Z^{3,8}$ para materiais de baixo número atômico. Este fato pode ser analisado na Figura 2.2, logo depois da borda K do Tungstênio, onde a razão dos τ/ρ para cada elemento está na proporção de 50:1 e a razão dos números atômicos do

Cálcio ($Z_{Ca}=20$) e Tungstênio ($Z_W = 74$) é 3,7:1, o que representa uma dependência de Z^3 . Embora na Figura 2.2 se apresente o τ/ρ , ele tem o mesmo comportamento que o coeficiente eletrônico de absorção fotoelétrica.

2.2.2 Espalhamento elástico ou Rayleigh

O modelo de Rayleigh considera a interação entre um fóton e um elétron ligado. Este processo ocorre em situações onde a energia de ligação do elétron que participa na interação, não é desprezível quando comparada à energia do fóton incidente. Por exemplo, o espalhamento elástico ocorre em materiais de número atômico alto e fótons incidentes de baixa energia. No processo, o fóton interage com o elétron sem transferir nenhuma fração da sua energia. O espalhamento elástico pode ser explicado pelo eletromagnetismo clássico. A radiação em forma de onda eletromagnética interage com o átomo, os elétrons ficam momentaneamente em um estado vibracional (por causa do campo elétrico da onda) para depois emitir uma onda eletromagnética com o mesmo comprimento de onda que a radiação incidente.

A seção de choque para o espalhamento coerente diminui rapidamente com o aumento da energia da radiação e se torna desprezível em comparação com o espalhamento incoerente para energias maiores que 100 keV em materiais com número atômico baixo, como mostrado na Figura 2.3. O espalhamento coerente ocorre, principalmente, na direção frontal e seu principal efeito é ampliar ligeiramente a largura angular do feixe. Portanto, este efeito só é detectado em feixes estreitos (muito colimados).

Devido ao fato de não haver energia transferida para partículas carregadas, o espalhamento Rayleigh é de pouco interesse em proteção radiológica^[14]. A equação (6) representa a seção de choque (ou seção eficaz) diferencial por unidade de ângulo sólido para o espalhamento coerente, sendo $x = (\sin \theta/2)/\lambda$, e λ o comprimento de onda da radiação incidente.

$$\frac{d\sigma_{coe}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \cdot (1 + \cos^2 \theta) \cdot [F(x, Z)]^2 \quad (6)$$

Nesta equação, $r_0 = \frac{e^2}{(4\pi\epsilon_0 m_0 c^2)} = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ é o raio clássico do elétron e θ é o ângulo de espalhamento. $F(x, Z)$ é chamado de fator de forma atômico e representa a transformada de Fourier da distribuição de cargas do material. Quando θ toma valores pequenos, F se aproxima a Z , enquanto para valores maiores de θ , o valor de F se aproxima a 0 .

A Figura 2.3 mostra a contribuição do espalhamento coerente à atenuação total para o átomo de carbono. A influência do espalhamento coerente à atenuação total é pequena devido à predominância da absorção fotoelétrica para energias baixa e ao espalhamento Compton para energias altas. O carbono é o elemento predominante no objeto simulador antropomórfico usado neste trabalho.

Figura 2.3 – A figura mostra as contribuições do espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica à atenuação total para o Carbono. Os coeficiente mássico de atenuação foram calculados para feixes estreitos^[19].

2.2.3 Espalhamento inelástico ou efeito Compton

O modelo de Compton descreve a interação de um fóton com um elétron estático e livre. Na prática, este tipo de interação ocorre quando fótons com energia na faixa do radiodiagnóstico médico, entre 10 keV até 150 keV, interagem com elétrons dos átomos que compõem o tecido humano. Devido ao

baixo número atômico destes átomos, a energia de ligação dos elétrons é desprezível quando comparada à energia dos fótons nesta faixa de energias, e portanto o elétron pode ser considerado como livre^[18]. O fato de considerar os elétrons do átomo como partículas livres e estáticas não acarreta erros consideráveis em Física Radiológica, embora tenham importância quando se estuda o espalhamento dos raios X para determinar a estrutura dos materiais. Além disso, na faixa de energia do radiodiagnóstico médico, o efeito predominante em grande porção dessa faixa é a absorção fotoelétrica.

A descrição fenomenológica do espalhamento Compton consiste em um fóton com energia $h\nu$ e momento $h\nu/c$ que colide com um elétron inicialmente sem energia cinética e sem momento. Após a colisão o elétron sai na direção do ângulo φ com energia cinética T e momento p . Já o fóton é espalhado na direção do ângulo θ com energia $h\nu'$ e momento $h\nu'/c$. A solução da cinemática da colisão baseia-se na conservação do momento e da energia. A equação (7) mostra a relação das energias antes e depois da colisão para o fóton e seu respectivo ângulo de espalhamento. A equação (8) mostra a relação de conservação de energia.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (7)$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (8)$$

A Figura 2.4 mostra que, para energias abaixo de 10 keV, o fóton espalhado a qualquer ângulo tem quase a mesma energia que o fóton incidente e, portanto, a energia transferida ao elétron como energia cinética é quase nula. Nestas condições o espalhamento Compton se aproxima a um choque elástico.

Figura 2.4 – Energia transferida ao elétron livre segundo o modelo de Compton.
(Adaptado de Attix F., 2004^[14])

Segundo a Figura 2.4, para energia dos fótons acima de 10 keV, a energia transferida ao elétron é maior quanto maior for o ângulo de espalhamento, e ela aumenta quanto maior é a energia dos fótons. Na figura se mostra a energia do fóton espalhado correspondente a um fóton incidente de 150 keV.

Foi Thomson quem, pela primeira vez, desenvolveu um modelo clássico para explicar a interação entre um fóton e um elétron livre e estático. Thomson determinou a seção de choque diferencial por unidade de ângulo sólido, $d\sigma_{Th}/d\Omega$, apresentada na equação (9).

$$\frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \cdot (1 + \cos^2 \theta) \quad (9)$$

Onde r_0 é o raio clássico do elétron e θ é o ângulo de espalhamento. O modelo clássico de Thomson apresentava falhas quando a energia do fóton aumentava. Para corrigir os resultados de Thomson, introduziu-se uma abordagem quântica e a dependência da seção de choque diferencial com a energia do fóton incidente. O resultado foi a seção de choque diferencial de Klein-Nishina por unidade de ângulo sólido, para feixes de fótons não-polarizados e elétrons em repouso, mostrada na equação (10).

$$\frac{d\sigma_{incoe}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} \cdot F_{KN} = \frac{r_0^2}{2} \cdot (1 + \cos^2 \theta) \cdot F_{KN} \quad (10)$$

Onde F_{KN} é o fator de Klein-Nishina, que é escrito como:

$$F_{KN} = \left(\frac{1}{1 + \alpha \cdot (1 - \cos \theta)} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{\alpha^2 \cdot (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \alpha \cdot (1 - \cos \theta)) \cdot (1 + \cos^2 \theta)} \right) \quad (11)$$

Na equação (11), α é a razão entre a energia do fóton incidente e a energia de repouso do elétron.

A Figura 2.5 mostra o gráfico da seção de choque diferencial de Klein-Nishina para fótons com energia de 20, 50, 100 e 150 keV, calculado através da equação (11). Nota-se que, quanto maior é a energia do fóton, maior é a probabilidade de se espalhar em ângulos pequenos. Já para fótons de menor energia, o gráfico da seção de choque diferencial fica mais simétrico tanto para ângulos de espalhamento pequenos como para ângulos maiores.

Figura 2.5 – Seção de choque diferencial de Klein-Nishina por unidade de ângulo sólido, $d\sigma_{incoe}/d\Omega$, para um elétron.

2.3 Grandezas e Unidades

Após a descoberta dos raios X em Novembro de 1895, uma grande quantidade de grandezas e unidades foram propostas levando em consideração os efeitos da radiação sobre materiais específicos. Por exemplo, no início os efeitos considerados foram o escurecimento de filmes fotográficos, efeitos químicos, fluorescência e até eritema na pele.

Durante esse período a ICRU, a ICRP e outros comitês nacionais de radiologia, resolveram publicar uma série de documentos para definir: (1) Grandezas e unidades fundamentais para uso geral produzido pela ICRU e (2) Grandezas e unidades para uso em proteção radiológica produzidas pela ICRU e pela ICRP^[20]. Estas iniciativas resultaram nas grandezas da ICRP com enfoque na limitação de doses e nas grandezas da ICRU para fins radiométricos^[20]. Além disso, foram determinados coeficientes de conversão entre estas grandezas^[8].

Do lado da ICRU as primeiras tentativas de padronização das grandezas e unidades para fins radiométricos encontram-se na parte A da publicação 33^[21] que data do ano 1980. Esta publicação foi atualizada em 1998 dando lugar à publicação 60^[22] e, recentemente, em 2011, para a publicação 85a^[23]. Já no caso das grandezas e unidades usadas para fins de proteção radiológica, as primeiras publicações remontam-se à parte B da publicação 33 da ICRU, cujas definições foram atualizadas, em 1993, pela publicação 51^[24].

Neste trabalho serão apresentadas definições de apenas algumas grandezas e unidades que serão usadas no texto desta dissertação. Todas as grandezas e unidades definidas nesta seção estão em bom acordo com as definições estabelecidas pela Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN), através do Glossário de Segurança Nacional^[25].

2.3.1 Grandezas Radiométricas

Para estimar e estudar os efeitos da radiação na matéria é preciso descrever o campo de radiação no ponto de interesse. O campo compõe-se de partículas que podem ser elétrons, fótons, nêutrons, etc., as quais são

mensuradas pelas grandezas radiométricas. Elas são aplicáveis ao espaço livre e à matéria.

Duas classes de grandezas radiométricas são usadas para caracterizar o campo de radiação: as grandezas escalares e as grandezas vetoriais^[22]. Estas grandezas quantificam o número de partículas do campo ou a energia transportada por elas. Neste trabalho é definido apenas um grupo de grandezas escalares.

Fluência de fótons, Φ

A fluência de fótons, Φ , é definida como o quociente entre dN e da , onde dN é o número de fótons incidentes sobre uma esfera de seção transversal da , isto é:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad [m^{-2}] \quad (12)$$

A fluência de fótons é expressa, no SI, em unidades de m^{-2} .

Taxa de Fluência de fótons, $\dot{\Phi}$

A taxa de fluência de fótons, $\dot{\Phi}$, é definida como o quociente entre $d\Phi$ e dt , onde $d\Phi$ é o incremento da fluência de fótons no intervalo de tempo dt , isto é:

$$\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dt} \quad [m^{-2}.s^{-1}] \quad (13)$$

A taxa de fluência de fótons é expressa, no SI, em unidades de $m^{-2}.s^{-1}$.

Fluência de energia, Ψ

A fluência de energia, Ψ , é definida como o quociente entre dR e da , onde dR é a energia radiante incidente sobre uma esfera de seção transversal da , isto é:

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad [J.m^{-2}] \quad (14)$$

A fluência de energia é expressa, no SI, em unidades de $J.m^{-2}$.

Taxa de Fluência de energia, $\dot{\Psi}$

A taxa de fluência de energia, $\dot{\Psi}$, é definida como o quociente entre $d\Psi$ e dt , onde $d\Psi$ é o incremento da fluência de energia no intervalo de tempo dt , isto é:

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt} \quad [W.m^{-2}] \quad (15)$$

A taxa de fluência de energia é expressa, no SI, em unidades de $W.m^{-2}$.

2.3.2 Grandezas Dosimétricas

As grandezas dosimétricas foram definidas para correlacionar as grandezas físicas com os efeitos na matéria. Os efeitos que a radiação produz na matéria dependem do campo de radiação (especificados pelas grandezas radiométricas) e do tipo de interação (descritos na seção 2.2). Portanto, é comum calcular as grandezas dosimétricas a partir do produto entre uma grandeza radiométrica e um coeficiente de interação. Estas grandezas também podem ser medidas diretamente.

O processo de interação da radiação com a matéria representa uma série de eventos nos quais a energia da partícula é convertida e, finalmente, depositada na matéria. Neste trabalho foi utilizada radiação indiretamente

ionizante, raios X, que transfere parte ou a totalidade da sua energia a partículas carregadas. Na sequência, uma fração dessa energia transferida é depositada na matéria.

As grandezas dosimétricas quantificam o processo anteriormente mencionado. Para este trabalho serão descritas apenas duas grandezas dosimétricas, uma que representa a energia transferida, Kerma, e outra que representa a energia depositada, Dose absorvida.

Kerma

A publicação 60 da ICRU^[4] define Kerma, K , como o quociente entre dE_{tr} e dm , onde dE_{tr} é o somatório das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas liberadas por partículas não carregadas dentro de uma massa dm de um material, conforme mostra a relação:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad [J.kg^{-1} \text{ ou } Gy] \quad (16)$$

O Kerma é expresso, no SI, em unidades de $J.kg^{-1}$, ou com o nome especial de Gray, Gy .

Na equação (16), dE_{tr} é a energia transferida às partículas carregadas do meio, que inclui a energia cinética dos elétrons Auger gerados no processo^[23].

Para uma fluência de fótons, Φ , com energia E , o Kerma, K , para um material específico é dado por:

$$K = \Phi.E.\frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (17)$$

Onde μ_{tr}/ρ é o coeficiente mássico de transferência de energia, definido em na seção 2.1.

Genericamente, para um feixe de fótons polienergético, o Kerma, K , se define em função da distribuição da fluência dos fótons, Φ_E , isto é:

$$K = \int \Phi_E \cdot E \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot dE \quad (18)$$

A definição de Kerma em termos de fluência de partículas implica que se pode falar do valor do Kerma ou Taxa de Kerma para um material específico em qualquer ponto dentro de um material diferente. O material normalmente utilizado para representar o Kerma na área de radiologia é o ar e a grandeza utilizada na prática é o Kerma no ar, K_{ar} .

Taxa de Kerma

A Taxa de Kerma, $\dot{K}$, é definida como o quociente entre dK e dt , onde dK é o incremento do Kerma no intervalo de tempo dt , isto é:

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad [J \cdot kg^{-1} \cdot s^{-1} \text{ ou } Gy \cdot s^{-1}] \quad (19)$$

A taxa de Kerma é expressa, no SI, em unidades de $J \cdot kg^{-1} \cdot s^{-1}$, ou Gray por segundo, $Gy \cdot s^{-1}$.

Dose Absorvida

A Dose Absorvida, D , é definida como o quociente entre $d\bar{\epsilon}$ e dm , onde $d\bar{\epsilon}$ é a energia média depositada na matéria de massa dm , isto é:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad [J \cdot kg^{-1} \text{ ou } Gy] \quad (20)$$

Da mesma forma que o Kerma, a Dose Absorvida também é expressa, no SI, em unidades de $J \cdot kg^{-1}$, ou Gray, Gy .

A energia média depositada na matéria em um determinado volume é definida como a energia radiante, R_{in} , de todas as partículas carregadas e não carregadas que entram em um determinado volume, menos a energia radiante, R_{out} , de todas as partículas carregadas e não carregadas que deixam o volume. Além disso, considera-se a soma, $\sum Q$, de todas as conversões da energia de repouso do núcleo e de todas as partículas elementares que ocorrem dentro do volume ($Q > 0$: diminuição da energia de repouso; $Q < 0$: aumento da energia de repouso). A equação (21) mostra a definição de $\bar{\epsilon}$:

$$\bar{\epsilon} = R_{in} - R_{out} + \sum Q \quad [J] \quad (21)$$

Taxa de Dose Absorvida

A Taxa de Dose Absorvida, $\dot{D}$, define-se como o quociente entre dD e dt , onde dD é o incremento da Dose Absorvida no intervalo de tempo dt , isto é:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad [J \cdot kg^{-1} \cdot s^{-1}] \quad (22)$$

A Taxa de Dose Absorvida é expressa, no SI, em unidades de $J \cdot kg^{-1} \cdot s^{-1}$, ou Gray por segundo $Gy \cdot s^{-1}$.

O Kerma é uma grandeza que leva em consideração a transferência de energia cinética inicial para o meio ou para a matéria. Embora relacione a transferência inicial da energia à matéria, às vezes esta grandeza é utilizada como uma aproximação da dose absorvida, especialmente para fótons de baixa energia, como é mostrado na Tabela 2.2. Esta aproximação é válida nas condições de equilíbrio de partículas carregadas, com perdas radiativas desprezíveis, e que a energia das partículas não carregadas seja bem maior que a energia de ligação das partículas carregadas.

2.3.3 Grandezas de Proteção

Com o objetivo de avaliar a relação entre a dose e o risco de desenvolvimento de câncer induzido por radiação ou doenças hereditárias, a publicação 26^[26] da ICRP, de 1977, introduziu as grandezas de proteção Equivalente de Dose e Equivalente de Dose Efetiva. Em 1991, com a publicação 60b^[22] da ICRP, esta Comissão modificou a definição e o método de cálculo das grandezas de proteção, o que resultou nas grandezas de proteção Dose Equivalente e Dose Efetiva. Estas grandezas foram baseadas, fundamentalmente, na energia depositada em órgãos e tecidos humanos e na efetividade biológica das radiações de diferentes qualidades, assim como também na sensibilidade dos órgãos e tecidos à radiação. Estas grandezas se mantiveram na publicação 103^[5] da ICRP, e serão definidas a seguir.

Dose Equivalente

A Dose Equivalente, H_T , no tecido ou órgão é dada por:

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T.R} \quad [Sv] \quad (23)$$

Onde $D_{T.R}$ é a Dose Absorvida média no tecido ou órgão, T , devido à radiação R , e w_R é o correspondente fator de peso do tipo de radiação. A Dose Equivalente é expressa, no SI, em unidades de $J \cdot kg^{-1}$, ou Sievert, Sv .

Dose Efetiva

A Dose Efetiva, E , é dada por:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad [Sv] \quad (24)$$

Onde H_T é a Dose Equivalente no tecido ou órgão, T , e w_T é o correspondente fator de peso do tipo de órgão ou tecido. A Dose Efetiva é expressa, no SI, em unidades de $J.kg^{-1}$, ou Sievert, Sv .

2.3.4 Grandezas Operacionais

As grandezas de proteção radiológica Dose Equivalente e Dose Efetiva não são mensuráveis na prática. Portanto, grandezas operacionais são usadas para avaliar a Dose Efetiva ou a Dose Equivalente Média no tecido ou nos órgãos. Estas grandezas foram definidas para determinar estimativas conservadoras dos valores das grandezas de proteção, relacionadas às exposições ou exposições potenciais de pessoas em diversas circunstâncias. Elas são freqüentemente usadas em regulamentos ou orientações práticas^[5], e não devem ser usadas na avaliação de níveis altos de exposição. Por exemplo, para exposições externas e em procedimentos de monitoração de área, a grandeza operacional Equivalente de Dose Ambiente, $H^*(d)$, é recomendada^[6].

Equivalente de Dose Ambiente, $H^*(d)$

Para a correta definição do Equivalente de Dose Ambiente, antes são necessárias duas outras definições: de campo expandido e alinhado e da esfera da ICRU.

Um campo expandido é um campo hipotético onde a fluência e sua distribuição angular e energética têm o mesmo valor em todo o volume de interesse. Esse valor refere-se a um ponto de referência do campo real. Em um campo expandido e alinhado, a fluência e sua distribuição energética são as mesmas que em um campo expandido, porém a fluência é unidirecional^[24].

A esfera ICRU^[21], é uma esfera de tecido equivalente ao tecido padrão ICRU^[27], de 30 cm de raio. O material de tecido padrão ICRU contém 76,2% de oxigênio, 11,1% de carbono, 10,1% de hidrogênio e 2,6% de nitrogênio e com densidade de 1 g/cm^3 .

Assim, o Equivalente de Dose Ambiente, $H^*(d)$, em um ponto do campo de radiação, é o Equivalente de Dose que seria produzido devido ao correspondente campo de radiação expandido e alinhando, dentro da esfera padrão ICRU a uma profundidade, d , sobre o raio que aponta na direção oposta ao campo de radiação alinhado. A unidade desta grandeza no sistema internacional é $J.kg^{-1}$ ou Sievert, Sv . Esta definição foi introduzida na publicação 39^[28] da ICRU e mantida na publicação 51^[24].

