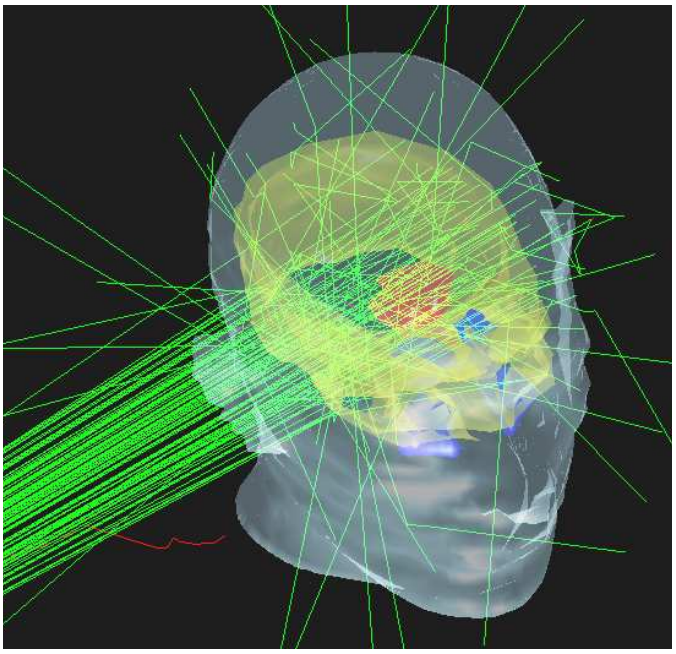
FACULDADE DE CIÊNCIAS
UNIVERSIDADE DE LISBOA

Verificação de Cálculo de Dose em Radioterapia Externa por Simulação Monte Carlo



Pedro Jorge da Silva Rodrigues

Orientador: Prof. Doutor Luis Peralta

Dissertação de Mestrado em Biofísica
Especialização em Física Médica e Engenharia Biomédica

Lisboa, 2002

Figura da capa: Visualização da simulação por Monte Carlo da irradiação de um *fantoma* antropomórfico com um feixe lateral de fotões

Verificação de Cálculo de Dose em Radioterapia Externa por Simulação Monte Carlo

Pedro Jorge da Silva Rodrigues

Lisboa, 2002

Tese realizada no LIP – Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas Lisboa, no âmbito dos projectos CERN/P/FIS/15174/1999, 40106/2000 e 43672/2001

À memória do meu Avô

"The procedure used was a simple graphical and mechanical one. The distance into the lead was broken into intervals of one-fifth of a radiation length (about 1 mm). The electrons or photons were followed through successive intervals and their fate in passing through a given interval was decided by spinning a wheel of chance; the fate being read from one of a family of curves drawn on a cylinder...

A word about the wheel of chance; The cylinder, 4 in. outside diameter by 12 in. long is driven by a high speed motor geared down by a ration 20 to 1. The motor armature is heavier than the cylinder and determines where the cylinder stops. The motor was observed to stop at random and, in so far as the cylinder is concerned, its randomness is multiplies by the gear ratio..."

R Wilson, Monte Carlo study of shower production, *Phys. Rev.*, 86:261–69, 1952

Resumo

O objectivo desta tese consiste no desenvolvimento e validação de um sistema de simulação Monte Carlo (MC) para verificação do cálculo de dose em Radioterapia Externa com feixes de fotões. O sistema implementado recorre a imagens de tomografia axial computorizada para a construção automática de geometrias anatómicas e a informação de espaços de fases para a caracterização dos campos de radiação incidentes.

Os espaços de fases de feixes de fotões em modo 6 MV do acelerador linear Siemens Mevatron KD2 foram calculados através do método de Monte Carlo. Estes foram analisados ao longo da linha de feixe, procedendo-se à sua validação por comparação com resultados de dosimetria básica através de simulação de distribuições de dose em *fantomas* de água. Durante a simulação dos espaços de fases procedeu-se ao ajuste das características do feixe de electrões primários incidente no alvo de conversão, obtendo-se um acordo a menos de 1–2%.

Para planeamentos envolvendo geometrias heterogéneas simples e antropomórficas calcularam-se distribuições de dose com o sistema de verificação que foram posteriormente comparadas com as distribuições obtidas por dois sistemas de planeamento de tratamento. Os resultados MC obtidos no *fantoma* antropomórfico foram validados com recurso a dosimetria termoluminescente tendo-se obtido diferenças médias inferiores a 2% para três configurações: irradiação de tórax com um único campo de fotões de 15×15 cm^2 e cabeça com campos laterais opostos de 5×5 cm^2 e 10×10 cm^2. Diferenças significativas ($> 5\%$) foram encontradas entre os cálculos de Monte Carlo e os algorítmos semi–analíticos implementados nos sistemas comerciais. Os desvios máximos (até 40%) foram encontrados em regiões de perda de equilíbrio electrónico, como cavidades de ar.

Palavras chave: Simulação Monte Carlo, Radioterapia, feixes de fotões

Abstract

The purpose of this work is centred on the development and validation of a Monte Carlo (MC) dose calculation engine for treatment planning verification in External Radiotherapy with photon beams. This system requires as input CT data for automatically implementation of a voxelized geometry and phase space distributions to full characterise the incident beam.

6 MV photon beam phase space distributions for a Siemens KD2 linear accelerator were calculated by Monte Carlo simulations. Phase–space beam data were analyzed along the beam line and validated by comparison of simulated dose distributions against experimental data obtained in homogeneous water phantom. Parameters of the primary electron beam incident on the conversion target were adjusted in order to provide the best agreement between the calculation and measurement distributions. The overall agreement is within 1–2%.

