

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Faculdade de Filosofia Ciências e Letras de Ribeirão Preto

Departamento de Física e Matemática

Determinação do espectro de energia de campos de radiação utilizados em Radioterapia a partir de medidas de atenuação e simulação Monte Carlo

Cristiano Queiroz Melo dos Reis

Ribeirão Preto-SP
2010

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Cristiano Queiroz Melo dos Reis

Determinação do espectro de energia de campos de radiação utilizados em Radioterapia a partir de medidas de atenuação e simulação Monte Carlo

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada à Medicina e Biologia, da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Ciências – Área de concentração: Física Aplicada à Medicina e Biologia.

Orientadora: Prof.^a Dra. Patrícia Nicolucci.

RIBEIRÃO PRETO – SP

2010

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTES
TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELERÔNICO, PARA
FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

FICHA CATALOGRÁFICA

Reis, Cristiano Queiroz Melo.

Determinação do espectro de energia de campos de radiação utilizados em Radioterapia a partir de medidas de atenuação e simulação Monte Carlo.

Ribeirão Preto, 2010.

113p. : il.; 30 cm

Dissertação apresentada à Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto/ USP – Área de concentração: Física Aplicada à Medicina e Biologia.

Orientadora: Patrícia Nicolucci.

1. Radioterapia. 2. Espectros de mega-voltagem. 3. Medidas de Transmissão. 4. Simulação Monte Carlo.

Dedico esse trabalho aos meus pais, José Gonçalves dos Reis e Marlúcia Queiroz Melo dos Reis, pelo apoio e amor incondicionais; aos meus irmãos, Ana Paula e Fabiano, pela aposta e confiança; à minha noiva e grande amor da minha vida, Karla Carpio, pelo carinho, amor e incansável dedicação; aos meus sobrinhos Gabriel, Enzo e o recém-chegado Felipe; a toda minha família, que foi fundamental na concretização dessa caminhada, em especial, minha prima Léa e meu tio Renato; e em memória de minha querida e saudosa amiga, Uliana Ricarte, pelos fiéis votos de incentivo e pelo eterno carinho.

AGRADECIMENTOS

A minha orientadora, Professora Dra. Patrícia Nicolucci, pela preciosa orientação e pelos sábios ensinamentos, pelo carinho do acolhimento e pela paciência diante de meu aprendizado;

Aos professores do DFM, e em especial ao professor Martin Eduardo Poletti com quem também muito aprendi sobre física das radiações e dosimetria;

Aos funcionários do DFM, principalmente o Aziani, que foi imprescindível para concretização dos experimentos, sempre atencioso e dedicado;

Ao professores e funcionário do LAIFE, pela confiança e oportunidade de trabalho com Astronomia: Sumi, Marcelo, Maurício e Lina.

A minha querida e amada família pela torcida de sempre e pelo apoio nas horas mais difíceis, em especial: mainha, painho, Paula, Fabiano, tio Renato, Léa, Luís Carlos, Renata, Bruna, Dona Isabel, Seu Álvaro, tia Nicinha, Suzane, Luís Mário, tia Cleusa, César, Márcia, Dona Mira, Márcio, Lio, Pedrinho, Hermito, Taninha, Fernanda, tia Vera, tio Dale, Vanessa, Dalinho, tia Irene (em memória), tia Letícia, tio Zé, Arnaldo, Roberto, Pedrinho, tio Zé, tia Lucinha, Marcinho, tia Beré, Jaci, Juarez, Cecé e Jorge.

Ao amor da minha vida, Karla, pelo amor, pelo carinho, pela companhia, confiança e apoio. Sem ela tudo seria mais difícil, triste, solitário e monótono.

Ao professores da Universidade Estadual de Feira de Santana, em especial Álvaro, Zé Carlos e Germano, cujos ensinamentos contribuíram para que eu trilhasse a carreira de Física Médica;

Ao meu prezado amigo e físico, Wanisson, pelas preciosas discussões sobre física que muito me acrescentaram;

Aos amigos e amigas, que sempre torceram por mim e sempre acreditaram nas minhas possibilidades: Ana Bio, Manga, Gustavo, Dona Lúcia, Dona Ieda, Susu, Cidinha, Carla, Roney, Thicy, Silvana, Janaína e Cristina.

Aos professores do ensino básico ao médio, pelo apoio e ensinamentos: Ivonilde, Hélder, Zana, Simone, Norma, Graça, Enaide, Zé Américo, Laércia, Giovani, Serginho, Suzana, Aparecida, Gisa e Pedro Paulo.

Aos amigos e amigas de Ribeirão que me ajudaram na difícil adaptação: André, Alexandre (em memória), Lígia, Carol, Luís Alberto, Pão, Michele, Cassim, Léo, Fernanda, Eli e Evelini.

Aos amigos da pós-graduação pela convivência: Mirko, Alessandra, Fábio, Thatiane, Tatiana, Marcelo, Mairon, Diego, Jônatas, Leandro, Raul, Raimundo, Bené, José e Ailton.

Ao Hospital de Câncer de Barretos – Fundação Pio XII, pelo suporte na realização dos experimentos, e em especial ao físico Marcelo Santana pela disponibilidade e atenção.

À CAPES pelo apoio financeiro.

À USP pela infra-estrutura oferecida.

Há homens que lutam por um dia e são bons; há outros que lutam por um ano e são melhores; há aqueles que lutam por muitos anos e são muito bons; porém há os que lutam por toda a vida: esses são os imprescindíveis.

(Bertold Brecht)

RESUMO

REIS, C. Q. M. *Determinação do espectro de energia de campos de radiação utilizados em Radioterapia a partir de medidas de atenuação e simulação Monte Carlo*. 2010. 113p. Dissertação (Mestrado) - Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo; Ribeirão Preto, 2010.

As propriedades dosimétricas de um feixe de radiação utilizado em Radioterapia estão diretamente ligadas ao espectro de energia produzido pela unidade de tratamento. Dessa forma, o desenvolvimento de metodologias que permitam avaliar de forma simples e acurada os espectros de feixes clínicos pode auxiliar no estabelecimento da qualidade dos tratamentos realizados. Baseado nisso, este trabalho teve como objetivo o desenvolvimento de uma metodologia acurada e de baixo custo para a determinação dos espectros primários dos campos de radiação utilizados em radioterapia a partir de medidas de transmissão em atenuadores de alumínio, cobre chumbo e acrílico, utilizando o método da transformada inversa de Laplace. Simulação Monte Carlo com o código PENELOPE, apresentou-se como uma ferramenta indispensável na avaliação dos resultados obtidos para os diferentes materiais e na validação dos espectros reconstruídos por meio da simulação de parâmetros dosimétricos que caracterizam o feixe. Um programa em linguagem FORTRAN foi elaborado para o cálculo da transformada inversa de Laplace e os dados obtidos foram investigados em função dos parâmetros do programa e do ajuste realizado para a curva de transmissão. Os resultados fornecidos pelo alumínio como material atenuador, mostraram boa concordância com dados da literatura e dos feixes clínicos de 6 MV e 10 MV utilizados, confirmando a acurácia da metodologia na reconstrução de feixes radioterápicos produzidos em aceleradores clínicos.

Palavras-chave: Radioterapia, Espectro de mega-voltagem, Simulação Monte Carlo.

ABSTRACT

REIS, C. Q. M. *Determination of the spectra of radiation beams used in radiotherapy from attenuation measurements and Monte Carlo simulation*. 2010. 113p. Thesis (Master) - Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo; Ribeirão Preto, 2010.

The dosimetric properties of a radiation beam used in radiotherapy are directly related to the energy spectrum produced by the treatment unit. Therefore, the development of methodologies to evaluate in a simple and accurate way the spectra of clinical beams can help establishing the quality of the treatment. Based on this, the purpose of this work was to develop an accurate and low cost methodology for the determination of the primary spectra of radiation fields used in radiotherapy from measurements of transmission in attenuators of aluminum, copper, lead and acrylics and using the method of the inverse Laplace transform. Monte Carlo simulation with PENELOPE code was an essential tool in evaluating the results obtained for different materials and validating the spectra reconstructed by the simulation of dosimetric parameters that characterize the beam. A program in FORTRAN was developed to calculate the inverse Laplace transform and the data obtained were evaluated in regard the parameters of the program and the fitting used for the transmission curve. The results provided by the aluminum as attenuator material showed good agreement with data of the literature for the clinical beams of 6 MV and 10 MV used, which confirmed the accuracy of the methodology of spectra reconstruction of radiotherapy beams produced by clinical accelerators.

Keywords: Radiotherapy, Megavoltage photon spectra, Monte Carlo simulation.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Ilustração do processo de produção de raios X de <i>bremstrahlung</i> (KHAN, 2003)..	8
Figura 2: Distribuição espacial de raios X em torno de um alvo fino para diferentes potenciais de aceleração dos elétrons (KHAN, 2003).	8
Figura 3: Ilustração do processo de produção de raios X característicos (KHAN, 2003).....	9
Figura 4: Arranjo experimental para atenuação na geometria de feixe estreito.	14
Figura 5: Importância relativa dos principais processos de interação de fótons com a matéria (ATTIX, 1986).	16
Figura 6: Cinemática do efeito fotoelétrico (KHAN, 2003).....	18
Figura 7: Cinemática do efeito Compton (KHAN, 2003).	20
Figura 8: Cinemática do processo de produção de pares (KHAN, 2003)	22
Figura 9: Arquivos utilizados na simulação com o código Monte Carlo PENELOPE	34
Figura 10: Exemplo de visualização de uma geometria no plano YZ.....	36
Figura 11: Placas e cilindros de alumínio utilizados como material absorvedor.	43
Figura 12: Aparato experimental utilizado para realização das medidas de transmissão em alumínio.	44
Figura 13: Esquema ilustrativo da montagem experimental.	45
Figura 14: Comparação dos coeficientes mássicos de atenuação do PENELOPE e da literatura para o alumínio.....	49
Figura 15: Comparação dos coeficientes mássicos de atenuação do PENELOPE e da literatura para o cobre.	50
Figura 16: Comparação dos coeficientes mássicos de atenuação do PENELOPE e da literatura para o chumbo.	51
Figura 17: Variação do coeficiente mássico de atenuação do acrílico em função da energia do fóton com dados do NIST.....	52

Figura 18: Comparação entre os espectros de 10 MV teóricos e gerados pelo código de simulação.....	53
Figura 19: Comparação das curvas de PDP de 6 MV simuladas com e sem a presença do ar.	54
Figura 20: Comparação das curvas de PDP de 10 MV simuladas com e sem a presença do ar.	54
Figura 21: Curvas de PDP comparadas para um espectro de 6 MV.....	55
Figura 22: Curvas de PDP comparadas para um espectro de 10 MV.....	56
Figura 23: Curvas de transmissão relativa simuladas para o feixe de 6 MV.....	57
Figura 24: Curvas de transmissão relativa simuladas para o feixe de 10 MV.....	58
Figura 25: Ajustes da curva de transmissão simulada em alumínio de para o feixe 6 MV....	58
Figura 26: Ajustes da curva de transmissão simulada em alumínio para o feixe de 10 MV...	59
Figura 27: Ajustes da curva de transmissão simulada em cobre para o feixe de 6 MV.	59
Figura 28: Ajustes da curva de transmissão simulada em cobre para o feixe de 10 MV.	60
Figura 29: Ajustes da curva de transmissão simulada em chumbo para o feixe de 6 MV.	60
Figura 30: Ajustes da curva de transmissão simulada em chumbo para o feixe de 10 MV.	61
Figura 31: Ajustes da curva de transmissão simulada em acrílico para o feixe de 6 MV.	61
Figura 32: Ajustes da curva de transmissão simulada em acrílico para o feixe de 10 MV.	62
Figura 33: Comparação das curvas de transmissão em alumínio simulada e experimental: (a) 6 MV e (b) 10 MV.....	65
Figura 34: Espectros de 6 MV teórico e reconstruídos a partir de ajuste não linear da curva de transmissão simulada em Al com energia efetiva de 0,75 MeV.....	68
Figura 35: Espectros de 6 MV teórico e reconstruídos a partir de ajuste não linear da curva de transmissão simulada em Al com energia efetiva diferente de 0,75 MeV.	68

Figura 36: Espectros de 10 MV teórico e reconstruídos a partir da curva de transmissão simulada em alumínio com energia efetiva de 1,25 MeV.	70
Figura 37: Espectros de 6 MV reconstruídos com alumínio e com energia efetiva diferente de 1,25 MeV.	71
Figura 38: Espectros de 6 MV teórico e reconstruídos com Cu com energias efetivas iguais ao espectro teórico (a) e com variação na fluência inferior a 5% (b).	73
Figura 39: Espectros de 6 MV reconstruídos com medidas de transmissão simuladas em acrílico com energias efetivas iguais (a) e diferentes (b) do valor teórico.	75
Figura 40: Espectros de 10 MV reconstruídos com acrílico com energia efetiva igual (a) e diferente (b) do valor da literatura.	77
Figura 41: Comparação das curvas de PDP na água simuladas com os espectros de 6 MV teórico e reconstruído (Espectro A8 da tabela 9).	79
Figura 42: Comparação das curvas de PDP na água simuladas com os espectros de 10 MV teórico e reconstruído (Espectro A17 da tabela 10).	79
Figura 43: Ajuste não linear da curva de transmissão experimental obtida nos feixes de 6 MV (a) e 10 MV (b).	81
Figura 44: Espectro clínico de 6 MV reconstruído com medidas de transmissão em alumínio com $N = 26$	83
Figura 45: Espectro clínico de 10 MV reconstruído a partir das medidas experimentais de transmissão em alumínio e com $N = 14$	85
Figura 46: Comparação das curvas de PDP do feixe de 6 MV clínico com a curva simulada a partir do espectro reconstruído.	86
Figura 47: Comparação das curvas de PDP do feixe clínico de 10 MV com as curvas simuladas a partir dos espectros reconstruídos.	87

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	1
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	7
2.1. Feixes de raios X	7
2.1.2. Física da produção de raios X.....	7
2.1.2. Aceleradores Lineares	10
2.1.3. Descrição do campo de fótons e qualidade de um feixe de raios X	11
2.2. O processo de interação da radiação com a matéria.....	12
2.2.1. O coeficiente de atenuação	13
2.2.2. O efeito fotoelétrico.....	17
2.2.3. O efeito Compton	19
2.2.4. Produção de pares	21
2.3. Câmara de ionização.....	23
2.4. A transformada inversa de Laplace	24
2.5. Derivação de espectros pela transformada inversa de Laplace	27
2.6. Simulação Monte Carlo.....	30
2.6.1. O código de simulação PENELOPE	33
3. MATERIAIS E MÉTODOS	37
3.1. Validação da simulação.....	37
3.1.1. Verificação do espectro simulado.....	38
3.1.2. Curvas de PDP.....	39
3.2. Simulação das medidas de transmissão	40

3.2.1. Geometria da simulação	41
3.2.2. Curvas de transmissão	42
3.3. Procedimento experimental	43
3.4. Reconstrução dos espectros	45
3.4.1. O programa de reconstrução	46
3.4.2. Cálculo de $F(E)$	46
4. RESULTADOS E DISCUSSÕES	49
4.1. Validação da simulação	49
4.1.1. Análise dos materiais simulados	49
4.1.2. Análise do espectro simulado	52
4.1.3. Curvas de PDP	53
4.2. Medidas de transmissão	57
4.2.1. Curvas de transmissão simuladas	57
4.2.2. Curvas de transmissão experimental	64
4.3. Espectros Reconstruídos	66
4.3.1. Dependência com o ajuste da curva de transmissão e com o valor de N	66
4.3.2. Validação dos espectros teóricos reconstruídos.	78
4.3.3. Espectros experimentais.	80
4.3.3. Validação dos espectros experimentais reconstruídos	85
5. CONCLUSÃO	88
6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	89
7. ANEXOS	95

7.1.Programa para cálculo da transformada inversa de Laplace	95
7.2.Programa para leitura do vetor $P(\mu)$	97

1. INTRODUÇÃO

Com a descoberta dos raios X por Wilhelm Conrad Röntgen em 1895, da radioatividade por Becquerel e do primeiro radionuclídeo por Marie Curie em 1896, iniciaram-se os estudos e as pesquisas relacionados à radiação ionizante e sua interação com a matéria, com interesse especial na energia por ela depositada quando interage com os seres vivos (Attix, 1986).

O uso de radiação ionizante na medicina para fins terapêuticos, que define a prática conhecida como radioterapia, iniciou-se pouco antes do ano de 1900, quando já se sabia que esse tipo de radiação era capaz de destruir tecidos biológicos, podendo, assim, ser utilizada para tratar diversos tipos de lesões do corpo humano. Os primeiros equipamentos de radioterapia funcionavam com fontes de rádio, que foram em seguida substituídas por fontes de céσιο-137 e de cobalto-60. A utilização dessas fontes de maior atividade permitiu que os tratamentos pudessem ser realizados a uma maior distância entre o equipamento e o paciente, diminuindo assim a dose depositada na pele. O desenvolvimento de máquinas de alta voltagem e das unidades de teleterapia à base de isótopos radioativos por volta do ano de 1945, revolucionou a prática da radioterapia, convergindo com uma idéia compartilhada pelos principais radioterapeutas da época em diversas partes do mundo, de que vários tipos de câncer poderiam ser melhor controlados usando radiações de energia mais alta (JOHNS e CUNNINGHAM, 1983). As intensas pesquisas desenvolvidas durante a segunda guerra mundial, com o intuito de produzir ondas eletromagnéticas de alta potência e alta frequência necessárias para os radares militares, propiciaram, na década de 60, o desenvolvimento dos aceleradores lineares com aplicações na radioterapia e na medicina nuclear. O surgimento dos aceleradores lineares propiciou, assim, um grande avanço tecnológico na área, permitindo tratamentos com feixes de fótons e elétrons com energias da ordem de mega-eletrovolt (MeV). Com os avanços na área de computação, os planejamentos clínicos para o cálculo de

Introdução

doses ministradas nos tratamentos radioterápicos passaram de manual para computadorizados, permitindo, ainda, determinar uma distribuição tridimensional de dose e fazer aquisições de imagens tridimensionais diretamente dos aparelhos de tratamento, podendo assim visualizar as estruturas que serão tratadas.

Assim, ao longo desses 110 anos, a radioterapia evoluiu bastante, indo desde as técnicas mais grosseiras de tratamento, onde os pacientes eram expostos a grandes quantidades de radiação, em sessões terapêuticas conjuntas e segurando fontes de rádio sobre sua própria lesão, até os dias de hoje onde contamos com modernos sistemas de planejamentos e fontes de radiação, que possibilitam a entrega de uma grande quantidade de energia na lesão e uma maior proteção dos tecidos saudáveis, com a menor exposição possível do paciente. (FURNARI, 2009).

Juntamente com a evolução das técnicas e equipamentos da área de radiologia de um modo geral, houve também uma evolução das grandezas físicas necessárias para quantificar os campos de radiação, a sua interação com a matéria e a energia depositada. A definição inicial de dose, por exemplo, era baseada no efeito biológico causado pela radiação na pele, e sua unidade de medida era a dose de eritema na pele ou SED, do inglês *Skin Erythema Dose* (JENNINGS, 2007). De acordo com a Comissão Internacional de Unidades e Medidas de Radiação (ICRU, do inglês *International Commission on Radiation Units and Measurement*), a grandeza física dose absorvida (D) passou a ser definida em 1962 como a energia média cedida pela radiação ionizante por unidade de massa contida em um volume da matéria com a qual a radiação interage (ICRU-33, 1980, JENNINGS, 2007).

Levando-se em conta os possíveis efeitos colaterais danosos da radioterapia, especialmente em algumas técnicas como a irradiação de corpo inteiro (TBI, do inglês *Total Body Irradiation*), é imprescindível que se garanta a qualidade dos tratamentos, sendo importante existir concordância entre a dose prescrita e a dose recebida pelo paciente.

Introdução

Garantir a acurácia da distribuição de dose prescrita para o paciente, consiste assim, no mais importante papel desempenhado por um físico médico em clínicas de radioterapia (IBBOTT *et al*, 2008). O ICRU estabelece uma diferença percentual máxima de -5% a 7% entre as doses prescritas e ministradas para o volume de tratamento. Nos tratamentos radioterápicos que utilizam raios X de alta energia, o cálculo da dose depositada no corpo do paciente é realizado pelos sistemas de planejamento de tratamento em radioterapia (TPS, do inglês *Treatment Planning System*).

Em radioterapia as características da dose em profundidade estão diretamente relacionadas ao feixe de radiação utilizado, ou seja, à distribuição espectral de energia dos fótons produzidos na unidade de tratamento (BAIRD, 1981, ARCHER *et al*, 1985, CATALA *et al*, 1995, HINSON *et al*, 2002). Além disso, a especificação da qualidade do feixe de radiação é também de vital importância em radioterapia, visto que os valores de fatores como a razão de *stopping powers* e coeficientes mássicos de atenuação utilizados para converter a leitura de câmaras de ionização em dose, são dependentes da energia do feixe (MOHAN *et al*, 1985, FRANCOIS *et al*, 1997, STAMPANNONI *et al*, 2001). Desse modo, para que os sistemas de planejamento realizem um cálculo acurado da dose que será depositada no paciente, é de fundamental importância que se conheça a fluência energética do feixe de raios X.

Basicamente, existem duas possibilidades de se determinar a fluência energética de um feixe de radiação: por medição direta, utilizando um espectrômetro, ou por medição indireta, baseada nas propriedades de atenuação da radiação em um material de composição conhecida. A medição direta do feixe por meio de um espectrômetro é idealmente a forma mais acurada de se conhecer a sua fluência (TOMINAGA, 1982), entretanto, uma vez que os raios X de alta energia emitidos por um acelerador linear médico são de alta intensidade e com altas taxas de dose, sua medição direta é tecnicamente difícil (HUANG *et al*, 1981, BAKER *et al*, 1995, NISBERT *et al*, 1998), e sua implementação em um ambiente clínico é extremamente

Introdução

complicada e de alto custo, visto que detectores de alta resolução em energia são relativamente mais caros do que câmaras de ionização (BAIRD, 1981, DELGADO 1999, MAINARDI *et al*, 2008). Desse modo, métodos alternativos de medição indireta de espectros a partir de curvas de atenuação da radiação em materiais como alumínio, cobre e chumbo, têm sido investigados por diversos autores ao longo dos anos, com o intuito de estimar a fluência de feixes clínicos (ARCHER 1982, HUANG *et al*, 1982, HUANG *et al*, 1983, BOONE 1990, BAKER 1997, WAGGENER 1999, SHIMOZATO *et al*, 2007). Diversos estudos mostraram ser possível relacionar a transmissão relativa da radiação em um material com espessura e composição conhecidas com a fluência do feixe original por meio da transformada de Laplace (BAIRD, 1981, HUANG *et al*, 1981, ARCHER *et al* 1985, HINSON *et al*, 2002)

Na maior parte dos protocolos de dosimetria clínica, como o documento TRS-398 da Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA,2001) e o documento TG-51 da Associação Americana de Físicos em Medicina (ALMOND *et al*, 1999), costuma-se especificar a qualidade de um feixe de radiação clínico em termos de um índice de qualidade desse feixe, medido em função da razão entre as doses medidas em duas profundidades diferentes de um objeto simulador de água (KONSUNEN and ROGERS, 1993). Esse índice de qualidade em geral corresponde à razão tecido-fantoma ($TPR_{20,10}$, do inglês *Tissue Phantom Ratio*) medidos nas profundidades de 20 cm e 10 cm de água. Desse modo, os valores médios dos fatores de conversão utilizados no cálculo de dose, como as razões de *stopping power* e de coeficientes mássicos de atenuação de energia, são tabulados como função desses índices de qualidade do feixe. Entretanto, esse índice de qualidade não oferece informações suficientes em termos do número e da energia dos fótons do campo de radiação, de modo que uma especificação mais completa requer o conhecimento da quantidade de partículas presentes em cada intervalo energético (JOHNS e CUNNINGHAM, 1983). Além disso, embora seja um parâmetro fácil de se medir, o índice de qualidade pode fornecer informações ambíguas, uma vez que dois

Introdução

feixes de raios X com mesmo índice de qualidade podem possuir diferentes espectros de energia (HUANG *et al*, 1981). Uma vez conhecida a distribuição espectral do feixe de fótons, os valores médios dos coeficientes de atenuação e *stopping powers*, entre outros, podem ser calculados de forma mais acurada a partir de uma soma ponderada dos valores correspondentes para feixes monoenergéticos (NISBERT *et al*, 1998).

Este trabalho tem como objetivo o desenvolvimento de uma metodologia acurada e de baixo custo para a determinação dos espectros primários dos campos de radiação produzidos por aceleradores clínicos utilizados em Radioterapia, a partir de medidas de atenuação e de simulação Monte Carlo. A reconstrução do espectro a partir da curva de atenuação é feita por meio do método da transformada inversa de Laplace. Para isso, foi implementado em linguagem FORTRAN, um programa que calcula a transformada inversa de Laplace de uma função, baseado na discretização do processo de inversão obtida por Gaver-Stehfest (STEHFEST, 1970, KUMAR, 2000). Para a determinação experimental da curva de atenuação foram utilizados atenuadores de alumínio, cobre, chumbo e acrílico, e um conjunto câmara de ionização-eletrômetro devidamente calibrado. A simulação computacional constitui uma importante ferramenta de otimização desse trabalho, permitindo avaliar as condições experimentais antes mesmo de realizar os experimentos, e validar a metodologia empregada. Desse modo, o método proposto neste trabalho poderá contribuir em aplicações clínicas permitindo que se conheça o espectro de feixes utilizados em tratamentos radioterápicos, levando conseqüentemente a cálculos de dose mais acurados.

Assim, no Capítulo 2 da presente dissertação encontra-se toda a fundamentação teórica envolvida nesse estudo, abrangendo o processo de como a radiação interage com a matéria, a produção de raios X em aceleradores, o método de reconstrução de espectros por meio da transformada inversa de Laplace, e a estrutura do código de simulação Monte Carlo PENELOPE.

Introdução

No Capítulo 3 são apresentados os materiais e métodos presentes nesse estudo, explicitando a metodologia utilizada para a validação do espectro reconstruído. Os resultados assim obtidos são apresentados e discutidos no Capítulo 4.

As conclusões obtidas com esse estudo, considerando a viabilidade de utilização do método em planejamentos clínicos de radioterapia, são apresentadas no capítulo 5. A bibliografia consultada para a realização desse estudo encontra-se no capítulo 6, e os anexos, contendo os programas elaborados para o cálculo da transformada inversa de Laplace, são apresentados no capítulo 7.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1. Feixes de raios X

Raio X foi a denominação atribuída por Röntgen, em 1895, quando observou pela primeira vez esse tipo de radiação, ao estudar raios catódicos (descarga de elétrons) em um tubo com gás. Desde então, muito do comportamento acerca desse tipo de radiação foi entendido, seja considerando-a como de natureza ondulatória do tipo eletromagnética, ou do ponto de vista quântico considerando-a como sendo composta por partículas.

2.1.2. Física da produção de raios X

Em geral, raios X são produzidos sempre que um material é bombardeado por elétrons de alta velocidade. Entretanto, de acordo com o mecanismo pelo qual são gerados, os raios X podem ser classificados em raios X de freamento (*bremstrahlung*, em alemão) e raios X característico ou de fluorescência.