Para radiações fortemente penetrantes, a profundidade recomendada pela publicação 51^[24] da ICRU é de 10 mm, e para radiação fracamente penetrante, o valor recomendado é 0,07 mm. Se considera radiação fortemente penetrante a um feixe de fótons com energia maior a 20 keV^[17].

2.3.5 Coeficientes de conversão do K_{ar} para $H^*(10)$ para fótons

Na prática, para correlacionar as grandezas radiométricas ou dosimétricas com as grandezas de proteção ou operacionais, usam-se coeficientes de conversão recomendados pela ICRP e pela ICRU. Por exemplo, para correlacionar a grandeza operacional $H^*(10)$ com a grandeza dosimétrica K_{ar} , usam-se os coeficientes de conversão da Tabela A.21 da publicação 57^[8] da ICRU. Estes coeficientes de conversão são os mesmos apresentados anteriormente na publicação 47^[29], e se baseiam nos trabalhos feitos por Wagner e col.^[9], Grosswendt e col., 1988^[30] e Hubbell e Seltzer, 1995^[31], para fótons com energias de 10 keV até 10 MeV. Existem outros trabalhos que calculam os coeficientes de conversão entre estas grandezas, mas eles não se diferenciam em mais de 2% para energias até 3 MeV^[24].

Os coeficientes da Tabela A.21 da publicação 57^[8] da ICRU estão associados a feixes monoenergéticos. Para feixes polienergéticos, a ICRU recomenda que coeficientes médios devam ser determinados pela integração sobre todo o espectro de energia do feixe.

No Brasil, a ANVISA, através da Portaria 453^[6], estabelece que o coeficiente de conversão entre o K_{ar} e o $H^*(10)$, para fins de monitoração de área, seja 1,14 Sv/Gy, tanto na avaliação de barreiras primárias quanto

secundárias, desconsiderando a mudança na distribuição energética de cada tipo de feixe.

A Figura 2.6 mostra a função analítica obtida por Wagner e col., 1985^[9] e o coeficiente de conversão estabelecido na Portaria 453^[6]. A equação (25) mostra a função analítica utilizada por Wagner e col.^[9] na faixa de energia de 10 keV até 10 MeV.

Figura 2.6 – Função analítica obtida por Wagner e col.^[9] e o valor do coeficiente de conversão entre o K_{ar} e o $H^*(10)$ estabelecido na Portaria 453^[6].

$$\frac{H^*(10)}{K_{ar}} = \frac{x}{a \cdot x^2 + b \cdot x + c} + d \cdot \arctan(g \cdot x) \quad Sv/Gy \quad (25)$$

Onde $x = \ln(E/E_0)$, $E_0 = 9,85 \text{ keV}$, $a = 1,465$, $b = -4,414$, $c = 4,789$, $d = 0,7006$ e $g = 0,6519$.

2.4 Origem e Composição do espectro de raios X

Apesar da radiação proveniente de tubos de raios X ser utilizada em diversas aplicações, a estrutura básica do tubo segue um único padrão de construção. De forma resumida, um tubo de raios X é composto por uma região catódica, onde são gerados os elétrons que depois são acelerados na direção do ânodo, e uma região anódica que é composta de um alvo estático ou

giratório onde chocam os elétrons acelerados. Um invólucro de vidro, cerâmica ou metal que sustenta o ânodo e o cátodo e uma cobertura do suporte que contem ao sistema gerador de raios X, completam a estrutura do tubo.

Especificamente, o cátodo consiste num filamento helicoidal de tungstênio rodeado por uma cobertura que focaliza o feixe de elétrons. Esta estrutura está conectada a um circuito que fornece uma tensão ao filamento, aquecendo-o e liberando elétrons da superfície, devido à emissão termiônica. Os elétrons liberados são acelerados por uma alta tensão na direção do ânodo atravessando o espaço livre de moléculas entre o cátodo e o ânodo. Geralmente coloca-se tório no filamento para melhorar a eficiência de emissão termiônica e aumentar a vida útil do filamento^[32].

O ânodo consiste em uma peça de cobre que, em uma de suas extremidades, contém um alvo fixo ou giratório. O tungstênio, devido ao seu alto número atômico e alto ponto de fusão, é um material comumente usado em alvos de tubos de raios X. Dentro do invólucro que recobre o cátodo e o ânodo, se faz vácuo para evitar que os elétrons acelerados no cátodo se choquem com as moléculas do ar e para que o filamento de tungstênio não sofra oxidação. A Figura 2.7, mostra o tubo de raios X com suas respectivas partes mencionados anteriormente.

Figura 2.7 – Estrutura de um tubo de raios X (Adaptado de Bushberg e col.^[32])

Quando os elétrons gerados no filamento e acelerados pela tensão aplicada ao tubo de raios X atingem um alvo espesso, uma série de processos

de perda de energia ocorre na superfície e no interior do alvo. Tais processos podem ser classificados como perda por colisão e perda por radiação. Na perda por colisão os elétrons mais externos do átomo são afetados, o processo resulta na transferência de uma fração da energia cinética do elétron e na ionização dos átomos envolvidos no processo.

A parte “a” da Figura 2.8 apresenta a trajetória que o elétron segue quando este sofre perdas de energia por colisão. Por exemplo, um elétron de 1 MeV sofre aproximadamente 10 000 interações antes de perder a totalidade da sua energia cinética^[18]. Na interação por colisão, uma grande porcentagem da energia cinética inicial do elétron se torna em calor. Os elétrons com menor energia sofrem maior quantidade de colisões dentro do alvo. Em algumas destas interações os elétrons ejetados podem causar novamente uma trajetória de ionização. Estes elétrons são chamados de raios delta.

Os eventos “b”, “c”, e “d” mostrados na Figura 2.8 correspondem ao processo de perda de energia por radiação. Na parte “b” o elétron colide diretamente com um elétron da camada K do átomo alvo, produzindo-se uma lacuna, a qual é preenchida por um elétron de uma camada superior e originando a emissão da radiação característica do tipo K. Se a partícula incidente não tem a energia suficiente para ejetar o elétron da camada K, não ocorrerá a emissão da radiação característica.

Ocasionalmente o elétron passa perto do núcleo, interagindo com o campo nuclear e desviando sua trajetória, com a correspondente emissão de radiação, chamada de radiação de freamento. A parte “c” da Figura 2.8, mostra este processo. O elétron passa perto do núcleo “N” e é atraído pelo campo elétrico. Isso faz mudar a trajetória do elétron, que resulta na emissão da radiação de freamento e na diminuição da energia cinética do elétron. A fração de energia emitida aparece como $h\nu$ e o elétron resultante com energia $E - h\nu$. Para baixas energias, este processo é pouco frequente, porém, para altas energias este processo predomina sobre a ionização.

Finalmente a parte “d”, representa um tipo de interação com pouca probabilidade de ocorrer. Nela, o elétron colide diretamente com o núcleo e perde a totalidade da sua energia cinética, a qual aparece como radiação de freamento. A probabilidade de ocorrência deste tipo de interação é pequena e

define o limite superior de energias do espectro. Portanto, quando um elétron com 100 keV de energia cinética colide através deste processo, espera-se observar um fóton com 100 keV de energia, mas nunca com energia maior.

Figura 2.8 – Interação típica do elétron com um alvo (Adaptado de Johns e Cunningham, 1983^[18]).

Os eventos mostrados nas partes “b”, “c” e “d” da Figura 2.8 são pouco frequentes quando comparados ao evento mostrado na parte “a” para energias usadas no radiodiagnóstico médico. Por exemplo, para um elétron com 100 keV de energia colidindo com o alvo, aproximadamente 99% da sua energia é perdida por eventos de ionização, que no final produz calor. Para altas energias, por exemplo, usadas em aceleradores lineares com aplicações em radioterapia, cerca de 95% da energia aparece como radiação de freamento.

Os processos anteriormente descritos podem ocorrer numa mesma trajetória do elétron, ou seja, o elétron pode sofrer uma série de perdas por ionização, na sequencia uma perda por radiação e logo após outro grupo de perdas por ionização, até ele chegar ao seu estado de repouso.

2.4.1 Raios X de freamento

Como descrito anteriormente, a radiação de freamento se origina a partir das perdas radiativas dos elétrons que atingem o alvo do tubo de raios X. A probabilidade de ocorrência das perdas por emissão radiativa depende da energia cinética dos elétrons e do número atômico do alvo. Os processos de emissão radiativas dos elétrons representam a maior contribuição de fótons ao feixe de raios X.

Embora, em uma colisão, a perda total da energia do elétron incidente seja um fenômeno provável, as perdas de frações pequenas da energia do elétron ocorrem com maior probabilidade e dependem do grau de aproximação do elétron ao núcleo. Portanto, a energia média do feixe emitido é menor que a energia cinética do elétron. A faixa de energia dos fótons produzidos vai desde uns poucos elétron-volt até uma energia máxima que corresponde à energia cinética do elétron incidente.

Uma vez que a maioria dos fótons gerados são de energia baixa, uma fração importante da radiação X produzida é absorvida no interior do alvo, resultando em uma baixa eficiência de emissão do tubo de raios X.

O efeito de absorção fotoelétrica no interior do alvo de tungstênio se torna um efeito que deve ser considerado, uma vez que o tungstênio apresenta uma borda de absorção K na energia de 69,53 keV, como mostrada na Figura 2.2.

2.4.2 Raios X característicos

Além da radiação de freamento, raios X característicos também são produzidos na interação de elétrons rápidos com o material do absorvedor. Desta forma, o espectro de radiação gerado por tubos de raios X também apresentam linhas de emissão de raios X característicos.

A parte “b” da Figura 2.8 mostra o processo de colisão entre o elétron acelerado e o elétron do átomo que compõe o alvo. Se a colisão é suficientemente energética para ejetar o elétron do átomo, um processo de emissão de raios X característicos é produzido. O tempo de emissão é da

ordem de nano-segundos, sendo um processo ainda mais espontâneo em sólidos. A energia dos fótons característicos emitidos depende da posição orbital do elétron que preenche a lacuna deixada pelo elétron ejetado na colisão, levando em conta que o processo é uma produção em cascata de fótons característicos, devido ao rearranjo geral dos elétrons do átomo.

As energias de fótons característicos devido às transições de elétrons na camada K são as maiores e geralmente são as de maior uso prático em radiologia diagnóstica. Por exemplo, se uma lacuna é criada na camada orbital K de um átomo, então um fóton de raios X característicos K_{α} é produzido com energia igual à diferença entre as energias de ligação das camadas K e L. Se o mesmo elétron provém da camada M no lugar da camada L, então um fóton de raios X característico K_{β} , de energia relativamente maior, é produzido, e assim sucessivamente.

O fóton de raios X característicos de maior energia, emitido pela camada K é produzido quando a lacuna é preenchida por um elétron livre. O valor da energia correspondente deste fóton emitido é simplesmente dado pela energia de ligação da camada K.

A Tabela 2.3 mostra as linhas características K do tungstênio. As linhas L do tungstênio também estão dentro do espectro de raios X, embora elas sejam frequentemente atenuadas pela filtração adicional, comum em equipamentos radiologia utilizados para procedimentos de diagnóstico por imagens.

Tabela 2.3 – Raios X característicos da camada K do tungstênio ^[33].

Raios X característicos ^(*)	Energia [keV]	Intensidade
$K_{\alpha 1}$	59,318	47,6 (10)
$K_{\alpha 2}$	57,981	27,4 (6)
$K_{\alpha 3}$	57,425	0,0205 (6)
$K_{\beta 1}$	67,244	10,30 (21)
$K_{\beta 3}$	66,950	5,33 (11)
$K_{\beta 5}$	67,685	0,240 (10)
$K_{\beta 2}$	69,067	3,56 (7)
$K_{\beta 4}$	69,273	0,537 (21)

(*) Raios X característicos produzidos devido a transições eletrônicas entre níveis e sub-níveis do átomo de tungstênio.

Para um átomo no estado excitado de energia, a emissão de um elétron Auger é um processo competitivo com a emissão de raios X característicos. A probabilidade para que os fótons de fluorescência escapem do átomo é chamada de rendimento fluorescente, simbolizado por Y_K , para uma lacuna na camada K. Por exemplo, para o tungstênio ($Z=74$) Y_K 95%^[14].

2.5 Camada semi-redutora

A camada semiredutora, CSR, é definida como a espessura requerida de um material para reduzir a intensidade de um feixe de raios X ou gama pela metade de seu valor inicial. A CSR de um feixe é uma medida indireta da capacidade de penetração na matéria de um feixe de fótons.

Esta grandeza é usualmente chamada de “qualidade do feixe”, quando medida sobre geometria de feixe estreito. A configuração de feixe estreito refere-se à situação onde se desconsidera a radiação espalhada no atenuador que atinge o detector. Em geometrias de feixe largo, o feixe tem área suficientemente grande para que uma fração importante de radiação espalhada contribua ao feixe medido. Os fótons espalhados que alcançam o detector fazem com que se subestime a atenuação do material^[32].

2.6 Energia efetiva

Determina-se a CSR de um feixe de raios X utilizado em radiologia diagnóstica, usualmente, em termos de uma espessura de alumínio. A CSR pode ser utilizada para estimar uma grandeza chamada energia efetiva. A energia efetiva de um feixe de raios X é uma estimativa da capacidade de penetração do feixe, como se ele fosse um feixe de fótons monoenergéticos^[32], sendo definida como a energia que um feixe monocromático deveria ter para ser representado com a mesma CSR do feixe polienergético em questão.

Em termos funcionais, estas grandezas se relacionam através da equação (26):

$$\mu(E_{ef}) = \frac{\ln(2)}{CSR} \quad (26)$$

Se a CSR estiver representada em uma espessura de alumínio, $\mu(E_{ef})$ irá representar o coeficiente de atenuação linear do alumínio na energia efetiva.

2.7 Energia média

A energia média de partículas polienergéticas depende da grandeza física usada com relação à qual a energia é ponderada para produzir o valor médio^[34]. Por exemplo, a energia média dos fótons pode ser calculada usando a fluência de fótons, Φ , a fluência de energia, Ψ , ou o kerma no ar, K_{ar} . Neste trabalho, a energia média é calculada a partir da fluência de fótons como mostra a equação (27).

$$E_{média} = \frac{\sum_0^{E_{max}} E \cdot \Phi(E)}{\sum_0^{E_{max}} \Phi(E)} \quad (27)$$

2.8 Câmaras de ionização

As câmaras de ionização são instrumentos desenvolvidos para detectar a radiação ionizante. O processo de detecção se baseia na coleta de partículas carregadas geradas pela interação da radiação ionizante com as moléculas e átomos do material ionizante da câmara (através dos processos descritos na secção 2.2).

O material dentro da câmara de ionização geralmente é um gás. Quando a radiação ionizante interage com as moléculas ou átomos do gás, o processo gera o par íon-elétron. Uma diferença de potencial é aplicada à câmara e um

campo elétrico é estabelecido para coletar as cargas produzidas dentro da câmara.

Existe uma grande variedade de tipos de câmaras de ionização. As características delas dependem do uso para o qual são feitas. Por exemplo, as câmaras de ionização de cavidade definida são usadas para fins dosimétricos, de proteção radiológica ou para monitoração do campo de radiação.

Geralmente para fins dosimétricos e de proteção radiológica as câmaras de ionização são construídas com envoltura sólida circundante a um gás que geralmente é o ar. Formas de cavidade esférica e cilíndrica de câmaras de ionização são as mais comuns. Estas câmaras de ionização apresentam sensibilidade razoavelmente isotrópica à radiação, apesar de ocorrer atenuação parcial da radiação na posição do conector.

Convencionalmente estas câmaras de ionização são irradiadas perpendicularmente ao cabo de conexão (eixo de conexão) quando feixes unidirecionais de radiação são medidos. Esta configuração evita a atenuação do conector e também minimiza o comprimento do cabo que é irradiado. Este método de medição reduz a ocorrência de corrente de fuga induzida pela radiação no cabo^[14].

A espessura da cobertura externa da câmara de ionização deve ser o suficientemente espessa para manter fora qualquer partícula carregada que pudesse ser gerada na parte externa da parede da câmara e, simultaneamente, proporcionar à cavidade um equilíbrio na fluência e no espectro de partículas carregadas que são geradas pelas interações dos fótons ou nêutrons na cobertura. Para campos de fótons, a espessura da cobertura tem que ser da ordem do alcance dos elétrons secundários gerados pela radiação no material ou em regiões perto dela.^[14]

2.9 Espectrometria de raios X

A determinação experimental dos espectros de raios X foi possível graças ao desenvolvimento dos detectores de cintilação de NaI e depois com os detectores de GeLi ,HPGe, Si(Li), Si-PIN, Si-drift, CdTe e CdZnTe. Nestes

detectores, os fótons são detectados individualmente e a tensão de saída do pulso é proporcional à energia do fóton detectado.

Devido às características de detecção, a aquisição é sequencial e um fóton não pode ser detectado até o fóton anterior ser processado. Portanto, para reduzir a fluência, na prática se usam colimadores (*pinhole*) para reduzir a fluência de fótons e também se colocam distâncias grandes entre o tubo de raios X e o detector, situação indesejável devido à atenuação do ar.

Os espectros podem ser estimados a partir de considerações teóricas^[35], semi-empíricas^{[36],[37]}, derivado por transformada de Laplace^{[38],[39],[40],[41]} de uma curva de atenuação medida com feixe estreito, ou obtido diretamente com algum tipo de espectrômetro.

No presente trabalho os espectros foram medidos usando um detector de Telureto de Cádmio (CdTe). Este tipo de detector acumula os fótons, classificando-os em função da energia, e produzindo um histograma. Na verdade o que o sistema espectrométrico mostra é a resposta do detector. Essa resposta precisa ser corrigida para estimar, de forma mais fidedigna, o espectro de fótons que atinge o detector. Procedimentos tais como o *stripping*^[48] são comuns neste tipo de casos.

O detector de CdTe possui um alto número atômico e é ideal para medições da radiação. Devido a esta característica, o efeito fotoelétrico predomina sobre outras interações. Portanto, na resposta do detector, a correção pelo escape da radiação característica tipo K é importante e predomina sobre o escape Compton. Além disso, detectores como o CdTe precisam ser resfriados para melhorar a sua resolução energética.

2.10 Definições gerais

Os seguintes conceitos estão definidos segundo o Glossário de Segurança Nacional^[25].

- Área controlada: área sujeita a regras especiais de proteção e segurança, com a finalidade de controlar as exposições normais, prevenir a disseminação de contaminação radioativa e prevenir ou limitar a amplitude das exposições potenciais.

- Barreira física: cercas, paredes ou muros, tetos e pisos possuindo características de construção e resistência compatíveis com a natureza da área de segurança correspondente, de modo a impedir a intrusão na área delimitada.
- Barreira primária: Barreira utilizada para atenuar o feixe primário de radiação.
- Barreira secundária: Barreira utilizada para atenuar a radiação de fuga e a radiação espalhada.
- Blindagem: Material ou dispositivo interposto entre fontes de radiação e pessoas ao meio ambiente para fins da redução da exposição externa.
- Calibração: Conjunto de operações que estabelece, sob condições especificadas, a relação entre os valores indicados por um instrumento de medição, ou sistema de medição, ou valores representados por uma medida materializada, ou um material de referência e os valores correspondentes das grandezas estabelecidas por padrões.
- Carga de trabalho de um aparelho de raios X: Totalização da corrente do tubo de raios X, durante o período de uma semana, sendo expressa em mA.min por semana.
- Fator de ocupação: Fator que multiplicado pela carga de trabalho fornece o nível de ocupação de uma dada área, quando fontes de radiação estão em condições de irradiação.
- Fator de uso: Fração da carga de trabalho durante a qual o feixe útil de radiação está direcionado para um determinado alvo.
- Monitoração de área: Monitoração de determinadas áreas de uma instalação, incluindo medição de grandezas relativas a campos externos de radiação, contaminação de superfícies e contaminação atmosférica.
- Nível operacional: Nível de dose, ou grandeza a ela relacionada, estabelecido pelo titular com base em níveis de referência ou na aplicação de processos de otimização. Deve ser igual ou inferior aos limites de dose adotados pela CNEN.
- Radiação de fuga: Radiação proveniente da fonte selada, mas não pertencente ao feixe útil de radiação. Que atravessa a blindagem ou o envoltório da mesma.