Dose distributions calculated with the Monte Carlo dose calculation system in simple heterogenous and anthropomorphic phantoms were compared with two different treatment planning systems. MC results obtained on a Alderson–Rando phantom were validated with thermoluminescence dosimetry. For the three simulated setups, which comprehended the irradiation of thorax region with a single 15×15 cm^2 photon field and head region with 5×5 cm^2 and 10×10 cm^2 lateral opposed fields, mean differences between the calculation and measurement were found to be less than 2%. Significant differences ($> 5\%$) were found between Monte Carlo calculations and the semi–analytical calculations implemented in the commercial systems. Maximum differences (up to 40%) were found in strong electronic disequilibrium regions, such as air cavitities.

Key words: Monte Carlo simulation, Radiotherapy, dosimetry, photon beams

Agradecimentos

Em primeiro lugar, quero agradecer ao Professor Luis Peralta, por me ter dado a oportunidade de efectuar este trabalho assim como o seu constante interesse, confiança, companheirismo e sentido crítico demonstrado desde o primeiro dia.

Para a Andreia Trindade um especial obrigado pelo seu dedicado apoio e entusiasmo. As suas sugestões foram em larga medida essenciais no desenvolvimento deste trabalho.

À Doutora Maria do Carmo Lopes do Centro Regional de Oncologia de Coimbra do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil pelas úteis discussões e ensinamentos. Pela sua disponibilidade na aquisição das medidas experimentais os meus agradecimentos ao Eng. Adérito Chaves e Eng. Carla Alves do IPOFG–CROC. Ao Doutor Carlos Oliveira do Instituto Tecnológico e Nuclear e à Margarida Fragoso do LIP/Royal Marsden NHS Trust pela sua assistência no decurso do trabalho de simulação do acelerador linear Siemens Mevatron KD2.

Ao Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas, o instituto onde este trabalho foi realizado, agradeço o apoio prestado e meios disponibilizados. À Fundação para a Ciência e Tecnologia os meus agradecimentos pelo suporte financeiro através da concessão de uma bolsa de Iniciação à Investigação Científica no âmbito dos projectos CERN/P/FIS/15174/1999, 40106/2000 e 43672/2001. Ao Eng. João Paulo Martins e Eng. Jorge Gomes do Centro de Cálculo do LIP–Lisboa pela ajuda prestada.

Os meus especiais agradecimentos à minha família, aos meus Pais e à Andreia pela sua inesgotável compreensão e apoio ao longo de todos estes anos, que ajudaram sem dúvida a manter viva a perserverança. À Guiomar o meu sincero agradecimento pelo trabalho de revisão adicional da tese a que se prestou.

Nota

No Capítulo 3 da presente tese, é apresentada informação técnica relativa à cabeça de tratamento do acelerador Siemens Mevatron KD2. Esta informação é propriedade da Siemens AG Medical Engineering, não podendo ser utilizada fora do âmbito desta tese sem consentimento prévio.

Technical information regarding the Siemens Mevatron KD2 linear accelerator treatment head is presented in Chapter 3. This information is propriety of Siemens AG Medical Engineering, and cannot be used outside this thesis without previous consent.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Introdução

Os primeiros feixes de fotões de elevada intensidade para tratamento em Radioterapia foram disponiblizados nos anos 1950–60. Devido à ausência de técnicas de imagem capazes de obter informação anatómica detalhada apenas puderam ser desenvolvidos métodos aproximados para o cálculo de dose, o que restringiu a utilização desta modalidade terapêutica somente a algumas situações nas quais se podia estimar com alguma confiança a dose administrada. O desenvolvimento da tomografia axial computorizada (CT) e consequente possiblidade de obtenção de imagens anatómicas de elevada resolução ($\approx$ 1 mm), permitiu que os primeiros métodos empíricos ou semi–empíricos de correcção fossem refinados ou substituídos por abordagens semi–analíticas tridimensionais baseadas em modelos físicos. Tal estimulou a elaboração de estratégias de irradiação mais precisas, capazes de garantir uma elevada conformação da dose absorvida nas regiões alvo preservando a integridade dos tecidos saudáveis. Na última década este processo foi beneficiado pela introdução de aceleradores lineares com sistemas dinâmicos de colimação controlados por computador e de técnicas de imagem anatómica e funcional, que possiblitaram uma delimitação e localização do volume alvo mais exacta. A maximização do ganho clínico que estas técnicas permitem obter requer a determinação exacta da dose depositada durante a fase de tratamento. No entanto, os actuais sistemas de planeamento que incorporam modelos semi–analíticos ainda apresentam limitações na correcta descrição das perturbações introduzidas nas distribuições de dose devido à presença de heterogeneidades. As implicações e consequências clínicas destes erros ou aproximações ainda não se encontram totalmente esclarecidas.

As técnicas de simulação Monte Carlo são reconhecidas como sendo um método numérico exacto devido à modelação detalhada dos processos físicos que conduzem à deposição de energia. A sua precisão deve-se à simulação microscópica do transporte da radiação ionizante, através do conhecimento de informação especializada (secções eficazes) sobre os diferentes processos de interacção com a matéria tomando em conta constrangimentos geométricos. As partículas são transportadas ao longo de materiais análogos aos do corpo humano, em vez de recorrer a distribuições elementares de dose pré–calculadas num material de referência e extrapoladas para outros materiais. As primeiras versões em fase de implementação que incorporam algoritmos desenvolvidos com base em códigos de transporte por Monte Carlo dividem o processo do cálculo de dose em duas fases. A primeira é independente da geometria absorvedora – *fantoma* ou doente – e compreende a simulação da produção do feixe de radiação por um acelerador linear e geração de espaços de fases. A partir dos espaços de fases são derivadas distribuições características do campo de radiação, que devido à elevada intensidade dos feixes clínicos não podem ser medidas experimentalmente. Numa fase posterior as partículas que constituem o espaço de fases são transportadas pela geometria absorvedora, codificada a partir da informação contida em imagens CT, sendo a distribuição de dose absorvida contabilizada.