Raios X de *bremstrahlung*

Quando um elétron com alta velocidade passa próximo a um núcleo atômico, a ação da força Colombiana de atração pode promover uma súbita deflexão e aceleração do elétron, fazendo com que este perca parte de sua energia na forma de radiação conhecida como raio X de *bremstrahlung*, como ilustra a figura 1. Os fótons de raios X assim produzidos podem ter qualquer energia, com valor máximo igual à energia cinética inicial do elétron. Assim, um feixe de elétrons submetidos a uma diferença de potencial da ordem de dezenas de mega-volt (MV), produzirá fótons com qualquer valor de energia da ordem de dezenas de mega-elétron-volt (MeV). O espectro energético desse tipo de radiação é, portanto, caracterizado por uma distribuição contínua de energias.

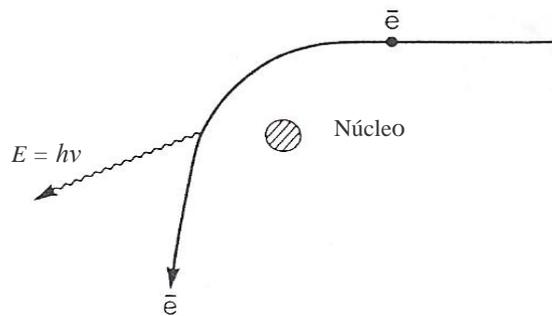


Figura 1: Ilustração do processo de produção de raios X de *bremsstrahlung* (KHAN, 2003).

A direção na qual os fótons são emitidos também está relacionada à energia dos elétrons incidentes. Quanto maior a energia cinética dos elétrons incidindo em um determinado material alvo, maior a probabilidade dos fótons de raios X serem emitidos na mesma direção de incidência dos elétrons, como ilustrado na figura 2, para diferentes potenciais de aceleração dos elétrons.

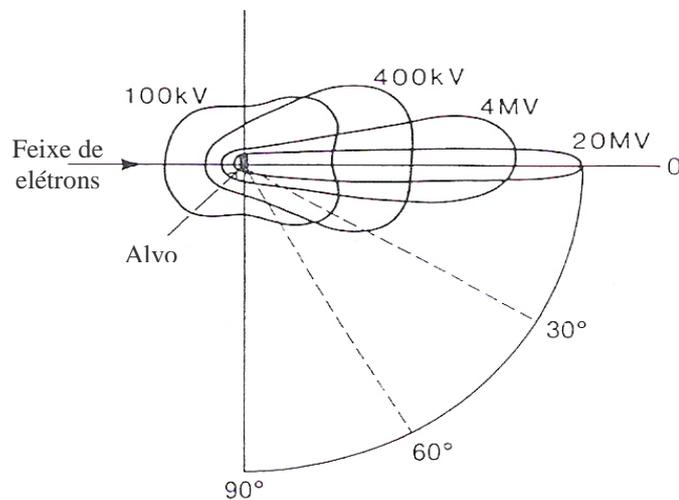


Figura 2: Distribuição espacial de raios X em torno de um alvo fino para diferentes potenciais de aceleração dos elétrons (KHAN, 2003).

Raios X característicos

Quando um elétron em alta velocidade incide sobre um material alvo pode provocar ionização de um de seus átomos pela ejeção de um elétron ligado. Com isso, raios X característicos são produzidos por transições eletrônicas dos elétrons orbitais do átomo ionizado devido à vacância deixada pelo elétron ejetado. Assim, se um elétron incide com uma energia cinética E_0 , após a interação sua energia cinética passa a ser dada por $T = E_0 - \Delta E$, onde ΔE corresponde à energia transferida ao orbital eletrônico para vencer a energia de ligação e ejetar o fotoelétron. A figura 3 ilustra de forma aproximada como ocorre esse processo.

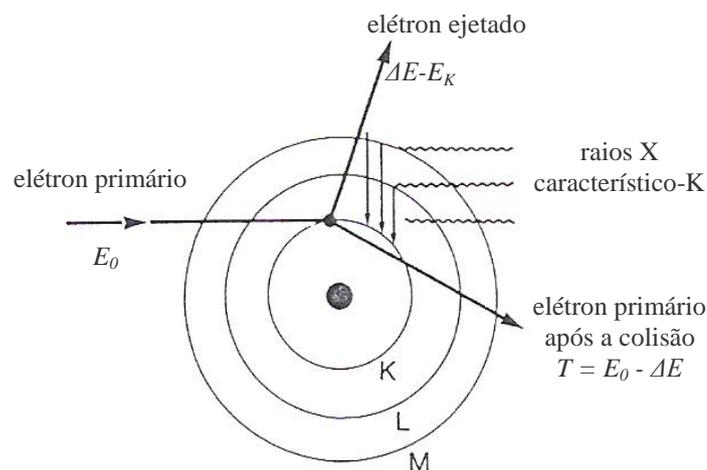


Figura 3: Ilustração do processo de produção de raios X característicos (KHAN, 2003).

Os raios X emitidos são assim denominados, porque é característico do átomo que constitui o material alvo e das camadas entre as quais a transição ocorreu. A energia $h\nu$ do fóton característico emitido depende das energias de ligação dos respectivos orbitais envolvidos na transição, dependendo portanto do número atômico do material utilizado como alvo. Se a transição eletrônica ocorreu entre as camadas L e K, o fóton emitido terá energia dada por $h\nu = E_K - E_L$, onde E_K e E_L correspondem às energias de ligação das camadas K e L respectivamente. Sendo assim, ao contrário dos raios X de *bremsstrahlung*, os fótons de raios X característicos possuem apenas valores discretos de energia.

Em geral, se um feixe de elétrons incide com alta energia cinética em um material alvo os dois mecanismos estarão presentes, de modo que, de acordo com a energia cinética dos elétrons, o espectro de raios X apresentará uma distribuição contínua de energia para os fótons de *bremsstrahlung* superposta pela radiação característica em energias discretas.

2.1.2. Aceleradores Lineares

O funcionamento dos aceleradores lineares baseia-se na utilização de ondas eletromagnéticas de alta frequência para acelerar os elétrons através de um tubo linear, propiciando-lhes alta energia cinética. Para os aceleradores lineares baseados no sistema de onda estacionária, a energia transferida aos elétrons pelo campo elétrico, por unidade de comprimento do tubo, pode ser da ordem de centenas keV/cm (JOHNS e CUNNINGHAM, 1983). Feixes de raios X *bremsstrahlung* são produzidos quando os elétrons em alta velocidade atingem um alvo de alto número atômico, como tungstênio por exemplo. Por outro lado, em geral, os aceleradores modernos também permitem a remoção automática do alvo de modo que se possa utilizar para tratamento o próprio feixe de elétrons produzido. É comum os fabricantes especificarem seus aceleradores, capazes de fornecer para tratamento tanto feixes de elétrons quanto de raios X, pela energia máxima disponível para o feixe elétrons. Entretanto o feixe de fótons produzido é energeticamente heterogêneo, com fótons de energia próximo de zero até um valor máximo em MeV, que por sua vez é menor do que a máxima energia permitida para o elétron. A unidade MV (mega-volt) de potencial é erroneamente utilizada para especificar a energia, com o intuito de lembrar que um feixe de fótons de 10 MV representa um feixe de fótons heterogêneo com energias entre valores próximos de 0 e 10 MeV, ou seja, como se fosse gerado por um tubo de raios X cujo potencial de aceleração dos elétrons é de 10 MV.

2.1.3. Descrição do campo de fótons e qualidade de um feixe de raios X

A qualidade de um feixe de raios X pode ser especificada tanto em termos de seu espectro de energia quanto em termos de suas características de atenuação em um determinado material. Para muitos propósitos clínicos é suficiente caracterizar um feixe de raios X por meio de parâmetros de qualidade como a camada semi-redutora, a tensão nominal do equipamento ou a energia efetiva do feixe. Entretanto, tal especificação não oferece informações suficientes em termos do número e da energia dos fótons do campo de radiação, que é essencial para cálculos mais acurados de valores de dose. Uma descrição mais completa do feixe, requer o conhecimento da quantidade de energia presente em cada intervalo energético.

Quantidades que descrevem o campo

Para um feixe monoenergético, uma maneira de descrever o seu campo de fótons é especificando a sua fluência Φ , ou seja, o número de fótons por unidade de área definida de acordo com o ICRU (JOHNS e CUNNINGHAM, 1983) pela equação:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (1)$$

expressa em unidades de m^{-2} .

Uma outra maneira de descrever o campo de radiação é em termos da energia presente nos fótons, definindo, assim, a fluência de energia Ψ , que no caso de um feixe monoenergético é dada por:

$$\Psi = \frac{dN \cdot E}{da} \quad (2)$$

expressa em unidades de $J \cdot m^{-2}$.

Por outro lado, um feixe de radiação produzido por um gerador de raios X é constituído por um grande número de fótons com várias energias, ou seja, um feixe

polienergético. Assim, uma descrição melhor para esse tipo de campo de radiação seria em termos da distribuição diferencial da fluência em energia, $\Phi_E \equiv d\Phi/dE$, também chamada de espectro do feixe. Essa quantidade fornece, portanto, a fração da fluência de fótons com energia entre E e $E + dE$, por intervalo de energia. Desse modo, a fluência total de fótons para um feixe de raios X pode ser dada por:

$$\Phi = \int_0^{E_{máx}} \Phi_E dE = \int_0^{E_{máx}} \frac{d\Phi(E)}{dE} dE \quad (3)$$

onde $E_{máx}$ corresponde à energia máxima dos fótons que constituem o feixe. De maneira análoga podemos expressar a fluência de energia do feixe por:

$$\Psi = \int_0^{E_{máx}} \Psi_E dE = \int_0^{E_{máx}} \frac{d\Psi}{dE} dE = \int_0^{E_{máx}} E \frac{d\Phi(E)}{dE} dE \quad (4)$$

onde $\Psi_E \equiv d\Psi/dE$ é a distribuição diferencial da fluência de energia em unidades de $\text{J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{MeV}^{-2}$.

2.2. O processo de interação da radiação com a matéria

Uma característica geral da radiação ionizante, seja ela constituída por partículas carregadas como elétrons ou por partículas não carregadas como os fótons, é a sua capacidade de ionizar ou excitar os átomos do meio material com o qual interage (ATTIX, 1986). Por serem de naturezas distintas, o processo de interação da radiação com a matéria ocorre de forma diferente para fótons e elétrons. Diferentemente de uma partícula carregada que sempre interage com o meio, perdendo parte ou toda a sua energia em poucas interações, existe uma probabilidade de um fóton atravessar uma determinada espessura de material sem sofrer interação, ou seja, sem perder sua energia. Portanto, fótons precisam realizar um grande número de interações para perder sua energia inicial, e, conseqüentemente, não existe um alcance máximo permitido para essas partículas quando atravessam a matéria. Assim, o poder de penetração de elétrons (ou partículas carregadas em geral) num meio material é

determinado de acordo com sua energia cinética inicial, ao passo que para fótons (ou partícula sem carga) o poder de penetração é caracterizado pela sua energia inicial.

No processo de interação de fótons de raios X ou raios γ com um meio absorvedor, em geral, os primeiros eventos que se sucedem em decorrência da transferência de energia dos fótons para os elétrons, são a ejeção dos elétrons dos átomos do meio, que adquirem alta energia cinética, e o espalhamento de parte da radiação. Esses elétrons percorrem o meio produzindo novas ionizações ou excitações até perderem totalmente suas energias cinéticas. Entretanto, parte dessa energia pode também ser perdida por meio de colisões com um núcleo atômico produzindo raios X de *bremsstrahlung*. As partículas geradas a partir das partículas do feixe primário constituem assim a radiação secundária produzidas no meio pelo feixe de radiação. Nas energias dos feixes comumente utilizados em radioterapia (acima de 1 MeV), o efeito fotoelétrico, o espalhamento incoerente Compton e o processo de produção de pares são basicamente os três importantes mecanismos por meio do qual os fótons podem interagir com um meio material produzindo elétrons com alta energia cinética. Desse modo podemos compreender a atenuação de um feixe de radiação ao atravessar um meio absorvedor, como sendo (para essa faixa de energia) uma soma das contribuições desses três processos.

2.2.1. O coeficiente de atenuação

Considere-se um feixe de radiação monoenergético constituído por um grande número N de fótons incidindo perpendicularmente em uma placa de um determinado material com espessura x . Suponhamos, também, uma situação ideal em que cada partícula ou atravessa diretamente o material sem sofrer interação e, conseqüentemente, sem perder energia e mudar sua direção, ou interage uma única vez sendo completamente absorvida sem produzir radiação espalhada ou secundária. Definindo $(\mu \cdot 1)$ como a probabilidade de uma única partícula interagir em uma unidade de comprimento do material atenuador, a probabilidade dessa partícula interagir em uma espessura infinitesimal dx pode ser dada por $\mu \cdot dx$. Logo, se N

Fundamentação Teórica

partículas estão presentes no feixe incidente, a variação dN no número de fótons N , devido à atenuação na espessura dx é dada por:

$$dN = -\mu N dx \quad (5)$$

onde a constante de proporcionalidade μ , entendida como a fração de fótons que interagem por unidade de comprimento do material atenuador, é chamada de coeficiente de atenuação linear do material, tipicamente expresso em unidades de cm^{-1} ou m^{-1} . Os valores de μ dependem da energia do feixe e da natureza do material. Integrando-se a equação (5) sobre todos os fótons do feixe e em toda espessura x do material obtém-se:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu \cdot x} \quad (6)$$

que corresponde à lei de atenuação exponencial, válida somente para um feixe estreito monoenergético e na condição de contabilizarmos como fótons transmitidos somente os fótons primários que atravessaram o material sem interagir, ou seja, excluindo a radiação espalhada ou secundária. Uma forma de medir a atenuação de um feixe sem levar em conta a contribuição da fótons espalhados, é utilizar a geometria de feixe estreito como mostra a figura (4) a seguir.

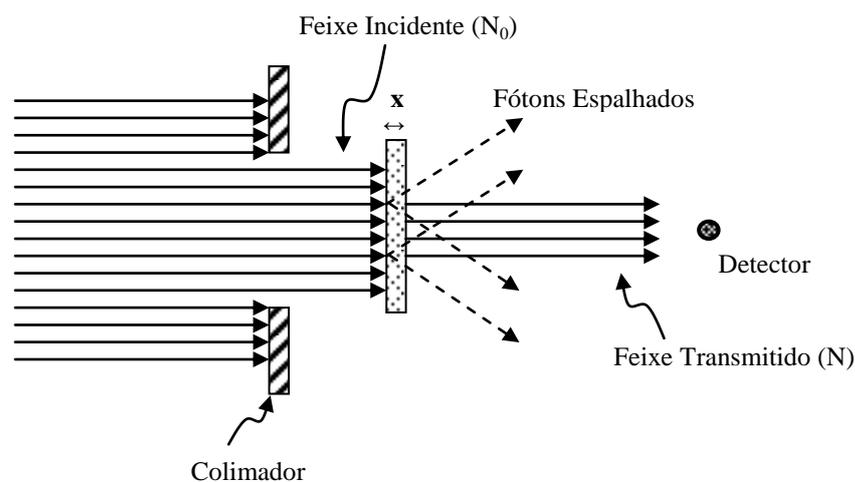


Figura 4: Arranjo experimental para atenuação na geometria de feixe estreito.

Fundamentação Teórica

Com o detector posicionado a uma distância fixa da fonte e suficientemente longe do material atenuador, somente os fótons primários, ou seja, aqueles que atravessam o material sem interagir, irão contribuir para a leitura. Assim, se um fóton interage com um átomo do absorvedor, ele é completamente absorvido ou espalhado para longe do detector.

Uma vez que a atenuação de um feixe de radiação depende do número de elétrons presentes no material atenuador, o coeficiente de atenuação linear μ depende da densidade desse material. Nesse sentido, define-se o coeficiente mássico de atenuação μ/ρ , obtido pela razão entre o coeficiente de atenuação linear e a densidade do material, e expresso em unidades de m^2/kg . Definido dessa maneira, a dependência do coeficiente de atenuação com a natureza do material envolve apenas a sua composição atômica e não mais a sua densidade. Utilizando o coeficiente mássico de atenuação, a lei exponencial de atenuação passa a ser dada por:

$$N(x) = N_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot x \rho} \quad (7)$$

de modo que a espessura do material deve ser dada por $\rho \cdot x$ em unidades de g/cm^2 . De maneira análoga pode-se definir o coeficiente eletrônico de atenuação ${}_e\mu$ expresso em unidades de $\text{m}^2/\text{elétron}$, e o coeficiente atômico de atenuação ${}_a\mu$ expresso em unidades de $\text{átomos}/\text{m}^2$. O coeficiente atômico de atenuação de um material pode ser obtido a partir de seu coeficiente mássico de atenuação, e vice-versa, de acordo com a relação:

$$\frac{\mu}{\rho} = {}_a\mu \cdot \frac{N_A}{A} \quad (8)$$

onde A corresponde á massa atômica do elemento em gramas e N_A é o número de Avogadro. O coeficiente eletrônico de atenuação, por sua vez, pode ser obtido dividindo-se o coeficiente atômico de atenuação pelo número atômico Z . Uma vez que os coeficientes mássico, atômico e eletrônico de atenuação possuem unidades de $\text{área}/\text{g}$, $\text{área}/\text{átomo}$ e $\text{área}/\text{elétron}$ respectivamente, eles podem também ser relacionados com as seções de choque do material.

Fundamentação Teórica

Quando um único fóton interage com a matéria, a probabilidade de ocorrer um dos processos citados anteriormente (efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares) depende da energia do fóton e do número atômico do meio com o qual ele interage. Por outro lado, quando temos um feixe de fótons interagindo com um meio, em geral todos esses processos podem ocorrer, e a probabilidade relativa de cada tipo de interação é proporcional à seção de choque do respectivo processo (JOHNS e CUNNINGHAM, 1983). Assim, se considerarmos a faixa de energia de interesse em radioterapia, a seção de choque total de um meio material é dada por:

$$\sigma_{total} = \tau + \sigma_{inco} + \kappa \quad (9)$$

onde τ , σ_{inco} e κ correspondem, respectivamente, às seções de choque do efeito fotoelétrico, espalhamento Compton (incoerente) e produção de pares. A figura 5 mostra a contribuição relativa dos três principais processos de interação em função do número atômico Z do material absorvedor e da energia do fóton $h\nu$.

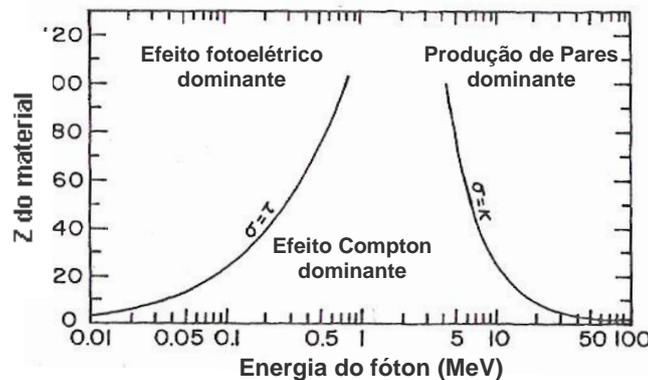


Figura 5: Importância relativa dos principais processos de interação de fótons com a matéria (ATTIX, 1986).

As curvas da figura 5 mostram a região onde dois processos são igualmente prováveis. Podemos concluir que o efeito fotoelétrico é dominante na região de baixa energia, ao passo que o efeito Compton é dominante em energias médias e, em altas energias, há predominância do processo de produção de pares. Pode-se observar também que, para materiais de baixo

Fundamentação Teórica

número atômico, como carbono, ar, água e tecido humano, o efeito Compton é dominante sobre uma ampla faixa de energia, de aproximadamente 20 keV a 30 MeV.

Como dito anteriormente, quando um fóton interage com um meio absorvedor, parte da energia do fóton é espalhada, saindo do meio absorvedor ou interagindo novamente com outros elétrons, e parte da energia é transferida aos elétrons do meio que são colocados em movimento com alta energia cinética. Embora não seja possível definir o que acontecerá em uma única interação, após muitas interações podemos calcular a energia média transferida e a energia média absorvida. Assim quando um feixe de fótons atravessa um meio, a fração da energia do fóton transferida para as partículas carregadas do meio absorvedor, é dada pelo coeficiente de transferência de energia μ_{tr} . Se \bar{E}_tr é a energia média transferida por fóton para uma partícula carregada na forma de energia cinética, então μ_{tr} é dado por:

$$\mu_{tr} = \frac{\bar{E}_{tr}}{h\nu} \mu \quad (10)$$

onde $h\nu$ corresponde à energia total do fóton. O coeficiente mássico de transferência de energia é dado por μ_{tr}/ρ . De maneira análoga ao coeficiente de absorção de energia é dado por:

$$\mu_{ab} = \frac{\bar{E}_{ab}}{h\nu} \mu \quad (11)$$

onde \bar{E}_{ab} é a energia média absorvida por interação.

2.2.2. O efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é o processo no qual um fóton incidente com energia $h\nu$ é absorvido pelo átomo, com a consequente ejeção de um de seus elétrons orbitais. Com a vacância deixada pelo elétron ejetado, o átomo fica num estado excitado, retornando logo em seguida ao estado fundamental por meio da emissão de raios X característico. Nesse processo, o fóton é completamente absorvido, transferindo sua energia para o elétron, denominado

Fundamentação Teórica

fotoelétron. Esse fotoelétron é ejetado em um ângulo θ em relação à direção do fóton incidente, com energia cinética T_e dada por:

$$T_e = h\nu - E_l \quad (12)$$

onde E_l corresponde à energia de ligação da camada da qual o elétron foi ejetado. Assim, para um determinado elétron ligado, o efeito fotoelétrico só irá ocorrer se a energia do fóton incidente for maior que a sua energia de ligação, ou seja, $h\nu > E_l$. A figura 6 ilustra, de forma aproximada, a cinemática do efeito fotoelétrico.

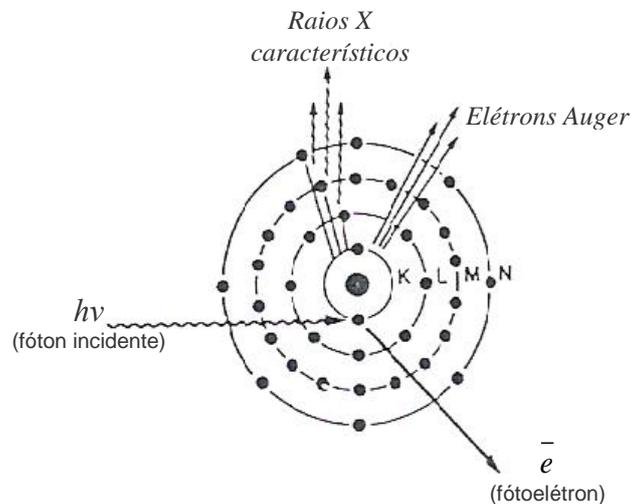


Figura 6: Cinemática do efeito fotoelétrico (KHAN, 2003).

Embora a energia cinética adquirida pelo átomo como um todo seja praticamente nula ($T_a \cong 0$), o seu momento p_a não pode ser desconsiderado para que haja conservação de momento no processo. A distribuição angular dos elétrons emitidos no efeito fotoelétrico também varia com a energia do fóton incidente. Para fótons de baixa energia é mais provável que o fotoelétron seja ejetado a 90° em relação à direção do fóton incidente. Para feixes com energia cada vez mais alta, o fotoelétron tende a ser ejetado na mesma direção dos fótons incidentes.

Fundamentação Teórica

A seção de choque atômica para o efeito fotoelétrico também apresenta uma dependência com a energia do fóton $h\nu$ e com o número atômico Z do meio, como mostra a equação 13:

$${}_a\tau \propto \frac{Z^4}{(h\nu)^3} \quad (13)$$

com ${}_a\tau$ em unidades de $\text{m}^2/\text{átomo}$. Dessa relação pode-se obter também o coeficiente mássico de atenuação fotoelétrico em unidades de m^2/kg expresso por:

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{h\nu} \right)^3 \quad (14)$$

Das equações (13) e (14) verifica-se que a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico é grande para fótons de baixa energia incidindo em materiais com alto número atômico.

2.2.3. O efeito Compton

Numa análise aproximada do processo de interação por efeito Compton, um fóton com energia $h\nu$ colide com um elétron considerado livre ($E_l \cong 0$), e inicialmente em repouso, com o conseqüente espalhamento do fóton e do elétron. Embora todos os elétrons de um átomo estejam em movimento e ligados ao núcleo, o termo elétron livre remete ao fato de que a energia do fóton incidente é muito maior do que a energia de ligação do elétron que participa da interação, ou seja, $h\nu \gg E_l$. Além disso, erros resultantes dessa consideração são desprezíveis em aplicações em física radiológica, visto que diferenças na probabilidade de interação por efeito Compton levando-se em conta o elétron ligado só se tornam apreciáveis em energias abaixo de 10 keV onde o efeito Compton já não é mais predominante, sendo maior a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico (JOHNS e CUNNINGHAM 1983, ATTIX 1986). Programas, atualmente utilizados para simular o transporte da radiação na matéria, levam em conta a energia de ligação dos elétrons nos processos de interação. A figura 7 ilustra a cinemática de interação do efeito Compton.

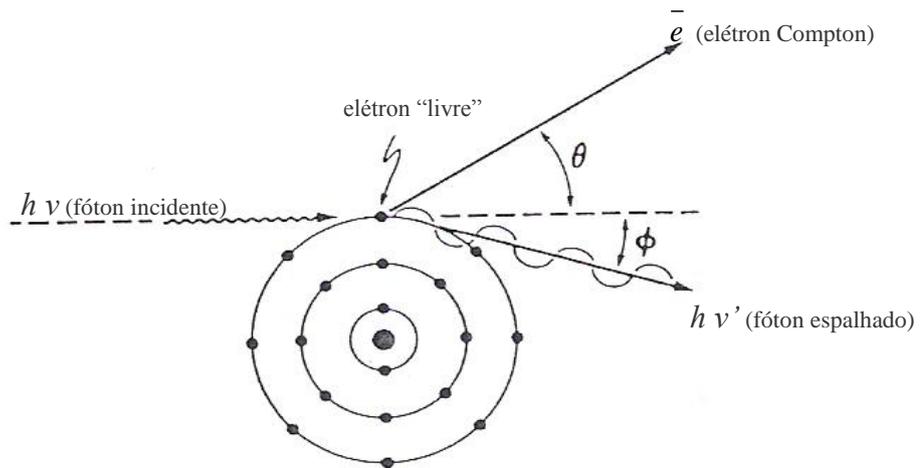


Figura 7: Cinemática do efeito Compton (KHAN, 2003).

Na interação o fóton transfere parte de sua energia para o elétron e é espalhado em um ângulo ϕ em relação à direção de incidência com uma energia $h\nu'$. Como a energia do fóton espalhado ($h\nu'$) é menor do que a energia do fóton incidente ($h\nu$), o efeito Compton caracteriza um processo de interação inelástica. Assim o elétron, denominado elétron Compton, é espalhado em um ângulo θ em relação à direção do fóton incidente e adquire uma energia cinética dada aproximadamente por:

$$T = h\nu - h\nu' \quad (15)$$

A equação (15) e as demais que relacionam os parâmetros $h\nu$, ν' , θ e ϕ , podem ser obtidas a partir da conservação da energia e do momento.

A probabilidade de interação do efeito Compton é dada pela seção de choque eletrônica σ_{inco} de Klein-Nishina, representada pela equação (16) em unidades $\text{cm}^2/\text{elétron}$:

$$\sigma_{inco} = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (16)$$

onde $\alpha = h\nu/m_0c^2$ e $r_0 = e^2/m_0c^2$ é o raio clássico do elétron, sendo e sua carga eletrônica e m_0 sua massa de repouso. A constante c corresponde à velocidade da luz no vácuo.