Capítulo 3 - **MATERIAIS E MÉTODOS**

Neste capítulo são descritas as principais características dos equipamentos usados durante o processo de medição dos diferentes tipos de espectros necessários para o desenvolvimento do presente trabalho. Os detalhes do programa de correção de espectros são mostrados. A metodologia experimental para as medições dos espectros primários, secundários e secundários transmitidos é apresentada, juntamente com uma discussão qualitativa da correção desses espectros. Na seção final se descreve a metodologia para a estimativa da incerteza associada às medições do conjunto dosimétrico.

3.1 Instrumentação

3.1.1 Emissor de radiação X

A geração da radiação X utilizada na etapa experimental deste trabalho foi realizada com o equipamento de raios X MG 450 fabricado pela Philips, Alemanha. Este equipamento possui uma unidade de controle modelo MGC 30 e um tubo de raios X modelo MCN 421, mostrado na Figura 3.1. O equipamento foi usado para a produção de feixes de raios X, cujos espectros primários, espectros secundários e espectros secundários transmitidos por placas de argamassa baritada foram medidos utilizando um sistema de espectroscopia.

Figura 3.1 – Equipamento industrial da Philips, com tubo de raios X modelo MCN 421

A Tabela 3.1 mostra as características do tubo de raios X utilizado para a realização deste trabalho.

Tabela 3.1 – Características do tubo de raios X modelo MCN 421 fabricado pela Philips.

Modelo	Philips MCN 421
Nº de Série	9421 172 57032
Alvo (fixo)	Tungstênio
Inclinação do Alvo	22°
Ângulo de saída do feixe	30°
Janela de saída	2,2 mm de Berílio

O equipamento de raios X MG 450, foi conectado a um gerador de alta tensão de potencial constante que fornece ao tubo tensões de 20 kV até 420 kV. O tubo de raios X foi fabricado para operar com corrente anódica compreendida entre 0,05 mA e 15 mA.

3.1.2 Sistema de espectroscopia

O sistema de espectroscopia usado no presente trabalho, consiste em um detector semicondutor de CdTe e um processador de pulso modelo PX4, ambos fabricados pela Amptek Inc.. É um sistema de detecção portátil que opera em temperatura ambiente.

Detector XR-100T-CdTe

O detector modelo XR-100T-CdTe da Amptek Inc. é usado em espectroscopia de raios X e gama. Este sistema consiste de um detector semicondutor de Telureto de Cadmio, CdTe, de 9 mm² (3 mm x 3 mm) de área nominal e 1 mm de espessura. O detector de CdTe está localizado após uma janela de Berílio de 100 µm de espessura. Um sistema de resfriamento termoelétrico que se baseia no efeito Peltier é usado para evitar o superaquecimento do detector e do pré-amplificador.

O alto poder de freamento faz com que o CdTe tenha uma alta eficiência de detecção para energias até 100 keV^[42], característica importante quando se faz espectroscopia de raios X usados em radiodiagnóstico médico. O CdTe apresenta uma resolução energética, menor que 1,2 keV para os fótons de radiação gama do ⁵⁷Co de 122 keV de energia^[43]. O modelo XR-100T-CdTe incorpora um sistema de preamplificação que funciona em modo coleta de carga.

A Amptek Inc. fornece um conjunto de colimadores de Tungstênio de 2 mm de espessura com diâmetros de 100, 200, 400, 1000 e 2000 µm e mais dois colimadores de 25 e 50 µm de diâmetro e 1 mm de espessura. Todos os colimadores têm um diâmetro externo de aproximadamente 15,9 mm. Entre outras funções, os colimadores são usados para diminuir o fluxo de fótons provenientes de fontes intensas de radiação. Segundo especificações técnicas, os colimadores são compostos por uma liga do tipo HD 17 que contém 90% de Tungstênio, 6% de Níquel e 4% de Cobre^[44].

A Figura 3.2 mostra a estrutura interna do modelo XR-100T-CdTe, com destaque para a posição do detector de CdTe com relação à janela de Be e o arranjo do sistema de colimação. O colimador de Tungstênio fica afastado da janela de Be por um espaçador de latão e um par de calços de aço.

Neste trabalho, usou-se o maior colimador disponível, com diâmetro de 2000 µm, visando medir a maior fluência de fótons possível, especialmente para o feixe secundário transmitido através de placas de argamassa baritada, feixe tipicamente de baixa intensidade.

Figura 3.2 – Detector XR-100T-CdTe, a figura mostra o arranjo do colimador e a posição do detector de CdTe.

A Figura 3.3 mostra o coeficiente mássico de atenuação total do CdTe, e as contribuições à atenuação da absorção fotoelétrica e do espalhamento coerente e incoerente. Na faixa de energia de fótons usada em radiodiagnóstico médico, 10 keV até 150 keV, a interação predominante é a absorção fotoelétrica. Este destaque da absorção fotoelétrica faz com que os fenômenos de escape da radiação X tipo K do Cd e Te, sejam importantes na correção da resposta do detector.

Figura 3.3 – A figura mostra as contribuições do espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica à atenuação total do Telureto de Cádmio. Os coeficientes de atenuação mássicos foram calculados para feixes estreitos^[19].

Sistema de processamento digital PX4

O processador digital de pulso, modelo PX4, fabricado pela Amptek Inc. (Figura 3.4) é um dispositivo que integra as diferentes etapas encontradas na cadeia de processamento de um sistema de instrumentação nuclear. O modelo PX4 contém o amplificador, o analisador multicanal, o sistema de fornecimento de energia elétrica e vários componentes lógicos auxiliares. O sinal de saída do pré-amplificador é digitalizado pelo PX4, e representado na forma de um histograma que é apresentado como um espectro de canais^[45].

A Figura 3.5 mostra o diagrama de blocos do processador digital de pulsos PX4 na cadeia de processamento do sinal detectado. A etapa de fornecimento de potência do PX4 recebe uma entrada de energia de baixa tensão. A partir da baixa tensão e usando um processo de transformação, o PX4 gera a alta tensão aplicada no detector e a energia necessária para: operar o sistema de resfriamento termoelétrico do detector, gerar as baixas tensões que o pré-amplificador e o circuito interno do processador PX4 necessitam.

Figura 3.4 – Processador Digital de Pulso PX4 da Amptek Inc. (Adaptado do site eletrônico da Amptek Inc. ^[46])

Figura 3.5 – Diagrama de blocos do processador digital de pulso PX4 na cadeia de processamento do sinal (Adaptado do manual eletrônico do PX4^[45]).

Uma interface USB é utilizada para estabelecer a conexão com o computador, onde é possível fazer o controle dos instrumentos, estabelecer as configurações gerais de aquisição, visualizar os dados coletados, e analisar os dados através do software de aquisição de dados ADCMA V 2.0.0.0, desenvolvido pela Amptek Inc e mostrado na Figura 3.6.

Figura 3.6 – Versão para MS Windows do programa computacional ADMCA V 2.0.0.0 fornecido pela Amptek Inc..

3.1.3 Correção dos espectros

A distribuição de altura de pulso mostrada pelo programa de aquisição ADCMA V 2.0.0.0, descrito na seção 3.1.2, não representa o espectro verdadeiro que atinge o detector. A resposta do detector é influenciada por diversos fatores que fazem com que nem todos os fótons que atingem o volume sensível do detector sejam registrados, ou que sejam registrados na energia correta. Por exemplo, o escape dos raios X característicos tipo K do Cd e Te, ou os fótons que são espalhados dentro do detector e que conseguem sair do volume ativo.

A eficiência do transporte de cargas, a geometria do detector e a taxa de fluência do feixe, são fatores que também influenciam na resposta do detector. Portanto, para estimar adequadamente o espectro de raios X, é necessário corrigir a resposta do detector por estes fenômenos.

Para a faixa de energia dos raios X usados em radiodiagnóstico médico, os efeitos de maior importância na correção da resposta do detector são a correção pelo escape da radiação X característica tipo K do Cd e Te, o escape Compton e a correção pela eficiência do detector^{[47][48]}.

A correção pelo escape da radiação X característica tipo K do Cd e Te se torna mais relevante do que a correção para espalhamento Compton uma vez que o fenômeno de absorção fotoelétrica no detector predomina sobre as outras interações, segundo mostrado na Figura 3.3.

A metodologia usada para a correção dos espectros se baseia no procedimento de *stripping*^{[47],[48]}. O procedimento de *stripping* é um método iterativo que, convenientemente, começa o processo de correção pelo canal de maior energia. Este canal não é influenciado pelo fenômeno de escape de fótons, uma vez que o efeito do escape K diminui para energias maiores e o efeito Compton apenas contribui em energias baixas. Portanto, o número de contagens do canal maior é dividido pelo correspondente valor da eficiência nesse canal, o resultado produz o número verdadeiro de fótons.

Todos os dados para a correção foram obtidos da literatura, calculados a partir de medidas experimentais ou determinados usando o método Monte Carlo.

Um programa computacional, escrito em Matlab, (The MathWorks Inc.), desenvolvido no Grupo de Dosimetria das Radiações e Física Médica do IFUSP^[10], foi aprimorado de modo a realizar as correções anteriormente mencionadas. A Figura 3.7 mostra o diagrama de blocos do programa de correção.

Figura 3.7 – Diagrama de blocos do programa de correção de espectros.

Em uma primeira etapa o programa faz a calibração pela energia convertendo cada canal em seu correspondente valor de energia. Em seguida, executa o procedimento de *stripping* para corrigir a resposta do detector pelo escape dos raios X característicos do Cd e Te. Na sequência, corrige os dados pelo escape Compton e, no final, faz a correção pela eficiência do detector.

Posteriormente, o programa aplica a lei do inverso do quadrado da distância para padronizar os espectros a uma distância correspondente a 1 m do ponto focal do tubo de raios X. No caso da radiação secundária e secundária transmitida, o programa de correção usa a lei do inverso quadrado da distância para estimar o espectro a uma distância de 1 m do centro do objeto espalhador.

O resultado final do programa de correção mostra os espectros em termos de fluência de fótons e em termos de K_{ar} ponderado pelo produto entre a corrente anódica e o tempo de exposição.

A correção da resposta do detector se baseia na equação (28), a qual corrige pelo escape dos raios X característicos do Cd e Te, retira a contribuição devido ao escape Compton e corrige o espectro pela eficiência do detector. A curva de eficiência do detector de CdTe foi calculada através do Método Monte Carlo por Tomal^{[49],[50]}, usando o código PENELOPE^[51].

$$N_t(E_0) = \frac{(N_d(E_0) - \eta_k(E_0 + E_k) \cdot N_t(E_0 + E_k) - \sum_{E=E_c(E_0)}^{E_{max}} f \cdot N_t(E))}{\varepsilon(E_0)} \quad (28)$$

Onde:

$N_t(E_0)$ é o número verdadeiro de fótons de energia E_0 .

E_{max} é a energia máxima do espectro.

$N_d(E_0)$ número de fótons detectados com energia E_0 .

$\eta_k(E_0 + E_k)$ fração de escape (camada K) de fótons de energia $E_0 + E_k$.

$N_t(E_0 + E_k)$ número verdadeiro de fótons de energia $E_0 + E_k$.

$E_c(E_0)$ energia da borda Compton de um fóton de energia E_0 .

$\varepsilon(E_0)$ eficiência total.

$f = \frac{\eta_c}{c}$ é a razão da eficiência Compton pelo número do canal correspondente à borda Compton.

3.1.4 Conjunto monitor e câmara de ionização

Para medir o K_{ar} devido aos feixes de radiação primária, secundária e secundária transmitida através de placas de argamassa baritada, usou-se um conjunto dosimétrico que consiste em um monitor modelo 9015 (S/N 91-0448), um conversor modelo 9060A (S/N 99-3030) e uma câmara de ionização modelo 10x5-1800 (S/N 10367), fabricados pela Radcal Corp. (Monrovia, CA, USA). Este conjunto está apresentado na Figura 3.8.

A câmara de ionização 10x5-1800, parte (a) da Figura 3.8, é usada para fins de proteção radiológica, sendo sua sensibilidade ótima para medir níveis baixos de radiação, comumente encontrados em monitoração ambiental e levantamentos radiométricos para verificação da blindagem em salas de radiologia. Esta câmara contém um volume ativo de 1800 cm³. As paredes e o elétrodo são feitos de policarbonato e o revestimento interior é feito de grafito condutor^[52]. Segundo o fabricante, devido à sua baixa dependência energética, de $\pm 5\%$ para energias entre 33 keV e 1,33 MeV^[52], esta câmara de ionização oferece uma boa exatidão para energias de fótons usadas em radiodiagnóstico médico.

Figura 3.8 – Conjunto dosimétrico da Radcal. (a) Câmara de ionização modelo 10x5-1800, (b) conversor modelo 9060A, (c) monitor modelo 9015.

O monitor modelo 9015 opera com uma grande variedade de conjuntos câmara/conversor. As aplicações do conjunto dosimétrico abrangem

levantamentos radiométricos para verificação da blindagem em salas radiológicas, medições da radiação espalhada em mamografia, fluoroscopia, tomografia, assim como medições de campos de radiação gama^[52].

O conjunto dosimétrico possui certificado de calibração do Laboratório de Calibração de Instrumentos, LCI, do *Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares*, IPEN^[53]. O conjunto foi calibrado para as qualidades de feixe recomendadas pela norma ISO 4037, usando um emissor de radiação X marca Pantak/Seifert, modelo Isovolt HS, com um tubo de raios X marca Comet^[53].

Devido à pequena variação entre os valores dos fatores e calibração para as diferentes qualidades de feixe, apresentados no relatório de calibração da câmara utilizada, foi utilizado o valor médio entre os valores declarados, igual a $1,03 \pm 0,05$.

A incerteza associada ao fator de calibração do conjunto dosimétrico não excede 5,4% baseada na incerteza padrão multiplicada pelo fator de abrangência $k = 2$ para um nível de confiança de 95,45%, segundo a norma Brasileira da ISO GUM^[54]. As grandezas medidas são referenciadas a um sistema padrão, do laboratório de calibração, constituído por uma câmara de ionização marca PTW, modelo 32002, série 035, com calibração rastreada ao *Physikalisch-Technische Bundesanstalt*, PTB, Alemanha, com incerteza de 3,0%, acoplada a um eletrômetro, modelo Unidos 10001, da PTW^[53].

3.1.5 Objeto simulador antropomórfico

A publicação 44 da ICRU^[55] define como materiais radiologicamente equivalentes ao tecido humano, a qualquer material que simula o tecido humano em sua interação com a radiação ionizante. Os coeficientes de atenuação linear, assim como as seções de choque, são parâmetros que se levam em consideração na verificação do comportamento da interação do material radiologicamente equivalente ao tecido humano com a radiação ionizante. Por outro lado, uma estrutura que contém um ou mais tecidos deste tipo é chamada de objeto simulador (*Phantom*).

O objeto simulador pode representar uma parte específica do corpo humano, considerando estruturas anatômicas com a forma e a distribuição

espacial de densidades de massa características da anatomia humana. De acordo a sua função principal, os objetos simuladores podem ser classificados em objetos simuladores para dosimetria, para calibração e para formação de imagens.

Dentro desta classificação, pode-se identificar dentre outros tipos, o objeto simulador antropomórfico. O objeto simulador antropomórfico possui a forma, tamanho, densidade de massa e composição de parte ou da totalidade do corpo humano.

Neste trabalho, para simular uma avaliação radiográfica do tórax de um paciente adulto em uma sala de radiologia convencional, usou-se o objeto simulador antropomórfico RANDO® Man, fabricado pela *Alderson Research Laboratories*, mostrado na Figura 3.9. O simulador antropomórfico de paciente adulto, RANDO® Man, representa um adulto padrão de sexo masculino com 175 cm de altura e 73,5 kg de massa^[56], não possuindo braços nem pernas. O RANDO® Man é formado por um esqueleto humano natural ajustado dentro de um molde com o contorno do corpo humano, preenchido por um material equivalente ao tecido mole com gordura distribuída aleatoriamente.

O RANDO® Man tem as seguintes características físicas: densidade de $0,985 \text{ g.cm}^{-3}$, densidade de elétrons de $3,2781 \times 10^{23} \text{ e/g}$ e número atômico efetivo 7,30, valores semelhantes ao do homem padrão^[57]. Este simulador está dividido em 35 fatias de 2,5 cm de espessura cada. Além disso, cada seção possui orifícios para a inserção de dosímetros.

Figura 3.9 – Simulador antropomórfico de paciente adulto RANDO® Man (*Alderson Research Laboratories*)

A Tabela 3.2 apresenta as frações em massa percentuais dos elementos químicos que constituem a região torácica do objeto simulador antropomórfico. A região torácica do objeto simulador antropomórfico contém uma fração pequena do elemento químico Antimônio, Sb. A Tabela 3.3 apresenta os raios X característicos do Antimônio e suas respectivas intensidades relativas.

Tabela 3.2 – Frações em massa percentuais dos elementos químicos constituintes na região torácica do objeto simulador antropomórfico RANDO® Man, fabricado por *Alderson Research Laboratories -USA*^[58].

Elemento químico	Porcentagem em massa [%]
Carbono	73,94
Oxigênio	18,14
Hidrogênio	5,74
Nitrogênio	2,01
Antimônio	0,16
Total	99,99

Tabela 3.3 – Raios X de fluorescência da borda K do Antimônio^[59]

Raios X característicos	Energia [keV]	Intensidade
K _{α1}	26,359	46,9 (10)
K _{α2}	26,111	25,1 (6)
K _{α3}	25,793	0,00178 (6)
K _{β1}	29,726	8,06 (18)
K _{β3}	29,679	4,19 (9)
K _{β5}	29,959	0,070 (3)
K _{β2}	30,393	2,27 (5)
K _{β4}	30,460	0,351 (14)

Figura 3.10 mostra o coeficiente mássico de atenuação total e as respectivas contribuições ao coeficiente por parte dos fenômenos de absorção fotoelétrica, espalhamento coerente e espalhamento incoerente, fenômenos descritos na seção 2.2. Segundo mostrado na Figura 3.10, o fenômeno de espalhamento incoerente se torna predominante para fótons com energia maior que 80 keV. A figura também mostra a borda de absorção K do Antimônio, na energia de 30,5 keV, e as bordas de absorção L também do Antimônio nas energias de 4,7 keV, 4,38 keV e 4,13 keV.

Figura 3.10 – A figura mostra as contribuições do espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica à atenuação total para a região torácica do objeto simulador antropomórfico. Os coeficientes mássicos de atenuação foram calculados para feixes estreitos^[19].

3.1.6 Placas de Argamassa Baritada

A argamassa baritada é um composto amplamente utilizado no Brasil^[12] para blindagem de salas de radioterapia, radiologia e medicina nuclear, em hospitais e clínicas. Também é usada na indústria e em laboratórios ou centros de pesquisa. A argamassa baritada para proteção radiológica utilizada no presente trabalho, também conhecida como massa para raios X, é fabricada pelo Grupo GRX Brasil.

Para esta pesquisa foram usadas 4 placas de argamassa baritada, com aproximadamente 10, 15, 20 e 25 mm de espessura e com 70 x 70 cm² de área útil cada, confeccionadas e usadas para um trabalho de pesquisa anteriormente realizado no Grupo de Dosimetria das Radiações e Física Médica do IFUSP^[10]. As placas foram usadas como material atenuador da radiação secundária (radiação espalhada mais radiação de fuga). A Figura 3.11 mostra uma placa de argamassa baritada montada sobre uma plataforma adaptada para medir os espectros secundários transmitidos.