O desenvolvimento e validação de um sistema de simulação Monte Carlo (MC) para verificação do cálculo de dose em Radioterapia Externa com feixes de fotões é descrita nesta tese ao longo dos seguintes capítulos:

No **Capítulo 1** são definidos os principais processos de interacção dos fotões com a matéria e definidas algumas grandezas dosimétricas com o intuito de caracterizar as distribuições de dose, obtidas quer experimentalmente quer com algoritmos numéricos. A precisão com que estas podem ser determinadas durante a fase de planeamento de tratamento e o seu impacto na taxa de sucesso da terapia com feixes de fotões são discutidas.

As diferentes metodologias desenvolvidas para o cálculo de dose com feixes de fotões são abordadas no **Capítulo 2**, com especial detalhe nos algoritmos convencionais de convolução–superposição 2D/3D (e respectivos métodos de correcção de heterogenidades) e de Monte Carlo para transporte electromagnético electrão–fotão.

No **Capítulo 3** é descrito o processo de simulação e caracterização dos diferentes campos de radiação de fotões produzidos pelo acelerador linear Siemens Mevatron KD2 em modo 6 MV, através da utilização do código de Monte Carlo EGS4. São analisadas distribuições relevantes para a compreensão do transporte de radiação ao longo do acelerador linear, obtendo-se informação detalhada dos sub–sistemas de alvo, filtragem e colimação. Dado que aceleradores do mesmo modelo e potencial acelerador nominal podem apresentar diferentes características para o feixe de electrões primário, é efectuada a determinação da melhor configuração por comparação de distribuições de dose, calculadas a partir do transporte de um determinado espaço de fases num material absorvedor com resultados de dosimetria básica.

A implementação do sistema de verificação de cálculo de dose com base no código de simulação GEANT4 é apresentada no **Capítulo 4**. Em particular o processo de construção automática de geometrias complexas através das capacidades de parametrização de sólidos, que permite a construção automática de geometrias com base em informação contida em imagens de tomografia axial computorizada (CT). A conversão da informação radiológica, número CT, contida em cada elemento de volume em composição química e densidade foi efectuada com recurso a parametrizações específicas para a unidade de aquisição de imagens CT disponível. A sua precisão foi estimada com base em imagens obtidas de um *fantoma* constituído por materiais de composição química e densidades conhecidas. Outros aspectos, como a interface com as distribuições de espaços de fases calculadas com EGS4 e técnicas de redução de variância pertinentes são abordados.

O **Capítulo 5** reporta à utilização do sistema desenvolvido para o cálculo de distribuições de dose em geometrias heterogéneas e num *fantomas* antropomórfico Alderson–Rando. As distribuições foram comparadas com as obtidas por dois sistemas convencionais: PLATO (Nucletron) e HELAX–TMS (MDS–Nordion). Estes incorporam duas versões distintas de algoritimos de convolução–superposição. Ambas as versões não efectuam a modelação explícita do transporte de electrões secundários. Nos *fantomas* heterogéneos de geometria simples simulou-se a interacção de um único feixe de fotões, avaliando-se a influência do transporte de electrões secundários para as distribuições de dose em regiões de perda de equilíbrio electrónico. As distribuições obtidas em três planeamentos com diferentes campos de radiação incidentes num *fantoma* antropomórfico Alderson–Rando, foram comparadas com medições efectuadas através de dosimetria termoluminescente. Para este conjunto de geometrias o nível de acordo obtido foi determinado e correlacionado com as diferentes metodologias de cálculo de dose.

Capítulo 1

Radioterapia Externa com Feixes de Fotões

A Radioterapia é actualmente uma das principais modalidades de tratamento de doenças oncológicas. No seguimento das descobertas dos raios-X por Röentgen e da radioactividade por Becquerel constatou-se que da interacção da radiação com tecidos biológicos (por ionização e excitação) resultam iões e radicais livres que participam em reações químicas capazes de interferir com funções vitais das células. Devido a alterações bioquímicas e organizacionais, as células neoplásicas apresentam uma maior radio–sensibilidade que os tecidos saudáveis, estando tal efeito diferencial na génese da aplicação terapêutica das radiações ionizantes [WG96].

A aplicação desta técnica no tratamento de tumores consiste na utilização de fontes de radiação ionizante, principalmente radiação–X, gama e electrões de elevada energia. A sua implementação clínica foi impulsionada por avanços tecnológicos em vários domínios, tais como: produção de feixes de radiação através de fontes radioactivas – cobalto (^{60}Co) e césio (^{137}Cs) – e aceleradores de partículas, conhecimento das bases radiobiológicas inerentes ao processo terapêutico, estabelecimento de protocolos clínicos e a disponibilização de computadores como ferramentas de planeamento e controlo. As duas modalidades principais de tratamento são a Radioterapia Externa (ou Teleterapia) e a Radioterapia Interna (ou Braquiterapia). Na Teleterapia é utilizada uma fonte de radiação externa localizada a uma distância de 80 a 120 cm do doente, enquanto que na Braquiterapia, a fonte se encontra em contacto directo com o tecido tumoral, sendo inserida em moldes e colocada, sempre que possível, no interior de cavidades anatómicas [WT00].

1.1 Tratamento com Feixes de Fotões

Em Teleterapia, a maioria dos tratamentos são efectuados com feixes intensos de fotões, produzidos em unidades de quilovoltagem, aceleradores lineares de electrões ou fontes radioactivas. Os feixes são produzidos com um espectro policromático quando obtidos através da interacção de electrões primários com um alvo, ou discreto se forem obtidos pelo decaimento radioactivo de isótopos. As energias nominais dos feixes policromáticos são de 50–300 kV quando produzidos por unidades de quilovoltagem, e de 4–25 MV se produzidos por aceleradores lineares – Figura 1.1. Feixes de fotões com espectro de energia discreto são obtidos com fontes de cobalto ^{60}Co, apresentando um espectro com energias de 1.17 e 1.33 MeV.