Fundamentação Teórica

A seção de choque eletrônica $e\sigma_{inco}$ para o efeito Compton é independente do número atômico Z do material já que a energia de ligação do elétron foi assumida como sendo próxima de zero. Para obter a seção de choque atômica do efeito Compton basta multiplicar a seção de choque eletrônica pelo número atômico Z . Desse modo, o coeficiente mássico de atenuação em m^2/kg para o efeito Compton é dado por:

$$\frac{\sigma_{inco}}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} e \sigma_{inco} \quad (17)$$

A razão Z/A , entre o número atômico (ou número de elétrons por átomo) e a massa atômica, é constante e praticamente a mesma para maior parte dos elementos, variando entre 0.4 e 0.5, com exceção do hidrogênio para o qual $Z/A = 1$. Sendo assim, o coeficiente mássico de atenuação para o efeito Compton é, do mesmo modo que a seção de choque eletrônica, independente do Z do material, dependendo somente do número de elétrons/g, ou seja, da densidade eletrônica ($N_A Z/A$) do meio.

2.2.4. Produção de pares

Quando um fóton incide em um meio material com energia $h\nu > 1.022$ MeV pode ocorrer o processo de interação conhecido como produção de pares. Nesse processo, o fóton interage fortemente com o campo coulombiano do núcleo, sendo absorvido e surgindo em seu lugar um pósitron e um elétron. O fato de cada uma dessas partículas possuir massa de repouso igual a $m_0c^2 = 0.511$ MeV justifica o limiar de energia de 1.022 MeV ($2 \times m_0c^2$) necessário para que o processo ocorra. Para fótons de energias maiores que 2.04 MeV ($4m_0c^2$), pode ocorrer também produção de pares quando este interage com o campo de força coulombiano dos elétrons atômicos, processo esse também conhecido como formação de tripletos devido à emissão do elétron original que sofreu interação, juntamente com o pósitron e o elétron formados. O limiar de energia para ocorrência desse processo está relacionado à conservação de momento. Entretanto, a contribuição desse tipo de interação é muito menor

Fundamentação Teórica

quando comparada com a produção de pares no campo do núcleo, diminuindo com o número atômico do material. A figura 8 ilustra a cinemática do processo de produção de pares.

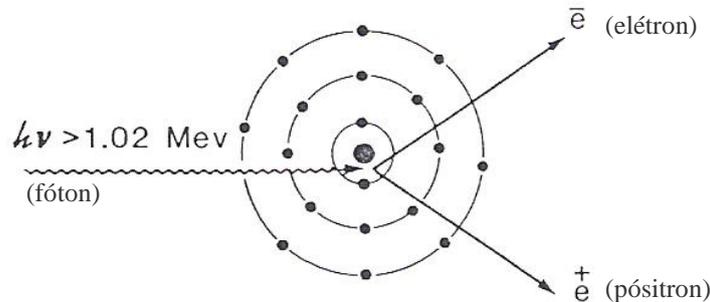


Figura 8: Cinemática do processo de produção de pares (KHAN, 2003)

O excesso de energia do fóton acima do limiar de 1.022 MeV é distribuído entre o pósitrons e o elétron, que adquirem energias cinéticas T_+ e T_- , respectivamente, movendo-se com ângulos θ_+ e θ_- em relação à direção de incidência do fóton, como mostra a figura 8. A energia cinética média de cada partícula pode então ser dada por:

$$\bar{T} = \frac{h\nu - 1.022 \text{ MeV}}{2} \quad (18)$$

Nesse processo de interação entre o fóton e o núcleo atômico, este último se desloca o suficiente para haver conservação de momento, embora sua energia cinética seja desprezível quando comparada com a energia cinética adquirida pelo par elétron-pósitron.

A seção de choque atômica ${}_a\kappa$ para a produção de pares em unidades de $\text{m}^2/\text{átomo}$ é dada por:

$${}_a\kappa = \sigma_0 Z^2 \bar{P} \quad (19)$$

onde $\sigma_0 = r_0/137$, e \bar{P} é um parâmetro que proporciona uma dependência logarítmica da seção de choque ${}_a\kappa$ com a energia do fóton incidente. Assim, ao contrário do que se observa para os efeitos fotoelétricos e espalhamento Compton, a probabilidade de interação por produção de pares aumenta à medida que a energia do fóton também aumenta e tende para uma constante

independente da energia para valores muito grande de $h\nu$, devido à blindagem da carga nuclear pelos elétrons atômicos (ATTIX, 1986). Da equação 19 podemos observar que a seção de choque atômica para produção de pares é proporcional ao quadrado do número atômico do material. Logo, o coeficiente mássico de atenuação para produção de pares em cm^2/g será dado por:

$$\frac{\kappa}{\rho} = \kappa \frac{N_A}{A} = \sigma_0 \bar{P} \frac{ZN_A}{A} Z \quad (20)$$

onde mais uma vez, como a razão Z/A é aproximadamente constante ($= 0.45 \pm 0.05$) para qualquer material, com exceção do hidrogênio, e o coeficiente κ/ρ é aproximadamente proporcional Z . Assim, o coeficiente de atenuação para produção de pares também aumenta com o aumento do número atômico do material.

2.3. Câmara de ionização

A câmara de ionização, como seu próprio nome já indica, é um detector baseado na ionização produzida pela radiação em seu volume sensível, em geral uma cavidade preenchida com gás. As cargas elétricas assim produzidas no volume sensível da câmara são coletadas devido ao campo elétrico existente entre placas coletoras, gerando um sinal proporcional à intensidade da radiação e que pode ser lido na forma de corrente elétrica, tensão ou mesmo em unidades de carga elétrica. O sinal da câmara é, portanto, proporcional à fluência do feixe de radiação.

A quantidade física que mede a ionização produzida por fótons no ar é a exposição, comumente representada pela letra X e expressa em unidades de coulomb por quilograma (C/kg). De acordo com o ICRU (1980), a exposição é definida como sendo a razão dQ/dm , onde dQ é o valor absoluto da carga total dos íons de mesmo sinal produzidos no ar, quando todos os elétrons liberados pelos fótons numa massa de ar dm , são completamente parados no volume que encerra essa massa de ar. Tal definição exige que todos os elétrons produzidos

pelos fótons num volume específico de ar percam toda sua energia produzindo ionizações nesse volume de modo que sua carga seja medida. Entretanto, elétrons produzidos fora do volume podem entrar no volume sensível da câmara produzindo novas ionizações, ou ainda, elétrons produzidos dentro do volume sensível podem sair do volume, de modo que sua carga não é computada. Quando há uma compensação entre esses eventos, ou seja, a quantidade de cargas que entram no volume é igual a quantidade que sai, dizemos que existe a condição de equilíbrio eletrônico.

Existem diversos tipos de câmaras de ionização práticas, mas em geral consistem de uma cavidade preenchida com gás (geralmente ar) envolvida por uma parede material sólida. Um campo elétrico é estabelecido na cavidade a fim de coletar os íons formados pela radiação. A espessura da parede da câmara é planejada de modo a garantir a condição de equilíbrio eletrônico. Entretanto, na prática, as paredes das câmaras são construídas com espessuras de 1 mm ou menos (AIRD e FARMER, 1972), com a condição de equilíbrio atingida a partir de envoltórios adicionais (capas de *build-up*). A partir de teorias de cavidade a dose absorvida em um meio pode ser determinada a partir da leitura fornecida por essas câmaras.

2.4. A transformada inversa de Laplace

Muitos problemas das mais diversas áreas da ciência e da engenharia podem ser solucionados fazendo uso de uma relação entre funções conhecida como transformada de Laplace (HOOG *et al*, 1982, KRYZHNIY 2003). Em muitos desses casos, a solução do problema consiste em obter uma função desconhecida, $f(t)$, a partir de sua transformada de Laplace, $F(s)$, caracterizando, assim, o processo conhecido como transformação de Laplace inversa. Dada uma função $f(t)$ definida em uma região $0 \leq t < \infty$, com t e $f(t)$ reais, a função $F(s)$ definida pela *integral de Laplace* é dada por:

$$F(s) = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt \quad (21)$$

é conhecida como *transformada de Laplace de $f(t)$* , onde a variável s é, geralmente, complexa, embora em muitas aplicações possa estar restrita a valores reais (BUTKOV, 1988). Em geral, existe uma região em um plano complexo, s , na qual a integral de Laplace converge e que pode ser caracterizada por $\text{Re}(s) > \alpha$, onde α é uma constante real, ou seja, a integral de Laplace converge à direita de uma certa reta vertical no plano s complexo. Desse modo, a transformada inversa de Laplace é dada por:

$$f(t) = \int_{\alpha-\infty}^{\alpha+\infty} e^{ts} F(s) ds \quad (22)$$

também conhecida como *integral de inversão de Mellin*, e onde α deve ser escolhido de maneira que todas as singularidades de $F(s)$ se situem à esquerda da reta $\text{Re}(s) = \alpha$, ou seja, o contorno de integração está à direita de todas as singularidades de $F(s)$.

Entretanto, obter a transformada inversa de Laplace de forma analítica usando técnicas de análise complexas, não constitui um processo fácil na maioria das aplicações a problemas reais, sendo necessária a utilização de métodos numéricos de inversão (ZAKIAN 1969, COPE 1990, BRIANZI *et al*, 1991, LIEN *et al*, 2008, CAMPOS *et al*, 2009). Diversos métodos têm sido investigados e aperfeiçoados ao longo dos anos (PIESSENS 1969, ZAKIAN 1970, WELLENKS 1970, ZAKIAN *et al*, 1971, PIESSENS 1973, CRUMP 1976, ABATE *et al*, 1995, AIRAPETYAN *et al*, 2000, EVANS *et al*, 2000, ABATE *et al*, 2004, KRYZHNIY 2006, MORENO *et al*, 2008,) e estudos comparativos já mostraram que não há um único método ideal ou universal com resultados ótimos para todos os propósitos, mas sim métodos que melhor se ajustam a problemas e circunstâncias especiais. (DAVIES *et al*, 1979, ANG *et al*, 1989). Assim, a escolha de um método particular deve levar em conta, entre outros fatores, a sua aplicabilidade a problemas reais de inversão e a vários tipos de funções cuja

Fundamentação Teórica

transformada inversa se deseja conhecer, a acurácia numérica desejada, a eficiência computacional e a facilidade de implementação.

O algoritmo conhecido como método de Gaver-Stehfest (STEHFEST, 1970) utiliza as seguintes expressões para a aproximação da transformada inversa de Laplace $f(t)$ de uma função $F(s)$:

$$f(t) \approx \frac{\ln 2}{t} \sum_{i=1}^N V_i F\left(\frac{i \ln 2}{t}\right) \quad (23)$$

$$V_i = (-1)^{N/2-i} \sum_{k=\lfloor i/2 \rfloor}^{\min\{N/2, i\}} \frac{k^{N/2} (2k)!}{((N/2-k)! k! (k-1)! (i-k)! (2k-i)!)} \quad (24)$$

onde N deve ser inteiro e par.

Estudos de métodos numéricos para inversão da transformada de Laplace mostram que o algoritmo de Gaver-Stehfest apresenta boa acurácia para uma faixa relativamente ampla de funções, em particular quando $F(s)$ é conhecida somente para valores reais de s ou quando é muito difícil a sua determinação para valores complexos dessa variável (DAVIES *et al*, 1979). Teoricamente, o valor aproximado de $f(t)$ se torna mais acurado a medida que N aumenta. Entretanto, na prática, erros de arredondamento pioram os resultados a medida que N se torna muito grande. Estudos mostram, ainda, que o método pode apresentar problemas para funções $F(s)$ cuja a transformada inversa $f(t)$ seja oscilatória. Logo, ao utilizar o método para avaliar funções $f(t)$ desconhecidas a partir de sua transformada de Laplace $F(s)$, deve-se comparar os resultados para diferentes N , a fim de investigar a acurácia que se pode alcançar com o método e o valor ótimo de N , e averiguar também se a função inversa apresenta descontinuidades ou oscilações rápidas. (KUMAR *et al*, 2000). A vantagem de utilização

desse algoritmo é que sua implementação é relativamente fácil, e não há necessidade de avaliar a função $F(s)$ para valores complexos de s .

2.5. Derivação de espectros pela transformada inversa de Laplace

Quando um detector é irradiado por um feixe de radiação, a fluência de fótons Φ produz um sinal S nesse detector, que pode ser escrito em função da distribuição espectral da fluência $\Phi_E = d\Phi/dE$ (Hinson *et al*, 2002) como:

$$S = \int_0^{\infty} \Phi_E R(E) dE \quad (25)$$

onde a quantidade $R(E)$ corresponde ao sinal produzido no detector devido somente à fluência de fótons com energia E . Quando um material atenuador com espessura x é colocado entre a fonte de radiação e o detector, o espectro de energia da fluência de fótons muda de acordo com a equação:

$$\Phi_E(x) = \Phi_E(0) e^{-\mu(E)x} \quad (26)$$

de modo que o sinal no detector passa a ser dado por:

$$S(x) = \int_0^{\infty} \Phi_E(0) e^{-\mu(E)x} R(E) dE \quad (27)$$

onde $\mu(E)$ corresponde ao coeficiente de atenuação do material atenuador irradiado para fótons com energia E .

A função transmissão relativa, $T(x)$, é definida como a razão entre o sinal $S(x)$, medido no feixe de fótons com o material atenuador de espessura x , e o sinal $S(0)$, medido no mesmo feixe de fótons na ausência do material atenuador, ou seja:

$$T(x) = \frac{S(x)}{S(0)} \quad (28)$$

Pode-se definir uma quantidade $F(E)$ como sendo a fração do sinal total no detector devido a fótons com energias entre E e $E + dE$, dada portanto como:

$$F(E) = \frac{\Phi_E(0)R(E)}{S(0)} \quad (29)$$

de modo que a transmissão relativa pode ser escrita na forma :

$$T(x) = \int_0^{E_{m\acute{a}x}} F(E)e^{-\mu(E)x} dE \quad (30)$$

onde $E_{m\acute{a}x}$ corresponde à energia máxima do feixe de fótons. Uma vez que o feixe não contém fótons com energia maior que $E_{m\acute{a}x}$, o limite superior da integral na equação (30) pode ser substituído por ∞ . Mudando a variável de integração de E para $\mu(E)$, e definindo uma quantidade $P(\mu)$, chamada de pré-espectro, e dada por:

$$P(\mu) = -F(E)\left(\frac{dE}{d\mu}\right) \quad (31)$$

a equação (30) pode então ser escrita na forma:

$$T(x) = \int_0^{\infty} P(\mu)e^{-\mu(E)x} d\mu \quad (32)$$

A equação (32) corresponde exatamente à transformada de Laplace da função $P(\mu)$, de modo que $T(x)$ e $P(\mu)$ formam um par de transformada de Laplace. Assim, uma vez que a função $T(x)$ pode ser determinada experimentalmente, o cálculo de sua transformada inversa de Laplace nos fornece o pré-espectro e, conseqüentemente, a distribuição espectral do feixe $F(E)$ pode ser determinada por meio da equação (31). Vale ressaltar que a quantidade $F(E)$ assim obtida não corresponde exatamente à fluência do feixe em unidades de cm^{-1} , como pode ser deduzido de acordo com a sua definição dada pela equação (29). Assim, com o intuito de obter a fluência de fótons Φ em unidades de m^{-1} , é necessário converter os valores de $F(E)$ obtidos de acordo com a equação (FRANCOIS *et al*, 1993, HINSON *et al*, 2002):

$$\Phi = \frac{F(E).C(E)}{E \cdot \left[\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right]_{air}} \quad (33)$$

Fundamentação Teórica

onde $C(E)$ é o fator de resposta da câmara que contém correções relacionadas à sua dependência energética e o fator de calibração que transforma $F(E)$ em unidades de fluência de energia $\psi(E) = \Phi(E).E$. O coeficiente $(\mu_{en}/\rho)_{air}$ que aparece na equação corresponde ao coeficiente mássico de absorção de energia do ar. Catala (CATALA *et al*, 1995) define a relação entre $F(E)$ e $\psi(E)$ como sendo:

$$\psi(E) = \frac{1}{R(E)}.F(E) \quad (34)$$

e propõe uma função analítica aproximada para a resposta da câmara $R(E)$ que transforma $F(E)$ em fluência energética, dada por (:

$$\frac{1}{R(E)} = \frac{\alpha(E). \left[\frac{S}{\rho}(E) \right]_{air}^{wall} \left[\mu_{en}/\rho(E) \right]_{wall}^{cap} + [1 - \alpha(E)]. \left[\frac{S}{\rho}(E) \right]_{air}^{cap}}{\left[\mu_{en}/\rho(E) \right]_{cap} \cdot \exp \left[\left[(\mu/\rho)(E) \right]_{cap} x \right]} \cdot K \quad (35)$$

onde K é uma constante de normalização, $\alpha(E)$ é a fração de ionização devido aos elétrons de energia E surgindo da parede da câmara (*wall*), e $1 - \alpha(E)$ é a fração de ionização devido aos elétrons surgindo da capa de build-up (*cap*). Os coeficientes $\left[\frac{S}{\rho}(E) \right]_B^A$ e $\left[\mu_{en}/\rho(E) \right]_B^A$ correspondem, respectivamente, à razão entre os *stopping power* mássicos médios dos meios A e B, e à razão entre os coeficientes mássicos de absorção de energia dos meios A e B, e $[(\mu/\rho)(E)]_A$ é o coeficiente de atenuação total do meio A.

Muitos estudos de reconstrução de espectro por meio da transformada de Laplace têm sido publicados ao longo dos anos, mostrando que o método permite reconstruir de forma acurada feixes de mega-voltagem como os utilizados em radioterapia, desde que se possa obter dados apropriados de atenuação em materiais devidamente selecionados (ARCHER *et al*, 1985 e Hinson *et al*, 2002).

2.6. Simulação Monte Carlo

De uma maneira geral, podemos definir o método Monte Carlo, como uma forma de resolver problemas utilizando números aleatórios, onde a acurácia dos resultados está intimamente ligada às propriedades estatísticas desses números. Por meio de amostragens aleatórias e outros métodos estatísticos a técnica permite encontrar soluções para problemas físicos ou matemáticos, sendo particularmente útil quando a formulação exata que descreve o processo é difícil ou mesmo impossível de se resolver por métodos diretos. Assim o método Monte Carlo constrói um modelo estocástico que representa o processo de interesse e um conjunto de números aleatórios é então utilizado para amostrar as funções densidade de probabilidade definidas pelo modelo. Como resultado obtém-se uma estimativa de uma quantidade física característica do processo, especificada com um grau de confiança determinado (KRAMER *et al*, 2000).

Como visto anteriormente, existem quatro processos principais, por meio dos quais as partículas primárias (fótons) podem interagir com um meio material, cedendo total ou parcialmente à sua energia, produzindo partículas secundárias (elétrons e fótons espalhados) que por sua vez também interagem com o meio até perderem completamente suas energias.

Uma vez que a evolução da trajetória de partículas como fótons, elétrons e pósitrons num meio material é de natureza probabilística, métodos de simulação Monte Carlo representam uma poderosa ferramenta para tratar problemas de transporte de radiação na matéria (SALVAT, *et al*, 2006). Nesse aspecto, os códigos de simulação Monte Carlo desenvolvidos para simular o transporte de radiação em um meio material consistem, essencialmente, em gerar numericamente trajetórias de partículas nesse meio, de acordo com um dado modelo de interação, isto é, de acordo com um conjunto de seções de choques diferenciais para o mecanismo de interação envolvido (SALVAT, *et al*, 1992). Uma característica importante desses algoritmos de transporte é a simulação dos eventos de perda

de energia, que determina o poder de penetração de fótons e o alcance de elétrons. Sendo assim, códigos de simulação Monte Carlo têm sido desenvolvidos ao longo dos anos com especial interesse nas áreas de dosimetria e radioterapia, onde informações acuradas acerca do transporte de fótons e elétrons são necessárias.

Para o caso de fótons, que são completamente absorvidos em uma única interação do tipo fotoelétrica ou produção de pares, ou depois de poucas interações Compton, a simulação do transporte é feita de forma relativamente simples. Entretanto, para o caso de partículas carregadas, como elétrons e pósitrons, em que a energia média perdida em uma única interação é muito pequena (da ordem de eV), a simulação do transporte torna-se bastante complexa tendo em vista que a partícula sofre uma grande número de interações antes de ser completamente absorvida pelo meio.

Os primeiros algoritmos de simulação Monte Carlo para estudo do transporte de radiação na matéria versavam basicamente em dois tipos: algoritmos de simulação detalhada e de simulação condensada (FERNÁNDEZ-VAREA, *et al*, 1993). Na simulação detalhada, todas as interações sofridas por uma partícula são simuladas em uma sucessão cronológica, fornecendo resultados exatos (a menos de incertezas estatísticas inerentes ao fenômeno), ou seja, resultados semelhantes aos que seriam obtidos a partir de uma solução rigorosa da equação de transporte de Boltzmann. Entretanto, esse tipo de simulação é factível somente para situações onde o número médio de colisões por trajetória não é muito grande (algumas centenas), como é o caso de elétrons com baixa energia cinética inicial (até aproximadamente 100 keV) e de geometrias simples como, por exemplo, um feixe de elétrons incidindo sobre uma fina camada de material (SALVAT, *et al*, 2006). Na simulação condensada, utilizada para elétrons e pósitrons de altas energias, o uso de aproximações em teorias de espalhamento múltiplo permite simular o efeito global de colisões que ocorrem em um segmento (passo) da trajetória da partícula com um dado comprimento. Nesse tipo de simulação, a falta de

Fundamentação Teórica

conhecimento acerca da distribuição espacial da partícula após percorrer um caminho com certo comprimento acarreta erros sistemáticos, fazendo com que a simulação apresente resultados somente aproximados do fenômeno. Em geral, os resultados tendem a se estabilizar com a diminuição do tamanho do passo, o que acarreta, por outro lado, um rápido aumento do tempo de simulação, sendo necessário, portanto, um compromisso entre a acurácia desejada e o tempo de simulação. Entretanto, a progressiva redução do tamanho do passo não garante a obtenção de resultados corretos, uma vez que dependendo das características da teoria de espalhamento múltiplo utilizada, ou da forma como é implementada no algoritmo de simulação, o uso de passos muito curtos pode introduzir artefatos nos resultados. Além disso, algoritmos de simulação condensada tendem a apresentar dificuldades para simular partículas atravessando uma interface, ou seja, uma superfície de separação entre dois meios distintos (BARÓ, *et al*, 1995).

Uma terceira classe de algoritmos de simulação, desenvolvidos de forma a compensar as limitações das versões anteriormente apresentadas, são os chamados algoritmos de simulação mista. Esses algoritmos combinam simulações detalhadas para tratar os eventos denominados “fortes”, ou seja, eventos com ângulo polar de espalhamento θ ou perda de energia W maiores do que valores de corte pré-selecionados θ_c e W_c , com simulação condensada para eventos denominados “fracos”, ou seja, eventos cujos valores de θ e W estejam abaixo dos valores críticos de corte. A preferência por esse tipo de algoritmo para simular o transporte de radiação na matéria baseia-se no fato de que maior parte das colisões sofridas por elétrons de alta energia ao longo de um dado caminho são do tipo “fraca”, ou seja, produzem pequenas deflexões angulares ($\theta < \theta_c$), de modo que o efeito global dessas colisões pode ser descrito por meio da aproximação de espalhamento contínuo. Somente um pequeno número de interações do tipo “forte” com grandes deflexões angulares ($\theta > \theta_c$) será simulado de forma detalhada. Assim, os algoritmos de simulação mista possuem a vantagem,

em relação à simulação condensada, de simularem de forma mais acurada a distribuição espacial das partículas e suas trajetórias em interfaces.

2.6.1. O código de simulação PENELOPE

O código de simulação PENELOPE é um pacote de sub-routines para simulação Monte Carlo escrito em linguagem de programação FORTRAN, distribuído gratuitamente pela Agência de Energia Nuclear (NEA, do inglês Nuclear Energy Agency). PENELOPE, cujo nome corresponde ao acrônimo de PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons, foi inicialmente desenvolvido para simular o transporte de pósitrons e elétrons na matéria, sendo em seguida complementado para simular o transporte acoplado de fótons e elétrons (SEMPAU, *et al*, 1997). O algoritmo é baseado num modelo de espalhamento que combina uma base de dados numérica com modelos de seções de choques analíticas para os diferentes mecanismos de interação, aplicáveis a uma faixa de energia de centenas de eV até cerca de 1 GeV (SALVAT, *et al*, 2006). Uma das vantagens desse código é a utilização de bibliotecas de seções de choque EPDL97 atualizadas, visto que a acurácia de algoritmos Monte Carlo depende fortemente da acurácia das funções densidade de probabilidade e, conseqüentemente, das bibliotecas de seções de choque dos materiais utilizadas no cálculo do transporte da radiação (SUNG-JOON, *et al*, 2004).

No PENELOPE o transporte de fótons é simulado de forma detalhada, ao passo que o transporte de pósitrons e elétrons é simulado por meio do procedimento misto (ou de classe II), onde interações “fortes” são simuladas de forma detalhada e interações “fracas” por meio de aproximações de espalhamento múltiplo (SEMPAU e ANDREO, 2006). No pacote PENELOPE encontram-se diversas sub-routines em FORTRAN distribuídas em códigos fontes (abertos), além de aplicativos e uma base de dados de diversos materiais de interesse em Física Radiológica. As sub-routines estão divididas em quatro programas: PENELOPE.f, que contém as sub-routines responsáveis pela simulação do transporte das partículas;

Fundamentação Teórica

PENGEOM.f, que contém as sub-routines que controlam a geometria de simulação; PENVARED.f, onde se situam as sub-routines relacionadas aos métodos de redução variacional e TIMER.f, que contém as sub-routines de gerenciamento do tempo de simulação.

Utilização do código PENELOPE

Para desenvolver a simulação, o usuário deve editar um arquivo FORTRAN, *usuário.f*, a partir do arquivo *penmain.f* fornecido pelo código, adequando-o ao seu problema específico. Esse arquivo contém as chamadas das sub-routines PENELOPE.f, PENGEOM.f, PENVARED.f, e TIMER.f que proporcionarão o gerenciamento da simulação como um todo. A partir desses cinco arquivos FORTRAN o usuário cria, então, o executável *usuário.exe*, que por sua vez será executado buscando informações de entrada fornecidas pelo usuário através do arquivo *usuário.in* (modificado pelo usuário a partir do arquivo *penmain.in*), além de informações da geometria de simulação através do arquivo *usuário.geo* (criado pelo usuário a partir do arquivo *sample.geo*). As informações acerca das seções de choque dos materiais envolvidos na simulação é também fornecida por meio do arquivo de material *usuário.mat* (criado pelo usuário a partir do programa MATERIAL.f). O esquema da figura 9, ilustra a estrutura de funcionamento do pacote de simulação Monte Carlo PENELOPE.