Figura 3.11 – Placa de argamassa baritada usada como atenuador da radiação secundária.

A Tabela 3.4 apresenta as espessuras médias e desvio padrão de cada uma das placas utilizadas.

Tabela 3.4 – Identificação e espessura das placas de argamassa baritada^[10]

Identificação	Espessura [mm]
B10	10,6(5)
B15	16,4(6)
B20	21,2(7)
B25	24,8(4)

O Anexo I apresenta uma tabela com a composição química das placas de argamassa baritada. A análise da composição química foi realizada no *Laboratório de Fluorescência de Raios X - LFX*, no Centro de Química e Meio Ambiente – CQMA do *Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares - IPEN/CNEN-SP*. Foi utilizada a técnica de fluorescência de raios X com dispersão de comprimento de onda (*Wavelength Dispersive X-ray Fluorescence - WDXRF*) e o método de parâmetros fundamentais^{[60],[10]}.

A Figura 3.12 mostra o coeficiente mássico de atenuação total da argamassa baritada, e as respectivas contribuições a este coeficiente por parte dos fenômenos de absorção fotoelétrica, espalhamento coerente e espalhamento incoerente, fenômenos descritos na seção 2.2. Segundo mostrado na Figura 3.12, o fenômeno de espalhamento incoerente se torna predominante a partir de 110 keV de energia dos fótons. A figura também mostra a borda de absorção K do Bário, na energia de 37,44 keV. A Tabela 3.5 apresenta as energias dos raios X característicos K_{α} e K_{β} e suas respectivas intensidades relativas.

Figura 3.12 – A figura mostra as contribuições do espalhamento coerente, espalhamento incoerente e absorção fotoelétrica à atenuação total para a Argamassa baritada. Os coeficientes mássicos de atenuação foram calculados para feixes estreitos^[19].

Tabela 3.5 – Raios X característicos da borda K do Bário^[61]

Raios X característicos	Energia [keV]	Intensidade
K _{α1}	32,194	47,6 (11)
K _{α2}	31,817	25,8 (6)
K _{α3}	31,452	0,00333 (11)
K _{β1}	36,378	8,61 (19)
K _{β3}	36,304	4,46 (10)
K _{β5}	36,652	0,100 (4)
K _{β2}	37,255	2,72 (6)
K _{β4}	37,349	0,609 (25)

3.1.7 Sistemas Auxiliares

Câmara de transmissão

Para rastrear o rendimento do tubo de raios X usou-se uma câmara de transmissão modelo 34014 conectada a um electrômetro modelo UNIDOS E, ambos fabricados pela PTW Freiburg. Usou-se um suporte de alumínio para fixar a câmara de transmissão na saída do tubo de raios X. A Figura 3.13 mostra a câmara de transmissão e o suporte para fixá-la na saída do tubo.

Figura 3.13 – Câmara de transmissão PTW modelo 34014 e suporte desenvolvido no Instituto de Física da USP.

Sistema de suporte e blindagem para o detector

Com a finalidade de obter maior flexibilidade no procedimento de alinhamento do detector com o campo de radiação, usou-se um conjunto de dispositivos fabricados pela empresa Optron Micromecânica Óptica LTDA. O conjunto consistiu-se num minigoniômetro GN1, um translador horizontal TX2 e um translador vertical TZ2.

A Figura 3.14 mostra a montagem usada para suportar o detector. Além disso, foi construída uma blindagem para o detector visando protegê-lo da radiação espalhada pelas paredes da sala. A blindagem consiste numa caixa feita com placas de cobre, chumbo e latão, com as dimensões adequadas para conter o detector e ser fixada ao sistema de alinhamento montado com as peças da Optron. A Figura 3.15 mostra a blindagem para o detector.

Figura 3.14 – Suporte e Blindagem para o detector de CdTe.

Figura 3.15 – Blindagem para o detector de CdTe.

3.2 Arranjo experimental para as medições dos espectros

Com o objetivo de obter a distribuição energética dos feixes necessários para o cálculo dos coeficientes de conversão médios entre o K_{ar} e o $H^*(10)$, foi desenvolvida uma metodologia experimental que incluem o posicionamento e configuração dos equipamentos utilizados ao longo das medições. Como emissor de radiação usou-se o tubo de raios X MCN 421, descrito na seção 3.1.1, com filtração adicional de 3,04 mmAl. Esta filtração equivale a uma qualidade de feixe RQR 5 com 2,58 mmAl de primeira CSR e coeficiente de homogeneidade de 0,71, segundo definido no TRS 457^[62].

Para medir a fluência espectral dos fótons foi configurado o sistema espectroscópico da Amptek Inc., descrito na seção 3.1.2. A Figura 3.2 mostra a configuração dos colimadores empregados na medição de todos os feixes.

Para estimar o K_{ar} produzido por cada feixe, um sistema dosimétrico da Radcal Corp. foi configurado para tal propósito. Foi colocado um colimador no tubo de raios X que produz um feixe elíptico de cerca de 600 cm² de área a 1,8 m do ponto focal. Uma vez que o processo de medição dos diferentes tipos de espectros representa um número muito grande de exposições, usou-se uma câmara de transmissão para acompanhar o rendimento do tubo de raios X ao longo do processo (Figura 3.13). Esta câmara de transmissão foi posicionada após a filtragem adicional de modo a cobrir a totalidade do feixe emitido pela janela do tubo de raios X.

Para o caso das medições da radiação secundária, utilizou-se o objeto simulador antropomórfico, descrito na seção 3.1.5, como objeto espalhador. O K_{ar} foi medido simultaneamente com cada um dos espectros, usando o sistema dosimétrico descrito na seção 3.1.4. A Figura 3.16 mostra os equipamentos utilizados ao longo das medições dos distintos tipos de espectros.

Figura 3.16 – Instrumentação utilizada ao longo das medições dos espectros. A figura mostra o arranjo experimental usado para as medições dos espectros secundários transmitidos.

3.2.1 Espectros primários

A Figura 3.17 mostra o arranjo experimental desenvolvido por Santos ^[10], utilizado nas medições dos espectros primários. Com o objetivo de controlar o tempo morto do detector e os efeitos de empilhamento, que afetam a medição do espectro devido à alta taxa de fluência, o sistema de detecção foi localizado a 5,50 m do tubo de raios X. Esta distância de posicionamento também é adequada para a câmara de ionização, uma vez que ela é usada para fins de proteção radiológica e, portanto, tem um limite máximo de dose que pode ser ultrapassado por um feixe primário de radiação X.

Figura 3.17 – Arranjo experimental usado para as medições dos espectros primários.

Foram considerados dois critérios de alinhamento para posicionar o sistema espectroscópico no centro do feixe da radiação primária. O primeiro critério consistiu em obter uma imagem radiográfica do campo de radiação, com ajuda de um digitalizador de imagens modelo CR-30X do fabricante Agfa. Estas imagens foram utilizadas como referência para posicionar o detector no centro do feixe. Além disso, um ajuste mais fino foi feito deslocando-se o espectrômetro até atingir a posição de maior taxa de contagem, com ajuda do sistema de suporte descrito na seção 3.1.7. O sistema foi alinhado procurando-se a maior taxa de contagem em exposições testes para garantir que o espectrômetro esteja alinhado ao eixo central do feixe primário. O tamanho do campo se manteve constante. O sistema espectroscópico foi posicionado a 1,50 m do solo.

3.2.2 Espectros secundários

As medições dos espectros secundários seguiram as diretrizes necessárias para reproduzir os procedimentos que se realizam em um serviço de radiologia convencional dedicado a exames de tórax. Este tipo de procedimento foi escolhido por ser o de maior frequência em serviços de diagnóstico por imagens no Brasil^{[10],[13]}.

A Figura 3.18 apresenta o arranjo experimental para as medições dos espectros secundários para ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus, definidos com respeito à direção do feixe primário. Entre as condições utilizadas durante as medições, o campo de radiação atingiu a totalidade da região torácica do objeto simulador antropomórfico, descrito na seção 3.1.5. A distância entre o tubo de raios X e a superfície do objeto simulador antropomórfico foi de 1,80 m, distância comumente usada em exames de tórax.

O sistema de detecção foi posicionado a 2 m do centro da região de espalhamento. Segundo definido na seção 2.10, o espectro secundário esta constituído pela soma da radiação espalhada mais a radiação de fuga, embora a contribuição da radiação de fuga ao espectro secundário seja muito baixa quando comparada à radiação espalhada.

Figura 3.18 – Arranjo experimental usado para as medições dos espectros secundários.

Um dos desafios nas medições dos espectros secundários foi definir a metodologia para o posicionamento angular do sistema de detecção. Para atingir as necessidades do posicionamento, aproveitou-se o fato de que o objeto simulador antropomórfico se divide em fatias. Para isso, identificou-se a fatia que se localizava aproximadamente no centro dessa região (fatia número 16) e, sobre essa fatia, foi feito um desenho considerando as divisões angulares de um transferidor, tomando como ponto de origem do sistema de coordenadas o centro geométrico da fatia (Figura 3.19). Utilizando uma corda com uma ponta fixa no centro do sistema de coordenadas e a outra ponta fixada a um bastão de metal, se conseguiu obter uma referência para o posicionamento dos sistemas de detecção dosimétrico e espectroscópico.

Figura 3.19 – Metodologia usada para a posicionamento angular do sistema de detecção respeito ao eixo do feixe primário.

3.2.3 Espectros transmitidos

O procedimento para as medições dos espectros espalhados transmitidos, com relação ao procedimento de medição dos espectros secundários, acrescenta o uso de placas de argamassa baritada como material

atenuador da radiação, colocadas entre o objeto espalhador e o sistema de detecção.

A Figura 3.20 mostra o arranjo experimental utilizado para as medições dos espectros transmitidos. As placas de argamassa baritada ficaram a 1,50 m do centro do objeto espalhador e as medições foram realizadas para os ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus, em relação à direção do feixe primário e para cada uma das 4 placas com diferente espessura, segundo a Tabela 3.4.

Figura 3.20 – Arranjo experimental usado para as medições dos espectros transmitidos.

A Figura 3.21 mostra o arranjo experimental usado no laboratório para as medições dos espectros transmitidos, posicionado a 90° em relação à direção do feixe primário.

Figura 3.21 – Arranjo experimental para a medida dos espectros transmitidos através de placas de argamassa baritada.

3.3 Considerações sobre as medições com a câmara de ionização

3.3.1 Correção para densidade do ar

O valor da grandeza dosimétrica K_{ar} , medida por uma câmara de ionização aberta, depende da massa de ar presente dentro da cavidade da câmara. O volume ativo da câmara de ionização tem um valor fixo, mas, a massa de ar dentro da câmara depende do valor da densidade do ar no momento da medição. Como a densidade do ar depende, por sua vez, da temperatura e da pressão atmosférica, então, a leitura do sistema dosimétrico tem que ser corrigida pelo um fator que corrige a mudança da temperatura e pressão durante o tempo de medição. A equação (29) mostra o fator de correção para a temperatura e pressão^[62].

$$k_{TP} = \left(\frac{273,2 + T}{273,2 + T_0} \right) \cdot \left(\frac{P_0}{P} \right) \quad (29)$$

Onde, T_0 e P_0 são os valores da temperatura e pressão no momento da calibração da câmara de ionização. Valores fornecidos pelo laboratório de calibração. P e T são os valores da pressão e temperatura nas condições de medida no laboratório do usuário.

3.3.2 Metodologia para o cálculo da incerteza do Kerma no ar

Foi desenvolvido um procedimento para a determinação da incerteza associada à medição do K_{ar} , baseada na publicação, GUM - *Guide to the expression of uncertainty in measurements*^[63]. O GUM sugere classificar as incertezas segundo o método usado para estimá-las. Assim temos, incerteza do Tipo A que pode ser estimada usando métodos estatísticos e incerteza do Tipo B, as quais não podem ser estimadas a partir de avaliações sequenciais e que, para serem estimadas, se utilizam métodos não-estatísticos de uma série de observações. Exemplos de incertezas do Tipo B são: incertezas atribuídas a dados de referência provenientes de manuais ou publicações, especificações do fabricante ou dados provenientes da calibração do instrumento.

A incerteza combinada é calculada usando os métodos de propagação de incerteza. A incerteza expandida, U , é expressa como $U = k u_c$, onde k é o fator de abrangência e u_c é a incerteza-padrão combinada.

A metodologia proposta nesta seção define a abordagem de estimativa das incertezas utilizada para todas as medições da grandeza K_{ar} para a radiação primária, secundária e secundária transmitida. A operação e configuração dos equipamentos são referenciadas aos manuais dos sistemas de medição. O modo de aquisição “taxa de dose” foi usado ao longo das medições.

Segundo o fabricante do monitor Radcal 9015^[52], a leitura registrada tem uma exatidão de $\pm 4\%$ ($\sigma_{L\%}$) do valor da leitura. Ademais, também segundo o fabricante, a leitura da medição tem uma incerteza de $\pm 5\%$ ($\sigma_{E\%}$) devido à dependência energética da câmara de ionização usada, para uma faixa de

energia compreendida entre 33 keV e 1,33 MeV. Além disso, existe uma dependência da leitura do sistema dosimétrico com o modo de operação em taxa de dose de -5% ($\sigma_{T\%}$). A repetibilidade informada pelo fabricante para o equipamento é de $\pm 1\%$ ($\sigma_{R\%}$) do valor da leitura. O monitor modelo Radcal 9015 corrige automaticamente a leitura para as variações da temperatura ambiente e pressão atmosférica, segundo a equação (29).

A incerteza associada à correção pela temperatura e pressão é de $\pm 2,5\%$ ($\sigma_{TP\%}$) do valor da leitura, segundo manual do fabricante^[52]. Todas estas incertezas são do Tipo B, baseadas na incerteza padrão multiplicada pelo fator de abrangência $k = 2$, para uma probabilidade de abrangência^[64] de 95%. Desta forma, é possível calcular a incerteza padrão do tipo B para o conjunto dosimétrico, $\sigma_{\dot{K}}$, conforme mostra a equação (31).

$$\sigma_{\dot{K}}^2 = \dot{K}^2 \cdot ((\sigma_{L\%})^2 + (\sigma_{E\%})^2 + (\sigma_{T\%})^2 + (\sigma_{R\%})^2 + (\sigma_{TP\%})^2) \quad (30)$$

$$\sigma_{\dot{K}}^2 = \dot{K}^2 \cdot ((0,04)^2 + (0,05)^2 + (0,05)^2 + (0,01)^2 + (0,025)^2) \quad (31)$$

$$\sigma_{\dot{K}}^2 = (8,5\% \cdot \dot{K})^2 \quad (32)$$

Resolvendo a equação (31), a incerteza associada ao kerma no ar, baseada na incerteza padrão multiplicada pelo fator de abrangência $k = 2$, para um nível de confiança de 95%, é 8,5% do valor da leitura.

Experimentalmente o $\dot{K}_{ar}$ pode ser calculado através da equação (33).

$$\dot{K}_{ar} = \dot{K} \cdot k_Q \quad (33)$$

$\dot{K}$ é o valor registrado pelo electrômetro, k_Q é o fator de correção da qualidade do feixe, fornecido pelo laboratório de calibração.

Cada fator na equação (33) tem um desvio padrão associado, (equação (34)).

$$\dot{K}_{ar} \pm \sigma_{\dot{K}_{ar}} = (\dot{K} \pm \sigma_{\dot{K}}) \cdot (k_Q \pm \sigma_{k_Q}) \quad (34)$$

As incertezas dos fatores $\dot{K}$ e k_Q , são consideradas incertezas sistemáticas residuais, ou do tipo B. Segundo a teoria de propagação de incertezas, a variância do $\dot{K}_{ar}$ é calculada pela equação (35).

$$\sigma_{\dot{K}_{ar}}^2 = \left(\frac{\partial \dot{K}_{ar}}{\partial \dot{K}}, \frac{\partial \dot{K}_{ar}}{\partial k_Q} \right) \cdot V \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \dot{K}_{ar}}{\partial \dot{K}} \\ \frac{\partial \dot{K}_{ar}}{\partial k_Q} \end{pmatrix} \quad (35)$$

V é a matriz de variância-covariância, equação (36).

$$V = \begin{pmatrix} \text{var}(\dot{K}, \dot{K}) & \text{cov}(\dot{K}, k_Q) \\ \text{cov}(k_Q, \dot{K}) & \text{var}(k_Q, k_Q) \end{pmatrix} \quad (36)$$

Como não há correlação entre as grandezas $\dot{K}$ e k_Q foram desconsideradas as covariâncias entre os fatores da equação (33), a equação (35), resulta na equação (37).

$$\sigma_{\dot{K}_{ar}}^2 = \left(\frac{\partial \dot{K}_{ar}}{\partial \dot{K}}, \frac{\partial \dot{K}_{ar}}{\partial k_Q} \right) \cdot \begin{pmatrix} \sigma_{\dot{K}}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{k_Q}^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \dot{K}_{ar}}{\partial \dot{K}} \\ \frac{\partial \dot{K}_{ar}}{\partial k_Q} \end{pmatrix} \quad (37)$$

Efetuando os cálculos, a equação (37), resulta na equação (38)

$$\sigma_{\dot{K}_{ar}}^2 = \dot{K}_{ar}^2 \cdot \left(\left(\frac{\sigma_{\dot{K}}}{\dot{K}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{k_Q}}{k_Q} \right)^2 \right) \quad (38)$$

A incerteza relacionada ao fator de calibração é 5,4% do valor do fator de calibração. Portanto, da equação (38) temos que a incerteza para as medidas do $\dot{K}_{ar}$, representa 10,1% do valor da leitura, baseada na incerteza padrão multiplicada pelo fator de abrangência $k = 2$.

3.3.3 Cálculo do Coeficiente de Conversão Médio entre o K_{ar} e o $H^*(10)$

Os coeficientes de conversão da Tabela A.21 da publicação 57 da ICRU estão relacionados com feixes monoenergéticos. Em casos de feixes polienergéticos, como aqueles feixes presentes em salas de radiologia convencional, a determinação do coeficiente de conversão deve ser feita pela integração sobre todo o espectro, segundo recomendado pela ICRU. Portanto o coeficiente de conversão está relacionado com o K_{ar} e o $H^*(10)$ como mostra a equação (39):

$$H^*(10) = \bar{C}_k \cdot K \quad (39)$$

Onde $\bar{C}_k$ é o coeficiente de conversão médio.

Kharrati e Zarrad^[65] publicaram um método computacional para a calcular esses coeficientes para feixe estreito. Esta metodologia considera a ponderação dos coeficientes de conversão da Tabela A.21 da publicação 57 da ICRU, usando os espectros de fluência. Como originalmente apresentada, esta metodologia foi aplicada para determinar os coeficientes de conversão usando feixes primários de radiação^[10].

No presente trabalho, resultados semelhantes aos de Kharrati e Zarrad^[65] foram estendidos para feixes secundários e secundários transmitidos através de placas de argamassa baritada de diferentes espessuras. A diferença com o trabalho de Kharrati e Zarrad^[65], foi que estes autores usaram modelos polinomiais, publicados por Boone e Seibert^[66], para estimar a distribuição energética dos fótons. Os resultados de Kharrati e Zarrad^[65] apresentam boa concordância com os valores publicados pela ANSI^[67] (*American National Standards Institute*) e ISO^[68] (*International Organization for Standardization*).

Os coeficientes de conversão médios são calculados por meio da equação

(40).

$$\bar{C}_k = \frac{\int_0^{E_{max}} C_k(E) \cdot \Phi(E) \cdot E \cdot \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{ar} \cdot \exp(-\mu(E) \cdot x) \cdot dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi(E) \cdot E \cdot \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{ar} \cdot \exp(-\mu(E) \cdot x) \cdot dE} \quad (40)$$

Onde $C_k(E)$ são os coeficientes de conversão que resultam da função analítica de Wagner, $\Phi(E)$ é o espectro de fluência de fótons dado por um modelo polinomial em função da energia E , $\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{ar}$ é o coeficiente de absorção mássico para o ar e o termo $\exp(-\mu(E) \cdot x)$ está associado à atenuação do feixe ao atravessar uma material de espessura x com coeficiente de atenuação $\mu(E)$.