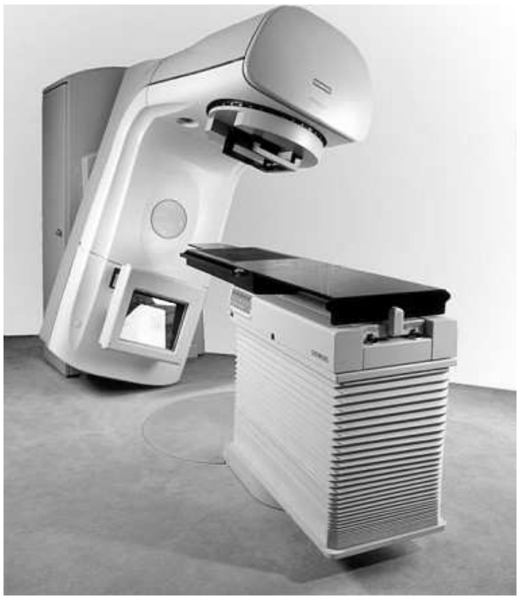


Figura 1.1: Acelerador linear de produção de feixes de fotões em Radioterapia Externa

Um feixe de fotões produzido numa unidade de quilovoltagem, acelerador linear ou fonte radioactiva é caracterizado por uma distribuição em energia, $f(E)$, e por fluências ponderadas em número de partículas, Φ, e em energia, Ψ. A fluência, Φ, corresponde ao número de partículas dN que atravessam uma área infinitesimal da [Tur95]:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \tag{1.1}$$

sendo a fluência de energia, Ψ, dada pela quantidade de energia $d\bar{E}$ que atravessa a área da:

$$\Psi = \frac{d\bar{E}}{da} \tag{1.2}$$

A energia média de feixes policromáticos, $\bar{E}$ é calculada a partir da fluência ou da distribuição espectral $f(E)$, caso em que é dada por:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{max}} Ef(E)dE}{\int_0^{E_{max}} f(E)dE} \tag{1.3}$$

A escolha da energia para a realização do tratamento é baseada nas diferentes características de deposição de dose, como por exemplo a capacidade de penetração nos tecidos, determinada pela interacção da radiação com a matéria [WG96]. Os feixes com energias superiores a 4 MV são preferencialmente escolhidos para tratamento de tumores profundos, por atingirem uma elevada penetração nos tecidos, recorrendo-se a feixes de energias inferiores a este valor apenas no tratamento de lesões superficiais. Em cada tratamento, o número e dimensões dos campos de radiação depende da localização do volume–alvo – região que engloba o tumor e tecidos envolventes – e da presença de orgãos vitais ou tecidos saudáveis [WT00]. As combinações mais frequentes incluem irradiações com dois ou mais campos proporcionando uma distribuição de dose elevada e homogéna no interior do volume–alvo e evitando doses excessivas em tecidos saudáveis. No tratamento de tumores superficiais localizados ao nível pele, região supraclavicular, nódulos mamários internos ou espinal medula recorre-se geralmente a um único campo de dimensões apropriadas. Estas são controladas por dispositivos de colimação mecânicos ou electrónicos existentes em cada uma das unidades de produção de feixes clínicos de fotões.

A fonte de radiação nos aceleradores lineares e unidades de cobalto encontra-se acoplada a um braço mecânico denominado *gantry*, com a capacidade de rotação de 360° em torno de um ponto – *isocentro* – permitindo seleccionar o melhor ângulo de incidência. O isocentro é definido pela intersecção do eixo de rotação da *gantry* com o eixo do feixe de radiação. Durante a sessão de irradiação a unidade pode estar fixa ou efectuar um movimento de rotação.

1.1.1 Interacção de Fotões com a Matéria

Na sua passagem pela matéria os fotões interagem de forma inelástica com os átomos essencialmente por três processos físicos distintos: efeito fotoeléctrico, efeito de Compton e produção de pares – Tabela 1.1.

Tabela 1.1: Principais processos de interacção inelástica de fotões com a matéria

	Processo
Fotoeléctrico	$\gamma\ N\ \rightarrow\ e^-\ N^*$
Compton	$\gamma\ e^-\ \rightarrow\ \gamma\ e^-$
Produção de pares	$\gamma\ N\ \rightarrow\ e^+\ e^-\ N$

O efeito fotoeléctrico é o processo dominante a baixas energias e envolve a absorção do fotão por uma electrão orbital, que é ejectado do átomo. A energia cinética do electrão emitido, T, é igual à energia do fotão incidente, k_0, a menos da energia de ligação do electrão à camada orbital, B. Acima da energia da primeira camada orbital (orbital K) a probabilidade de absorpção de um fotão com energia suficiente para ejectar um electrão com energias não–relativistas é dada aproximadamente pela secção eficaz:

$$\sigma \approx \sqrt{2}\ \frac{32\pi r_e^2\alpha^4}{3}\left(\frac{3m_ec^2}{k_0}\right)^m Z^n \tag{1.4}$$

em que $\alpha = \frac{1}{137}$, m_e e r_e são, respectivamente, a massa e o raio clássico do electrão, e Z o número atómico do material. O expoente n varia entre 4 ($k_0 < 100$ keV) e 4.6 ($k_0 > 500$ keV), e m entre 3 ($k_0 < 100$ keV) e 1 ($k_0 > 500$ keV) [Bie00]. O estado final inclui um átomo excitado (N^*), que ao regressar ao estado fundamental pode emitir fotões de fluorescência de raios–X ou electrões de Auger e Coster–Kronig. Para energias do fotão na ordem do MeV, a secção eficaz do efeito fotoeléctrico é suprimida por um factor de $Z^{3.6}10^{-8}$ o que torna o efeito de Compton o processo dominante na interacção de feixes de fotões clínicos com a matéria. No efeito de Compton o fotão é disperso, cedendo parte da sua energia a um electrão orbital, que para energias do fotão superiores a 1 MeV e materais de baixo número atómico, se pode assumir como livre. A secção eficaz diferencial em ângulo sólido do fotão disperso não–polarizado é dada pela relação de *Klein–Nishina* [Leo86]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{k}{k_0}\right)\left(\frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k} - \sin^2\theta\right) \qquad (cm^2 sr^{-1} electrão^{-1}) \tag{1.5}$$