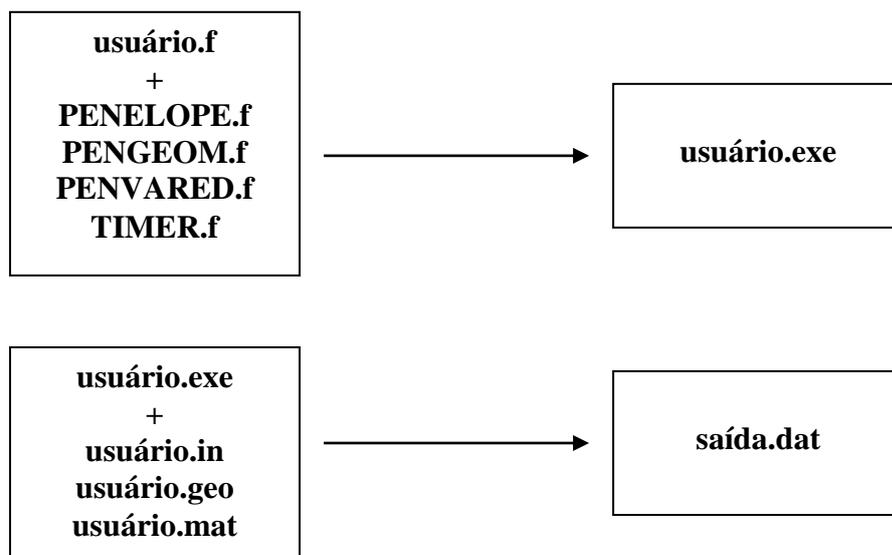


Figura 9: Arquivos utilizados na simulação com o código Monte Carlo PENELOPE

As informações acerca do feixe de radiação (número, tipo e energia de partículas a serem simuladas), posição da fonte e do material a ser irradiado, tamanho de campo de radiação, parâmetros de controle da simulação, tempo total de simulação, bem como os nomes dos arquivos de geometria e material encontra-se no arquivo de entrada *usuário.in*. No arquivo de geometria *usuário.geo* estão definidas as regiões de interesse da simulação, consideradas como corpos homogêneos com composição dada pelos materiais definidos no arquivo de material *usuário.f* e limitadas por superfícies quadráticas definidas de acordo com a equação implícita (SALVAT, *et al*, 2006):

$$F(x, y, z) = A_{xx}x^2 + A_{yy}y^2 + A_{zz}z^2 + A_{xy}xy + A_{xz}xz + A_{yz}yz + A_x x + A_y y + A_z z + A_0 = 0 \quad (36)$$

que na forma reduzida pode ser dada por:

$$F(x, y, z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0 \quad (37)$$

As modificações que o usuário realiza no arquivo *penmain.f* de modo a criar o arquivo *usuário.f*, são feitas de modo a obter os resultados desejados no arquivo de saída *saída.dat*. Esse arquivo pode conter informações como a dose depositada em um determinado corpo, ou o espectro de partículas cruzando uma interface, ou entrando e saindo em uma determinada região. O arquivo de saída é gerado a partir do armazenamento, realizado pelo código PENELOPE durante a simulação, de dados de interação e deposição de energia nos corpos definidos pelo arquivo de geometria, sendo atualizado no final de todo processo.

O PENELOPE possui, ainda, o programa GVIEW.exe que permite visualizar, em planos perpendiculares aos eixos x , y e z , os diferentes corpos ou materiais que compõem a geometria de simulação, como ilustra a figura 10.

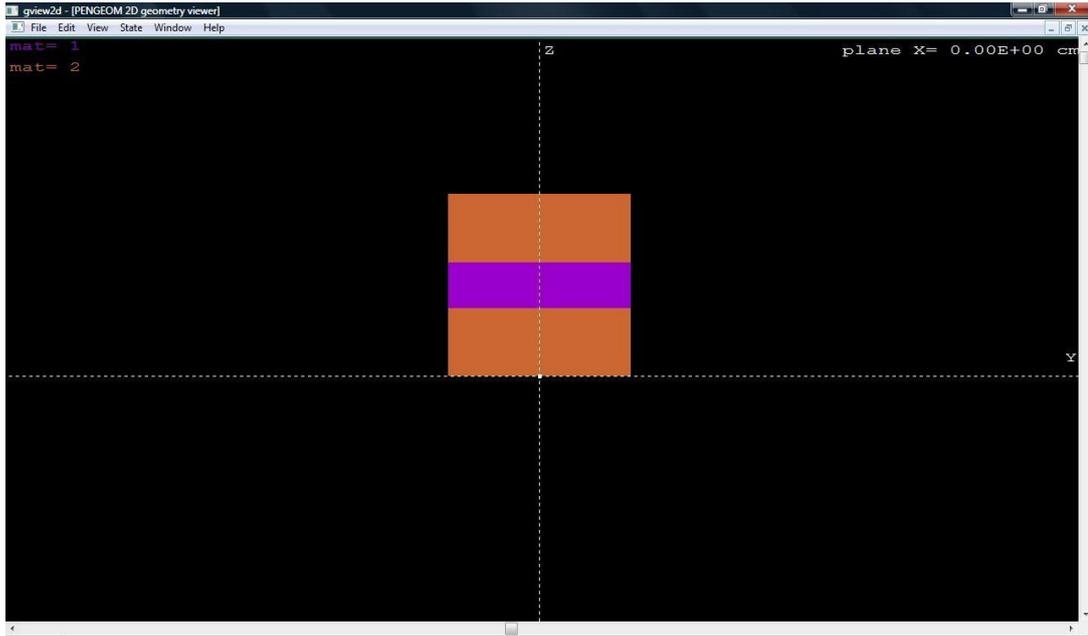


Figura 10: Exemplo de visualização de uma geometria no plano YZ

Na figura 10 os diferentes corpos constituídos por matérias distintos são caracterizados por cores distintas.

3. MATERIAIS E MÉTODOS

Os procedimentos adotados para a concretização deste trabalho iniciaram-se com a escolha de materiais absorvedores comumente empregados para a reconstrução de espectros de mega-voltagem a partir de curvas de transmissão, como é o caso do alumínio (Al), cobre (Cu) e chumbo (Pb). Entretanto, estudos têm demonstrado (FRANCOIS e CATALA, *et al*, 1993) que o material apropriado para reconstrução de espectros a partir de medidas de transmissão, deve possuir um coeficiente de atenuação que decresça monotonicamente a partir de 100 keV até a energia máxima do espectro, de modo que o valor de μ (e conseqüentemente de $d\mu/dE$) seja único para os diferentes valores de energia dentro do intervalo. Desse modo, a energia correspondente ao menor valor do coeficiente de atenuação do material atenuador ($E_{\mu_{\min}}$) deve ser maior do que a energia máxima do espectro (E_{\max}) que se deseja reconstruir, ou seja, $E_{\mu_{\min}} > E_{\max}$.

Nesse sentido, a etapa de simulações apresenta-se como uma grande oportunidade de otimização do trabalho, permitindo estudar os materiais empregados e reavaliar as condições experimentais antes mesmo de realizar os experimentos. Os espectros escolhidos para reconstrução correspondem aos espectros com energias comumente utilizadas em radioterapia, cujos potenciais de aceleração são de 6 e 10 MV. Logo os espectros a serem reconstruídos terão energias máximas de, aproximadamente, 6 e 10 MeV. Os materiais definidos como absorvedores para estudo foram alumínio, cobre, chumbo e acrílico.

3.1. Validação da simulação

Uma vez escolhidos os materiais e a faixa energética do espectro, a primeira etapa do trabalho consistiu em validar as seções de choques dos materiais escolhidos, utilizados pelo código PENELOPE, comparando com um banco de dados atualizados da literatura (NIST, 2009). Para isso utilizou-se as seções de choque, do PENELOPE e da literatura, referente aos

materiais utilizados nesse estudo como atenuadores, calculando o coeficiente mássico de atenuação de acordo com as equações (8) e (9), e comparando os resultados.

Em seguida, alterações foram realizadas no código *usuário.f* com o intuito de verificar se o espectro simulado pelo programa correspondia ao espectro de entrada fornecido pelo usuário. Por fim, utilizou-se os valores dose depositada em água, de saída do programa para, para determinação de curvas de PDP e comparou-se com resultados da literatura para feixes de 6 MV e 10 MV a fim de validar a simulação.

3.1.1. Verificação do espectro simulado.

Como dito no item 2.6.1, o usuário pode modificar o arquivo *usuário.f* do pacote de simulação a fim de que o arquivo de saída *saída.dat* contenha os parâmetros desejados como resposta para uma simulação específica. Nessa etapa do estudo, investigou-se se o espectro gerado pelo programa correspondia ao espectro fornecido pelo usuário no arquivo de entrada *usuário.in*. Os espectros de entrada utilizados, correspondem aos feixes de fótons de aceleradores Varian Clinac de 6 e 10 MV obtidos por Sheikh-Bagheri e Rogers (Sheikh-Bagheri, *et al*, 2002) com energias de 0,25 a 6 MeV e de 0,25 a 10 MeV, respectivamente, com intervalos de 0,25 MeV. Esses espectros serão referidos nesse estudo como espectros teóricos.

Nesse sentido, modificamos o arquivo *usuário.f* de forma que fosse contada cada partícula gerada pelo programa com sua respectiva energia. Para isso, utilizamos variáveis dentro de um laço condicional para computar um total de 10^8 partículas, guardando-as dentro de um vetor de posições de acordo com sua energia.

3.1.2. Curvas de PDP

Parâmetros de entrada na simulação

Ainda com o intuito de validar a simulação, curvas de porcentagem de dose profunda em água foram simuladas e comparadas com as curvas obtidas por Sheikh-Bagheri com os respectivos espectros teóricos utilizados nesse trabalho (Sheikh-Bagheri, *et al*, 2002) e com resultados experimentais do serviço de radioterapia do Hospital do Câncer de Barretos-SP, para unidades de terapia com as mesmas energias de feixe.

Para determinação das curvas de PDP, utilizamos os valores de dose depositada em função da profundidade em água, obtidos na simulação com os parâmetros de entrada indicados na tabela 1 a seguir.

Tabela 1: Parâmetros de entrada para simulação das curvas de PDP

Parâmetro	Valor
Partícula primária	2 (fóton)
Energia do feixe	Espectros de 6 e 10 MV
Número de partículas simuladas	1×10^9
Tempo limite de simulação	15 h
Sementes de números aleatórios	19578 14679
Dimensões da fonte	$0,1 \times 0,1 \times 0,1 \text{ cm}^3$
Tamanho de campo	$10 \times 10 \text{ cm}^2$
Dimensões do voxel	$1 \times 1 \times 0,5 \text{ cm}^3$

Todos os parâmetros utilizados na simulação possuem valores padrões definidos previamente pelo pacote do programa e que a princípio não influenciam fortemente a acurácia da simulação. Assim, com exceção dos parâmetros de entrada definidos na tabela 1 e dos parâmetros de geometria explicitados na seção a seguir, os demais parâmetros de simulação foram mantidos constantes para todos os materiais com valores originais fornecidos pelo pacote de simulação, como mostra a tabela 2.

Tabela 2: Parâmetros com valores padrões mantidos constantes na simulação.

Parâmetro	Descrição	Valor
C_1	Deflexão angular média entre eventos elásticos fortes	0,1
C_2	Fração máxima de energia média perdida em um passo	0,1
E_{ABS} (elétrons, pósitrons)	Limiar de energia para absorção da partícula	500 keV
E_{ABS} (fótons)	Limiar de energia para absorção da partícula	50 keV
W_{CC}	Limiar para perda de energia em colisões inelásticas fortes	500 keV
W_{CR}	Limiar para perda de energia por bremsstrahlung	50 keV
$DS_{MÁX}$	Caminho máximo percorrido pelas partículas no meio	1×10^{30} cm

Geometria da simulação

Para determinação das curvas de PDP, simulamos a irradiação, com feixes de 6 MV e de 10 MV, de um cubo de água com dimensões de $60 \times 60 \times 60 \text{ cm}^3$, com 100 cm de distância fonte-superfície. Embora inicialmente tenhamos considerado o cubo de água imerso em um cubo de ar com dimensões $180 \times 180 \times 260 \text{ cm}^3$, de modo a simular as condições reais de medida (cubo de água imerso em ar), as demais simulações foram realizadas sem considerar o ar como outro material, visto que para a faixa de energia em questão podemos desconsiderar a presença do ar como mostraram os testes de comparação realizados nesse sentido.

3.2. Simulação das medidas de transmissão

Nessa etapa de trabalho simulamos a transmissão de feixes de fótons de 6 MV e 10 MV, com 100 cm de distância fonte-superfície, em espessuras de alumínio, cobre, chumbo e acrílico, determinando a curva de transmissão para cada material nas duas energias de feixe escolhidas. Nesse sentido realizamos modificações no arquivo *usuário.f* de modo a obter no arquivo *saída.dat* o número de partículas primárias (fótons), com suas respectivas energias, que atravessam (sem interagir) as diferentes espessuras do material absorvedor. Para isso, inserimos variáveis que pudessem verificar, dentro de um laço condicional, se a posição,

Materiais e Métodos

energia e direção da partícula tinham se mantido constantes após atravessar a espessura de material desejada. Em caso afirmativo, a partícula seria contada e o valor de sua energia armazenado em um vetor. Desse modo, o arquivo *saída.dat* fornece o número total de partículas simuladas e um vetor com o número de partículas transmitidas em cada intervalo energético. Os parâmetros de entrada da simulação estão descritos na tabela 3 a seguir.

Tabela 3: Parâmetros de entrada para simulação das medidas de transmissão.

Parâmetro	Valor
Partícula primária	2 (fóton)
Energia do feixe	Espectros de 6 e 10 MV
Número de partículas simuladas	1×10^8
Tempo limite de simulação	20 h
Sementes de números aleatórios	198736 125267
Dimensões da fonte	$0,1 \times 0,1 \times 0,1 \text{ cm}^3$
<i>Tamanho de campo</i>	$3 \times 3 \text{ cm}^2$

Os demais parâmetros de simulação foram mantidos constantes para todos os materiais com valores originais do pacote de simulação.

3.2.1. Geometria da simulação

Inicialmente simulou-se a transmissão em diversas espessuras de alumínio; posteriormente realizamos diversos ajustes da curva de atenuação, com um número cada vez menor de espessuras, sem que isso alterasse o coeficiente de atenuação médio da curva. Desse modo, selecionou-se dez valores diferentes de espessuras para o alumínio, otimizando a realização das medidas experimentais. A partir das espessuras selecionadas de alumínio, determinou-se as espessuras para os demais materiais (cobre, chumbo e acrílico) necessárias para obter a mesma atenuação do feixe. Entretanto, a definição das espessuras para a simulação desses dois últimos materiais, levou também em conta a possibilidade de obtenção

Materiais e Métodos

das espessuras desejadas. A tabela 4 mostra os valores de espessuras utilizadas na simulação para cada material absorvedor.

Tabela 4: Espessura de material absorvedor utilizadas na simulação.

Material	Espessuras (cm) utilizadas na simulação
Al	0,5; 1; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35 e 40
Cu	0,1; 0,5; 1; 2; 5; 7; 8; 9; 10 e 15
Pb	0,1; 0,2; 0,5; 1; 1,2; 2; 2,5; 5; 8 e 10
Acrílico	1,25; 2,5; 12,5; 25; 27,5; 50; 75 e 100

3.2.2. Curvas de transmissão

O número total de partículas transmitidas para uma determinada espessura foi então obtido pela soma do número de partículas transmitidas em cada intervalo energético, e normalizado pelo número total de partículas simuladas. Com isso, obtivemos os pontos necessários para a construção da curva de transmissão relativa em função da espessura do material atenuador. Ao utilizar o programa de reconstrução dos espectros, o usuário deve definir a equação que descreve a curva de atenuação da radiação num dado material. Para isso realizamos três tipos de ajustes, mostrados na tabela 5, nos dados de transmissão simulados, utilizando o programa Microcal Origin 6.0, com o intuito de obter a equação que melhor descreve a curva de transmissão simulada.

Tabela 5: Ajustes da curva de transmissão.

Tipo de ajuste	Equação do ajuste	Parâmetros a serem ajustados
Exponencial de 1ª ordem	$T(x) = m e^{n \cdot x}$	m e n
Linear	$y = a + bx$, com $y = \ln(T(x))$, $a = \ln(m)$, $b = n$	a e b
Não linear	$T(x) = \left[\frac{a \cdot b}{(x + a)(x + b)} \right]^v \cdot e^{-\mu_m^0 \cdot x}$	a , b e v

Na equação do ajuste não linear (ARCHER, *et al*, 1982), o parâmetro μ_m^0 corresponde ao coeficiente de atenuação linear do material para os fótons de máxima energia presente no

Materiais e Métodos

feixe de radiação. Entretanto, esse valor pode, *a priori*, ser considerado como um quarto parâmetro a ser ajustado na curva de transmissão.

3.3. Procedimento experimental

Para realização das medidas experimentais de transmissão, confeccionou-se inicialmente um conjunto de placas e cilindros de alumínio, na oficina mecânica do Departamento de Física e Matemática da Faculdade de Filosofia Ciências e Letras de Ribeirão Preto-USP. A figura 11 mostra os absorvedores de alumínio utilizados nesse estudo, que consistiam de placas de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, com espessuras de 1 e 2 mm, e cilindros de 5 cm de raio, com alturas de 10, 50, 100 e 200 mm.

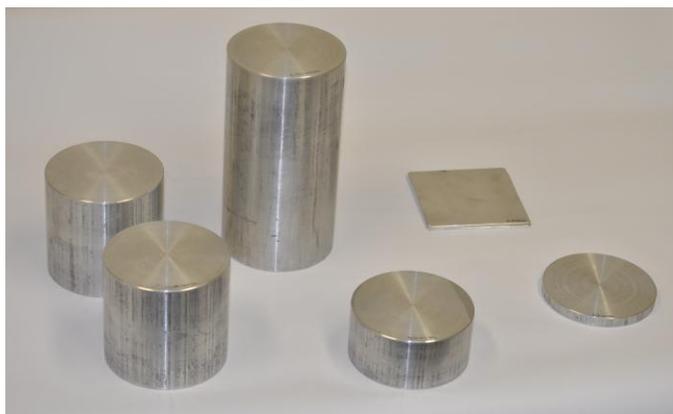


Figura 11: Placas e cilindros de alumínio utilizados como material absorvedor.

As medidas experimentais foram realizadas em um acelerador linear clínico Varian 2100c do setor de radioterapia do Hospital do Câncer de Barretos, capaz de produzir feixes de fótons com energias máximas nominais de 6 MeV e 10 MeV.

A figura 12 mostra o aparato experimental utilizado para determinação das medidas de transmissão em alumínio.



Figura 12: Aparato experimental utilizado para realização das medidas de transmissão em alumínio.

As medidas de transmissão foram obtidas com uma câmara de ionização tipo Farmer cilíndrica de $0,6 \text{ cm}^3$ de volume sensível, NE 2505/3A, conectada a um eletrômetro Keithley 35617, na condição de geometria de feixe estreito a fim de limitar a contribuição de fótons espalhados no detector. Para isso, abriu-se um campo de irradiação de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ sobre a câmara posicionada a uma distância fixa da fonte de 100 cm, ao longo do eixo central do feixe de radiação. Limitações inerentes ao aparato experimental utilizado impossibilitaram a utilização de distâncias maiores entre o detector e o material atenuador, o que poderia reduzir ainda mais a contribuição de componentes espalhadas do feixe. As leituras foram obtidas em um tempo de exposição correspondente a 100 unidades monitora da máquina. A figura 13 ilustra a montagem experimental utilizada para obtenção das medidas.

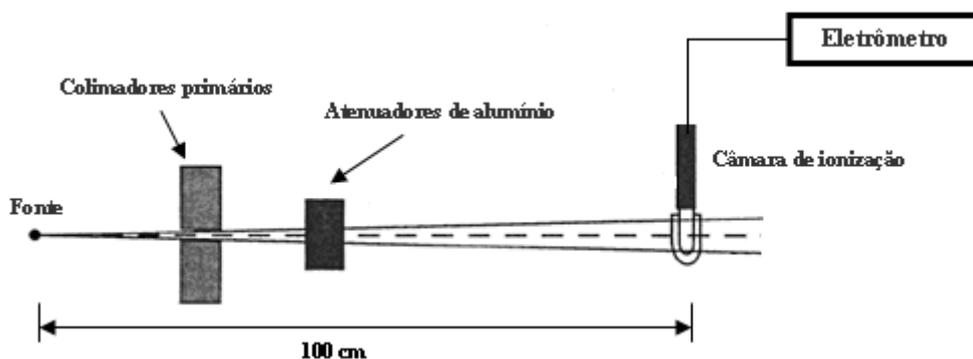


Figura 13: Esquema ilustrativo da montagem experimental.

Desse modo, valores de transmissão foram medidos variando a espessura do atenuador de alumínio em feixes de 6 MV e 10 MV. Em seguida, os valores foram normalizados pela leitura da câmara sem material atenuador, obtendo, assim, os pontos para a construção da curva de transmissão relativa. A partir dos resultados obtidos na reconstrução do espectro para os diferentes ajustes da curva de transmissão simulada, determinou-se a equação de ajuste para os dados experimentais. As curvas de transmissão em alumínio, simulada e experimental, foram então comparadas com o cálculo dos respectivos coeficientes médio de atenuação linear, por meio de um ajuste exponencial de primeira ordem utilizando o programa Origin 6.0. Com base nos resultados obtidos por simulação os demais materiais não foram utilizados para medidas experimentais.

3.4. Reconstrução dos espectros

De posse das equações que melhor descrevem as curvas de transmissão relativa (simuladas e experimentais) nos diferentes materiais e nas duas energias de feixe escolhidas, o passo seguinte consistiu em reconstruir o espectro primário original, via transformada inversa de Laplace. Para isso elaboramos um programa (anexo 7.1) em linguagem FORTRAN que calcula a transformada inversa de Laplace de uma função baseado nas equações discretizadas do processo de inversão obtidas pelo método de Gaver-Stehfest e definidas nesse trabalho pelas equações (23) e (24).

3.4.1. O programa de reconstrução

Para cada equação ajustada para a curva de transmissão $T(x)$ (ou diretamente $N(x)$ no caso da simulação) e utilizada no programa como função transformada de Laplace $F(s)$, o algoritmo retorna um vetor com os valores da transformada inversa de Laplace $f(t)$ para um conjunto de valores da variável t . Os valores da transformada inversa $f(t)$ assim obtidos correspondem aos valores do pré-espectro $P(\mu)$, e a variável t corresponde aos valores do coeficiente de atenuação linear μ para a faixa de energia do espectro. Com o intuito de obter todos os valores de $P(\mu)$ necessários à reconstrução do espectro, o programa foi implementado de modo a fornecer todos os valores de $P(\mu)$ compreendidos no intervalo de $\mu_{\text{mín}} < \mu < \mu_{\text{máx}}$, em intervalos de μ de 10^{-4} .

Na execução do programa, o usuário deve fornecer o valor do parâmetro N conforme definido nas equações (26) e (27), e o valor máximo da variável t que corresponde ao valor máximo do coeficiente de atenuação linear do material na faixa energética do espectro. Como foi discutido na seção 2.4, a fim de investigar a acurácia do método e o valor ótimo de N , diversos valores para esse parâmetro foram testados na reconstrução dos espectros.

3.4.2. Cálculo de $F(E)$

Uma vez obtidos os valores de $P(\mu)$ em função de μ , a distribuição espectral do feixe $F(E)$ (ou diretamente o espectro $N(E)$ no caso da simulação) é determinada por meio da equação (34), que por sua vez requer o conhecimento dos valores de $(d\mu/dE)$ em função da energia do espectro. Para isso utilizamos valores de μ em função de E disponíveis na literatura (NIST, 2009) e ajustamos a curva de $d\mu/dE$ por uma função Lorentziana disponível no programa Microcal Origin 6.0 e dada pela equação:

$$y = y_0 + \frac{2A}{\pi} \cdot \frac{w}{4(x - x_c)^2 + w^2} \quad (38)$$

onde os parâmetros a serem ajustados são o termo de *offset* da curva (y_0), a largura a meia altura (w), a área sob a curva (A) e a abscissa do centro da curva (x_c).

O ajuste foi realizado a partir da curva de $\mu \times E$ com 75 pontos igualmente espaçados no intervalo de energia do espectro. Desse modo, com a equação de ajuste, calculamos os valores de $d\mu/dE$ correspondente aos valores de energia que vão de zero até a energia máxima do espectro em intervalos de 0,25 MeV. Como o programa utilizado para o cálculo de $P(\mu)$ fornece valores em uma ampla faixa de valores de μ , elaboramos um programa em MATLAB (Anexo 7.2) que pudesse ler o vetor $P(\mu) \times \mu$, selecionando apenas os valores $P(\mu)$ correspondentes ao valores de energia contido no intervalo $0 < E < E_{m\acute{a}x}$, espaçados de 0,25 MeV.

Escolha da equação de transmissão e valor ótimo de N

Os espectros teóricos de 6 MV e 10 MV utilizados como espectros de entrada no código de simulação PENELOPE foram reconstruídos utilizando-se as curvas de transmissão simuladas em alumínio, cobre, chumbo e acrílico. Para cada material e energia do feixe, reconstruímos os espectros correspondentes às curvas de transmissão obtida por cada um dos ajustes utilizados bem como para cada um dos valores pares do parâmetro N do programa de reconstrução, compreendidos no intervalo $2 \leq N \leq 32$. Em seguida, comparou-se a energia efetiva e a fluência dos espectros reconstruídos a partir das curvas de transmissão simuladas, com os valores correspondentes do espectro teórico a fim de decidir o melhor ajuste para a curva de transmissão e o valor ótimo de N a ser utilizado, para cada material e para cada energia do espectro que se deseja reconstruir. Definiu-se como melhor espectro reconstruído aquele cuja variação percentual relativa da fluência $((\Phi_{teórica} - \Phi_{reconstruída})/\Phi_{teórica})$ fosse inferior a 5 % e cuja energia efetiva melhor coincidissem com a do espectro teórico. Para validar os espectros reconstruídos, simulamos curvas de PDP utilizando esses espectros no código de simulação.

Materiais e Métodos

Uma vez definido o melhor ajuste para a curva de transmissão e o melhor valor de N , para cada material e energia, utilizamos esses resultados para reconstrução dos espectros de 6 MV e 10 MV do acelerador clínico a partir da curva de transmissão experimental em alumínio. Visto que não conhecemos os espectros reais de 6 MV e 10 MV do acelerador clínico, os espectros reconstruídos a partir da curva de transmissão experimental somente puderam ser avaliados pela comparação entre curvas de PDP obtidas do serviço de radioterapia do Hospital do Câncer de Barretos e simuladas a partir dos espectros experimentais reconstruídos.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesse capítulo serão apresentados e discutidos os resultados provenientes da validação da simulação, bem como os resultados obtidos no estudo de reconstrução de espectros via transformada inversa de Laplace utilizando atenuadores de alumínio, cobre, chumbo e acrílico.

4.1. Validação da simulação

4.1.1. Análise dos materiais simulados

Os valores de seções de choque que compõem a base de dados de materiais do pacote de simulação PENELOPE foram utilizados para calcular o coeficiente mássico de atenuação dos materiais absorvedores e comparados com os valores calculados a partir das seções de choques da literatura (NIST, 2009). A figura 14 mostra os resultados da comparação para o alumínio numa faixa energética de 10 keV a 100 MeV.

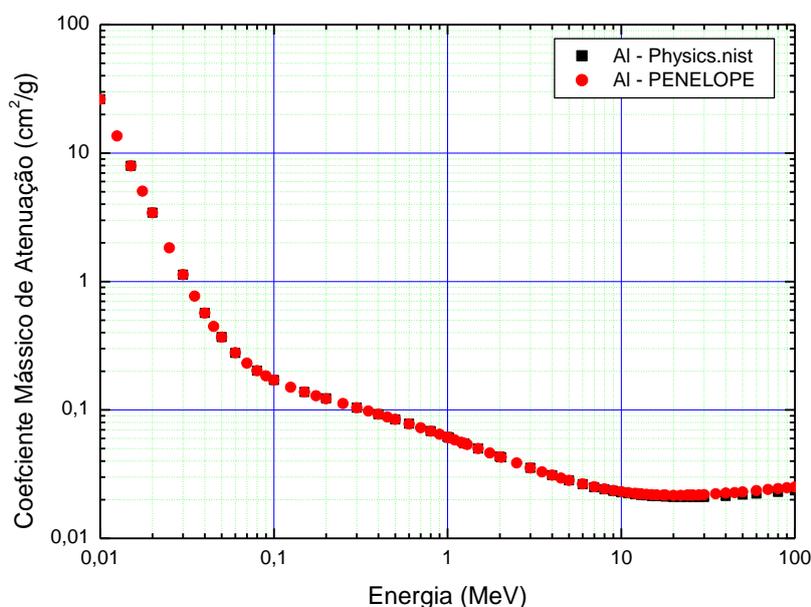


Figura 14: Comparação dos coeficientes mássicos de atenuação do PENELOPE e da literatura para o alumínio.