Esta mesma equação foi usada para o cálculo dos coeficientes de conversão apresentados neste trabalho. A principal diferença é que ao invés de usar um modelo teórico de espectro de fótons, foram utilizados os dados experimentais de espectros secundários e secundários transmitidos em diferentes ângulos e espessuras do atenuador.

Capítulo 4 - RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os resultados das medições dos espectros primários, secundários e secundários transmitidos, o que inclui a verificação da calibração do sistema espectroscópico e a avaliação do tubo de raios X para a escolha da técnica a utilizar. Uma comparação dos espectros secundários com o resultado teórico do espalhamento Compton foi feita com a finalidade de validar os espectros medidos. Além disso, comparam-se os resultados da fração de espalhamento obtidos neste trabalho com resultados da literatura para corroborar os resultados dosimétricos medidos. Os coeficientes de conversão médios entre a grandeza dosimétrica K_{ar} e a grandeza operacional $H^*(10)$ também são apresentados e discutidos, mostrando-se a aplicabilidade deles num exemplo típico de levantamento radiométrico.

4.1 Calibração em energia do sistema de espectroscopia

A calibração em energia do sistema de espectroscopia consiste em associar um valor de energia a cada canal do analisador multicanal. Para realizar a calibração em energia, usam-se fontes radioativas emissoras de radiação gama e radiação X. Em cada espectro medido, identificam-se os picos de energia correspondentes à radiação gama ou radiação X de cada fonte. A partir da associação entre a energia do pico de radiação conhecido e do canal correspondente, faz-se um ajuste linear associando cada valor de energia com o respectivo canal do sistema espectroscópico.

Para a calibração foram usadas fontes de ^{152}Eu , ^{241}Am e ^{133}Ba , além dos raios X característicos K_{α_1} do Tungstênio presentes nos espectros primários. As fontes radioativas padrão usadas têm fótons com energias na faixa utilizada em radiodiagnóstico médico. Para a realização do procedimento de calibração, o analisador multicanal foi configurado para usar 1024 canais, ganho de 30,31x e a função *Rise Time Discrimination*, RTD, foi desligada.

A Figura 4.1 mostra a curva de calibração para o sistema espectroscópico utilizado, tendo $(0,1710 \pm 0,0003)$ keV como coeficiente angular do ajuste linear da calibração.

Figura 4.1 – Curva de calibração para o detector de CdTe da Amptek Inc.. O ajuste foi realizado usando um modelo linear. A incerteza do ajuste associada à energia do fóton, não excede o 1,44% do valor da energia.

4.2 Análise e verificação qualitativa da correção dos espectros

A maior distorção no espectro, evidenciado na resposta do detector, é devido ao escape dos raios X característicos tipo K do Cd e do Te. Isso ocorre por que, na faixa de energia dos espectros medidos, a absorção fotoelétrica é predominante sobre outros efeitos, segundo mostrado na Figura 3.3. Portanto, existe uma importante produção de raios X característicos tipo K do Cd e Te que conseguem sair do volume ativo do detector, acarretando que fótons que interagiram através da absorção fotoelétrica sejam registrados com uma energia menor ao seu verdadeiro valor.

A Figura 4.2 mostra um exemplo da correção de um espectro primário correspondente a uma tensão de 150 kV. Segundo mostrado na figura, o programa de correção retira as contagens de baixa energia, menores a 20 keV, os quais em sua maioria correspondem a fótons do espectro cuja energia não foi absorvida totalmente pelo detector.

Figura 4.2 – Avaliação da correção dos espectros primários. A figura mostra o espectro primário corrigido e sem correção, medidos utilizando tensão no tubo de 150 kV

As Figura 4.3 e Figura 4.4 mostram os efeitos da correção nos espectros secundários e secundários transmitidos. Os fótons da região baixa de energia são retirados e colocados no seu respectivo canal segundo o método descrito na seção 3.1.3. Além disso, devido ao fato do detector apresentar baixa eficiência nas regiões de alta energia, o espectro final, após ser processado pelo programa de correção, apresenta uma recuperação das contagens que não foram registradas, como se vê refletido na Figura 4.4.

Figura 4.3 – Avaliação da correção dos espectros secundários a um ângulo de 150°. A figura mostra o espectro secundário corrigido e sem corrigir medido utilizando tensão no tubo de 150 kV

Figura 4.4 – Avaliação da correção dos espectros secundário transmitido através da placa de argamassa baritada B10. A figura mostra o espectro secundário transmitido corrigido e sem corrigir medido utilizando tensão no tubo de 150 kV e correspondente a um ângulo de espalhamento de 150°.

4.3 Análise quantitativa dos espectros de raios X

Previamente às medições dos espectros, foram realizados ajustes cuidadosos da colimação e blindagem do detector para evitar a contribuição dos fótons espalhados nas paredes do laboratório. Também se teve cuidado com a observação da taxa de contagens registrada pelo equipamento, para evitar efeitos de empilhamento que geram distorção no espectro. Durante o processo de medição, a tensão aplicada no detector se manteve constante.

As medições do K_{ar} foram feitas em modo taxa, mGy/hr, e divididas pela corrente anódica aplicada ao tubo de raios X, apresentando os valores em unidades de mGy/mAs@1m.

4.3.1 Espectros Primários

A Figura II.1, no Anexo II, mostra os espectros da radiação X primários produzidos pelo tubo de raios X modelo MCN 421. Os espectros foram medidos com filtração adicional de 3,04 mmAl, correspondente a uma qualidade de feixe RQR 5 com 2,58 mmAl de primeira CSR e coeficiente de homogeneidade de 0,71, segundo definido no TRS 457^{[69],[62]}. O sistema de

detecção dosimétrico e espectroscópico utilizado foram descritos nas seções 3.1.2 e 3.1.4. O sistema de detecção foi montado a uma distância de 5,50 m do ponto focal do tubo de raios X, segundo mostra a Figura 3.17.

Os espectros apresentados na Figura II.1 estão corrigidos pela eficiência do detector, para o escape de fótons Compton e pelo escape dos fótons de raios X característicos tipo K do Cd e Te.

A Tabela III.1 mostra o K_{ar} normalizado pelo mAs a 1 m do ponto focal do tubo, a primeira camada semiredutora e a energia média para as tensões aplicadas no tubo, parâmetros que determinam a qualidade do feixe.

A Figura 4.5 mostra o K_{ar} normalizado pelo produto corrente-tempo de exposição em função das tensões aplicadas no tubo, a 1 m do ponto focal. O comportamento segue a tendência que se encontra na literatura^[70].

Figura 4.5 – Kerma no ar a 1 m do tubo de raios X, medidas correspondentes aos espectros primários.

Segundo mostrado na Figura 4.6, a filtração inerente e a filtração adicional de 3,04 mmAl, modificam a distribuição energética do espectro retirando quase todos os fótons de energia menor a 15 keV. Esta característica é importante em Radiologia Diagnóstica, uma vez que os fótons de energia baixa não contribuem na formação da imagem e a remoção deles favorece à diminuição da dose absorvida no paciente.

A produção de raios X ocorre no interior do alvo de tungstênio, o que acarreta em uma auto-absorção da radiação produzida. Este efeito se reflete

nos espectros correspondentes às tensões acima de 100 kV, espectros que apresentam uma redução na energia de 69,53 keV correspondente à borda de absorção K do Tungstênio, como mostrado na Figura 2.2.

Figura 4.6 – Descrição qualitativa dos espectros primários.

Os raios X característicos tipo K mostrados na Figura 4.6 correspondem à radiação característica do Tungstênio. A nomenclatura dos picos da radiação característica do Tungstênio, mostrado na Figura 4.6, chamados de K_{α_1} , K_{α_2} , K_{β_1} e K_{β_2} , correspondem aos picos de maior intensidade, segundo mostrado na Tabela 2.3, embora eles estejam misturados com outras linhas características devido à baixa resolução energética do detector^[71].

4.3.2 Espectros Secundários

As seções 3.1.2 e 3.1.4 descrevem, respectivamente, o sistema espectroscópico e dosimétrico utilizado nas medições dos espectros secundários. O conjunto espectroscópico foi posicionado a uma distância de 2 m do centro do objeto espalhador. A superfície frontal do objeto espalhador foi colocada a 1,80 m do ponto focal do tubo de raios X, com uma filtração adicional fixa de 3,04 mmAl na saída do tubo de raios X, arranjo mostrado na Figura 3.18.

Para este trabalho mediram-se espectros da radiação secundária em ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus em relação ao eixo do feixe primário de radiação. O Anexo II mostra o conjunto de espectros secundários

medidos, normalizados pelo produto entre a corrente anódica e o tempo de exposição.

Os espectros secundários resultam das contribuições da radiação de fuga e da radiação espalhada no objeto simulador, como mostrado na Figura 3.18. No entanto, a contribuição da radiação de fuga é menor quando comparada à contribuição da radiação espalhada pelo objeto simulador, sobretudo nas medidas para ângulos menores, situação na qual o sistema espectrométrico precisa estar mais afastado do tubo de raios X. Neste caso a radiação de fuga se vê influenciada, aproximadamente, pela lei do inverso quadrado da distância. A Figura 4.7 mostra uma comparação entre 3 espectros secundários medidos a 90° graus para as tensões de 50, 100 e 150 kV.

Figura 4.7 –Espectros secundários medidos a 90° graus para as tensões de 50, 100 e 150 kV.

Os espectros secundários da Figura 4.7 mostram as linhas características K_{α} e K_{β} do antimônio, ^{51}Sb , correspondentes às energias 26,36 keV e 29,72 keV, que são as linhas de maior intensidade segundo a Tabela 3.3. Embora, o antimônio represente somente 0,16 % da massa total do objeto simulador antropomórfico, segundo a Tabela 3.2, sua presença no espectro secundário se destaca devido à pouca absorção no objeto espalhador.

O modelo de Compton prediz a energia de espalhamento em função do ângulo para cada energia de fóton segundo a equação (7). Na Figura 4.7 são

destacados os pontos finais dos espectros, que correspondem às energias dos fótons de maior energia, espalhados a um ângulo de 90° .

A Figura 4.8, apresenta os espectros secundários correspondentes a uma tensão de 150 kV, para diferentes ângulos de espalhamento. Os raios X característicos K_α e K_β do tungstênio sofrem um deslocamento na sua energia segundo o modelo de Compton. As linhas K_α e K_β da Tabela 2.3, no espectro secundário, aparecem misturadas.

Figura 4.8 – Espectros secundários correspondentes a uma tensão de 150 kV, para diferentes ângulos de espalhamento.

A Figura 4.9, mostra o K_{ar} secundário em função do ângulo de espalhamento. Segundo a Figura 2.5, a probabilidade de espalhamento por ângulo sólido em torno de um ângulo θ específico, depende da energia do fóton incidente. Para as energias médias dos feixes primários, a probabilidade do fóton se espalhar em ângulos menores que 90° é ligeiramente maior que para ângulos maiores que 90° . No entanto, os fótons espalhados em ângulos menores que 90° , têm que atravessar a totalidade da espessura da região torácica do objeto simulador para poder sair do objeto, o que acarreta na possibilidade de interagir de novo e, portanto, que o feixe espalhado seja atenuado. Já no caso dos fótons espalhados em ângulos maiores, eles não atravessam a totalidade da espessura do objeto simulador. Por consequência não estão submetidos ao processo de auto-atenuação.

Além disso, quanto maior é o ângulo de espalhamento, maior é a energia deixada na interação Compton, segundo mostra a Figura 2.4. Isso o que faz com que esses fótons contribuam de modo mais significativo à medida do K_{ar} , fato que se reflete na Figura 4.9.

O fato do K_{ar} no ângulo de 30° ser menor que no ângulo de 150° se explica considerando que, mesmo que o espalhamento em 30° seja mais provável (Figura 2.5), os fótons gerados neste ângulo sofrem maior auto-atenuação no objeto simulador, como abordado anteriormente. Além disso, os valores de K_{ar} medidos em ângulos grandes tem uma maior contribuição da radiação de fuga, uma vez que, para estes ângulos, o sistema dosimétrico fica mais próximo do tubo de raios X.

Figura 4.9 – Kerma no ar secundário ponderado pelo produto entre a corrente anódica e o tempo de exposição a 1 m do centro do objeto espalhador.

Determinação da fração de espalhamento

A dependência multiparamétrica da intensidade de radiação espalhada pelo objeto simulador antropomórfico faz com que estimar o K_{ar} espalhado seja uma tarefa complexa. Parâmetros como: o ângulo de espalhamento, a fluência e distribuição energética dos fótons, o tamanho e forma do campo, a geometria e o tipo de material do objeto espalhador e a região do objeto espalhador onde o feixe atinge, influenciam na determinação do K_{ar} espalhado.

O NCRP 147^[72] define a fração de espalhamento, $a_1(kV, \theta)$, como a razão entre o K_{ar} espalhada a 1 m do centro do feixe primário sobre o conjunto espalhador, $K_s^1(kV, \theta)$, e o K_{ar} a 1 m do tubo de raios X, $K_p^1(kV)$, dividido pela área do feixe primário a 1 m do tubo, F^1 . A equação (41) mostra a relação para obter a fração de espalhamento.

$$a_1(kV, \theta) = \frac{1}{F^1} \cdot \frac{K_s^1(kV, \theta)}{K_p^1(kV)} \quad (41)$$

Na equação (41), a quantidade de fótons incidentes no objeto espalhador tem uma dependência linear com o tamanho do campo, ou seja, está sujeita à lei do inverso do quadrado da distância.

Considerando fixas a corrente e a tensão no tubo, o tempo de exposição e a área do feixe que atinge o espalhador, a intensidade da radiação espalhada é independente da distância do tubo até a superfície do objeto espalhador^[73]. Isso ocorre porque a mesma quantidade e distribuição energética de fótons do feixe primário atinge o objeto espalhador em qualquer posição dele. Assim, tendo cada fóton a mesma seção de choque para a interação Compton e portanto a mesma probabilidade de se espalhar em um valor particular do ângulo sólido, a intensidade espalhada não dependerá da distância entre a fonte e o objeto espalhador.

A aproximação anterior é válida apenas para casos onde a distância do tubo até o objeto espalhador garante que o tamanho do campo seja menor ou igual ao tamanho do objeto. A Figura 4.10 mostra as configurações possíveis, "a" e "b", nas quais a radiação espalhada independe da distância do tubo até o objeto espalhador. Já em "c", a quantidade de fótons que atinge o objeto espalhador é menor que nos casos "a" e "b" e, portanto, a radiação espalhada não é mais independente da distância entre o tubo de raios X e o objeto espalhador.

Figura 4.10 – Mantendo a tensão e a corrente no tubo, o tempo de exposição e o tamanho do colimador, a radiação espalhada se mantém igual nos casos “a” e “b” e é menor no caso c.

Neste trabalho foi utilizada a configuração de irradiação mostrada no caso "a" da Figura 4.10. A distância do tubo até o centro do objeto espalhador foi de 1,90 m e o K_{ar} espalhado foi medido a 2 m do centro do objeto espalhador. Para calcular $a_1(kV, \theta)$, utilizou-se a relação do inverso quadrado da distância para levar os valores do K_{ar} medidos a seu correspondente valor a 1 m.

A área do campo utilizada foi de aproximadamente 160 cm^2 a 1 m do tubo. Os valores do K_{ar} tanto para a radiação primária, quanto para a radiação espalhada nos diversos ângulos medidos, são mostrados no Anexo III. Tabela 4.1 mostra a fração de espalhamento calculada para os 5 ângulos de espalhamento considerados neste trabalho, em função da tensão aplicada ao tubo de raios X

A Figura 4.11 mostra $a_1(kV, \theta)$ em função do ângulo de espalhamento. Para uma tensão fixa no tubo e considerando apenas os 5 ângulos de espalhamento. O menor valor de $a_1(kV, \theta)$ se registra para o ângulo de 60° , devido a uma maior influencia da auto-atenuação no objeto simulador.

Tabela 4.1 – Fração de espalhamento em função do ângulo de espalhamento e a tensão aplicada ao tubo de Raios X. A razão foi feita usando os valos do Kerma no ar primário e secundário a 1 m do tubo e do centro do objeto espalhador respectivamente. Área do campo 159,1 cm² a 1 m do tubo de raios X. As unidades correspondem a [10⁻⁶ cm⁻²], a incerteza propagada representa 9,6% do valor.

<i>kV \ Grau</i>	30°	60°	90°	120°	150°
40	2,31	0,43	0,78	2,23	3,54
50	2,39	0,60	0,91	2,58	4,18
60	2,58	0,76	1,06	2,94	4,66
70	2,80	0,93	1,21	3,24	5,09
80	3,03	1,11	1,36	3,50	5,43
90	3,23	1,27	1,51	3,69	5,63
100	3,44	1,42	1,63	3,91	5,90
110	3,61	1,56	1,74	4,06	6,01
120	3,78	1,68	1,84	4,16	6,16
130	3,90	1,78	1,91	4,25	6,24
140	4,03	1,89	1,99	4,31	6,35
150	4,20	1,97	2,06	4,39	6,39

Figura 4.11 – Fração de espalhamento em função do ângulo de espalhamento.

A Figura 4.12 mostra a fração de espalhamento em função da tensão aplicada no tubo de raios X.

Figura 4.12 – Fração de espalhamento em função da tensão aplicada ao tubo de raios X.

Na literatura encontram-se dados da fração de espalhamento medidos em condições similares às deste trabalho. No ano de 1972, Trout e col.^[74] publicaram resultados da fração de espalhamento em um objeto espalhador de 20 cm de espessura, 30 cm de largura e 72 cm de altura, com seção transversal elíptica. Os autores mediram as frações de espalhamento para diversos ângulos, tensões no tubo, tamanhos do campo e posição do feixe no espalhador. Todas as medições foram realizadas a 1 m do centro do objeto espalhador e a 1 m de distância do tubo. Para as tensões de 50 kV e 70 kV eles usaram um tubo de raios X auto-retificado com janela de Berílio com filtrações de 0,5 mmAl e 1,5 mmAl, respectivamente. Para as tensões maiores a 100 kV, foi usado um tubo de raios X monofásico, com retificação de onda completa, com 2,5 mmAl de filtração adicional.

Dixon^[75] refez as medições de espalhamento a 90° usando um simulador antropomórfico como objeto espalhador para a configuração de abdômen com 20 cm de espessura. Dixon fez medições para as tensões de 60, 80, 100 e 125 kV.

A Figura 4.13 mostra a comparação entre os resultados publicados por Trout e col. e os obtidos no presente trabalho par a tensão de 150 kV. A figura mostra a similaridade dos resultados deste trabalho com os obtidos por Trout e col., sendo as diferenças percentuais médias inferiores a 36,5%.

Figura 4.13 – Fração de espalhamento em função do ângulo de espalhamento para a tensão aplicada ao tubo de raios X de 150kV. A figura apresenta a comparação entre os resultados obtidos no presente trabalho e os medidos por Trout e col.^[74]

As Figura 4.14 e Figura 4.15 mostram a primeira camada semi-redutora e a energia média dos feixes de radiação secundária em função da tensão e o ângulo de espalhamento. Estes valores foram calculados utilizando as equações (25) e (26).

Figura 4.14 – Camada Semi-Redutora da Radiação Secundária em função da tensão aplicada ao tubo de raios X, para os ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus

Figura 4.15 – Energia Média da Radiação Secundária em função da tensão aplicada ao tubo de raios X, para os ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus.

4.3.3 Espectros Transmitidos

Os espectros transmitidos medidos para os ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus, que atravessam placas de argamassa baritada com espessuras nominais mostradas na Tabela 3.4 são apresentados no Anexo II como função da tensão aplicada no tubo de raios X. A Figura 4.16 mostra os espectros transmitidos através da barita B10, com uma tensão no tubo de raios X de 150 kV.