em que k_0 e k são o momento inicial e final do fotão. A integração de (1.5) sobre $d\Omega$ permite determinar a secção eficaz total de *Klein–Nishina* ou probabilidade de ocorrência de uma dispersão de Compton:

$$\sigma = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+k}{k^2}\left[\frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{1}{k}\ln(1+2k)\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{2k}\ln(1+2k) - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \right\} \qquad (cm^2 electrão^{-1}) \tag{1.6}$$

A distribuição de energia cinética dos electrões secundários ou de recuo é obtida a partir da equação (1.5) usando a relação de conservação de energia $k_0 = k + T$:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2 m_e c^2}{k^2}\left[2 + \frac{T^2 m_e^2 c^4}{k^2 - T^2} + \frac{T^2}{k(k^2 - T^2)}\left(T - 2m_e c^2\right)\right] \quad (cm^2 eV^{-1} electrão^{-1}) \tag{1.7}$$

Esta secção eficaz diferencial anula-se para valores de energia superiores ao valor máximo do electrão de recuo $T_{max} = \left(\frac{2k^2}{m_e c^2 + 2k}\right)$. As secções eficazes (1.5), (1.6) e (1.7) são proporcionais ao número de eléctrões do meio e consequentemente ao número atómico Z. Abaixo das centenas de keV, a energia dos fotões é insuficiente para libertar os electrões das camadas mais internas, como por exemplo da camada K, pelo que a secção eficaz de dispersão de Compton é atenuada. Nesta situação não se pode considerar o electrão como livre pelo que a secção eficaz de *Klein–Nishina* é modificada por uma correcção multiplicativa ou *função de dispersão incoerente* $S(q, Z)$ [Hir00]. $S(q, Z)$ depende de Z e do momento transferido $q = \sqrt{k_0^2 + k^2 - 2kk_0\cos\theta}$. Adicionalmente a estas energias, o movimento dos electrões atómicos altera a energia do fotão incidente por efeito Doppler e por consequência o espectro de fotões e electrões dispersos, pelo que a secção eficaz necessita de ser corrigida por factores adicionais.

Acima de 1.022 MeV o fotão pode aniquilar-se no campo electromagnético do núcleo, sendo a energia disponível suficiente para criar um par electrão–positrão. A secção eficaz da criação de pares é proporcional a Z^2 e cresce com o logarítmo da energia do fotão incidente, tornando este processo dominante para energias superiores a 30 MeV, em carbono e 4 MeV em chumbo [Bie00]:

$$\sigma \propto Z^2(\ln(2k/m_e c^2)) \tag{1.8}$$

O fotão pode também interagir com o campo electromagnético de um dos electrões atómicos, ejectando-o e dando origem à produção de um par electrão–positrão. Este conjunto denomina-se *tripleto* e a sua probabilidade de ocorrência é suprimida em relação à produção de pares no campo nuclear por um factor $1/Z$. Esta interacção é contabilizada substituíndo Z^2 por $Z(Z+1)$ em (1.8).

Para energias superiores a 10 MeV, os fotões interagem com núcleos por reacções inelásticas fotonucleares (γ, n) e (γ, p), sendo ejectados um ou mais nucleões, como por exemplo neutrões e/ou protões [Kno89]. Os fotões interagem ainda por processos de dispersão elástica ou de Rayleigh com átomos, nos quais estes não ficam nem excitados nem ionizados, sofrendo o fotão apenas uma alteração à sua direcção de propagação. A probabilidade de dispersão de Rayleigh é favorecida para fotões de baixas energias e em materiais de elevado Z. Todos os electrões do átomo participam neste processo, por isso também denominado de dispersão *coerente*, sendo a sua influência descrita por *factores de forma atómicos* $F(q, Z)$. A secção eficaz diferencial em ângulo sólido para dispersão de Rayleigh de fotões não–polarizados é:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2\theta)[F(q, Z)]^2 \qquad (cm^2 sr^{-1} \acute{a}tomo^{-1}) \tag{1.9}$$

em que q é o momento transferido $q = 2k\sin(\theta/2)$. Quando o momento q tende para zero, quer porque $k \to 0$ ou $\theta \to 0$, $F(q, Z)$ tende para Z. Para um ângulo θ fixo, $F(q, Z)$ varia com $Z^{3/2}$. Os factores $F(q, Z)$ são derivados, por exemplo, a partir dos modelos atómicos de Thomas–Fermi e de Hartree–Fock. O modelo de Thomas–Fermi, adequado para átomos de intermédio e elevado Z, apresenta um potencial atómico $V(\vec{r})$ que varia pouco ao longo de um comprimento de onda de um electrão, podendo-se considerar que a maior parte dos electrões orbitais se encontra no interior de um volume de reduzidas dimensões no qual o potencial é constante. Nestas condições os electrões atómicos são descritos pela estatística de Fermi–Dirac [Sch68]. O modelo de Hartree–Fock, para átomos de baixo número atómico Z, assume que cada electrão atómico move-se num potencial central, determinado por aproximações numéricas à soma do potencial do núcleo com o potencial de cada um dos Z electrões atómicos. Perto das energias correspondentes às energias de ligação das camadas orbitais os valores de $F(q,Z)$ não podem ser correctamente obtidos por estas abordagens, sendo substituídos por cálculos segundo o formalismo relativista de segunda ordem da matriz de dispersão S [CPS91], com a probabilidade de dispersão entre o estado inicial e final proporcional a $[F(q,Z)]^2$ [Hub99].