Resultados e Discussões

A observação do gráfico da figura 14 nos permite constatar que os valores dos coeficientes mássicos de atenuação obtidos com dados do PENELOPE e da literatura, coincidem sobre uma ampla faixa energética, em especial nas energias de espectros comumente utilizados em radioterapia. Podemos constatar também que o coeficiente de atenuação do alumínio decresce continuamente desde valores de energias em torno de 10 keV até aproximadamente 22 MeV. Sendo assim, de acordo com o que foi visto na seção 3, o alumínio apresenta-se como um material atenuador ideal para a reconstrução de espectros dentro dessa faixa energética, e, portanto, para os espectros reconstruídos nesse trabalho cujas energias máximas são de, aproximadamente, 6 MeV e 10 MeV.

De forma análoga ao que foi apresentado para o alumínio, a figura 15 mostra os resultados da comparação para o cobre.

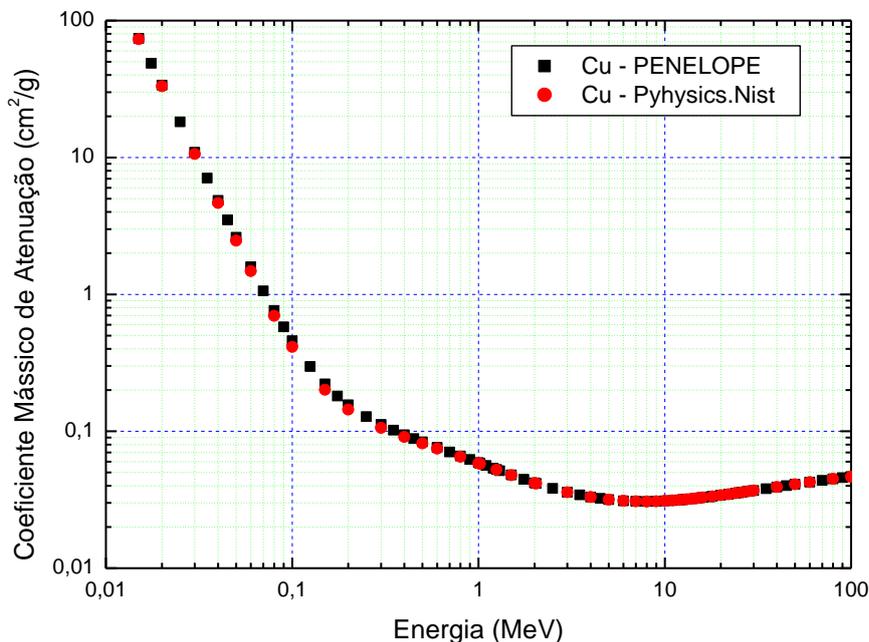


Figura 15: Comparação dos coeficientes mássicos de atenuação do PENELOPE e da literatura para o cobre.

Resultados e Discussões

A figura 15 mostra que, semelhante ao que observamos para o alumínio, os dados de atenuação do PENELOPE concordam com os dados da literatura em uma ampla faixa energética. Entretanto, os valores do coeficiente de atenuação do cobre decrescem numa faixa energética menor em relação ao alumínio, indo de 15 keV até aproximadamente 8 MeV. Logo, o cobre não se apresenta como atenuador ideal para reconstruir espectros de fótons com energia acima de 8 MeV. Os resultados dessa comparação para o chumbo são mostrados na figura 16.

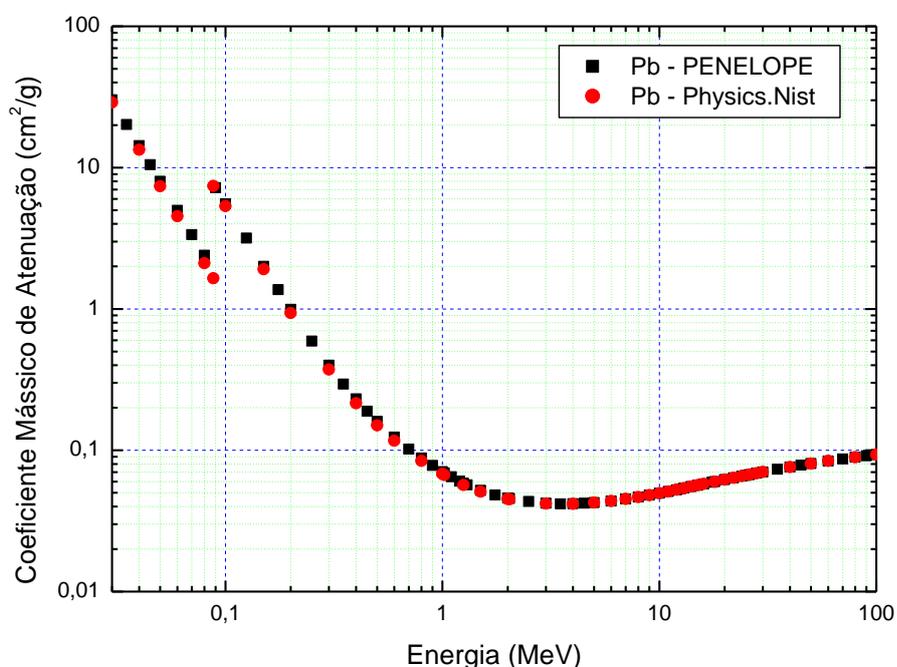


Figura 16: Comparação dos coeficientes mássicos de atenuação do PENELOPE e da literatura para o chumbo.

Embora os dados de atenuação do PENELOPE e da literatura também coincidam para o chumbo, a análise do gráfico mostra que o coeficiente de atenuação desse material decresce numa faixa menor em relação tanto ao alumínio quanto ao cobre, indo desde uma energia em torno de 88 keV até aproximadamente 3,5 MeV. Desse modo, o chumbo não constitui um bom atenuador para reconstruir espectros com energias acima de 3,5 MeV. A figura 17 mostra

os valores do coeficiente mássico de atenuação do acrílico (Polimetil-Metacrilato), obtidos com dados de seções de choque da literatura.

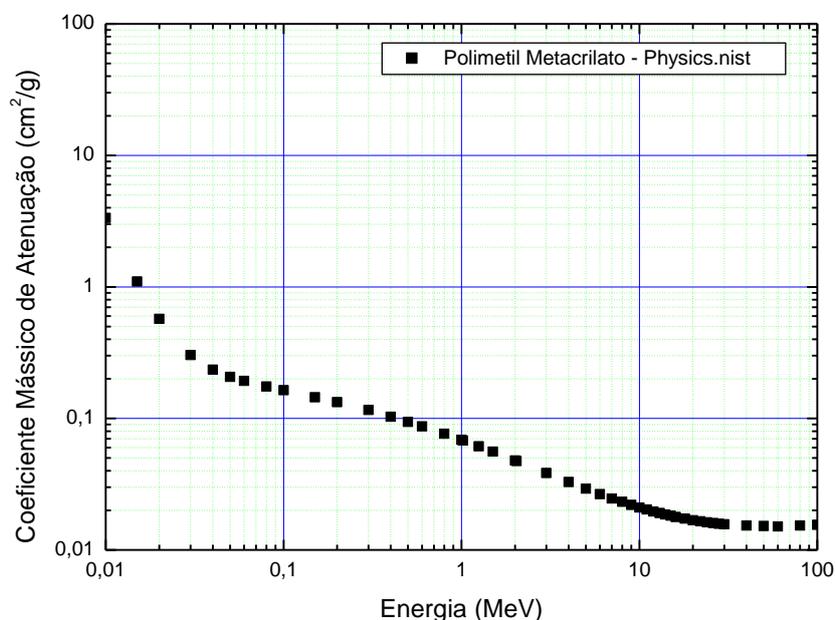


Figura 17: Variação do coeficiente mássico de atenuação do acrílico em função da energia do fóton com dados do NIST.

Podemos observar da figura 17 que o coeficiente de atenuação do acrílico também apresenta um comportamento aproximadamente decrescente em uma faixa energética de 10 keV até aproximadamente 60 MeV.

4.1.2. Análise do espectro simulado

Como foi discutido na seção 3.1.1, com o intuito de investigar se o espectro simulado pelo PENELOPE correspondia exatamente ao espectro definido no arquivo de entrada do pacote de simulação, realizou-se uma comparação entre esses espectros. A figura 18 mostra os resultados obtidos nessa comparação para o espectro de 10 MV.

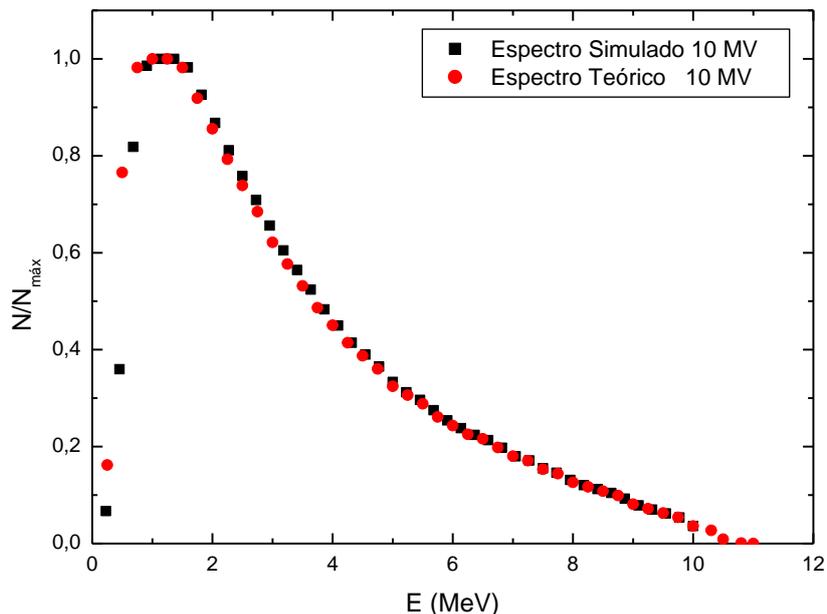


Figura 18: Comparação entre os espectros de 10 MV teóricos e gerados pelo código de simulação.

A análise do gráfico da figura 18 mostra uma boa concordância entre os espectros de 10 MV teóricos e simulados pelo código, com uma diferença percentual relativa de 1,2% na fluência e de 0,98 % na energia efetiva. Como a energia efetiva do espectro teórico de 10 MV possui dois valores (1 MeV e 1,25 MeV) utilizamos para comparação o valor médio de 1,125 MeV. Desse modo, o espectro gerado pelo pacote de simulação corresponde de forma acurada ao espectro de entrada fornecido pelo usuário.

4.1.3. Curvas de PDP

As figuras 19 e 20 mostram os resultados obtidos da comparação das curvas de PDP de 6MV e 10 MV, respectivamente, realizadas com o intuito de investigar influência da presença do ar nas simulações.

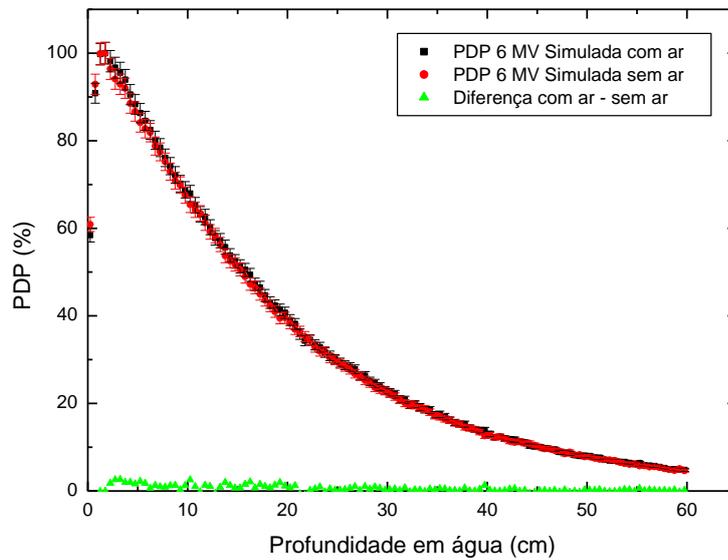


Figura 19: Comparação das curvas de PDP de 6 MV simuladas com e sem a presença do ar.

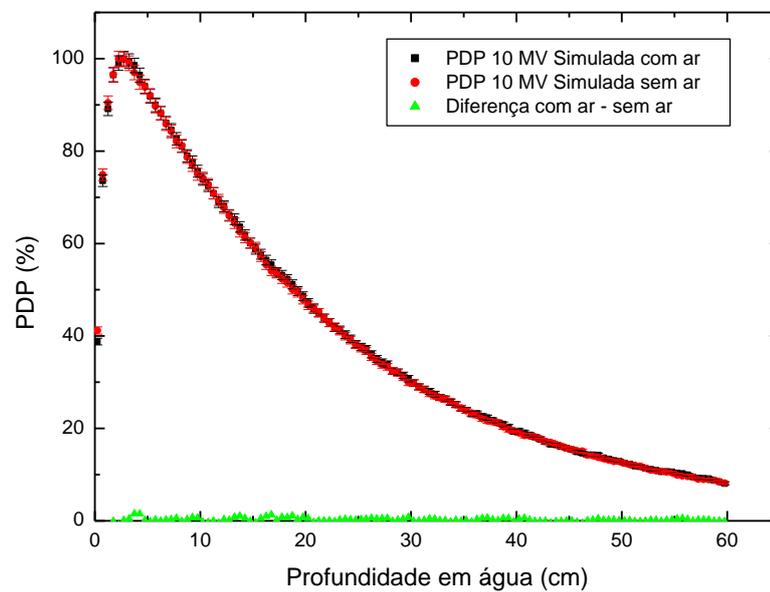


Figura 20: Comparação das curvas de PDP de 10 MV simuladas com e sem a presença do ar.

Resultados e Discussões

O gráfico da figura 19 mostra boa concordância entre as curvas de PDP de 6 MV simuladas com e sem presença do ar como meio material. A máxima diferença observada entre os valores da PDP foi de 2,6% na profundidade de 3,25 cm, mostrando, portanto, que a influência do ar é desprezível para essas energias. Para o feixe de 10 MV a diferença máxima observada foi de 1,6% na profundidade de 3,75 cm, evidenciando ainda mais a independência dos resultados nessa energia em relação à presença do ar. Em virtude desses resultados, as demais simulações foram realizadas sem considerar a presença do ar como meio material a fim de otimizar o tempo de simulação.

As figuras 21 e 22 comparam as curvas de PDP obtidas por simulação com os espectros teóricos de 6 MV e 10 MV com as curvas da literatura (Sheikh-Bagheri, *et al*, 2002) correspondentes aos referidos espectros. Os valores também são comparados com os dados obtidos pelo serviço de radioterapia do Hospital do Câncer de Barretos com feixes de fótons de 6 MV e 10 MV. As figuras apresentam ainda a diferença entre os valores simulados, teóricos e experimentais.

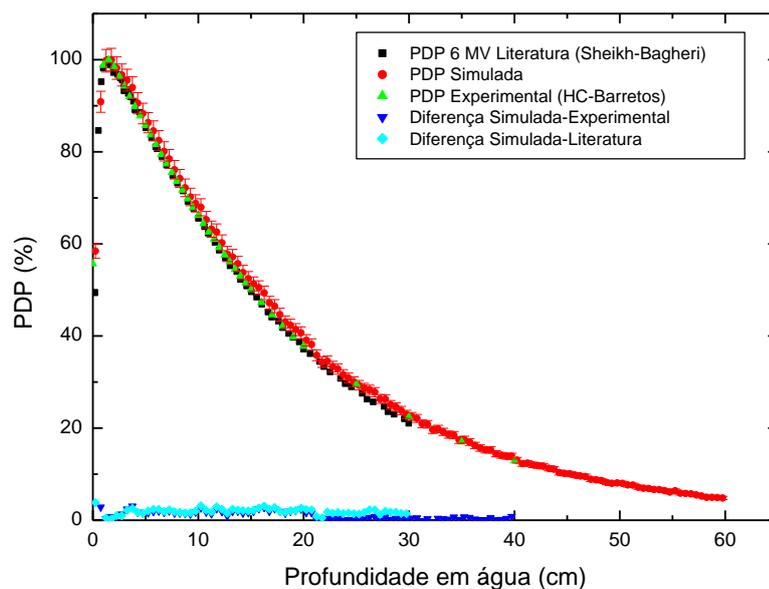


Figura 21: Curvas de PDP comparadas para um espectro de 6 MV

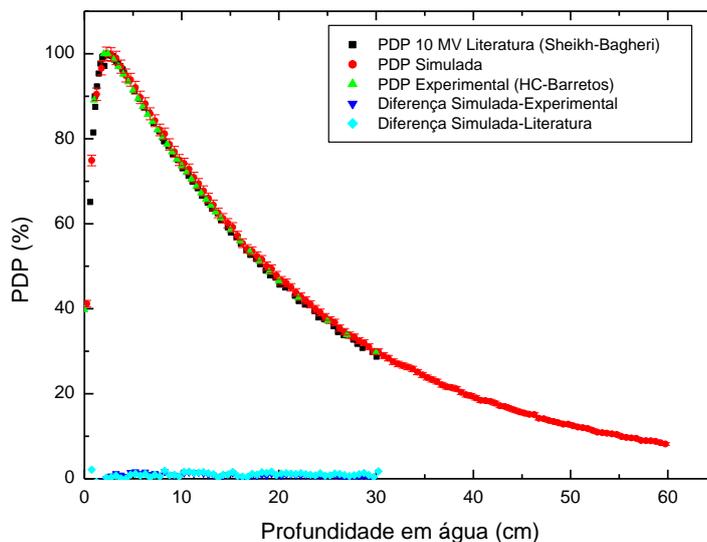


Figura 22: Curvas de PDP comparadas para um espectro de 10 MV

A análise do gráfico da figura 21 nos permite constatar uma boa concordância entre as distribuições de dose obtidas por Sheikh-Bagheri e as distribuições de dose simuladas utilizando os mesmos espectros teóricos de 6 MV. A máxima diferença percentual ($[PDP_{teórica} - PDP_{simulada}] \times 100$) observada entre as curvas simuladas e da literatura foi de 3,8% na profundidade de 0,25 cm, anterior, entretanto, à profundidade de equilíbrio eletrônico para um feixe de 6 MV que ocorre em 1,5 cm de acordo com dados da literatura e em 1,75 cm para os dados simulados. Vale ressaltar, ainda, que esses valores simulados de PDP correspondem às doses calculadas para o centro de um voxel de 0,5 cm de profundidade, ou seja, a dose compreendida no intervalo $0 \text{ cm} < d < 0,5 \text{ cm}$. As curvas também apresentam excelente concordância com os dados de distribuição de dose experimentais do acelerador clínico para o feixe de 6 MV, com diferença máxima entre os resultados experimentais e simulados de 3,1% na profundidade de 3,75 cm.

A mesma concordância entre curvas de PDP teóricas, experimentais e simuladas também foi observada para o feixe de 10 MV, como pode ser observado no gráfico da figura

22. Para essa energia, a máxima diferença percentual entre as curvas teórica e simulada foi de 2,1% na profundidade de 0,75 cm, estando, também, antes da profundidade de máxima dose que é de 2,5 cm de acordo com dados da literatura e de 2,25 de acordo com os resultados simulados. Entre os resultados simulados e experimentais a diferença máxima foi de 1,7% na profundidade de 8,25 cm.

Desse modo, os resultados obtidos nesta etapa garantem a validação do código PENELOPE para aplicação no estudo de reconstrução de espectros, simulando a transmissão da radiação na matéria e calculando parâmetros dosimétricos importantes para a validação dos espectros reconstruídos.

4.2. Medidas de transmissão

4.2.1. Curvas de transmissão simuladas

As curvas de transmissão relativa, $N(x)/N(0)$, obtidas por simulação para cada um dos materiais estudados nas duas energias de feixe são apresentadas nas figura 23 e 24.

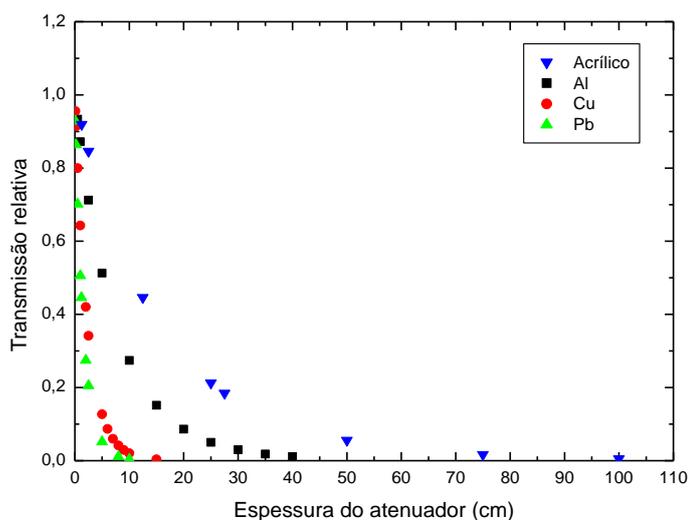


Figura 23: Curvas de transmissão relativa simuladas para o feixe de 6 MV.

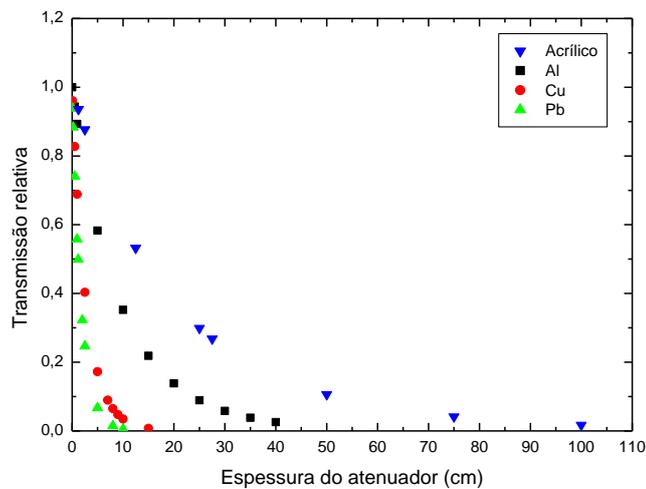


Figura 24: Curvas de transmissão relativa simuladas para o feixe de 10 MV.

De acordo com o que discutimos na seção 3.2.2, as curvas de transmissão obtidas por simulação foram ajustadas com diferentes tipos de ajustes com o intuito de identificar a equação que fornece o melhor resultado na reconstrução dos espectros. As figuras de 25 a 32 mostram os resultados dos ajustes realizados para cada um dos materiais nas duas energias de feixe.

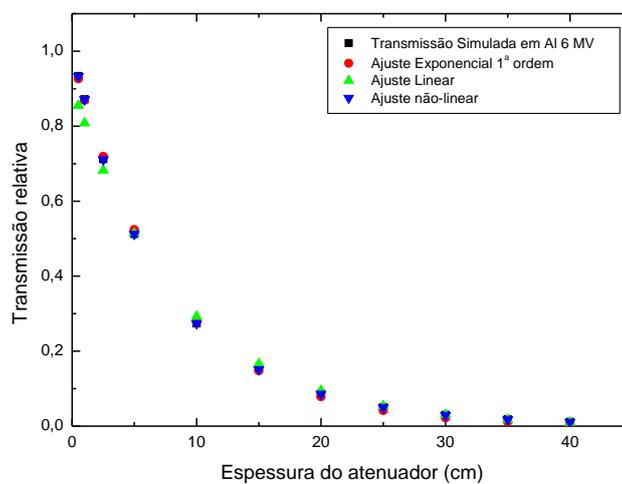


Figura 25: Ajustes da curva de transmissão simulada em alumínio de para o feixe 6 MV.

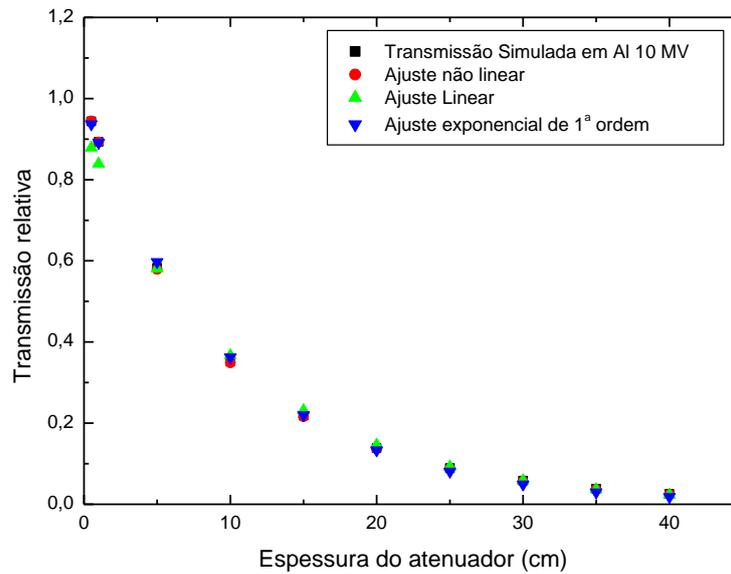


Figura 26: Ajustes da curva de transmissão simulada em alumínio para o feixe de 10 MV.

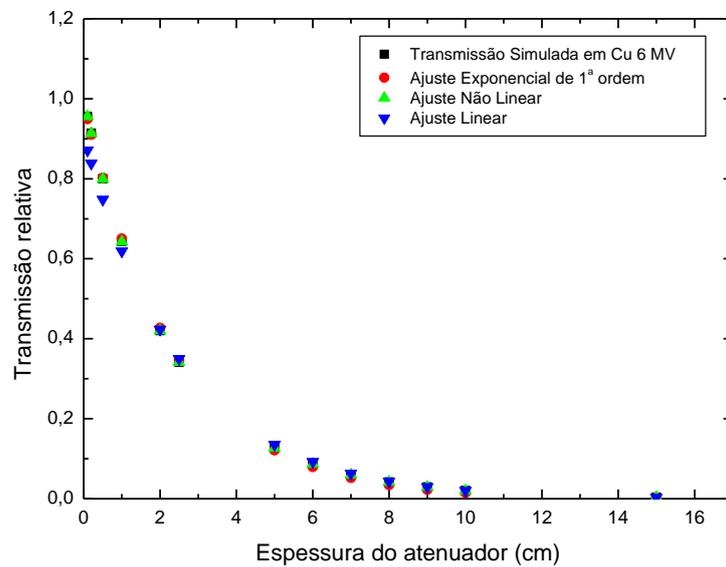


Figura 27: Ajustes da curva de transmissão simulada em cobre para o feixe de 6 MV.