Os pontos finais dos espectros correspondem às energias calculadas considerando a aplicação do modelo de Compton, como acontece nos espectros da radiação secundária. Isto ocorre porque existe uma contribuição proporcionalmente maior da radiação de fuga, que aumenta a quantidade de fótons com energia alta presentes no espectro, o que não ocorre nos espectros secundários medidos sem a atenuação das baritas. Este fenômeno se reflete mais para ângulos maiores, situação na que o sistema de detecção fica mais próximo ao tubo de raios X.

Assim, os pontos finais dos espectros se vêm afetados pela radiação de fuga do tubo, que atinge diretamente o sistema de detecção sem atravessar as placas de argamassa baritada e em ângulos maiores que 90°. Esta

contribuição se torna alta, uma vez que a intensidade da radiação transmitida através da placa de argamassa baritada se torna comparável com a radiação de fuga, coisa que não ocorre com os espectros secundários.

A radiação característica do Bário se apresenta na forma dos raios K_{α} e K_{β} (Tabela 3.5). A intensidade dos picos característicos aumenta com o ângulo de espalhamento, situação esperada devido à menor energia da radiação que se espalha a ângulos maiores (Figura 2.4). Isso faz com que a absorção fotoelétrica predomine nesta situação (Figura 3.12), o que acarreta na maior emissão de radiação característica.

Na Figura 4.17 e Figura 4.18 se mostram a distribuição energética em termos da fluência de fótons, como função do ângulo de espalhamento. Segundo a Figura 3.12 a absorção fotoelétrica é predominante sobre outras interações na faixa de energia do radiodiagnóstico médico. Ainda maior é a predominância enquanto a tensão no tubo diminui por conta da maior probabilidade dos fótons interagir segundo a absorção fotoelétrica para energias menores, comportamento que se mostra na Figura 4.17 e Figura 4.18, onde os picos de radiação característica do Bário começam a se destacar sobre a parte do espectro de maior energia.

Figura 4.16 – Descrição qualitativa dos espectros transmitidos através da barita B10 e 150 kV de tensão no tubo.

Figura 4.17 – Descrição qualitativa dos espectros transmitidos através da barita B10 e 120 kV de tensão no tubo.

Figura 4.18 – Descrição qualitativa dos espectros transmitidos através da barita B10 e 90 kV de tensão no tubo.

4.4 Coeficientes de conversão médios entre o K_{ar} e o $H^*(10)$

A ANVISA, através da Portaria ministerial 453^[6], estabelece que a grandeza operacional que deve ser usada para verificar a conformidade com os níveis de restrição de dose em monitoração de área é o $H^*(10)$. Para estimar o $H^*(10)$ a partir de valores medidos de K_{ar} , são necessários coeficientes de conversão, como os publicados pela ICRU, ou o valor estabelecido na Portaria 453 (Figura 2.6). O coeficiente de conversão definido pela Portaria ministerial 453, não distingue as diferenças na distribuição energética dos feixes primários, secundários e secundários transmitidos. Desta forma, nos itens seguintes serão discutidos os coeficientes de conversão correlacionados aos feixes primários, secundários e secundários transmitidos, obtidos experimentalmente neste trabalho.

4.4.1 Coeficiente de conversão médio para feixes primários

Estudos da dependência do coeficiente de conversão com a espessura ou tipo de atenuador, já foram realizados em trabalhos anteriores para feixes primários atenuados por cubos de água, lâminas de Pb, lâminas de Al^[76] e placas de argamassa baritada^[10]

Os resultados deste trabalho são complementares aos resultados apresentados por Santos J.^[10], referenciados a coeficientes de conversão médios para feixes primários e primários transmitidos através do objeto simulador antropomórfico e placas de argamassa barita. O estudo de Santos J. teve a finalidade de avaliar barreiras primárias em salas de radiologia convencional, na configuração de exames de tórax.

A Figura 4.19 mostra os coeficientes de conversão médios obtidos por Santos J.^[10] para feixes correspondentes às qualidades RQR definidas no TRS 457^[62] e os obtidos no presente trabalho. As variações estão relacionadas com a diferença na filtração adicional no tubo de raios X pois, no presente trabalho usou-se filtração fixa de 3,04 mmAl, enquanto no trabalho de Santos J. a filtração foi variada segundo as especificações do TRS 457.

Segundo a Figura 4.19 os resultados dos coeficientes de conversão são equivalentes dentro da incerteza até uma tensão no tubo de 70 kV. A maior

incerteza corresponde ao coeficiente calculado com o espectro de 40 kV, correspondendo a 8,2% do valor do coeficiente.

Figura 4.19 – Comparação dos coeficientes de conversão médios para feixes primários. Os resultados de Santos J. foram calculados usando feixes correspondentes às qualidades RQR estabelecidas no TRS 457^[62], e os obtidos no presente trabalho correspondem a uma filtração fixa de 3,04 mmAl

A função ajustada aos dados apresentados na Figura 4.19 possui a seguinte forma:

$$Y = y_0 + A \cdot e^{-\frac{x}{t}} \quad (42)$$

As estimativas dos parâmetros, y_0 , A e t , ajustados para os dados do presente trabalho e para os dados de Santos J. estão mostrados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Estimativa dos parâmetros da função exponencial que ajusta os dados de Santos J. e os dados do presente trabalho.

Parâmetro	Santos J.	Presente Trabalho
y_0	1,64(0,01)	1,53(0,01)
A	-1,68(0,04)	-1,45(0,04)
t	47,0(2,1)	45,0(1,9)

4.4.2 Coeficiente de conversão médio para feixes secundários

A Figura 4.20 mostra os coeficientes de conversão médios em função da tensão aplicada ao tubo de raios X, determinados a partir dos feixes secundários correspondentes aos ângulos de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus, calculados com a equação (40).

A Figura 4.21 mostra os coeficientes de conversão médios correspondentes aos feixes secundários e o valor estabelecido pela Portaria 453, 1,44 Sv/Gy como valor de referência. A energia média da Figura 4.21 foi calculada usando o espectro de fluência de fótons para cada espectro. As incertezas dos coeficientes de conversão médios foram calculadas considerando a distribuição de Poisson para cada canal dos espectros medidos correspondentes.

Os coeficientes de conversão para tensões superiores que 80 kV são maiores que o valor de 1,14 Sv/Gy estabelecido na Portaria 453. Portanto, em um procedimento de levantamento radiométrico realizado para avaliar uma barreira secundária, o resultado poderia subestimar o $H^*(10)$ quando se usa o coeficiente recomendado na Portaria 453. Os coeficientes calculados neste trabalho são maiores em até 36,5% do valor estabelecido pela Portaria 453, para uma tensão de 150 kV e num ângulo de 30°.

Figura 4.20 – Coeficientes de conversão médios para feixes secundários em função da tensão no tubo de raios X, com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, correspondentes aos ângulos de espalhamento de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus.

Figura 4.21 – Coeficientes de conversão médios para feixes secundários em função da energia média, correspondentes aos ângulos de espalhamento de 30°, 60°, 90°, 120° e 150° graus. A linha azul corresponde ao valor do coeficiente estabelecido na Portaria 453.

A Figura 4.22 mostra os coeficientes de conversão médios para os feixes primários e secundários como função da energia média do feixe de raios X. Para o ajuste se usou a função exponencial da equação (42). As estimativas dos parâmetros γ_0 , A e t são 1,64(0,03), -3,5(0,4) e 18,4(1,6), respectivamente.

Figura 4.22 – Coeficientes de conversão médios para feixes primários e secundários em função da energia média. A linha vermelha corresponde à função exponencial de ajuste dos coeficientes de conversão.

4.4.3 Coeficiente de conversão médio para feixes secundários transmitidos

A Figura 4.23 apresenta os coeficientes de conversão como função da espessura das placas de argamassa baritada correspondentes a um ângulo de espalhamento de 120° . Da Figura 4.23 se infere que os coeficientes de conversão relacionados a feixes secundários e secundários transmitidos, são maiores que o valor estabelecido na Portaria 453, 1,14 Sv/Gy. Também se observa que o coeficiente de conversão médio tem uma pequena dependência com a espessura das placas de argamassa utilizada neste trabalho. As incertezas dos coeficientes de conversão médios foram calculadas considerando a distribuição de Poisson para cada canal dos espectros medidos correspondentes.

A Figura 4.24 apresenta uma comparação entre os coeficientes de conversão dos feixes primários, secundários (medidos a 30°) e os coeficientes de conversão relacionados com os espectros transmitidos através da placa de argamassa baritada B25. São, também, comparados os valores obtidos através da função analítica de Wagner e col.^[9] e o valor estabelecido na Portaria 453.

Figura 4.23 – Coeficientes de conversão em função da espessura da placa de argamassa baritada.

Figura 4.24 – Comparação dos coeficientes de conversão secundário e transmitido por B25 com os coeficientes da função analítica de Wagner e col.^[9].

A Figura 4.25 mostra os coeficientes de conversão primários, secundários e secundários transmitidos relacionados aos feixes experimentais obtidos neste trabalho.

Figura 4.25 – Coeficientes de conversão médios para os feixes primários, secundários e secundários transmitidos.

4.5 Exemplo de aplicação dos coeficientes de conversão médios de K_{ar} para $H^*(10)$

Como uso prático dos coeficientes de conversão médios para radiação secundária transmitida por placas de argamassa baritada, se apresenta um exemplo típico de levantamento radiométrico num serviço de radiologia diagnóstica.

A Figura 4.26 mostra uma sala de radiologia convencional onde foi realizado um levantamento radiométrico com a finalidade de avaliar os níveis de exposição dentro da sala. A radiação considerada é a radiação secundária composta pela radiação de fuga e a radiação espalhada a 120° graus, considerando a localização da área de controle onde fica o operador.

O procedimento de monitoração de área se faz localizando-se 3 pontos dentro da sala e medindo os níveis de exposição em termos do K_{ar} . A Tabela 4.3 mostra os dados reais^[77] de um levantamento radiométrico feito seguindo os indicadores da Figura 4.26.

A Tabela 4.3 também mostra o uso dos coeficientes de conversão definido na Portaria 453 (1,14 Sv/Gy) e o obtido no presente trabalho para esta situação (1,6 Sv/Gy). O resultado comparativo mostra o acréscimo nos resultados obtidos utilizando o valor obtido no presente trabalho em torno de 40% acima do valor obtido usando o coeficiente de conversão recomendado pela Portaria 453.

Figura 4.26 – Levantamento radiométrico de uma sala de radiografia convencional, análise da área de controle.

Tabela 4.3 – Resultado comparativo entre a aplicação do coeficiente estabelecido pela Portaria 453 e o coeficiente médio obtido a partir das medições do presente trabalho

	$\dot{K}_{ar}$ [mGy/sem]	$\dot{H}^*(10)$ [mSv/sem]		Diferença [%]
		C=1,14Sv/Gy	C=1,6Sv/Gy	
a	$7,28 \times 10^{-4}$	$8,34 \times 10^{-4}$	$1,17 \times 10^{-3}$	40,3
b	$8,47 \times 10^{-4}$	$9,70 \times 10^{-4}$	$1,36 \times 10^{-3}$	40,2
c	$2,07 \times 10^{-3}$	$2,37 \times 10^{-3}$	$3,31 \times 10^{-3}$	39,6

Capítulo 5 - CONCLUSÕES

No presente trabalho foi desenvolvida uma metodologia para a medição dos espectros secundários e secundários transmitidos através de placas de argamassa baritada com a finalidade de serem estimados coeficientes de conversão entre as grandezas kerma no ar e Equivalente de Dose Ambiente. A distribuição energética dos fótons espalhados foi avaliada usando resultados teóricos fundamentados no espalhamento Compton. Nos espectros de radiação secundária se destaca a presença dos raios X característicos $K_{\alpha} = 26,27 \text{ keV}$ e $K_{\beta} = 29,83 \text{ keV}$ do antimônio presente no objeto simulador antropomórfico. A radiação secundária transmitida cujos espectros estão mostrados no Anexo II, têm uma contribuição dos raios X característicos do Ba presente nas placas atenuadoras.

Mediram-se, também, as frações de espalhamento que foram comparadas com resultados obtidos por Trout e Kelley^[74]. Os resultados deste último foram adotados na publicação NCRP 147^[72]. O resultado comparativo do comportamento desta grandeza demonstrou bom acordo com a informação adotada pelo NCRP 147, sendo as diferenças percentuais médias inferiores a 36,5% quando comparadas aos resultados de Trout e Kelley.

As características da distribuição energética e a qualidade dos espectros de raios X medidos variam em relação ao feixe primário emitido pelo tubo de raios X usado neste trabalho. As tabelas apresentadas no Anexo III mostram parâmetros como a CSR e a energia média do feixe correspondente. Segundo os resultados apresentados, os feixes de raios X são endurecidos ao longo de seu percurso até atingir ao detector, devido às propriedades de atenuação do objeto espalhador e das placas de argamassa baritada.

Para os espectros secundários transmitidos pelas placas de argamassa baritada, especialmente para a placa nomeada de B10, a contribuição no espectro da radiação de fluorescência do Bário presente na argamassa se reflete no espectro medido. Esta contribuição é considerada no cálculo do respectivo coeficiente de conversão médio. Esta contribuição é importante, uma vez que, para as energias dos fótons da radiação secundária, a interação de absorção fotoelétrica predomina sobre outras interações.

A metodologia usada para calcular os coeficientes de conversão médios se baseia no trabalho publicado por Kharrati e Zarrad^[65], os quais usaram modelos matemáticos para gerar a distribuição energética de fótons correspondentes à radiação primária e secundária.

Os resultados dos coeficientes de conversão para feixes primários estão em bom acordo com os coeficientes de conversão presentes no trabalho de Santos J.^[10], sendo a diferença percentual média entre os valores obtidos em ambos trabalhos inferiores a 5,4%. As diferenças nos valores aparecem devido ao fato de que, no presente trabalho se fixou a filtração adicional em 3,04 mmAl e, no trabalho de Santos J., a filtração adicional variou segundo as qualidades de feixe RQR definidas no TRS 457^[62].

Os valores dos coeficientes de conversão entre as grandezas Kerma no ar e Equivalente de Dose Ambiente publicados no ICRU 57 apresentam forte dependência com a energia do fóton. Desta forma, a utilização do espectro correspondente para o cálculo do coeficiente de conversão médio é importante para a correta avaliação de valores de $H^*(10)$ a partir de medições do kerma no ar. Este fato se verifica nos valores dos coeficientes de conversão obtidos no presente trabalho e apresentados nas tabelas do Anexo IV. Nestas tabelas se apresentam os diferentes valores dos coeficientes calculados a partir do seu correspondente espectro medido.

Os coeficientes de conversão entre o K_{ar} e o $H^*(10)$ apresentados no presente trabalho variam com a camada semirredutora e com a energia média do feixe utilizado. Além disso, os valores dos coeficientes de conversão médios para os feixes secundários e secundários transmitidos são maiores que o valor de 1,14 Sv/Gy, estabelecido na Portaria 453. Este fato leva a uma subestimativa sistemática do $H^*(10)$ e que, em casos extremos, pode resultar em subestimativas de espessuras de blindagens.

Foi apresentado um exemplo hipotético de levantamento radiométrico, no qual se avaliou a diferença na aplicação do coeficiente de conversão recomendado pela ANVISA (1,14 Sv/Gy) e o valor médio dos coeficientes de conversão correspondentes calculados através das medições realizadas no presente trabalho (1,6 Sv/Gy). A aplicação destes coeficientes leva a diferenças no cálculo de $H^*(10)$ superiores a 40%.

Finalmente, os resultados deste projeto de pesquisa mostram que o comportamento espectral dos feixes de raios X transmitidos por barreiras primárias utilizadas em instalações de radiodiagnóstico influenciam os resultados de cálculo de barreiras e levantamento radiométrico. Isso pode contribuir para o desenvolvimento de procedimentos operacionais que levem em conta esse tipo de informação.

Como trabalho futuro pode-se usar as distribuições de carga de trabalho para construir uma curva de atenuação em termos do $H^*(10)$ com a finalidade de ser usada em cálculo de barreiras^{[78][79]}

Podem, também, ser realizados outros estudos usando diferentes materiais aplicados em blindagem em salas de radiologia como, por exemplo, o concreto^[80], vidros plumbíferos ou materiais cerâmicos^[81]. Pode-se, ainda, modificar a metodologia desenvolvida neste trabalho com o objetivo de ser aplicada a procedimentos de radiodiagnóstico, tais como a Mamografia, Tomografia ou Fluoroscopia. Nestes tipos de procedimentos é justamente a radiação secundária a mais importante a ser considerada.

A partir dos espectros secundários e secundários transmitidos, podem ser estimadas outras grandezas operacionais, considerando o correspondente coeficiente de conversão. Por exemplo, o equivalente de dose direcional ou o equivalente de dose pessoal poderão ser estudados, em trabalho futuros, uma vez que estão também relacionados com o K_{ar} segundo os coeficientes de conversão publicados no ICRU 57.

Anexo I – Composição da argamassa baritada utilizada

Tabela I.1 – Composição da argamassa baritada determinada pelo método WDXRF.

Composto	Espectro	Intensidade	Percentual em massa (%)
BaO	Ba-LA	8,8905	33,7
CaO	Ca-KA	77,9191	27,1
SiO ₂	Si-KA	7,6465	14,9
SO ₃	S-KA	30,7906	14,3
Fe ₂ O ₃	Fe-KB1	1,6199	3,16
Al ₂ O ₃	Al-KA	1,5193	2,85
MgO	Mg-KA	0,2785	1,65
P ₂ O ₅	P-KA	4,8313	1,37
TiO ₂	Ti-KA	0,214	0,366
MnO	Mn-KA	0,3885	0,192
Na ₂ O	Na-KA	0,0161	0,183
K ₂ O	K-KA	0,3321	0,144
SrO	Sr-KA	2,9341	0,0803
Cl	Cl-KA	0,0282	0,0312
NiO	Ni-KA	0,1186	0,0202
ZrO ₂	Zr-KB1	0,0974	0,0112
Nb ₂ O ₅	Nb-KA	0,2201	0,00502

Anexo II – Catálogo de espectros

Espectros Primários

Figura II.1 – Espectros primários da radiação X produzidos pelo equipamento de raios X Philips modelo MG 450 com tubo de raios X MCN 421, medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe e com filtração de 3,04 mmAl no tubo, a 1 m de distância do ponto focal. O Kerma no ar foi medido usando a câmara de ionização modelo 10x6-1800 da Radcal Corp.

Espectros Secundários

Figura II.2 - Espectros espalhados pelo objeto simulador antropomórfico; usando um equipamento de raios X Philips modelo MG 450 com tubo de raios X MCN 421, espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 30°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

Figura II.3 - Espectros espalhados pelo objeto simulador antropomórfico; usando um equipamento de raios X Philips modelo MG 450 com tubo de raios X MCN 421, espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 60°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

Figura II.4 - Espectros espalhados pelo objeto simulador antropomórfico; usando um equipamento de raios X Philips modelo MG 450 com tubo de raios X MCN 421, espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 90°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

Figura II.5 - Espectros espalhados pelo objeto simulador antropomórfico; usando um equipamento de raios X Philips modelo MG 450 com tubo de raios X MCN 421, espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 120°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

Figura II.6 - Espectros espalhados pelo objeto simulador antropomórfico; usando um equipamento de raios X Philips modelo MG 450 com tubo de raios X MCN 421, espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 150°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

Espectros Secundários Transmitidos

T_30°_B10

Figura II.7 - Espectros transmitidos através da placa B10; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 30°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_30°_B15

Figura II.8 - Espectros transmitidos através da placa B15; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 30°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_30°_B20

Figura II.9 - Espectros transmitidos através da placa B20; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 30°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_30°_B25

Figura II.10 - Espectros transmitidos através da placa B25; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 30°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_60°_B10

Figura II.11 - Espectros transmitidos através da placa B10; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 60°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_60°_B15

Figura II.12 - Espectros transmitidos através da placa B15; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 60°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_60°_B20

Figura II.13 - Espectros transmitidos através da placa B20; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 60°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_60°_B25

Figura II.14 - Espectros transmitidos através da placa B25; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 60°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_90°_B10

Figura II.15 - Espectros transmitidos através da placa B10; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 90°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_90°_B15

Figura II.16 - Espectros transmitidos através da placa B15; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 90°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_90°_B20

Figura II.17 - Espectros transmitidos através da placa B20; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 90°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_90°_B25

Figura II.18 - Espectros transmitidos através da placa B25; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 90°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_120°_B10

Figura II.19 - Espectros transmitidos através da placa B10; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 120°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_120°_B15

Figura II.20 - Espectros transmitidos através da placa B15; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 120°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_120°_B20

Figura II.21 - Espectros transmitidos através da placa B20; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 120°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_120°_B25

Figura II.22 - Espectros transmitidos através da placa B25; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 120°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_150°_B10

Figura II.23 - Espectros transmitidos através da placa B10; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 150°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_150°_B15

Figura II.24 - Espectros transmitidos através da placa B15; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 150°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_150°_B20

Figura II.25 - Espectros transmitidos através da placa B20; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 150°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

T_150°_B25

Figura II.26 - Espectros transmitidos através da placa B25; espectros medidos com o conjunto espectrométrico da Amptek Inc. utilizando o detector CdTe a 2 m do centro do objeto espalhador, ângulo de espalhamento de 150°, tubo de raios X com uma filtração fixa de 3,04 mmAl, a superfície do objeto espalhador se encontra a 1,80 m de distância do ponto focal do tubo de raios X.