Na figura 1.2 encontram-se as secções eficazes experimentais dos diferentes processos no carbono ($Z = 6, A = 12$) para energias do fotão incidente entre 1 keV e 10 GeV. Os resultados experimentais foram extraídos das bibliotecas de secções eficazes XCOM [BHS99] e IAEA – *Photonuclear Data Library* [COB$^+$00] em unidades de *barn* (1 *barn* $= 10^{-24}$ cm^2).

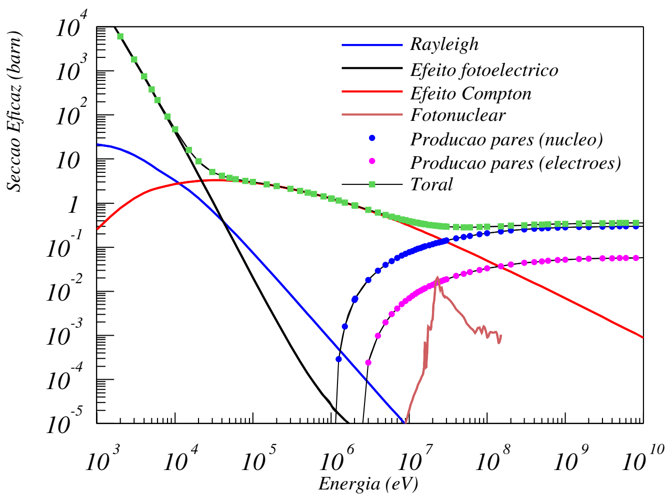


Figura 1.2: Secções eficazes em carbono ($Z = 6, A = 12$) para os processos fotoeléctrico, Compton, Rayleigh, fotonuclear, produção de pares no campo de Coulomb do núcleo e dos electrões

Para este material, existem três regiões dominadas pelos processos fotoeléctrico abaixo de 20 keV, Compton entre 20 keV e 30 MeV e produção de pares acima de 30 MeV. A dispersão de Rayleigh, reacções fotonucleares e produção de pares no campo dos electrões atómicos são apenas importantes nas regiões de energia inferior a 10 keV, em torno de 20–40 MeV e superior a 100 MeV, respectivamente.

Vários dos estados finais destes processos de dispersão inelástica, incluem electrões e/ou positrões que ao interagirem com o meio transferem a sua energia para electrões atómicos, por processos de dispersão de Møller (colisão electrão–electrão), Bhabha (colisão positrão–electrão) e excitação atómica, emissão de radiação de *bremsstrahlung* e aniquilação de positrões – Tabela 1.2. Além destes processos, os electrões e positrões interagem por dispersão elástica de Coulomb com núcleos ($e^{\pm}N \rightarrow e^{\pm}N$) e electrões orbitais ($e^{\pm}e^{-} \rightarrow e^{\pm}e^{-}$).

Tabela 1.2: Principais processos de interacção inelástica de electrões e positrões com a matéria

	Processo
Dispersão Møller	$e^{-}\ e^{-} \rightarrow e^{-}\ e^{-}$
Dispersão Bhabha	$e^{+}\ e^{-} \rightarrow e^{+}\ e^{-}$
Excitação Atómica	$e^{\pm}\ N \rightarrow e^{\pm}\ N^{*}$
Bremsstrahlung	$e^{\pm}\ N \rightarrow e^{\pm}\ N\ \gamma$
Aniquilação	$e^{+}\ e^{-} \rightarrow \gamma\ \gamma$

A importância relativa de cada um destes processos para a interacção, nomeadamente de electrões com a matéria, foi avaliada para um alvo de carbono – Figura 1.3. As secções eficazes experimentais, entre 10 eV e 10 GeV[1], foram extraídas da biblioteca de secções eficazes EEDL97 – *Evaluated Electron Data Library* [CPS91]. Entre 10 eV e 5 MeV o processo mais provável é a dispersão elástica

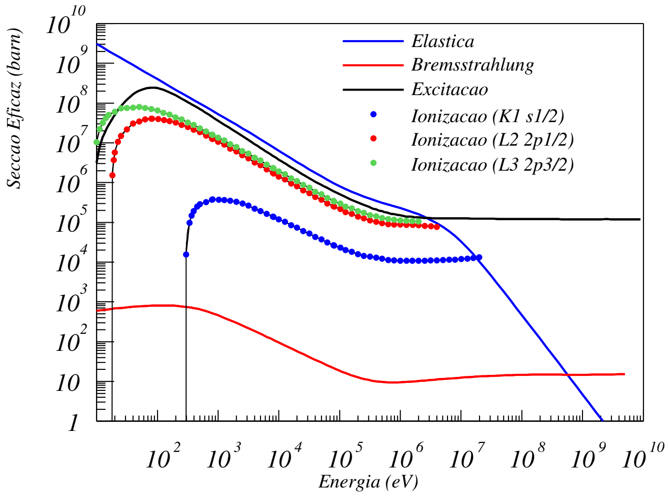


Figura 1.3: Secções eficazes em carbono ($Z = 6$) para a emissão de *bremsstrahlung*, dispersão de Møller por camada orbital, excitação e dispersão elástica

[1]Na biblioteca EEDL97 as secções eficazes de ionização em carbono, encontram-se tabeladas até 5 MeV (orbitais L3 e L2) e 20 MeV (orbital K1)

que não contribui para a perda de energia do electrão. Dos processos inelásticos, o processo de excitação atómica possui a maior secção eficaz, seguindo-se os processos de ionização ou dispersão de Møller. A secção eficaz de ionização é maior para as camadas mais externas devido à menor energia de ligação dos electrões orbitais. No carbono entre 10 eV e 10 GeV, a secção eficaz de *bremsstrahlung* é substancialmente inferior às restantes, embora neste processo de dispersão radiativa o electrão possa perder toda a sua energia, ao contrário dos processos de ionização, onde a transferência média de energia é da ordem de 100 eV e a máxima está limitada a metade da energia cinética do electrão incidente. Tal contribui para que a energias superiores a 84 MeV em carbono, e 7 MeV em chumbo, as perdas de energia por processos radiativos se tornem superiores às perdas por colisões inelásticas [Leo86].