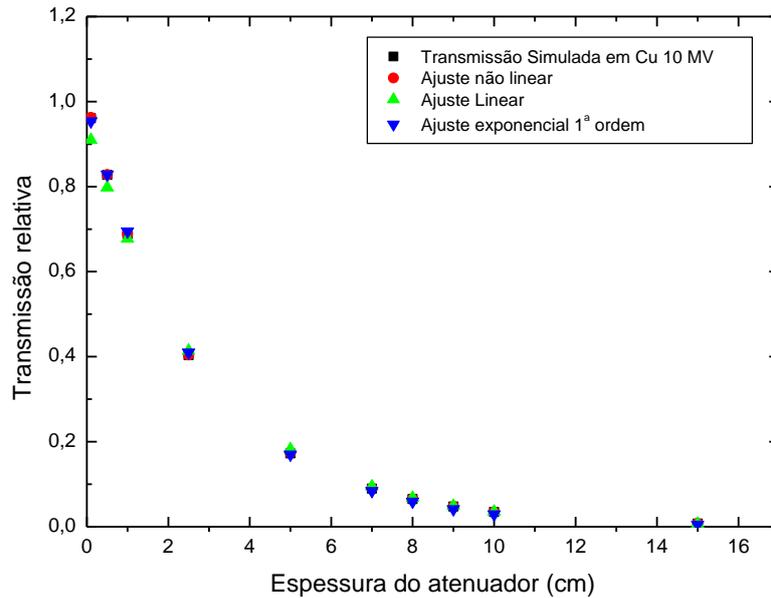


Figura 28: Ajustes da curva de transmissão simulada em cobre para o feixe de 10 MV.

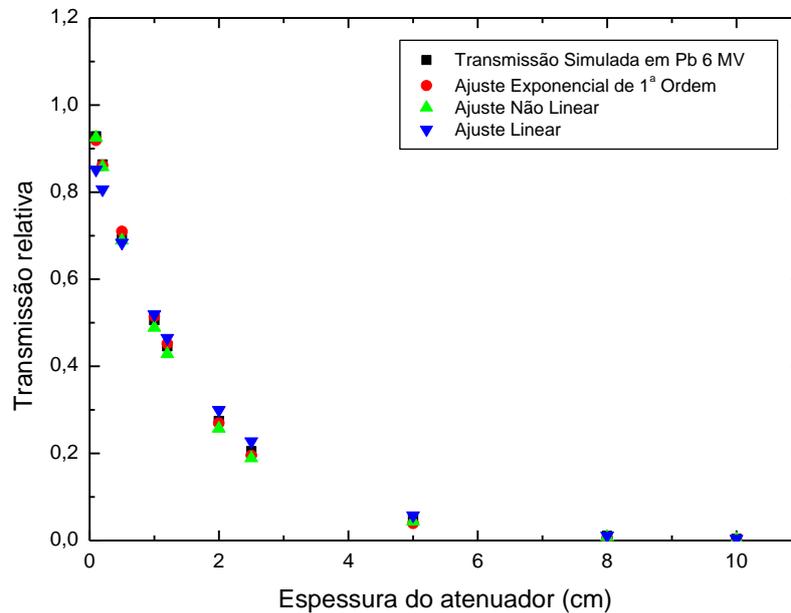


Figura 29: Ajustes da curva de transmissão simulada em chumbo para o feixe de 6 MV.

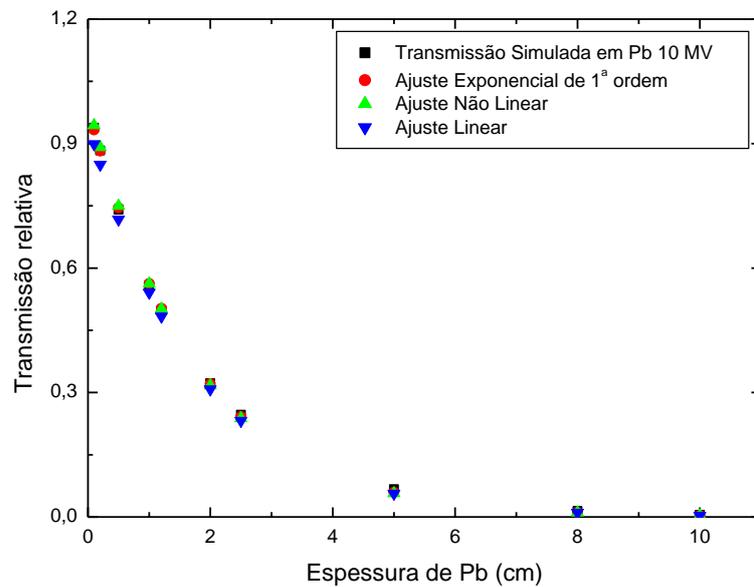


Figura 30: Ajustes da curva de transmissão simulada em chumbo para o feixe de 10 MV.

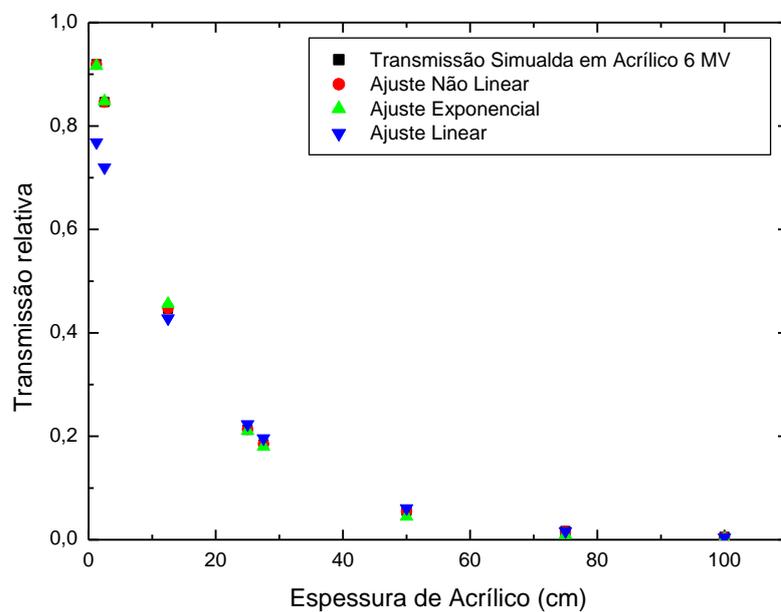


Figura 31: Ajustes da curva de transmissão simulada em acrílico para o feixe de 6 MV.

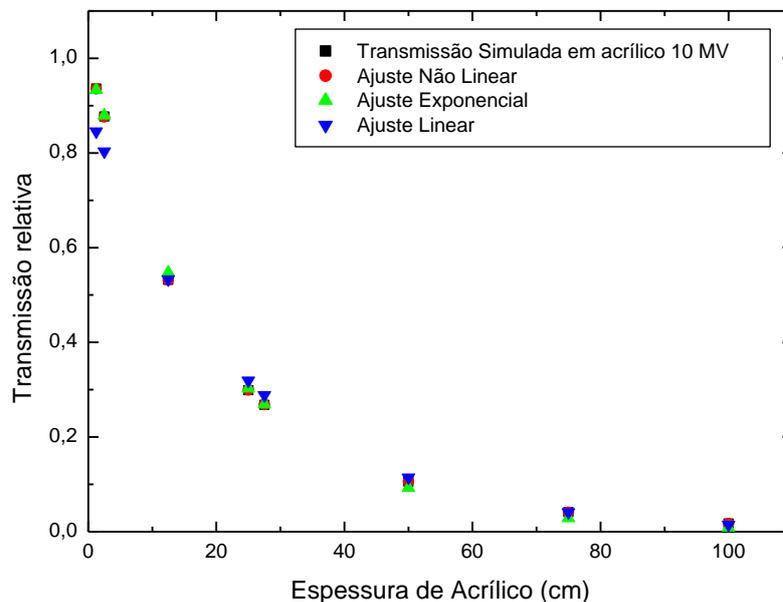


Figura 32: Ajustes da curva de transmissão simulada em acrílico para o feixe de 10 MV.

Uma análise qualitativa dos gráficos permite constatar que as três equações de ajuste utilizadas descrevem com boa concordância a curva de transmissão nos quatro materiais utilizados e nas duas energias do feixe de radiação. Entretanto, pequenas variações nos parâmetros de ajustes das equações produzem significativas alterações nos espectros reconstruídos. Além disso, diferentes equações de transmissão levam a reconstrução de espectros distintos, embora apresentem curvas de atenuação similares.

As tabelas 6,7 e 8 resumem, assim, os parâmetros das equações obtidos com as curvas de transmissão simuladas nos diferentes materiais atenuadores e nas duas energias do feixe, para cada um dos ajustes utilizados.

Resultados e Discussões

Tabela 6: Parâmetros das curvas de transmissão simuladas obtidos com ajuste não linear.

Atenuador	Energia do feixe	Parâmetros ajustados na curva de transmissão
Al	6 MV	$a = 28,5 \pm 0,1$ $b = 28,5 \pm 0,1$ e $v = 0,96 \pm 0,02$
Al	10 MV	$a = 20 \pm 0,1$ $b = 20 \pm 0,1$ e $v = 0,53 \pm 0,03$
Cu	6 MV	$a = 7,61 \pm 0,01$ $b = 7,61 \pm 0,01$ e $v = 0,661 \pm 0,001$
Cu	10 MV	$a = 4,4 \pm 0,7$ $b = 15,0 \pm 0,3$ e $v = 0,33 \pm 0,01$
Pb	6 MV	$a = 1,147 \pm 0,003$ $b = 1,147 \pm 0,003$ e $v = 0,1464 \pm 0,0003$
Pb	10 MV	$a = 4,7 \pm 0,1$ $b = 10,2 \pm 0,3$ e $v = 0,04 \pm 0,01$
Acrílico	6 MV	$a = 60 \pm 0,1$ $b = 60 \pm 0,1$ e $v = 1,083 \pm 0,002$
Acrílico	10 MV	$a = 50 \pm 0,1$ $b = 50 \pm 0,1$ e $v = 0,713 \pm 0,001$

Tabela 7: Parâmetros das curvas de transmissão simuladas obtidos por ajuste linear.

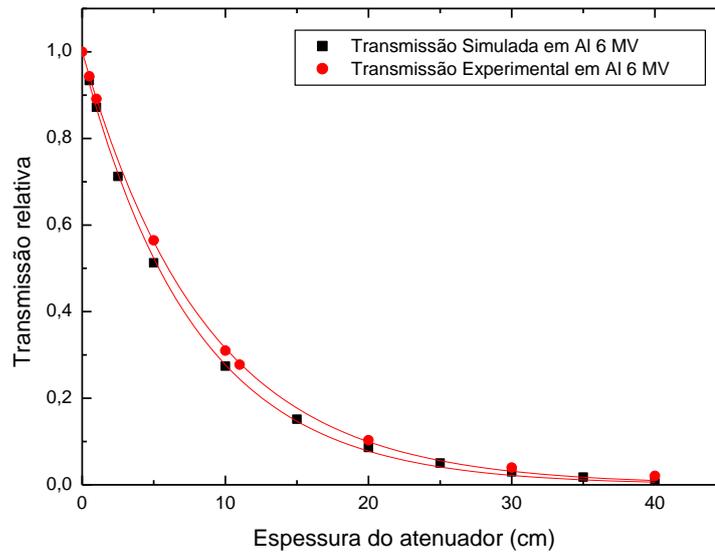
Atenuador	Energia do feixe	Parâmetros ajustados na curva de transmissão
Al	6 MV	$a = -0,100 \pm 0,04$ e $b = -0,113 \pm 0,002$
Al	10 MV	$a = -0,08 \pm 0,03$ e $b = -0,092 \pm 0,001$
Cu	6 MV	$a = -0,100 \pm 0,04$ e $b = -0,38 \pm 0,01$
Cu	10 MV	$a = -0,06 \pm 0,03$ e $b = -0,328 \pm 0,004$
Pb	6 MV	$a = -0,11 \pm 0,03$ e $b = -0,55 \pm 0,01$
Pb	10 MV	$a = -0,05 \pm 0,01$ e $b = -0,522 \pm 0,003$
Acrílico	6 MV	$a = -0,15 \pm 0,07$ e $b = -0,052 \pm 0,001$
Acrílico	10 MV	$a = -0,12 \pm 0,05$ e $b = -0,041 \pm 0,001$

Tabela 8: Parâmetros das curvas de transmissão simuladas obtidos por ajuste exponencial.

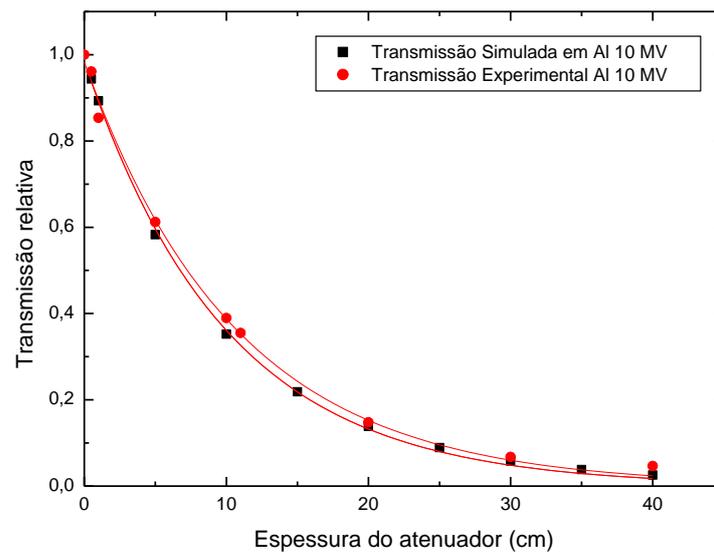
Atenuador	Energia do feixe	Parâmetros ajustados na curva de transmissão
Al	6 MV	$m = 0,99 \pm 0,01$ e $n = 0,127 \pm 0,002$
Al	10 MV	$m = 0,99 \pm 0,01$ e $n = 0,100 \pm 0,002$
Cu	6 MV	$m = 0,99 \pm 0,01$ e $n = 0,42 \pm 0,01$
Cu	10 MV	$m = 0,99 \pm 0,01$ e $n = 2,850 \pm 0,004$
Pb	6 MV	$m = 0,98 \pm 0,01$ e $n = 0,65 \pm 0,01$
Pb	10 MV	$m = 0,987 \pm 0,004$ e $n = 0,56 \pm 0,01$
Acrílico	6 MV	$m = 0,99 \pm 0,01$ e $n = 0,062 \pm 0,001$
Acrílico	10 MV	$m = 0,99 \pm 0,01$ e $n = 0,047 \pm 0,001$

4.2.2. Curvas de transmissão experimental

As medidas de transmissão relativa obtidas experimentalmente em alumínio foram comparadas com as medidas simuladas com o espectro teórico. A figura 33 mostra os resultados dessa comparação para os feixes de 6 MV e 10 MV. A concordância entre as curvas foi avaliada quantitativamente por meio do cálculo do coeficiente de atenuação médio. A diferença percentual entre os valores dos coeficientes das curvas simuladas e experimental foi de 1,2% para o feixe de 6 MV e de 0,6% para o feixe de 10 MV. Os resultados mostram, portanto, uma boa concordância entre os dados de transmissão obtidos experimentalmente e obtidos por simulação, embora diferenças sejam esperadas levando-se em conta que os espectros teóricos utilizados para simulação não correspondem exatamente aos espectros experimentais nos quais as medidas foram realizadas.



(a)



(b)

Figura 33: Comparação das curvas de transmissão em alumínio simulada e experimental: (a) 6 MV e (b) 10 MV

4.3. Espectros Reconstruídos

4.3.1. Dependência com o ajuste da curva de transmissão e com o valor de N

Os melhores resultados na reconstrução dos espectros foram obtidos por diferentes equações de transmissão de acordo com o material atenuador e a energia do feixe utilizado. Em geral, os espectros reconstruídos a partir das medidas de transmissão simuladas que apresentaram variação na fluência superior a 5% e com energia efetiva diferente do valor esperado apresentaram-se bastante distintos dos espectros teóricos, e por esse motivo não são apresentados. Além das equações de transmissão com seus parâmetros ótimos, a acurácia dos espectros reconstruídos depende também, conforme discutiu-se na seção 3.4.1, do valor do parâmetro N do programa de reconstrução. Os valores de N selecionados representam, assim, os valores que propiciaram a melhor concordância entre os espectros teóricos e reconstruídos em termos da fluência total do feixe e de sua energia efetiva.

Espectro teórico 6 MV reconstruído com Al

Para a atenuação de 6 MV em alumínio, a equação de transmissão obtida por ajuste não linear forneceu 8 valores distintos de N para os quais a variação percentual da fluência ficou abaixo de 5% . Entretanto apenas 4 desses valores proporcionaram uma energia efetiva idêntica ao espectro teórico. Com o ajuste exponencial apenas um valor de N forneceu uma variação na fluência abaixo de 5%, mas com energia efetiva superior ao valor esperado. A menor variação relativa na fluência obtida com ajuste exponencial foi de 5,1%, também para um único valor de N e também com energia efetiva acima do valor teórico.

A tabela 9 a seguir, fornece os resultados obtidos na reconstrução dos espectros de 6 MV a partir das medidas de transmissão simulada em alumínio, com valores de N cuja variação percentual relativa da fluência apresentou valor menor igual a 5%. A tabela

Resultados e Discussões

apresenta, ainda, os valores das energias efetivas de cada um dos espectros reconstruídos, destacando o melhor resultado obtido na reconstrução.

Tabela 9: Energia efetiva e variação percentual relativa da fluência dos espectros de 6 MV reconstruídos com AI em função do parâmetro N.

Espectro	Valor de N	Ajuste da curva de transmissão	Energia efetiva (MeV)	Variação percentual relativa da fluência (%)
Teórico	-	-	0,75	0
A1	8	Não linear	0,75	1,27
A2	10	Não linear	0,75	2,29
A3	12	Não linear	1,00	4,17
A4	14	Não linear	1,00	3,40
A5	20	Não linear	0,75	3,71
A6	22	Não linear	0,50	0,76
A7	24	Não linear	0,50	3,10
A8	26	Não linear	0,75	1,10
A9	10	Exponencial	1,25	3,15
A10	12	Linear	1,50	5,10

A figura 34 mostra os espectros correspondentes da tabela 7 obtidos a partir do ajuste não linear da curva de transmissão e cujos valores de energia efetiva coincidem com a energia efetiva do espectro teórico, que é de 0,75 MeV. Os espectros também obtidos por ajuste não linear da curva de transmissão com energia efetiva diferente do valor do espectro teórico são mostrados na figura 35.

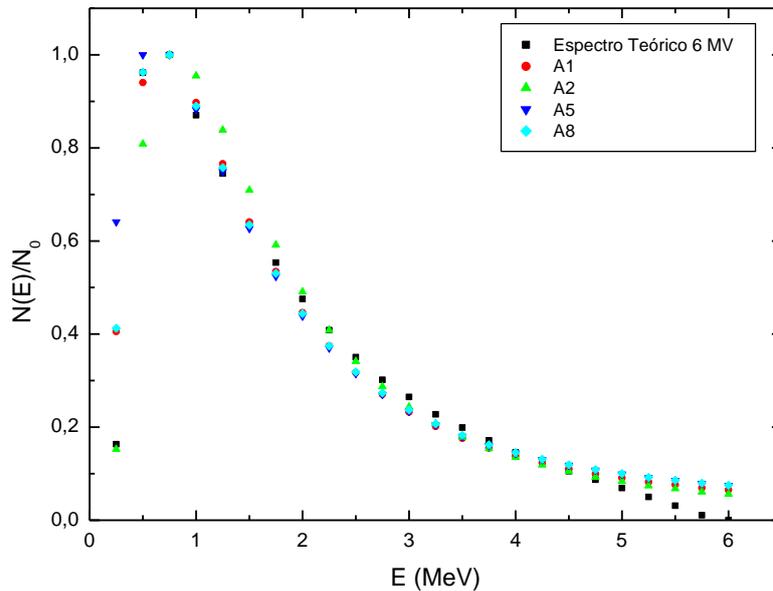


Figura 34: Espectros de 6 MV teórico e reconstruídos a partir de ajuste não linear da curva de transmissão simulada em Al com energia efetiva de 0,75 MeV.

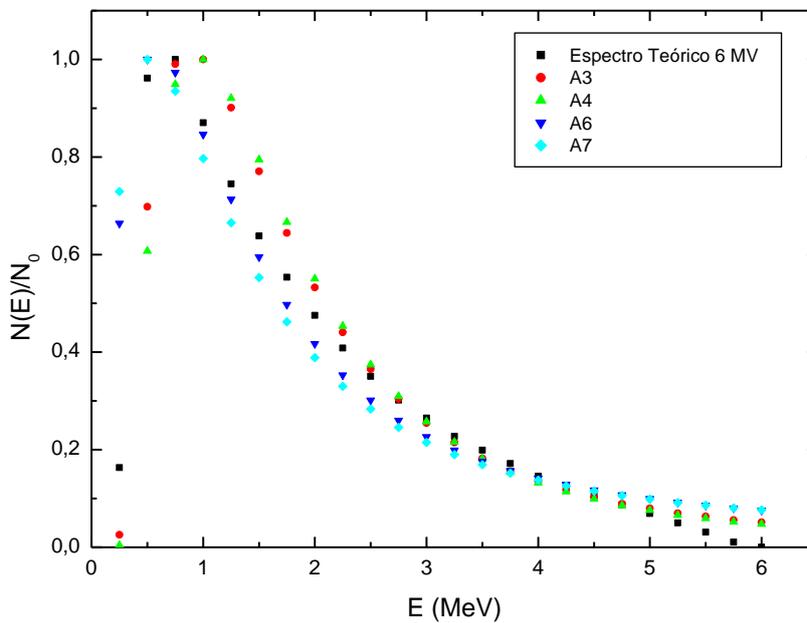


Figura 35: Espectros de 6 MV teórico e reconstruídos a partir de ajuste não linear da curva de transmissão simulada em Al com energia efetiva diferente de 0,75 MeV.

Os dados da tabela 7 juntamente com os espectros reconstruídos mostrados nas figuras 34 e 35 permitem observar que a análise da variação percentual relativa da fluência por si só não é suficiente para determinar qual espectro reconstruído melhor se aproxima do espectro teórico correspondente. Outro parâmetro que pode auxiliar nessa avaliação é a energia efetiva do feixe, que em geral proporciona melhor concordância entre as curvas quando esses valores coincidem. Embora o espectro reconstruído com $N = 22$ possua uma menor diferença em relação ao valor teórico da fluência, a sua energia efetiva, de 0,5 MeV, é menor do que o valor esperado, de 0,75 MeV, de modo que o espectro como um todo não coincide com o teórico. Dentre os espectros que possuem energia efetiva igual ao valor teórico esperado, o espectro reconstruído com $N = 26$ e com ajuste não linear da curva de transmissão é o que possui a menor variação percentual relativa da fluência, sendo, portanto, o melhor espectro reconstruído com alumínio para representar o espectro teórico de 6 MV.

Espectro teórico 10 MV reconstruído com Al

Para a atenuação do feixe de 10 MV em alumínio a equação de transmissão obtida por ajuste linear forneceu 5 valores distintos de N para os quais a variação na fluência foi inferior a 5%, entretanto apenas um desses valores resultou numa energia efetiva dentro do intervalo esperado (entre 1 MeV e 1,25 MeV). Para o ajuste não linear apenas um valor de N atendeu a ambos os critérios da fluência e da energia efetiva. Com a equação do ajuste exponencial, em todos os valores de N estudados, a variação percentual relativa da fluência foi superior a 14,6%. A tabela 10 apresenta os resultados obtidos na reconstrução dos espectros teóricos de 10 MV a partir das medidas de transmissão simulada com alumínio, com valores de N cuja variação percentual relativa da fluência tenha sido menor que 5%.

Resultados e Discussões

Tabela 10: Energia efetiva e variação percentual relativa da fluência dos espectros de 10 MV reconstruídos com Al em função do parâmetro N.

Espectro	Valor de N	Ajuste da curva de transmissão	Energia efetiva (MeV)	Varição percentual relativa da fluência (%)
Teórico	-	-	1 - 1,25	0
A12	20	Linear	1,75	1,91
A13	22	Linear	1,50	0,12
A14	24	Linear	1,25	3,27
A15	26	Linear	1,50	3,64
A16	28	Linear	1,50	3,87
A17	14	Não linear	1,25	0,15

Os espectros referidos na tabela 8 com energia efetiva de 1,25 MeV são mostrados na figura 36.

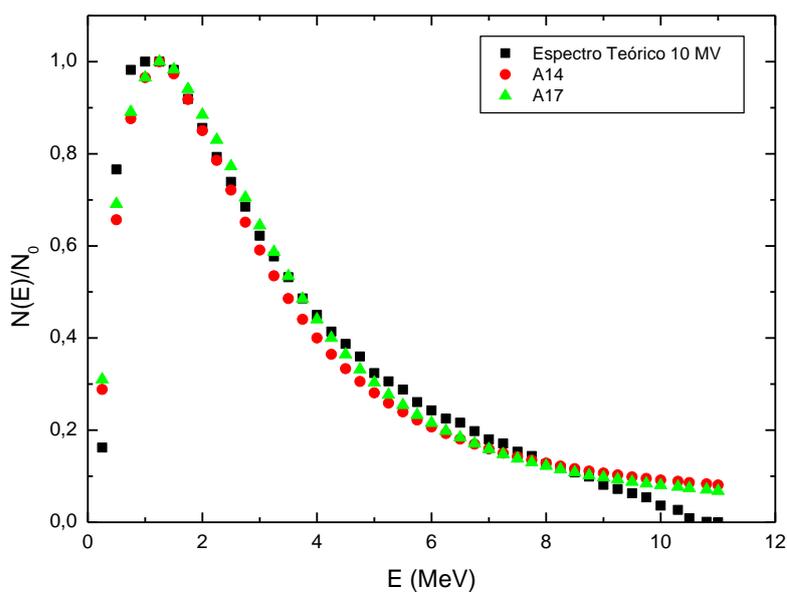


Figura 36: Espectros de 10 MV teórico e reconstruídos a partir da curva de transmissão simulada em alumínio com energia efetiva de 1,25 MeV.

Resultados e Discussões

A figura 37 compara o espectro teórico de 10 MV com os demais espectros reconstruídos da tabela 10.

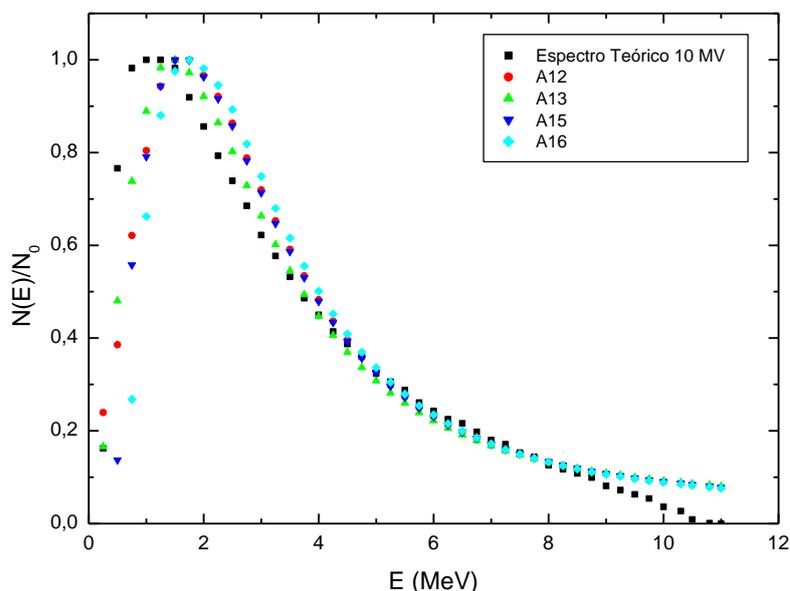


Figura 37: Espectros de 6 MV reconstruídos com alumínio e com energia efetiva diferente de 1,25 MeV.