Anexo III – Catálogo de tabelas

Espectros Primários

Tabela III.1 – Kerma no ar a 1 m do tubo de raios X, primeira camada semiredutora e energia média dos espectros primários. Usou-se 15 mA e 15 segundos em todas as exposições. A incerteza do conjunto dosimétrico é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência $k=2$.

Tensão [kV]	Kerma no ar [mGy/mAs@1m]	CSR [mmAl]	Energia Média [keV]
40	0,006	1,86	28,6
50	0,014	2,60	33,1
60	0,024	3,31	37,3
70	0,035	3,94	41,0
80	0,046	4,62	44,9
90	0,060	5,20	48,3
100	0,075	5,71	51,3
110	0,090	6,17	54,1
120	0,107	6,63	56,9
130	0,124	7,00	59,4
140	0,142	7,35	61,9
150	0,162	7,67	64,2

Espectros Secundários

Tabela III.2 – Kerma no ar a 1m do objeto espalhador e espalhado a 30° com relação ao feixe de radiação primária, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão [kV]	Kerma no ar [mGy/mAs@1m]	CSR [mmAl]	Energia Média [keV]
40	$2,3 \cdot 10^{-6}$	2,2	32,9
50	$5,4 \cdot 10^{-6}$	3,0	35,0
60	$9,8 \cdot 10^{-6}$	3,9	39,1
70	$1,5 \cdot 10^{-5}$	4,6	42,9
80	$2,2 \cdot 10^{-5}$	5,3	46,5
90	$3,1 \cdot 10^{-5}$	5,9	49,7
100	$4,1 \cdot 10^{-5}$	6,5	52,6
110	$5,2 \cdot 10^{-5}$	6,9	55,0
120	$6,4 \cdot 10^{-5}$	7,3	57,5
130	$7,7 \cdot 10^{-5}$	7,6	59,7
140	$9,1 \cdot 10^{-5}$	7,9	61,7
150	$1,1 \cdot 10^{-4}$	8,2	63,8

Tabela III.3 – Kerma no ar a 1m do objeto espalhador e espalhado a 60° com relação ao feixe de radiação primária, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão [kV]	Kerma no ar [mGy/mAs@1m]	CSR [mmAl]	Energia Média [keV]
40	$4,3 \cdot 10^{-7}$	2,1	32,8
50	$1,4 \cdot 10^{-6}$	2,9	34,3
60	$2,9 \cdot 10^{-6}$	3,7	38,1
70	$5,1 \cdot 10^{-6}$	4,4	41,6
80	$8,2 \cdot 10^{-6}$	5,0	44,9
90	$1,2 \cdot 10^{-5}$	5,6	47,9
100	$1,7 \cdot 10^{-5}$	6,0	50,3
110	$2,2 \cdot 10^{-5}$	6,4	52,6
120	$2,9 \cdot 10^{-5}$	6,8	54,6
130	$3,5 \cdot 10^{-5}$	7,1	56,6
140	$4,3 \cdot 10^{-5}$	7,3	58,4
150	$5,1 \cdot 10^{-5}$	7,6	60,2

Tabela III.4 – Kerma no ar a 1m do objeto espalhador e espalhado a 90° com relação ao feixe de radiação primária, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão [kV]	Kerma no ar [mGy/mAs@1m]	CSR [mmAl]	Energia Média [keV]
40	$7,7 \cdot 10^{-7}$	1,8	29,9
50	$2,1 \cdot 10^{-6}$	2,4	32,1
60	$4,0 \cdot 10^{-6}$	3,1	35,5
70	$6,7 \cdot 10^{-6}$	3,6	38,5
80	$1,0 \cdot 10^{-5}$	4,2	41,5
90	$1,4 \cdot 10^{-5}$	4,7	44,1
100	$1,9 \cdot 10^{-5}$	5,1	46,3
110	$2,5 \cdot 10^{-5}$	5,5	48,3
120	$3,1 \cdot 10^{-5}$	5,8	50,2
130	$3,8 \cdot 10^{-5}$	6,1	52,0
140	$4,5 \cdot 10^{-5}$	6,4	53,7
150	$5,3 \cdot 10^{-5}$	6,6	55,3

Tabela III.5 – Kerma no ar a 1m do objeto espalhador e espalhado a 120° com relação ao feixe de radiação primária, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão [kV]	Kerma no ar [mGy/mAs@1m]	CSR [mmAl]	Energia Média [keV]
40	$2,2 \cdot 10^{-6}$	1,6	27,8
50	$5,9 \cdot 10^{-6}$	2,2	30,6
60	$1,1 \cdot 10^{-5}$	2,7	33,8
70	$1,8 \cdot 10^{-5}$	3,2	36,6
80	$2,6 \cdot 10^{-5}$	3,7	39,2
90	$3,5 \cdot 10^{-5}$	4,2	41,8
100	$4,6 \cdot 10^{-5}$	4,6	43,8
110	$5,8 \cdot 10^{-5}$	4,9	45,7
120	$7,1 \cdot 10^{-5}$	5,2	47,4
130	$8,4 \cdot 10^{-5}$	5,5	49,0
140	$9,8 \cdot 10^{-5}$	5,8	50,5
150	$1,1 \cdot 10^{-4}$	6,0	52,0

Tabela III.6 – Kerma no ar a 1m do objeto espalhador e espalhado a 150° com relação ao feixe de radiação primária, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão [kV]	Kerma no ar [mGy/mAs@1m]	CSR [mmAl]	Energia Média [keV]
40	$3,5 \cdot 10^{-6}$	1,6	29,1
50	$9,5 \cdot 10^{-6}$	2,0	30,2
60	$1,8 \cdot 10^{-5}$	2,5	32,9
70	$2,8 \cdot 10^{-5}$	3,0	35,5
80	$4,0 \cdot 10^{-5}$	3,5	37,9
90	$5,4 \cdot 10^{-5}$	3,9	40,2
100	$7,0 \cdot 10^{-5}$	4,3	42,2
110	$8,6 \cdot 10^{-5}$	4,6	43,9
120	$1,0 \cdot 10^{-4}$	4,9	45,4
130	$1,2 \cdot 10^{-4}$	5,1	46,9
140	$1,4 \cdot 10^{-4}$	5,3	48,2
150	$1,6 \cdot 10^{-4}$	5,5	49,4

Secundários Transmitidos

Tabela III.7 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 30° e à placa de argamassa baritada B10, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência $k=2$.

Tensão [kV]	Kerma no ar [mGy/mAs@1m]	CSR [mmAl]	Energia Média [keV]
90	$2,3 \cdot 10^{-6}$	9,6	66,0
100	$3,3 \cdot 10^{-6}$	10,8	72,5
110	$4,6 \cdot 10^{-6}$	11,7	78,0
120	$6,4 \cdot 10^{-6}$	12,4	82,8
130	$8,5 \cdot 10^{-6}$	12,9	87,1
140	$1,1 \cdot 10^{-5}$	13,4	91,1
150	$1,4 \cdot 10^{-5}$	13,8	94,7

Tabela III.8 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 30° e à placa de argamassa baritada B15, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência $k=2$.

Tensão [kV]	Kerma no ar [mGy/mAs@1m]	CSR [mmAl]	Energia Média [keV]
100	$3,0 \cdot 10^{-6}$	11,4	75,3
110	$3,9 \cdot 10^{-6}$	12,2	80,6
120	$5,2 \cdot 10^{-6}$	12,8	85,2
130	$6,8 \cdot 10^{-6}$	13,3	89,5
140	$8,5 \cdot 10^{-6}$	13,7	93,3
150	$1,1 \cdot 10^{-5}$	14,1	97,1

Tabela III.9 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 30° e à placa de argamassa baritada B20, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
110	$3,8 \cdot 10^{-6}$	12,1	80,3
120	$5,0 \cdot 10^{-6}$	12,8	85,1
130	$6,3 \cdot 10^{-6}$	13,2	89,2
140	$8,1 \cdot 10^{-6}$	13,7	93,3
150	$1,0 \cdot 10^{-5}$	14,1	97,1

Tabela III.10 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 30° e à placa de argamassa baritada B25, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
110	$3,8 \cdot 10^{-6}$	12,0	80,0
120	$4,9 \cdot 10^{-6}$	12,7	84,8
130	$6,3 \cdot 10^{-6}$	13,2	89,1
140	$7,8 \cdot 10^{-6}$	13,6	93,1
150	$9,9 \cdot 10^{-6}$	14,0	96,7

Tabela III.11 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 60° e à placa de argamassa baritada B10, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
90	$1,6 \cdot 10^{-6}$	8,8	62,6
100	$2,3 \cdot 10^{-6}$	10,1	69,0
110	$3,1 \cdot 10^{-6}$	11,1	74,4
120	$4,2 \cdot 10^{-6}$	11,8	78,9
130	$5,4 \cdot 10^{-6}$	12,4	83,0
140	$6,8 \cdot 10^{-6}$	12,8	86,6
150	$8,6 \cdot 10^{-6}$	13,2	89,7

Tabela III.12 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 60° e à placa de argamassa baritada B15, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
110	$2,8 \cdot 10^{-6}$	11,6	76,9
120	$3,7 \cdot 10^{-6}$	12,3	81,3
130	$4,7 \cdot 10^{-6}$	12,7	85,2
140	$5,8 \cdot 10^{-6}$	13,2	88,6
150	$7,1 \cdot 10^{-6}$	13,5	91,9

Tabela III.13 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 60° e à placa de argamassa baritada B20, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
110	$2,8 \cdot 10^{-6}$	11,6	76,7
120	$3,6 \cdot 10^{-6}$	12,2	81,1
130	$4,5 \cdot 10^{-6}$	12,7	84,7
140	$5,5 \cdot 10^{-6}$	13,1	88,2
150	$6,9 \cdot 10^{-6}$	13,4	91,3

Tabela III.14 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 60° e à placa de argamassa baritada B25, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
120	$3,5 \cdot 10^{-6}$	12,0	80,3
130	$4,4 \cdot 10^{-6}$	12,5	84,0
140	$5,5 \cdot 10^{-6}$	12,9	87,6
150	$6,8 \cdot 10^{-6}$	13,4	91,1

Tabela III.15 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 90° e à placa de argamassa baritada B10, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
90	$2,3 \cdot 10^{-6}$	7,0	55,7
100	$3,2 \cdot 10^{-6}$	8,7	63,0
110	$4,3 \cdot 10^{-6}$	9,9	68,8
120	$5,5 \cdot 10^{-6}$	10,9	73,7
130	$6,9 \cdot 10^{-6}$	11,5	77,8
140	$8,5 \cdot 10^{-6}$	12,1	81,3
150	$1,0 \cdot 10^{-5}$	12,5	84,8

Tabela III.16 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 90° e à placa de argamassa baritada B15, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
100	$3,2 \cdot 10^{-6}$	10,0	68,2
110	$4,1 \cdot 10^{-6}$	11,0	73,4
120	$5,2 \cdot 10^{-6}$	11,7	77,5
130	$6,6 \cdot 10^{-6}$	12,2	81,7
140	$7,9 \cdot 10^{-6}$	12,7	85,2
150	$9,5 \cdot 10^{-6}$	13,1	88,4

Tabela III.17 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 90° e à placa de argamassa baritada B20, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
110	$4,3 \cdot 10^{-6}$	11,0	73,4
120	$5,4 \cdot 10^{-6}$	11,7	77,8
130	$6,6 \cdot 10^{-6}$	12,3	81,9
140	$7,9 \cdot 10^{-6}$	12,7	85,4
150	$9,5 \cdot 10^{-6}$	13,1	88,6

Tabela III.18 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 90° e à placa de argamassa baritada B25, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
120	$4,9 \cdot 10^{-6}$	11,6	77,7
130	$6,3 \cdot 10^{-6}$	12,2	81,9
140	$7,5 \cdot 10^{-6}$	12,7	85,8
150	$9,0 \cdot 10^{-6}$	13,1	89,1

Tabela III.19 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 120° e à placa de argamassa baritada B10, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
80	$4,0 \cdot 10^{-6}$	4,2	41,7
90	$5,6 \cdot 10^{-6}$	6,0	51,6
100	$7,4 \cdot 10^{-6}$	8,0	60,4
110	$9,1 \cdot 10^{-6}$	9,5	67,2
120	$1,2 \cdot 10^{-5}$	10,5	72,5
130	$1,4 \cdot 10^{-5}$	11,3	77,1
140	$1,7 \cdot 10^{-5}$	11,9	80,9
150	$2,0 \cdot 10^{-5}$	12,5	84,5

Tabela III.20 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 120° e à placa de argamassa baritada B15, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
100	$7,2 \cdot 10^{-6}$	10,1	68,6
110	$9,0 \cdot 10^{-6}$	11,0	73,7
120	$1,1 \cdot 10^{-5}$	11,8	78,5
130	$1,3 \cdot 10^{-5}$	12,4	82,6
140	$1,6 \cdot 10^{-5}$	12,9	86,1
150	$1,8 \cdot 10^{-5}$	13,2	89,3

Tabela III.21 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 120° e à placa de argamassa baritada B20, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
100	$6,8 \cdot 10^{-6}$	10,3	69,5
110	$8,6 \cdot 10^{-6}$	11,2	74,5
120	$1,1 \cdot 10^{-5}$	11,9	78,9
130	$1,3 \cdot 10^{-5}$	12,5	83,0
140	$1,5 \cdot 10^{-5}$	12,9	86,6
150	$1,8 \cdot 10^{-5}$	13,3	90,0

Tabela III.22 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 120° e à placa de argamassa baritada B25, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
100	$6,8 \cdot 10^{-6}$	10,4	69,9
110	$8,8 \cdot 10^{-6}$	11,3	75,1
120	$1,1 \cdot 10^{-5}$	12,0	79,5
130	$1,3 \cdot 10^{-5}$	12,5	83,4
140	$1,5 \cdot 10^{-5}$	13,0	87,2
150	$1,8 \cdot 10^{-5}$	13,4	90,4

Tabela III.23 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 150° e à placa de argamassa baritada B10, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
70	$2,1 \cdot 10^{-6}$	3,3	35,0
80	$2,7 \cdot 10^{-6}$	3,6	37,2
90	$3,8 \cdot 10^{-6}$	4,5	43,6
100	$4,9 \cdot 10^{-6}$	6,0	51,2
110	$6,5 \cdot 10^{-6}$	7,5	57,9
120	$7,8 \cdot 10^{-6}$	8,7	63,4
130	$9,6 \cdot 10^{-6}$	9,7	67,6
140	$1,2 \cdot 10^{-5}$	10,4	71,3
150	$1,3 \cdot 10^{-5}$	11,0	74,4

Tabela III.24 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 150° e à placa de argamassa baritada B15, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
110	$5,8 \cdot 10^{-6}$	9,2	64,8
120	$7,0 \cdot 10^{-6}$	10,3	69,7
130	$8,4 \cdot 10^{-6}$	11,1	73,8
140	$1,0 \cdot 10^{-5}$	11,6	77,0
150	$1,2 \cdot 10^{-5}$	12,1	79,7

Tabela III.25 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 150° e à placa de argamassa baritada B20, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
110	$6,0 \cdot 10^{-6}$	9,6	66,3
120	$7,1 \cdot 10^{-6}$	10,6	70,8
130	$8,5 \cdot 10^{-6}$	11,2	74,5
140	$1,0 \cdot 10^{-5}$	11,7	77,5
150	$1,2 \cdot 10^{-5}$	12,1	80,4

Tabela III.26 – Kerma no ar devido à radiação secundária transmitida, correspondente a um ângulo de espalhamento de 150° e à placa de argamassa baritada B25, normalizados pelo produto da corrente anódica e o tempo de exposição. A corrente usada para medir todos os espectros foi 15 mA. Os valores da camada semiredutora e energia média foram calculados usando o espectro de fluência de fótons. A incerteza no Kerma no ar é 10,1% do valor da leitura, correspondente a um fator de abrangência k=2.

Tensão	Kerma no ar	CSR	Energia Média
[kV]	[mGy/mAs@1m]	[mmAl]	[keV]
120	$7,3 \cdot 10^{-6}$	10,5	71,5
130	$8,8 \cdot 10^{-6}$	11,2	75,2
140	$1,0 \cdot 10^{-5}$	11,8	78,6
150	$1,2 \cdot 10^{-5}$	12,1	80,9

Anexo IV – Coeficientes de Conversão de K_{ar} para H^* (10)

Tabela IV.1 – Coeficientes de conversão médios entre o Kerma no ar e o Equivalente de Dose Ambiente, para os feixes primários e feixes secundários.

Tensão	Primário	30°	60°	90°	120°	150°
[kV]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]
40	0,92(14)	0,98(7)	0,99(8)	0,90(5)	0,86(3)	0,84(3)
50	1,07(9)	1,16(5)	1,14(5)	1,05(4)	0,99(2)	0,95(2)
60	1,16(7)	1,24(6)	1,24(4)	1,15(4)	1,08(3)	1,04(4)
70	1,22(5)	1,31(5)	1,32(3)	1,22(3)	1,15(3)	1,12(3)
80	1,29(3)	1,38(3)	1,38(3)	1,28(3)	1,21(3)	1,17(3)
90	1,33(3)	1,41(4)	1,43(3)	1,32(3)	1,26(3)	1,21(3)
100	1,37(3)	1,46(3)	1,46(4)	1,34(3)	1,29(3)	1,25(3)
110	1,40(2)	1,47(3)	1,49(4)	1,37(3)	1,33(2)	1,28(2)
120	1,43(2)	1,51(3)	1,50(4)	1,40(3)	1,36(2)	1,31(2)
130	1,45(2)	1,53(2)	1,51(4)	1,43(3)	1,38(2)	1,34(2)
140	1,47(2)	1,55(2)	1,52(4)	1,45(3)	1,40(2)	1,37(2)
150	1,49(2)	1,56(2)	1,53(4)	1,45(3)	1,41(2)	1,39(2)

Tabela IV.2 – Coeficientes de conversão médios entre o Kerma no ar e o Equivalente de Dose Ambiente, para os feixes secundários transmitidos através da placa de argamassa baritada B10.