A energia depositada no meio por qualquer tipo de radiação ionizante, é quantificada através da grandeza *dose absorvida* definida como o quociente da energia depositada $d\epsilon$ num elemento infinitesimal de massa dm, contida num volume dV com meio material de densidade ρ [Rog95]. A unidade SI desta grandeza é o *Gray*, que corresponde a um Joule de energia depositada, num volume com massa de um quilograma. Em Radioterapia e Radiobiologia a dose absorvida é considerada como o melhor indicador físico mensurável da interacção da radiação com tecidos biológicos em geral, correlacionando-se com a indução de conjuntos de respostas bioquímicas ao nível celular [Rog95]. Em regiões de equilíbrio electrónico, em que o número de electrões secundários que entra e deposita a totalidade da sua energia em cada elemento de volume dV é igual ao número de electrões secundários criados e que escapam desse mesmo volume, a dose é obtida pela integração do produto da fluência de electrões secundários, Φ_E, pela perda restrita de energia destes em processos inelásticos de excitação e ionização $\left(\frac{dE}{dx}\right)^{col}_{\Delta}$:

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} = \frac{1}{\rho}\frac{d\epsilon}{dV} = \frac{1}{\rho}\int_0^E \Phi_E \left(\frac{dE}{dx}\right)^{col}_{\Delta} dE \tag{1.10}$$

em que a perda restrita de energia quantifica a energia perdida para partículas secundárias que depositam a totalidade da sua energia no volume de contabilização.

1.1.2 Características Dosimétricas

A caracterização dosimétrica básica da interacção de um feixe de fotões com um meio absorvedor é efectuada em Radioterapia, através da obtenção de informação experimental de distribuições de dose absoluta ou relativa ao longo do eixo de incidência do campo de radiação – *curvas de dose em profundidade* – e segundo os eixos transversais a diferentes profundidades – *perfis transversais*. A dose relativa percentual é definida como:

$$D_{rel} = \frac{D}{D_{norm}} \cdot 100\% \tag{1.11}$$

em que D_{norm} é o valor da dose de normalização, medida a uma profundidade de referência segundo o eixo de incidência. Esta é geralmente a profundidade à qual a dose é máxima, d_{max}. Para energias inferiores a 400 kV, a dose máxima ocorre junto à superfície, enquanto que para energias na gama de 4–25 MV, a profundidade d_{max} é atingida a alguns milímetros em profundidade. À medida que a

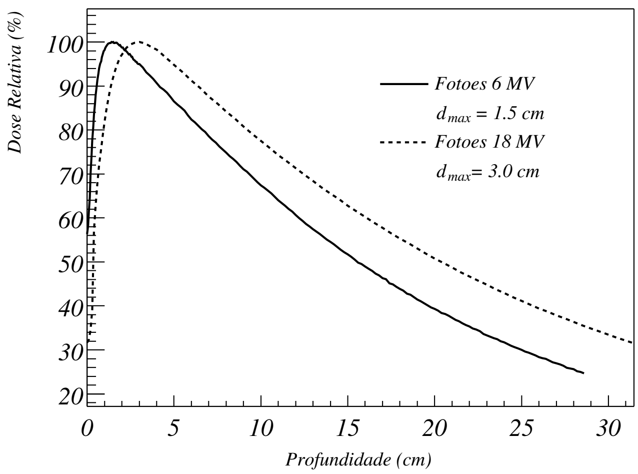


Figura 1.4: Curvas experimentais de deposição de dose em água, normalizadas ao respectivo valor máximo, para feixes de energias nominais 6 e 18 MV

energia aumenta, este comportamento torna-se mais vísivel, como se pode observar por comparação das curvas de dose em função da profundidade ao longo do eixo central de incidência às energias nominais de 6 e 18 MV num tanque cúbico ou *fantoma* de água com 50×50×50 cm^3 posicionado a uma determinada distância da fonte de radiação – Figura 1.4. A região compreendida entre a superfície e d_{max}, denomina-se *build–up*. Este efeito inicia-se com a interacção do feixe de fotões por efeito de Compton nas camadas superficiais do *fantoma*, sendo produzidos electrões secundários com elevadas energias, que se afastam do local de produção. Devido à assimetria da secção eficaz angular de *Klein–Nishina*, para fotões de energias superiores a 1 MeV, a maior parte dos electrões secundários será ejectada segundo o sentido do fotão incidente. Como consequência, a dose proporcional à fluência de electrões secundários, aumentará com a profundidade até atingir um valor máximo em d_{max}. Esta é determinada pelo percurso médio dos electrões secundários produzidos nas regiões superficiais [Kha84]. A energia média dos electrões secundários é função da energia de feixe, pelo que para feixes mais energéticos a profundidade à qual ocorre o máximo de dose, aumenta. A existência da região de *build–up* permite a irradiação de tumores localizados a elevadas profundidades sem que no entanto ocorra uma elevada deposição de dose nos tecidos subcutâneos. A partir de d_{max} a fluência de energia de electrões secundários, Φ_E, diminui devido aos processos de atenuação do feixe de fotões no meio, levando ao decréscimo da dose absorvida, sendo a variação da dose em função da profundidade, $D(z)$ dada em primeira ordem por um decaimento exponencial:

$$D(z) \propto e^{-\mu z} \tag{1.12}$$

em que μ é o coeficiente de atenuação linear em unidades de cm^{-1}. Em feixes monoenergéticos com energia E, μ é dado pela soma dos coeficientes de atenuação por efeito fotoelétrico, produção de pares, dispersão de Compton e Rayleigh. Este coeficiente é derivado a partir da probabilidade de ocorrência, ou secção eficaz total de interacção, σ_{tot}:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{phot} + \sigma_{Compton} + \sigma_{pares} + \sigma_{Rayleigh} + \sigma_{fotonuclear} \tag{1.13}$$