Embora a menor variação em relação à fluência teórica tenha sido obtida com $N = 22$, para os espectros obtidos por ajuste linear da curva de transmissão, a energia efetiva do espectro assim obtido é de 1,50 MeV, sendo, portanto maior do que valor esperado que se encontra dentro do intervalo entre 1 e 1,25 MeV. O espectro reconstruído com energia efetiva mais próxima do intervalo teórico foi obtido com $N = 24$, com uma variação percentual relativa da fluência de 3,27%. Entretanto, o espectro reconstruído a partir do ajuste não linear da curva de atenuação com $N = 14$ (destaque na tabela 10) também possui energia efetiva dentro do intervalo esperado e com uma fluência mais próxima da teórica, sendo, portanto, o resultado mais acurado para o feixe de 10 MV reconstruído em alumínio por medidas de transmissão simuladas.

Espectros teóricos reconstruídos com Cu

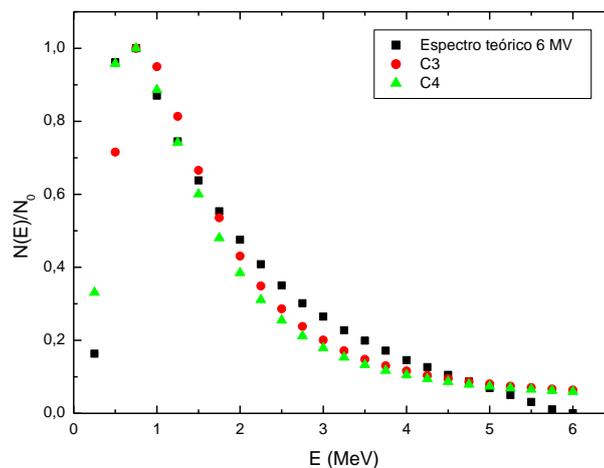
Para a atenuação do feixe de 6 MV em cobre, o ajuste linear da curva de transmissão permitiu a reconstrução de espectros com diferença na fluência inferiores a 5% somente para dois valores do parâmetro N. Entretanto, nos dois casos, a energia efetiva do espectro reconstruído não coincide com o valor teórico esperado. Para o ajuste não linear da curva de atenuação, a diferença relativa mínima obtida na fluência foi de 7,4%, embora o espectro obtido tivesse a mesma energia efetiva do teórico. Para o ajuste exponencial esse valor mínimo foi de 8,1% com a energia efetiva também idêntica ao valor da literatura. Esses resultados são mostrados na tabela 11.

Tabela 11: Energia efetiva e variação percentual da fluência dos feixes de 6 MV reconstruídos por medidas de atenuação em Cu em função do parâmetro N.

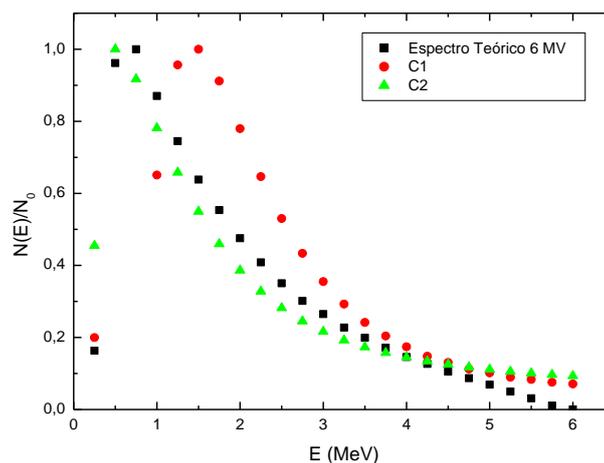
Espectro	Valor de N	Ajuste da curva de transmissão	Energia efetiva (MeV)	Variação percentual relativa da fluência (%)
Teórico	-	-	0,75	0
C1	14	Linear	1,5	2,2
C2	24	Linear	0,5	4,1
C3	14	Não Linear	0,75	7,4
C4	20	Exponencial	0,75	8,1

Os espectros de 6 MV reconstruídos com cobre, cujos dados são apresentados na tabela 11 são mostrados na figura 38.

Os espectros reconstruídos a partir da simulação de atenuação em cobre para o feixe de 10 MV, não apresentaram variação relativa da fluência inferior a 5% em nenhum dos ajustes utilizados para curva de transmissão. Esses resultados confirmam a previsão teórica de que o cobre não constitui um bom material atenuador para reconstruir espectros com energia máxima nominal acima de 8 MeV.



(a)



(b)

Figura 38: Espectros de 6 MV teórico e reconstruídos com Cu com energias efetivas iguais ao espectro teórico (a) e com variação na fluência inferior a 5% (b).

Os gráficos da figura 38 mostram a impossibilidade de se utilizar apenas a fluência ou somente a energia efetiva para decidir o melhor espectro reconstruído.

Espectros teóricos reconstruídos com Pb

Os espectros reconstruídos a partir da simulação de transmissão em chumbo distanciaram-se bastante do espectro teórico, com variação relativa da fluência superior a 17% no caso do feixe de 6 MV e maior que 51% para o feixe de 10 MV.

Resultados e Discussões

Os resultados obtidos com a simulação de transmissão em chumbo confirmam, portanto, a previsão teórica, explicitada nas seções 3 e 4.1.1, de que esse atenuadores não são indicados para reconstruir espectros cuja energia máxima nominal seja maior que 3,5 MeV.

Espectro teórico 6 MV reconstruído com acrílico

Para os espectros de 6 MV reconstruídos com as medidas de atenuação em acrílico, cada equação de ajuste utilizada na curva de transmissão forneceu apenas um valor de N para o qual a diferença relativa na fluência ficou abaixo de 5% , entretanto em nenhum dos casos a energia efetiva coincidiu com o valor da literatura. Para outros valores de N, embora a energia efetiva do espectro reconstruído coincida com o valor da literatura, as variações percentuais relativas da fluência são superiores a 5%. A tabela 12 resume, assim, alguns resultados obtidos com o espectro de 6 MV reconstruídos em acrílico. Os gráficos dos respectivos espectros da tabela 12 são apresentados na figura 39.

Tabela 12: Espectros de 6 MV reconstruídos com acrílico.

Espectro	Valor de N	Ajuste da curva de transmissão	Energia efetiva (MeV)	Variação percentual relativa da fluência (%)
Teórico	-	-	0,75	0
M1	4	Não linear	0,25	3,71
M2	8	Não linear	0,75	17,0
M3	10	Exponencial	1,25	3,8
M4	24	Exponencial	0,75	23,5
M5	16	Linear	2,00	1,2

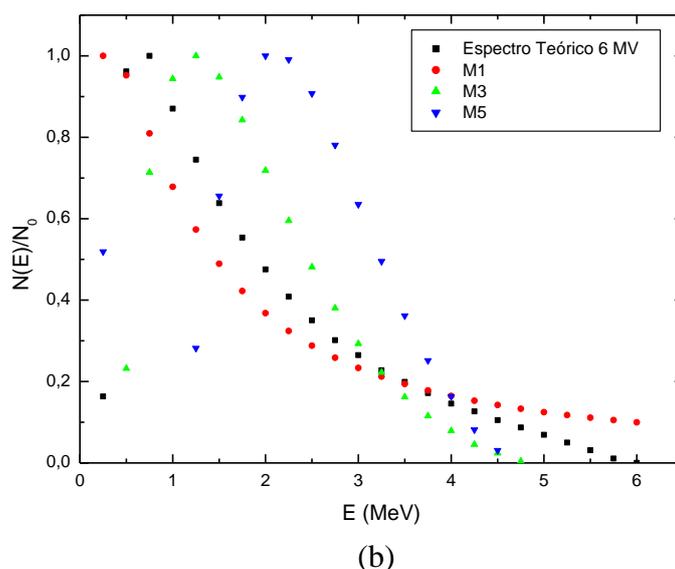
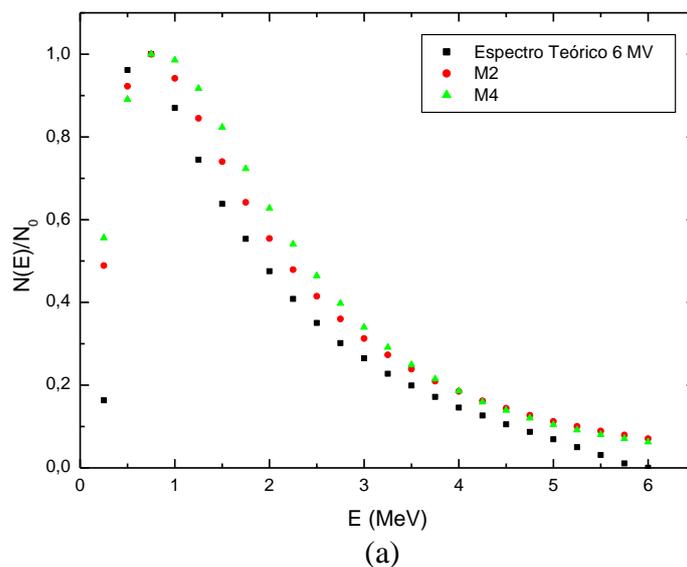


Figura 39: Espectros de 6 MV reconstruídos com medidas de transmissão simuladas em acrílico com energias efetivas iguais (a) e diferentes (b) do valor teórico.

Embora os espectros indicados na tabela por M1 e M2 se aproximem mais do espectro da literatura, com coincidência da energia efetiva, as diferenças das fluências em relação à teórica são de 17% e 23,5% respectivamente. Por outro lado, embora os espectros M1, M3 e M5 possuam diferença percentual relativa na fluência abaixo de 5%, suas energias efetivas e o espectro como um todo, apresentam diferenças significativas em relação ao espectro teórico.

Resultados e Discussões

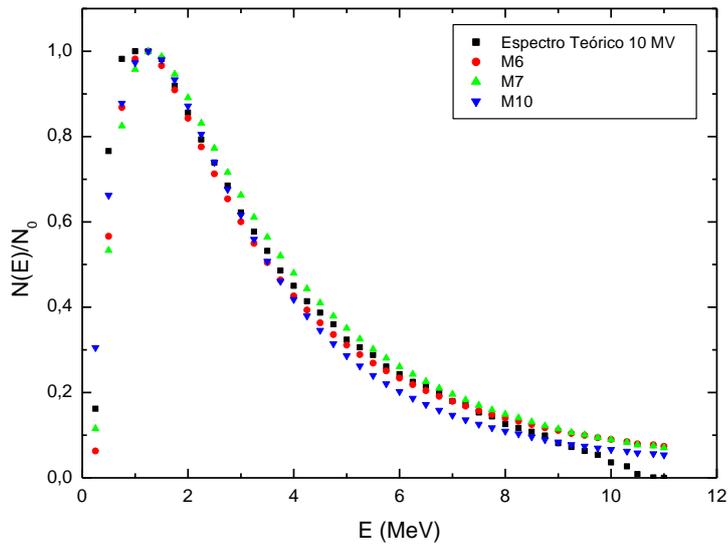
Espectro teórico 10 MV reconstruído em acrílico

Para o feixe de 10 MV, os espectros reconstruídos a partir das medidas de transmissão simuladas em acrílico apresentaram diferença relativa na fluência inferior a 5% para dois valores de N em cada um dos três ajustes utilizados para a curva de transmissão. Entretanto, apenas três desses espectros tiveram sua energia efetiva dentro do intervalo teórico esperado. A tabela 13 resume, assim, os dados referentes a esses espectros.

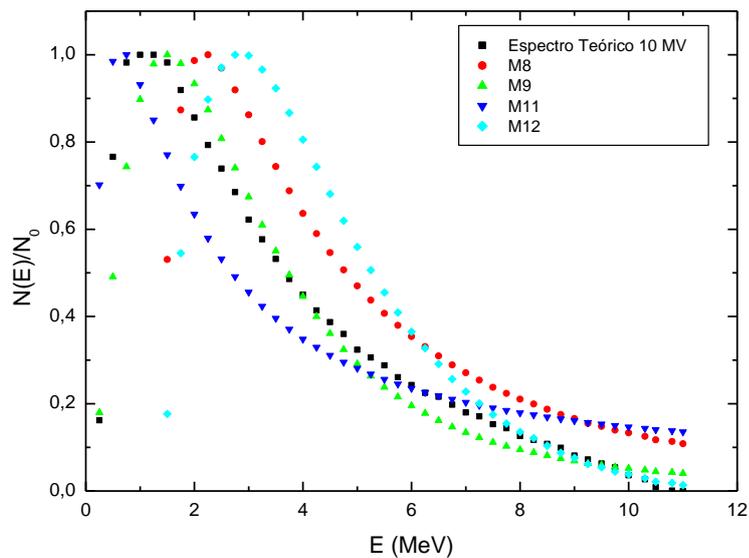
Tabela 13: Espectros de 10 MV reconstruídos a partir das medidas de transmissão simuladas em acrílico.

Espectro	Valor de N	Ajuste da curva de transmissão	Energia efetiva (MeV)	Variação percentual relativa da fluência (%)
Teórico	-	-	1 - 1,25	0
M6	10	Não linear	1,25	1,7
M7	12	Não linear	1,25	4,2
M8	30	Não linear	2,25	0,89
M9	22	Exponencial	1,5	4,8
M10	24	Exponencial	1,25	3,9
M11	4	Linear	0,75	4,5
M12	30	Linear	2,75	3,3

Embora todos os espectros reconstruídos indicados na tabela 13 apresentem diferença relativa na fluência abaixo de 5%, apenas aqueles cujo valor da energia efetiva coincidiu com o valor da literatura concordaram com o espectro teórico, como pode ser visto na figura 40. Além disso, embora a menor diferença relativa na fluência tenha sido observada para o espectro M8 na tabela, a sua energia efetiva ficou distante do valor da literatura.



(a)



(b)

Figura 40: Espectros de 10 MV reconstruídos com acrílico com energia efetiva igual (a) e diferente (b) do valor da literatura.

Dos gráficos que atendem a ambos os critérios da fluência e da energia efetiva, o espectro M6 da tabela 13 possui a menor variação percentual relativa na fluência sendo, portanto, o melhor espectro reconstruído com acrílico para representar o espectro teórico de 10 MV.

4.3.2. Validação dos espectros teóricos reconstruídos.

A análise dos resultados obtidos na reconstrução dos espectros teóricos de 6 MV e 10 MV, a partir das medidas de transmissão simuladas em alumínio, cobre, chumbo e acrílico, mostram que os espectros reconstruídos em alumínio apresentam maior concordância com o espectro teórico em termos da fluência e da energia efetiva. Para o feixe de 6 MV, a melhor reconstrução foi obtida com a equação de transmissão em alumínio determinada por uma ajuste não linear e com o valor do parâmetro de reconstrução $N = 26$, fornecendo uma diferença relativa na fluência de 1,10% e com energia de 0,75 MeV, idêntica ao valor da literatura. Para o feixe de 10 MV, as melhores reconstruções foram obtidas com os atenuadores de alumínio e acrílico, também utilizando um ajuste não linear para a curva de transmissão. Entretanto, com o alumínio conseguiu-se uma menor diferença relativa na fluência de modo que este material é, portanto, o melhor atenuador para reconstruir os espectros teóricos de 6 MV e 10 MV.

Ainda com o intuito de melhor validar os espectros reconstruídos, as curvas de PDP simuladas com esses feixes reconstruídos (A8 e A17 respectivamente) foram comparadas com as curvas de PDP simuladas utilizando diretamente os espectros teóricos. Os resultados são mostrados nas figuras 41 e 42 para as duas energias do feixe. Os gráficos mostram ainda as diferenças entre os valores de PDP das duas curvas em função da profundidade.

Para o feixe de 6 MV, a maior diferença percentual entre os valores de porcentagem de dose profunda das duas curvas foi de 2,6% na profundidade de 21,75 cm, validando assim o método de reconstrução para o feixe de 6 MV. Para o feixe de 10 MV, a máxima diferença percentual entre os valores de PDP obtidos com os espectros teórico e reconstruído, acima da profundidade de equilíbrio eletrônico (2,25 cm) foi de 2,4% na profundidade de 9,75 cm, o que também confirma a validade do método de reconstrução para o feixe de 10 MV.

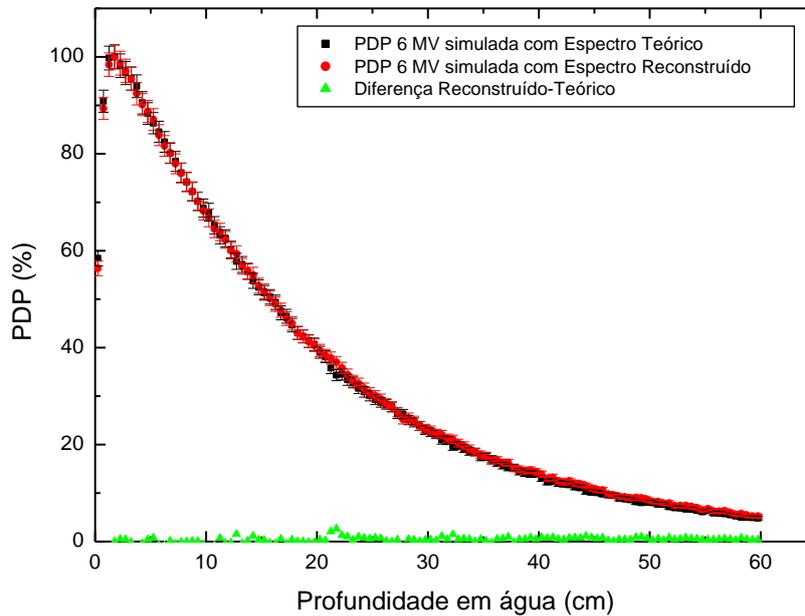


Figura 41: Comparação das curvas de PDP na água simuladas com os espectros de 6 MV teórico e reconstruído (Espectro A8 da tabela 9).

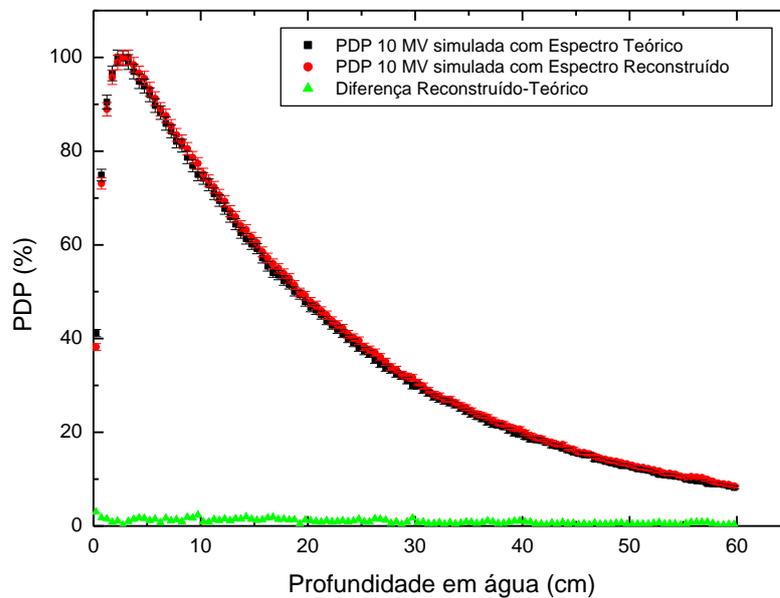


Figura 42: Comparação das curvas de PDP na água simuladas com os espectros de 10 MV teórico e reconstruído (Espectro A17 da tabela 10).

4.3.3. Espectros experimentais.

Curvas de transmissão

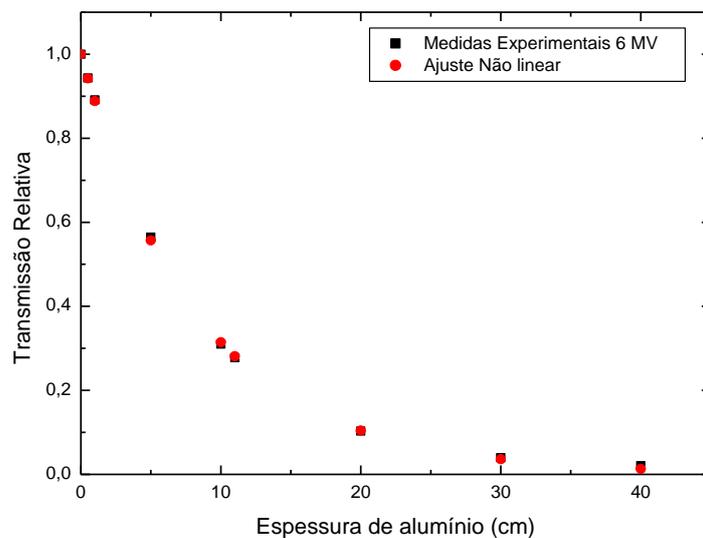
A análise feita com os estudos de simulação mostrou que o alumínio é o material atenuador ideal para reconstruir espectros com energia máxima nominal de 6 MeV e 10 MeV. Em virtude disso, as medidas experimentais foram realizada apenas com esse material atenuador a fim de reconstruir os feixes de 6 MV e 10 MV do acelerador linear clínico do Hospital do Câncer de Barretos.

Os resultados obtidos com as medidas de atenuação simuladas nos quatro materiais atenuadores e nas duas energias de feixe mostram que o ajuste não linear da curva de transmissão fornece os melhores resultados na reconstrução dos espectros em termos da fluência e da energia efetiva. Sendo assim, os parâmetros da equação de transmissão experimental foram obtidos para esse tipo de ajuste e são mostrados na tabela 14.

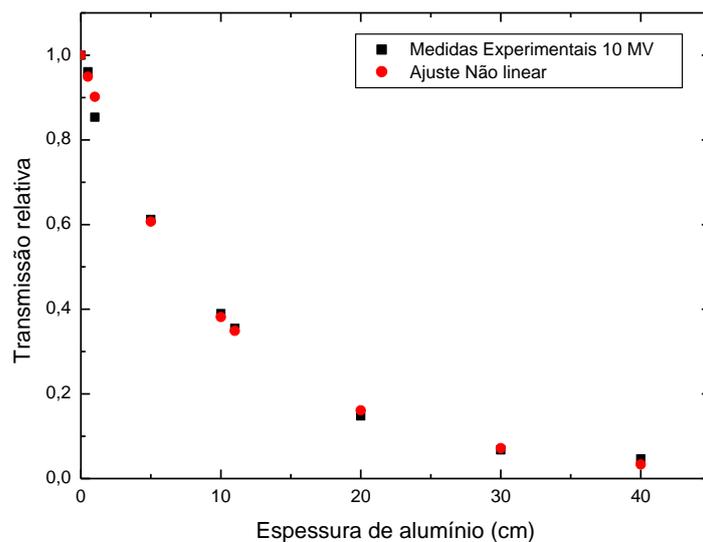
Tabela 14: Parâmetros do ajuste não linear obtidos para a curva de transmissão experimental em alumínio.

Atenuador	Espectro do AL clínico do HC-Barretos	Parâmetros ajustados na curva de transmissão
Al	6 MV	$a = 70,0 \pm 1,5$ $b = 70,0 \pm 1,5$ e $v = 1,64 \pm 0,03$
Al	10 MV	$a = 20,0 \pm 3,7$ $b = 20,0 \pm 3,7$ e $v = 0,43 \pm 0,03$

A figura 43 mostra os resultados obtidos com ajuste não linear das curvas de transmissão relativa ($S(x)/S(0)$) experimental.



(a)



(b)

Figura 43: Ajuste não linear da curva de transmissão experimental obtida nos feixes de 6 MV (a) e 10 MV (b).

Valor ótimo do parâmetro de reconstrução N

Embora os melhores espectros reconstruídos em alumínio, com ajuste não linear da curva de transmissão simulada, tenham sido obtidos com o valor do parâmetro $N = 26$ para o feixe de 6 MV e $N = 14$ para o feixe de 10 MV, não há garantia *há priori* de que esses valores sejam também ótimos para a reconstrução dos espectros experimentais. A razão disto é que,

Resultados e Discussões

uma vez que o método de reconstrução é extremamente sensível aos parâmetros da equação de ajuste utilizados, equações com parâmetros de ajuste diferentes devem levar a espectros distintos, e conseqüentemente a valores ótimos de N diferentes. Entretanto como não se conhece a energia efetiva e fluência dos espectros experimentais a serem reconstruídos, os valores ótimos de N obtidos nas simulações foram selecionados como os valores ótimos para a reconstrução dos espectros clínicos. Diversos valores de N no intervalo $2 \leq N \leq 32$ foram também investigados e comparados com o dados do espectro teórico.

Espectro experimental 6 MV

Para o feixe clínico de 6 MV obteve-se 4 valores de N para os quais os espectros reconstruídos apresentaram energia efetiva idêntica ao valor de referência da literatura, ou que a diferença percentual relativa da fluência é abaixo de 5% . A tabela 15 resume os dados referentes a esses espectros.

Tabela 15: Dados dos espectros clínicos de 6 MV reconstruídos com as medidas experimentais de transmissão em alumínio.

Espectro	Valor de	Energia efetiva	Varição percentual
Experimental de 6	N	(MeV)	em relação á fluência
MV Reconstruído			teórica (%)
Teórico	-	0,75	0
E1	4	0,50	0,66
E2	6	0,75	21,6
E3	22	0,75	31,7
E4	24	0,75	26,0
E5	26	1,00	31,4

Embora os espectros indicados na tabela 15 por E2, E3 e E4 apresentem energia efetiva idêntica ao valor do espectro teórico, as diferenças percentuais na fluência desses

Resultados e Discussões

espectros em relação à teórica são superiores a 20%. O espectro E1, por sua vez, embora apresente uma variação percentual na fluência de 0,66% em relação ao valor teórico a sua energia efetiva, de 0,50 MeV é menor em relação ao valor esperado da literatura. Entretanto uma vez que o espectro experimental não corresponde ao espectro teórico da literatura, o espectro E5 reconstruído com o N ótimo da simulação é, portanto, o espectro selecionado para representar o feixe clínico de 6 MV. Desse modo, a figura 44 apresenta o espectro clínico de 6 MV reconstruído a partir das medidas de transmissão em alumínio.

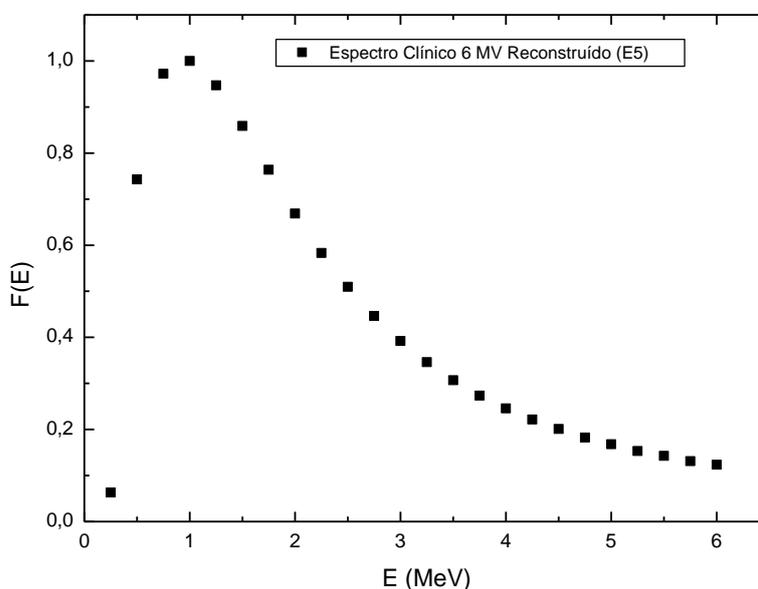


Figura 44: Espectro clínico de 6 MV reconstruído com medidas de transmissão em alumínio com $N = 26$.

Espectro experimental 10 MV

A reconstrução do feixe clínico de 10 MV forneceu 5 valores de N para os quais ao menos um dos critérios da fluência ou da energia efetiva foram atendidos em relação aos valores teóricos de referência. A tabela 16 apresenta os resultados obtidos para esses valores do parâmetro de reconstrução N.