Tensão	30°	60°	90°	120°	150°
[kV]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]
70	--	--	--	--	1,20(32)
80	--	--	--	1,24(16)	1,24(16)
90	1,61(6)	1,57(7)	1,45(10)	1,36(9)	1,30(9)
100	1,65(5)	1,64(6)	1,55(9)	1,51(7)	1,40(9)
110	1,66(5)	1,66(5)	1,61(8)	1,58(5)	1,49(6)
120	1,66(4)	1,66(4)	1,64(7)	1,62(4)	1,57(4)
130	1,65(3)	1,66(4)	1,65(8)	1,64(4)	1,61(5)
140	1,64(4)	1,65(4)	1,65(7)	1,64(3)	1,63(5)
150	1,63(3)	1,65(4)	1,65(6)	1,64(4)	1,65(3)

Tabela IV.3 – Coeficientes de conversão médios entre o Kerma no ar e o Equivalente de Dose Ambiente, para os feixes secundários transmitidos através da placa de argamassa baritada B15.

Tensão	30°	60°	90°	120°	150°
[kV]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]
100	1,65(8)	--	1,58(17)	1,58(8)	--
110	1,66(7)	1,66(10)	1,63(11)	1,61(8)	1,59(12)
120	1,66(7)	1,66(7)	1,65(10)	1,65(5)	1,62(8)
130	1,65(4)	1,65(7)	1,65(9)	1,65(5)	1,65(7)
140	1,63(4)	1,65(7)	1,65(8)	1,65(4)	1,66(5)
150	1,62(3)	1,64(6)	1,64(8)	1,64(4)	1,66(5)

Tabela IV.4 – Coeficientes de conversão médios entre o Kerma no ar e o Equivalente de Dose Ambiente, para os feixes secundários transmitidos através da placa de argamassa baritada B20.

Tensão	30°	60°	90°	120°	150°
[kV]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]
100	--	--	--	1,57(9)	--
110	1,66(8)	1,66(8)	1,61(11)	1,62(8)	1,58(12)
120	1,65(8)	1,66(8)	1,65(8)	1,64(6)	1,64(9)
130	1,65(6)	1,65(8)	1,65(8)	1,65(5)	1,65(7)
140	1,64(5)	1,65(8)	1,64(7)	1,64(4)	1,65(7)
150	1,63(4)	1,64(7)	1,64(7)	1,64(4)	1,65(6)

Tabela IV.5 – Coeficientes de conversão médios entre o Kerma no ar e o Equivalente de Dose Ambiente, para os feixes secundários transmitidos através da placa de argamassa baritada B25.

Tensão	30°	60°	90°	120°	150°
[kV]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]	[Sv/Gy]
100	--	--	--	1,57(9)	--
110	1,65(8)	--	--	1,62(9)	--
120	1,65(8)	1,65(7)	1,63(9)	1,64(7)	1,58(11)
130	1,64(7)	1,64(7)	1,64(8)	1,64(5)	1,63(9)
140	1,63(5)	1,64(7)	1,64(7)	1,64(5)	1,64(7)
150	1,62(3)	1,63(5)	1,64(7)	1,64(5)	1,64(7)

Anexo V – Rendimento do tubo de Raios X

A correta determinação do K_{ar} nas medições dos espectros primários, secundários e secundários transmitidos por placas de argamassa baritada, representa um passo importante no cálculo dos coeficientes de conversão médios entre o K_{ar} e o $H^*(10)$. Para sua correta determinação foi realizado um estudo do rendimento do tubo de raios X industrial MCN 421 montado no laboratório do Grupo de Dosimetria das Radiações e Física Médica do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

Para fazer este estudo usou-se um sistema dosimétrico da PTW Inc. que consistiu em uma câmara de ionização modelo TW23361 e um eletrômetro modelo Unidos E. A Figura V.1 mostra o rendimento do tubo de raios X, para um produto da corrente e o tempo de exposição fixo de 18 mAs.

Figura V.1 – Rendimento do tubo de raios X Philips modelo MCN 421 para um produto corrente tempo de exposição fixo de 18 mAs, medições feitas a 1 m do tubo de raios X.

Segundo a Figura V.1, para correntes menores a 0,5 mA, o rendimento do tubo é fortemente dependente da corrente anódica, para correntes maiores o rendimento tende a se estabilizar. Existe uma redução do rendimento enquanto a corrente anódica aumenta, fato que está ligado à redução do tempo de exposição, visando manter os 18 mAs fixos. Por exemplo, no caso dos pontos finais que correspondem a 3,6 mA, o tempo de exposição é de 5 s, tempo curto que influencia ao valor do rendimento.

Este trabalho requer medir espectros secundários e secundários transmitidos por placas de argamassa baritada, os quais são caracterizados pela baixa fluência de fótons (em especial os espectros transmitidos). Portanto, convencionou-se usar a máxima corrente anódica do tubo, 15 mA, e tempos de exposição suficientemente longos para obter contagens no espectrômetro que garantam a utilização de espectros com boa significância estatística, evitando as mudanças no rendimento do tubo descritas no parágrafo anterior.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Brit. Med. J. Special Correspondence. **British Medical Journal.**, n.5, p. 877, 1899.
- [2] CROCKER, H. R. A Case of Dermatitis from Roentgen Rays. **British Medical Journal**, n.2, p. 8-9, 1897.
- [3] ARCHER, B.R. History of the Shielding of Diagnostic X-ray Facilities. **Health Physics**, v. 69, n.5, p. 750-758, 1995.
- [4] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. **1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection**. Pergamon Press, New York, 1990 (ICRP Publication 60).
- [5] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. **The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection**. Pergamon Press, New York, 2007 (ICRP Publication 103).
- [6] BRASIL, MINISTÉRIO DA SAÚDE. **Portaria nº 453, de 1º de junho de 1998**. AGÊNCIA NACIONAL DE VIGILÂNCIA SANITÁRIA, Brasil 1998.
- [7] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. **Quantities and Units in Radiation Protections Dosimetry**. Bethesda, Maryland 1993 (ICRU Publication 51).
- [8] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. **Conversion Coefficients for use in Radiological Protection Against External Radiation**. Bethesda, MD, 1998 (ICRU Report 57).
- [9] WAGNER, S. R.; GROSSWENDT, B.; HARVEY, J. R.; MILL, A. J.; SELBACH, H J.; SIEVERT, B. R. L. Unified conversion functions for the new ICRU operational radiation protection quantities. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 12, n.2, p 231-235, 1985.
- [10] SANTOS, J. C. **Estudo experimental das relações entre kerma no ar e equivalente de dose ambiente para o cálculo de barreiras primárias em salas radiológicas**. São Paulo: 2013. Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

-
- [11] Pereira, M. A. G. ***Avaliação dos espectros primários e secundários da radiação X em objetos simuladores para energias utilizadas em diagnóstico médico.*** São Paulo: 2004. Tese de Doutorado, Instituto de Pesquisas energéticas e Nucleares – Autarquia associada à Universidade de São Paulo, São Paulo.
- [12] BENVINDO DA LUZ, A.; MAGALHÃES, B. C. A. ***Barita.*** Rio de Janeiro: 2005. Comunicação técnica elaborada para edição do livro Rochas & Minerais Industriais: Uso e especificações, Centro de Tecnologia Mineral – Ministério da Ciência e Tecnologia.
- [13] FREITAS, M. B. ***Panorama das exposições médicas em radiologia convencional no estado de São Paulo.*** São Paulo: 2005. Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo.
- [14] ATTIX, F. H. *Introductions to Radiological Physics and Radiation Dosimetry.* 1er Edition. Germany: WILEY-VCH, 2004. ISBN-10: 0-471-01146-0.
- [15] XCOM, NIST, Disponível em : <
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/concreteba.html> >
Acesso em 16/06/2014.
- [16] XCOM, NIST, Disponível em : <
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab2.html> > Acesso em
16/06/2014.
- [17] OKUNO, E.; YOSHIMURA, E. M. *Física das Radiações.* 1ª Edição, São Paulo: Oficina de Textos, 2010. ISBN: 978-85-7975-005-2.
- [18] JHONS, H. E.; CUNNINGHAM, J. R. *The Physics of Radiology.* 3a Edition. Springfield, Illinois, U.S.A.: Thomas Books, 1974. ISBN 0-398-03007-3.
- [19] XCOM, NIST, Disponível em : <
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> > Acesso em
23/05/2014.
- [20] JENNINGS, W.A. Evolution over the past Century of Quantities and Units in Radiation Dosimetry. ***Journal of Radiological Protection***, v. 27, n.1, p 5-16, 2007.

-
- [21] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. ***Radiation Quantities and Units***. Washington D.C., 1980 (ICRU Publication 33).
- [22] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. ***Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation***. Bethesda, Maryland 1998 (ICRU Publication 60).
- [23] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. ***Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation***. Bethesda, Maryland 2011 (ICRU Publication 85a).
- [24] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. ***Quantities and Units in Radiation Protections Dosimetry***. Bethesda, Maryland 1993 (ICRU Publication 51).
- [25] COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR. ***Glossário de Segurança Nuclear***. Ministério da Ciência e Tecnologia, Rio de Janeiro, Brasil 2010.
- [26] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. ***Recommendations of the International Commission on Radiological Protection***. Ann. ICRP 1 (3), 1977 (ICRP Publication 26).
- [27] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION, “X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 2: Dosimetry for radiation protection over the energy ranges from 8 keV to 1.3 MeV and 4 MeV to 9 MeV,” ISO/FDIS 4037-2, Geneva, Switzerland, 1997.
- [28] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. ***Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Source***. Bethesda, 1985 (ICRU Publication 39).
- [29] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. ***Measurement of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiation***. Bethesda, MD, 1992 (ICRU Report 47).
- [30] GROSSWENDT, B.; HOHLFELD, K.; KRAMER, H.M.; SELBACH, H.J. ***Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig (Germany, F.R.)***, PTB-DOS--11E, v. 19, n.20, 28p, 1988.

-
- [31] HUBBELL, J. H.; SELTZER, S. M. Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV for elements Z=1 to Z=92 and 48 additional substances of dosimetric interest. **National Institute of Standards and Technology**, Gaithersburg, Maryland, 1995, (NIST Report NISTIR 5632).
- [32] BUSHBERG, J. T.; SEIBERT, J. A.; LEIDHOLDT, E. M.; BOONE, J. M. The essential physics of medical imaging. 2nd Edition. USA: LIPPINCOTT WILLIAMS & WILKINS, 2002. ISBN-10: 0-683-30118-7.
- [33] LBNL Isotopes Project – LUNDS Universitet. <
<http://ie.lbl.gov/toi/xray.asp?act=search&Z1=74&Typ=1> > Acesso em:
09/09/2014.
- [34] CARLSSON, G. A.; CARLSSON, C. A. Effective energy in diagnostic radiology: A critical review. **Physics in Medicine and Biology**, v. 29, n.8, p 953-958, 1984.
- [35] KRAMERS, H. A. On the theory of x-ray absorption and of the continuous x-ray spectrum. **Philos. Mag.** n.46, p 836-871, 1923.
- [36] TUCKER, D.; BARNES, G.; CHAKRABORTY, D. Semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra. **Medical Physics**, v. 18, n.2, p 211-218 1991.
- [37] COSTA, P. R.; NERISSIAN, D. Y.; SALVADOR, F. C.; Rio, P. B.; CALDAS, L. V. E. Generation of calibrated tungsten target x-ray spectra: Modified TBC model. **Medical Physics**, v. 32, n.1, p 24-32, 2007.
- [38] ARCHER, B. R.; FEWELL, T. R.; WAGNER, L. K. Laplace reconstruction of experimental diagnostic x-ray spectra. **Medical Physics**, v. 15, n.6, p 832-837, 1988.
- [39] ARCHER, B. R.; WAGNER, L. K. Determination of diagnostic x-ray spectra with characteristic radiation using attenuation analysis. **Medical Physics**, v. 15, n.4, p 637-641, 1988.
- [40] ARCHER, B. R.; ALMOND, P. R.; WAGNER, L. K. Application of a Laplace transform pair model for high-energy x-ray spectral reconstruction. **Medical Physics**, v. 12, n.5, p 630-633, 1985.

-
- [41] ARCHER, B. R.; WAGNER, L. K. A Laplace transform pair model for spectral reconstruction. **Medical Physics**, v. 9, n.6, p 844-847, 1982.
- [42] XR-100T-CdTe, Amptek Inc., Disponível em : <<http://www.amptek.com/xr-100t-cdte-cadmium-telluride-detector-efficiency-application-note/>> Acesso em 21/08/2014.
- [43] XR-100T-CdTe, Amptek Inc., Disponível em : <
<http://www.amptek.com/products/xr-100t-cdte-x-ray-and-gamma-ray-detector/> > Acesso em 21/08/2014.
- [44] XR-100T-CdTe, Amptek Inc., Disponível em : <
<http://www.amptek.com/products/exvc-x-ray-collimator-kit/> > Acesso em 21/08/2014.
- [45] Manual do Usuário, Amptek Inc., Disponível em : <
http://www.ca.infn.it/~oldeman/lab2/manuals/manual_PX4.pdf > Acesso em 25/08/2014.
- [46] PX4, Amptek Inc., Disponível em : < <http://www.amptek.com/pdf/px4.pdf> > Acesso em 25/08/2014.
- [47] SEELENTAG, W. W.; PANZER, W. Stripping of x-ray bremsstrahlung spectra up to 300 kVp on a desk type computer. **Physics in Medicine and Biology**, v. 24, n.4, p 767-780, 1979.
- [48] DI CASTRO, E.; PANI R.; PELLEGRINI R.; BACCI C. The use of cadmium telluride detectors for the qualitative analysis of diagnostic x-ray spectra. **Physics in Medicine and Biology**, v. 29, n.9, p 1117-1131, 1984.
- [49] TOMAL, A. Comunicação particular, São Paulo, 2013.
- [50] TOMAL, A. ; Gonzales, Alejandro H. L. ; Santos, J. C. Costa, Paulo Roberto. Monte Carlo simulation of the response functions of CdTe detectors to be applied in x-ray spectroscopy. In: International symposium on solid state dosimetry (ISSSD 2014), 2014, Cusco.
- [51] SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA. J.; SEMPAU, J. PENELOPE: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. In: NEA-OECD, Paris. 2003.
- [52] **Instruction Manual for the Model 9015 Radiation Monitor Controller**, Radcal Corporation, Monrovia, USA, 1995.

-
- [53] Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Laboratório de Calibração de Instrumentos. **Certificado de Calibração** para medidor de radiação-X diagnóstico, Radcal Co. modelo 9015, número de série 91-0448, com câmara de ionização modelo 10x5-1800, número de série 10367. Certificado número 0433/2010.
- [54] GUM 2008, Guia para a expressão de incerteza na medição. 1ra Edição Brasileira da 1ra Edição do BIPM de 2008: Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement. INMETRO, Rio de Janeiro 2012.
- [55] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. **Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurements**. Bethesda, MD, 1989 (ICRU Report 44).
- [56] RANDO® Man, The Phantom Laboratory, Disponível em : < <http://www.phantomlab.com/library/pdf/randommanual.pdf> > Acesso em 06/09/2014.
- [57] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. **Measurement of Absorbed Dose in a Phantom Irradiated by a Single Beam of X and Gamma Rays**. Bethesda, MD, 1973 (ICRU Report 23).
- [58] WHITE, D. R. Tissue substitutes in experimental radiation physics. **Medical Physics**, v. 5, n.6, p 467-479, 1978.
- [59] LBNL Isotopes Project – LUNDS Universitet. < <http://ie.lbl.gov/toi/xray.asp?act=list&el=Sb&Typ=2> > Acesso em: 15/09/2014.
- [60] SCAPIN, A. M. **Validação do método e avaliação da incerteza na determinação de maiores e menores constituintes em solos e sedimentos por WDXRF**. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE; Encontro nacional de aplicações nucleares. Santos, São Paulo: ABEN, 2005.
- [61] LBNL Isotopes Project – LUNDS Universitet. < <http://ie.lbl.gov/toi/xraySearch.asp> > Acesso em: 15/09/2014.
- [62] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, IAEA. Dosimetry in Diagnostic Radiology: An International Code of Practice, TRS 457, Vienna 2011.

-
- [63] BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES, BIPM. Evaluation of Measurements data – Supplement 1 to the “**Guide to the expression of uncertainty in measurements**”, 2008, (JCGM 100:2008).
- [64] KYRIAZIS, G.; AIBE, V. Y.; PIRES ALVES J. A.; TEIXEIRA, R. N.; Santos Filho D. M. Uso do termo probabilidade de abrangência. Nota técnica do comitê de avaliação da incerteza de medição. *Inmetro*, 2004, <http://www.inmetro.gov.br/noticias/conteudo/nt04.pdf>. Acesso em 06/08/14.
- [65] KHARRATI, H.; ZARRAD, B. Computational of conversion coefficients relating air Kerma to $H_p(0.07)$, $H_p(10)$ and $H^*(10)$ for x-ray narrow spectrum from 40 to 140 kV. *Medical Physics*, v. 31, n.2, p 277-284, 2004.
- [66] BOONE, J. M.; SEIBERT, J. A. An accurate method for computer-generating tungsten anode x-ray spectra from 30 to 140 kV. *Medical Physics*, v. 24, n.11, p 1661-1670, 1997.
- [67] American National Standard Institute, Health Physics Society “Personnel dosimetry performance-Criteria testing” ANSI/HPS N13.11, MacLean, VA, 2001.
- [68] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION, “X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and the measurement of their response as a function of energy and angle of incidence,” ISO/FDIS 4037-2, Geneva, Switzerland, 1999.
- [69] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, IAEA. Implementation of the International Code of Practice on Dosimetry in Diagnostic Radiology (TRS 457): Review of Test Result. Vienna. 2011. (Report n.4).
- [70] DIXON, R. L.; SIMPKIN, D. J. Primary Barriers for Diagnostic X-Ray Facilities: New Model. *Health Physics*, v. 74, n.2, p. 181-189, 1998.
- [71] LOPEZ GONZALES, A. H.; TOMAL, A.; COSTA, P. R. Measurement of characteristic to total spectrum ratio of tungsten x-ray spectra for the validation of the modified TBC model. *XIV International Symposium on solid state dosimetry*, Cusco, Peru, 2014.

-
- [72] NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS. **Structural Shielding Design for Medical X-ray Imaging Facilities**. NCRP Publications, Bethesda, MD, 2004 (NCRP Report 147).
- [73] SIMPKIN, D. J.; DIXON, R.L. Secondary Shielding Barriers for Diagnostic X-Ray Facilities: Scatter and Leakage Revisited. **Health Physics**, v. 74, n.3, p. 350-365, 1998.
- [74] TROUT, E. D.; KELLEY, J. P. Scattered radiation from a tissue-equivalent phantom for x rays from 50 to 300 kVp. **Radiology**, v. 104, n.1, p. 161-169, 1972.
- [75] DIXON, R. L. On the primary barrier in diagnostic x-ray shielding. **Medical Physics**, v. 21, n.11, p. 1785-1794, 1994.
- [76] PEIXOTO, J. E.; DREXLER, G.; ZANKL, M. Attenuation factors for x-ray in terms of ambient and effective dose equivalent. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 43, n.1/4, p. 119-121, 1992.
- [77] NERISSIAN, D.Y. Comunicação particular, São Paulo, 2014.
- [78] COSTA, P. R.; CALDAS, L. V. E. Evaluation of protective shielding thickness for diagnostic radiology rooms: Theory and computer simulation. **Medical Physics**, v. 29, n.1, p. 73-85, 2002.
- [79] GONZALES, ALEJANDRO H. L. ; COSTA, P. R.. Estudo da influência do espectro de cargas de trabalho no cálculo de blindagem em salas de radiologia convencional. **Brazilian Journal of Radiation Sciences**, v. 2, p. 1-16, 2014.
- [80] COSTA, P. R.; BURGER. A.; NACCACHE, V. K.; PRISZKULNIK, S. . Comparative study of the shield of concrete blocks with hematite in relation to common concrete blocks. *Revista Brasileira de Física Médica (Online)*, v. 06, p. 69-72, 2012
- [81] FRIMAIO, A.; COSTA, P. R.; VANDERLINDE, F. V. F.; CAMPOS, Leticia L. Development of a ceramic compound for coating the walls of image diagnosis centres for dose reduction of the medical team. *International Journal of Low Radiation*, v. 3, p. 355, 2006