Resultados e Discussões

Tabela 16: Dados dos espectros clínicos de 10 MV reconstruídos com as medidas experimentais de transmissão em alumínio.

Espectro	Valor de	Energia efetiva	Variação percentual
Experimental de 10	N	(MeV)	relativa da fluência
MV Reconstruído			(%)
Teórico	-	1 - 1,25	0
E5	8	1,25	7,0
E6	10	1,25	2,8
E7	14	1,75	29,6
E8	26	1,00	12,4
E9	28	1,25	9,6
E10	30	2,25	2,1

A menor diferença relativa na fluência foi obtida com o espectro E10 na tabela, entretanto do mesmo modo que no caso de 6 MV, o valor distante de sua energia efetiva quando comparado com o valor de referência, corresponde a um espectro bastante deslocado em relação ao espectro teórico. O espectro E6 da tabela reconstruído com N=10 atende tanto ao critério da fluência quanto da energia efetiva esperada para o feixe teórico dessa energia. Entretanto de maneira análoga ao espectro de 6 MV, o espectro teórico de 10 MV não corresponde ao espectro experimental utilizado, de modo que o espectro E7 reconstruído com valor ótimo de N da simulação é o espectro selecionado para representar o espectro clínico de 10 MV, e é apresentado na figura 45.

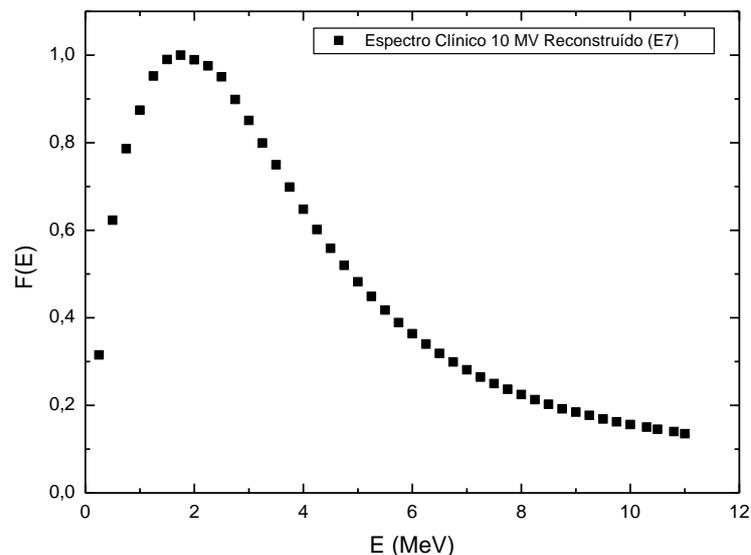


Figura 45: Espectro clínico de 10 MV reconstruído a partir das medidas experimentais de transmissão em alumínio e com $N = 14$.

4.3.3. Validação dos espectros experimentais reconstruídos.

Para validação do feixe de 6 MV clínico reconstruído, curvas de PDP foram simuladas, utilizando como espectro de entrada no código PENELOPE o espectro da figura 44, e comparadas com a curva de PDP obtida no feixe clínico de 6 MV. Os resultados dessa comparação são apresentados na figura 46, onde é possível observar também as diferenças percentuais entre os valores das curvas.

A figura 46 mostra uma boa concordância entre os valores de porcentagem de dose em profundidade experimental e da curva simulada com os espectros reconstruídos. Após a profundidade de equilíbrio eletrônico, que é de 1,50 cm, de acordo com valores teóricos, e 1,75 cm, de acordo com os valores de simulação, a máxima diferença percentual entre as curvas é de 4,4% na profundidade de 16,75 cm. Desse modo, o espectro assim obtido representa com boa aproximação o espectro de 6 MV do acelerador linear utilizado, validando o método de reconstrução para o conhecimento de feixes radioterápicos nessa energia.

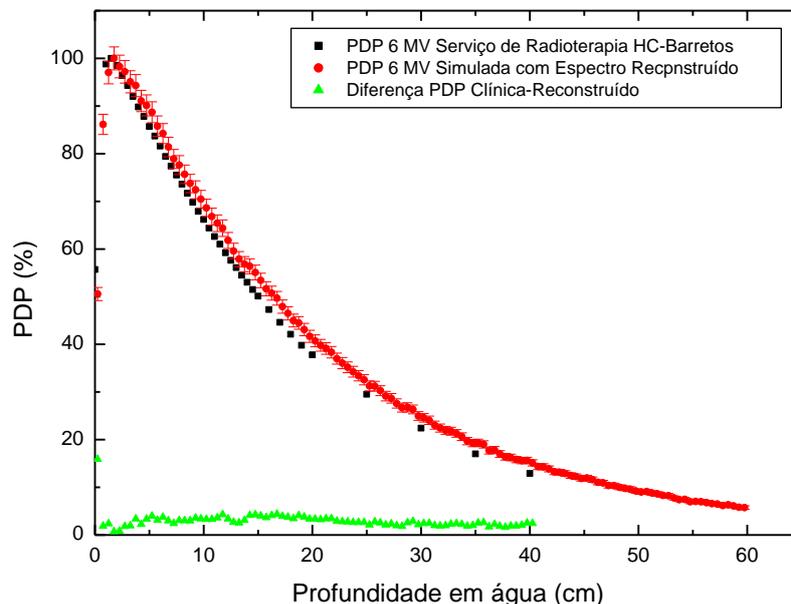


Figura 46: Comparação das curvas de PDP do feixe de 6 MV clínico com a curva simulada a partir do espectro reconstruído.

De forma semelhante, as curvas de PDP para validação do feixe clínico de 10 MV foram simuladas utilizando o espectro reconstruído da figura 45. A curva de PDP assim obtida foi, também, comparada com a curva obtida no feixe de 10 MV do acelerador clínico. Os resultados dessa comparação são mostrados na figura 47. A máxima diferença percentual observada entre as curvas, após a profundidade de equilíbrio eletrônico, foi de 4,2% na profundidade de 16,75 cm. Os resultados assim obtidos com o feixe clínico de 10 MV reconstruído confirmam, portanto, com boa aproximação a sua validade para representar o espectro produzido pelo acelerador linear nessa energia, atestando também a validade do método de reconstrução para esse tipo de feixe radioterápico.

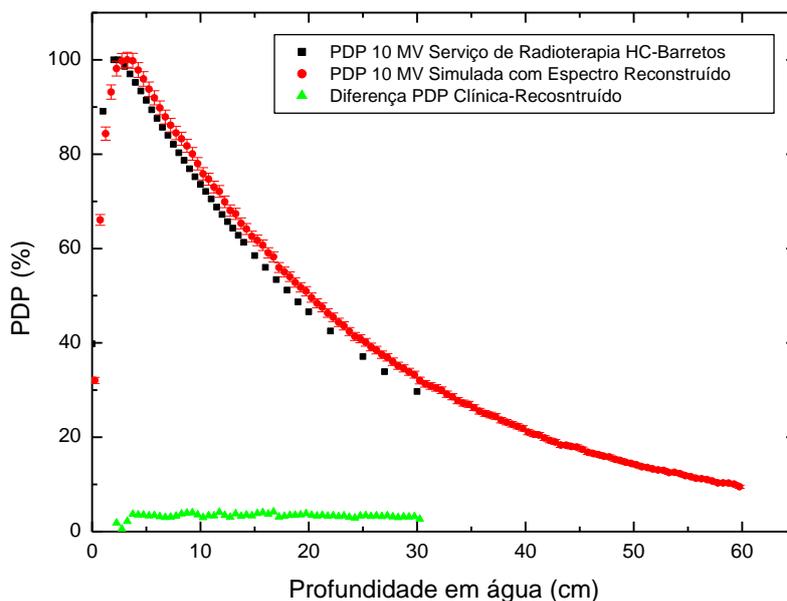


Figura 47: Comparação das curvas de PDP do feixe clínico de 10 MV com as curvas simuladas a partir dos espectros reconstruídos.

Os resultados mais acurados obtidos com o alumínio em relação ao cobre e ao chumbo pode ser explicado tendo em vista a previsão teórica já discutida por outros autores de que o coeficiente de atenuação do material atenuador deve decrescer continuamente no intervalo de energia do espectro que se deseja reconstruir. Embora o intervalo energético de decrescimento do coeficiente de atenuação do acrílico seja maior do que o do alumínio, os resultados obtidos com este último material mostraram-se mais acurados nas duas energias de feixe pesquisadas. Além disso, em termos experimentais, o alumínio possui uma vantagem prática em relação ao acrílico tendo em vista que necessitamos de espessuras menores de alumínio para produzir a mesma atenuação para uma determinada espessura de acrílico.

5. CONCLUSÃO

O propósito deste trabalho foi avaliar a reconstrução de feixes radioterápicos de 6 MV e 10 MV por meio do método da transformada inversa de Laplace, utilizando medidas de transmissão em materiais atenuadores de alumínio, cobre, chumbo e acrílico. Nesse sentido, simulação Monte Carlo com o código PENELOPE apresentou-se como uma importante ferramenta tanto na otimização dos resultados experimentais a partir dos estudos previamente simulados, como também na validação dos espectros reconstruídos a partir do cálculo de parâmetros dosimétricos apropriados.

Os resultados obtidos com a simulação mostraram que o alumínio apresenta-se, entre os materiais estudados, como o mais adequado para reconstruir espectros de 6 MV e 10 MV, utilizando o algoritmo de Gaver-Stehfest para calcular a transformada inversa de Laplace da função transmissão relativa. Os estudos com simulação permitiram fornecer, ainda, os parâmetros ótimos necessários à reconstrução dos espectros. A boa concordância entre as curvas de porcentagem de dose profunda obtidas diretamente nos feixes clínicos e simuladas com os espectros reconstruídos, mostram que um conjunto de atenuadores de alumínio e uma câmara de ionização devidamente calibrada, podem ser utilizados para determinar com boa acurácia o espectro de energia de feixes clínico utilizados em radioterapia.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABATE, J., and VALKÓ, P.P. Multi-precision Laplace transform inversion. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 60:979-993, 2004.

ABATE, J., and WHITT, W. Numerical Inversion of Laplace Transforms of Probability Distributions. *ORSA Journal on Computing*, 7(1):38-43, 1995.

AIRAPETTYAN, R.G., and RAMM, A.G. Numerical Inversion of the Laplace Transform from the Real Axis. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, 248(2):572-587, 2000.

AIRD, E. G. A. and F. T. FARMER. The Design of a Thimble Chamber for the Farmer Dosemeter. *Physics in Medicine and Biology*, 17(2): 169-174, 1972.

ALMOND, P.R.; BIGGS, P.J.; COURSEY, B.M.; HANSON, W.F.; HUQ, M.S.; NATH, R.; and ROGERS, D.W.O. AAPM's TG-51: Protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams. *Medical Physics*, 26(9):1847-1870, 1999.

ANG, D.D.; LUND, J.; and STENGER, F. Complex Variable and Regularization Methods of Inversion of the Laplace Transform. *Mathematics of Computation*, 53(188):589-608, 1989.

ARCHER, B.R.; ALMOND, P.R.; and WAGNER, L.K. Application of a Laplace transform pair model for high-energy x-ray spectral reconstruction. *Medical Physics*, 12(5):630-633, 1985.

ARCHER, B.R., and WAGNER, L.K. A Laplace transform pair model for spectral reconstruction. *Medical Physics*, 9(6):844-847, 1982.

ARCHER, B.R.; WAGNER, L.K.; JOHNSTON, D.A.; ALMOND, P.R.; and BUSHONG, S.C. Analysis of errors in spectral reconstruction with a Laplace transform pair model. *Physics in Medicine and Biology*, 30:411-418, 1985.

ATTIX, F.H. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc, 1986.

BAIRD, L.C. X-ray spectra vs attenuation data: A theoretical analysis. *Medical Physics*, 8(3):319-323, 1981.

BAKER, C.R.; AMA'EE, B.; and SPYROU, N.M. Reconstruction of meagvoltage photon spectra by attenuation analysis. *Physics in Medicine and Biology*, 40:529-542, 1995.

BAKER, C.R., and PECK, K.K. Reconstruction of 6 MV photon spectra from measured transmission including maximum energy estimation. *Physics in Medicine and Biology*, 42:2041-2051, 1997.

Referências Bibliográficas

- BARÓ, J.; SEMPAU, J.; FERNÁNDEZ-VAREA, J. M. ;SALVAT, F. PENELOPE: An algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 100(1): 31-46, 1995.
- BEHRENS, R., and AMBROSI, P. Review of International Standards for Dosimeters. Radiation Protection Dosimetry, 128:159-168, 2008.
- BOONE, J.M. X-ray spectral reconstruction from attenuation data using neural networks. Medical Physics, 17(4):647-654, 1990.
- BRIANZI, P., and FRONTINI, M. On the regularized inversion of the Laplace transform. Inverse Problems, 7(3):355-368, 1991.
- E. Butkov, Física Matemática, LTC, 1988.
- CAMPOS, R.G., and DÍAZ, F.M. Quadrature formulas for the Laplace and Mellin transforms. BIT Numerical Mathematics, 49(3):477-486, 2009.
- CATALA, A.; FRANCOIS, P.; BONNET, J.; and SCOUARNEC, C. Reconstruction of 12 MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data by direct resolution of the numeric system $AF=T$. Medical Physics, 22(1):3-10, 1995.
- COPE, D.K. Convergence of Piessens's Method for Numerical Inversion of the Laplace Transform on the Real Line. SIAM Journal on Numerical Analysis, 27(5):1345-1354, 1990.
- CRUMP, K.S. Numerical Inversion of Laplace Transforms Using a Fourier Series Approximation. Journal of the Association for Computing Machinery, 23(1):89-96, 1976.
- DAVIES, B., and MARTIN, B. Numerical Inversion of the Laplace transform: a Survey and comparison of Methods. Journal of Computational Physics, 33:1-32, 1979.
- DELGADO, V. Comparison between measured and predicted attenuation curves of x-rays beams. Medical Physics, 26(10):2183, 1999.
- DELGADO, V., and ORTIZ, P. Determination of the energy fluence of diagnostic x-ray beams from field measurements of attenuation curves. Medical Physics, 24(7):1089-1095, 1997.
- EVANS, G.A., and CHUNG, K.C. Laplace transform inversions using optimal contours in the complex plane. International Journal of Computer Mathematics, 73(4):531-543, 2000.
- FELTS, W.J., and COOK, G.E. On the Numerical Approximation of the Laplace Transform. IEEE Transactions on Automatic Control, 14(3):297-299, 1969.

Referências Bibliográficas

FERNÁNDEZ-VAREA, J. M.; J. MAYOL; BARÓ J.; SALVAT, F. On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **73**(4): 439-601, 1993.

FRANCOIS, P.; COSTE, F.; BONNET, J.; and CASELLES, O. Validation of reconstructed bremsstrahlung spectra between 6 MV and 25 MV from measured transmission data. Medical Physics, 24(5):769-773, 1997.

FRANCOIS, P.; CATALA, A. and SCOUARNEC, C. Simulation of x-ray spectral reconstruction from transmission data by direct resolution of the numeric system AF=T. Med. Phys. 20(6): 1695-1703, (1993).

FURNARI, L. Controle de qualidade em radioterapia. Revista Brasileira de Física Médica, 2009. pp. 77-90.

HINSON, W.H., and BOURLAND, J.D. Spectral reconstruction of high energy photon beams for kernel based dose calculations. Medical Physics, 29(8):1789-1796, 2002.

HOOG, F.R.D.; KNIGHT, J.H.; and STOKES, A.N. An improved method for numerical inversions of Laplace transforms. SIAM Journal on Scientific Computing, 3(3):357-366, 1982.

HUANG, P.-H.; KASE, K.R.; and BJÄRNGARD, B.E. Spectral characterization of 4 MV Bremsstrahlung by attenuation analysis. Medical Physics, 8 (3):368 - 374, 1981.

HUANG, P.-H.; KASE, K.R.; and BJÄRNGARD., B.E. Simulation studies of 4-MV x-ray spectral reconstruction by numerical analysis of transmission data. Medical Physics, 9(5):695-702, 1982.

HUANG, P.-H.; K. R. KASE, et al. Reconstruction of 4-MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data. Med. Phys. **10**(6): 778-785, (1983).

IBBOTT, G.; MA, C.M.; ROGERS, D.W.O.; SELTZER, S.M.; and WILLIAMSON, J.F. Anniversary Paper: Fifty years of AAPM involvement in radiation dosimetry. Medical Physics, 35(4):1418-1427, 2008.

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA): Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water. International Atomic Energy Agency (IAEA). Technical Report Series 398, 2001.

INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS (ICRU): Radiation quantities and units. ICRU Report 33,1980.

JENNINGS, W.A. Evolution over the past century of quantities and units in radiation dosimetry. Journal of Radiological Protection, 27:5-16, 2007.

JOHNS, H.E., and CUNNINGHAM, J.R. *The Physics of Radiology*. Springfield USA: Charles C Thomas Publisher, 1983.

Referências Bibliográficas

KHAN, F.M. *The Physics of Radiation Therapy*. Philadelphia, USA: Lippincott Williams & Wilkins, 2003.

KONSUNEN, A. and D. W. O. Rogers. "Beam quality specification for photon beam dosimetry." *Med. Phys.* **20**(4): 1181-1188, (1993).

KRAMER, G. H., P. CROWLEY, et al. Investigating the impossible: Monte Carlo simulations. *Radiation Protection Dosimetry* 89 (3-4): 259-262, 2000.

KRYZHNIY, V.V. Direct regularization of the inversion of real-valued Laplace transforms. *Inverse Problems*, 19(3):573-583, 2003.

KRYZHNIY, V.V. Numerical inversion of the Laplace transform: analysis via regularized analytic continuation. *Inverse Problems*, 22:579-597, 2006.

KUMAR, U. Computer-Aided Numerical Inversion of Laplace Transform. *Active and passive Elec. Comp.*, 22:189-213, 2000.

LIEN, T.N.; TRONG, D.D.; and DINH, A.P.N. Laguerre polynomials and the inverse Laplace transform using discrete data. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, 337(2):1302-1314, 2008.

MAINARDI, R.T., and BONZI, E.V. An indirect method of X-ray spectra measurement by simultaneous attenuations of the scattered beams. *Radiation Physics and Chemistry*, 77:537-544, 2008.

MOHAN, R.; CHUI, C.; and LIDOFISKY, L. Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators. *Medical Physics*, 12(5):592-597, 1985.

MORENO, P., and RAMIREZ, A. Implementation of the Numerical Laplace Transform: A Review. *IEE Transactions on Power Delivery*, 23(4):2599-2609, 2008.

NISBET, A.; WEATHERBURN, H.; FEWICK, J.D.; and MCVEY, G. Spectral reconstruction of clinical megavoltage photon beams and the implications of spectral determination on the dosimetry of such beams. *Physics in Medicine and Biology*, 43:1507-1521, 1998.

NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY-NIST. XCOM: Photon Cross Sections Database: <http://www.nist.gov/physlab/data/xcom/index.cfm>, 2009.

PIESSENS, R. Gaussian Quadrature Formulas for Bromwich's Integral. *Communications of the ACM*, 16(8):486-487, 1973.

PRESENS, R. Numerical Inversion of Laplace Transform. *IEE Transactions on Automatic Control*, 14(3):299-301, 1969.

ROKHLIN, V. A Fast Algorithm for the Discrete Laplace Transform. *Journal of Complexity*, 4(1):12-32, 1988.

Referências Bibliográficas

SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA J. M.; SEMPÁU, J. PENELOPE-2006, A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. NUCLEAR ENERGY AGENCY. July, 2006.

SALVAT, F. and J. M. FERNÁNDEZ-VAREA. Semiempirical cross sections for the simulations of the energy loss of electrons and positrons in matter. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 63(3): 255-269, 1992.

SEMPÁU, J.; ACOSTA, E.; BARÓ, J.; FERNÁNDEZ-VAREA, F.; SALVAT, F. An algorithm for Monte Carlo simulation of coupled electron-photon transport. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 132(3), 1997.

SEMPÁU, J. e ANDREO, P. Configuration of the electron transport algorithm of PENELOPE to simulate ion chambers. Physics in Medicine and Biology 51(14): 3533-3548, 2006.

SHEIKH-BAGHERI, D.; e ROGERS, D.W.O. Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code. Medical Physics, 29(3):391-402, 2002.

SHEIKH-BAGHERI, D. e ROGERS, D.W.O. Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and others parameters. Medical Physics, 29(3):379-390, 2002.

SHEIKH-BAGHERI, D.; ROGERS, D.W.O.; ROSS, C.K.; e SEUNTJENS, J.P. Comparison of measured and Monte Carlo calculated dose distributions from the NRC linac. Medical Physics, 27(10):2256-2266, 2000.

SHIMOZATO, T.; TABUSHI, K.; KITO, S.; SHIOTA, Y.; HIRAYAMA, C.; and SUZUKI, S. Calculation of 10 MV x-ray spectra emitted by a medical linear accelerator using the BFGS quasi-Newton method. Physics in Medicine and Biology, 52:515-523, 2007.

STAMPANONI, M.; FIX, M.; FRANCOIS, P.; e RÜEGSEGG, P. Computer algebra for x-ray spectral reconstruction between 6 and 25 MV. Medical Physics, 28(3):325-327, 2001.

STEHFEST, H.; UNIVERSITÄT, J.W.G.; e GERMANY, W. Algorithm 368: Numerical inversion of Laplace transforms. Communications of the ACM, 13(1):47-49, 1970.

SUNG-JOON, Y.; BREZOVICH, I. A.; PAREEK, P.; NAQVI, S. A. Benchmark of PENELOPE code for low-energy photon-transport: dose comparisons with MCNP4 and EGS4. Physics in Medicine and Biology 49(3): 387-397, 2004.

TOMINAGA, S. The estimation of x-ray spectral distributions from attenuation data by means of iterative computation. Nuclear Instruments and Methods, 192:415-421, 1982.

Referências Bibliográficas

WAGGENER, R.G.; BLOUGH, M.M.; TERRY, J.A.; CHEN, D.; LEE, N.E.; ZHANG, S.; and McDAVID, W.D. X-ray spectra estimation using attenuation measurements from 25 kVp to 18 MV. *Medical Physics*, 26(7):1269, 1999.

WELLEKENS, C.J. Generalisation of Vlach's method for the numerical inversion of the Laplace transform. *Eletronics Letters*, 6(23):742-744, 1970.

ZAKIAN, V. Numerical Inversion of Laplace Transform. *Eletronics Letters*, 5(6):120-121, 1969.

ZAKIAN, V. Optimisation of numerical inversion of Laplace transforms. *Eletronics Letters*, 6(21):677-679, 1970.

ZAKIAN, V., e GANNON, D.R. Least-squares optimisation of numerical inversion of Laplace transform. *Eletronics Letters*, 7(3):70-71, 1971.

7. ANEXOS

7.1. Programa para cálculo da transformada inversa de Laplace

```
program IntegLaplace
```

```
c=====
c=====
```

```
c Este programa calcula um valor aproximado para transformada inversa de Laplace da
c função  $F(s) = (((400)/((s+20)*(s+20)))^{**}0.43)*exp(-0.0615*s)$ . Ao executar o programa o
c usuário deve fornecer um valor par inteiro para o parâmetro de reconstrução N e o valor
c máximo do coeficiente de atenuação do material. Neste exemplo o programa calcula a
c transformada inversa de Laplace da função F(s) acima que corresponde à equação obtida
c por uma ajuste não linear da curva de transmissão em alumínio para um feixe de 10 MV.
c Logo nesse caso o coeficiente de atenuação tem valor mínimo de 0.0615 e máximo de
c 0.3020.
```

```
c
```

```
c=====
c=====
```

```
integer N,i,k,Nh,sinal
```

```
real*8 t,Tm,Ft,a,num,den
```

```
real*8 V(100),Fs(100)
```

```
open(UNIT=11,FILE='saida.txt') ! Arquivo com os valores de  $P(\mu) \times \mu$ 
```

```
write(*,9) 'Entre com o valor de N (inteiro, par e maior que 0):'
```

```
format(1x,a,i4,a,$)
```

```
read(*,*) N
```

```
if (N.le.0) go to 8
```

```
write(*,13) 'Entre com o valor maximo de t (inteiro maior que 0):' ! Valor de  $\mu_{\text{máx}}$ 
```

```
format(1x,a,i4,a,$)
```

```
read(*,*) Tm
```

```
if (Tm.le.0) go to 12
```

```
c          Cálculo do vetor V(i)
```

```
Nh=N/2
```

```
num=0
```

```
den=0
```

```
do i=1,N
```

```
    sinal=(-1)**(Nh+i)
```

```
    V(i)=0
```

```
    do k=(i+1)/2, min(i,N/2)
```

```
        num=(k**(Nh))*fat(2*k)
```

```
        den=(fat(Nh-k))*fat(k)*fat(k-1)*fat(i-k)*fat(2*k-i)
```

```
        V(i)=V(i)+(num)/(den)
```

```
    enddo
```

```
    V(i)=sinal*V(i)
```

```
enddo
```

Anexos

c Cálculo da aproximação $f(t)$ para a transformada inversa de Laplace (vetor $P(\mu)$)

```
write(11,*)' t          f(t) aprox'  
write(*,*)' t          f(t) aprox'
```

```
do t = 0.0615, Tm, 0.0001  
  a = (log(2.0))/T  
  Ft = 0  
  do i=1,N  
    Fs(i)=(((400)/((i*a+20)*(i*a+20)))**0.43)*exp(-0.0615*i*a)  
    Ft=Ft+a*V(i)*Fs(i)      !Cálculo do valor aproximado para f(t)  
  enddo  
c   Ft=a*Ft  
  write(11,*)t, Ft  
  write(*,*)t, Ft  
enddo
```

```
write(*,*) 'Entre com um número para sair:'  
read(*,*) c  
close(11)
```

end

c Subrotina que calcula o fatorial de um número

```
c *****  
RECURSIVE REAL*8 FUNCTION FAT(n) RESULT (F)  
INTEGER n  
IF(n.eq.0) THEN  
  F = 1  
ELSE  
  F = n*fat(n-1)  
END IF  
END function fat  
c *****
```

7.2. Programa para leitura do vetor $P(\mu)$.

```
% Esse programa ler todos os valores de  $P(\mu) \times \mu$  gerados pelo programa
% IntegLaplace apresentado anteriormente e seleciona somente os valores de
%  $P(\mu)$  correspondentes aos  $\mu$  das energias do espectro que serão
% reconstruído.
% Para isso o programa deve carregar os arquivos ME que contém os valores
% de  $\mu \times E$  no intervalo de energia do espectro espaçado de 0.25MeV, e o
% arquivo PM que contém os valores de  $P(\mu) \times \mu$ . O programa fornece como
% resultado um arquivo pe com os valores de  $P(\mu) \times E$ .
%
load -ascii ME; % Carrega os arquivos com valores de  $\mu \times E$ 
load -ascii PM; % Carrega os arquivos com valores de  $P(\mu) \times \mu$ 
for i=1:length(ME)
    mi(i)=ME(i,2);
end

for i=1:length(ME)          % Seleção dos valores de  $P(\mu)$  da matriz  $P(\mu) \times \mu$ 
    for j=1:length(PM)     % com mesmos valores de  $\mu$  contido na matriz  $\mu \times E$ 
        a=int16(ME(i,2)*10000);
        b=int16(PM(j,1)*10000);
        if a==b,          % Verificação se o  $\mu$  da matriz  $P(\mu) \times \mu$ 
            pe(i,1)=ME(i,1); % coincide com o  $\mu$  da matriz  $\mu \times E$ 
            pe(i,2)=PM(j,2); % Construção do arquivo pe com os valores
        end                % de  $P(\mu) \times E$ 
    end
end
end
```

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)