Para um material de densidade ρ e número atómico A o coeficiente de atenuação é dado por:

$$\mu(E) = \rho \frac{N_A}{A} \sigma_{tot}(E) \tag{1.14}$$

em que N_A é a constante de Avogadro. Em feixes policromáticos, diferentes regiões do espectro de energia correspondem a diferentes valores de atenuação linear, pelo que μ, é substituído pelo coeficiente de atenuação efectivo, $\bar{\mu}$. Com o aumento da energia o valor médio do coeficiente de atenuação diminui, obtendo-se feixes com maior capacidade de penetração no meio. Tal pode ser constatado nas curvas de dose em profundidade apresentadas na figura 1.4, em que a 10 cm de profundidade a dose é de 66.7% e 77.5% para feixes de energia nominal de 6 e 18 MV respectivamente, e de 39.3% e 50.8% a 20 cm de profundidade.

Na figura 1.5 são mostradas distribuições de dose segundo perfis transversais, obtidos a diferentes profundidades, centrados no eixo de incidência do campo de radiação. Na região central a dose é aproximadamente constante, decrescendo a partir de uma determinada distância do eixo central. Alguns perfis, obtidos perto da superfície, são caracterizados por um aumento localizado na periferia das dimensões geométricas do campo. À medida que aumenta a distância ao eixo central, a dose decai rapidamente, formando a região de *penumbra*. A penumbra é definida, após a normalização de cada perfil, como a diferença entre as distâncias ao eixo central às quais correspondem 90–10%, ou 80–20% de dose relativa. Fora dos limites geométricos do campo e da região de penumbra, a dose apresenta um valor residual quase constante, devendo-se à radiação dispersa com origem no material e no sistema de colimação do feixe. A medição experimental das curvas de dose em profundidade e perfis transversais para todas as combinações de energia/dimensão de campo é efectuada com câmaras de ionização num *fantoma* de água [Kha84]. Esta informação, juntamente com parâmetros relativos ao acelerador linear é posteriormente transferida para sistemas de planeamento de tratamento.

1.2 Planeamento de Tratamento

O planeamento de tratamento de Radioterapia é o processo pelo qual se escolhe uma determinada abordagem terapêutica com base no diagnóstico efectuado, compreendendo a descrição das distribuições de dose no doente e instruções de tratamento. O planeamento engloba a localização do tumor, definição do volume–alvo, identificação de estruturas no interior ou na vizinhança deste que possam alterar as distribuições de dose prescritas, determinação da melhor configuração de irradiação – número de feixes, dimensões, energia e ângulo de incidência – e cálculo de dose.

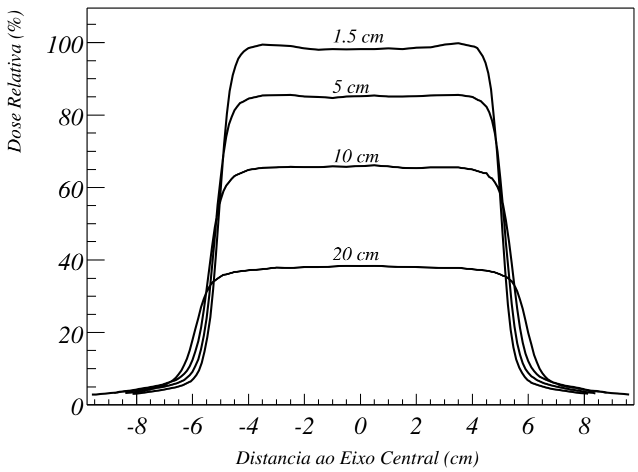


Figura 1.5: Perfis transversais de dose de um feixe de fotões de energia nominal 6 MV de dimensões 10×10 cm^2 em água, medidos às profundidades de 1.5 cm (d_{max}), 5 cm, 10 cm e 20 cm

O cálculo de distribuições de dose, é efectuado por sistemas informáticos, que recorrem a informação dosimétrica relativa aos feixes de radiação e informação anatómica e funcional, contida em imagens de tomografia axial computorizada (CT), ressonância magnética nuclear (IRM), angiografia, tomografia de emissão de positrões (PET) e/ou tomografia computorizada de emissão de fotões (SPECT). Com a informação disponibilizada por estes meios de diagnóstico são identificadas as estruturas de interesse e o contorno exterior do doente. Devido à necessidade de uma elevada eficiência no cálculo de dose que permita o desenvolvimento interactivo e avaliação das estratégias de tratamento, os algoritmos implementados nos sistemas de planeamento são baseados em modelos físicos simplificados, capazes de determinar soluções de problemas de transporte de radiação em geometrias realistas. O desenvolvimento de algoritmos sucessivamente mais sofisticados têm sido motivado pela evolução favorável da razão, *capacidade de cálculo/custo económico* associados a estes sistemas.

O controlo e qualidade destes sistemas, antes e durante a sua utilização clínica, é efectuado em parte com testes de aceitação e validação [DFM+99]. Estes consistem no cálculo de dose em configurações de irradiação bem definidas, e comparação dos resultados com medições experimentais, permitindo avaliar a precisão dos algoritmos [VW01]. Os testes de aceitação e validação foram concebidos e realizados por vários grupos de investigação tendo-se verificado desvios entre a dose calculada por alguns sistemas de planeamento e a dose medida entre 5% a 40%. Os desvios encontrados foram atribuídos a diferentes causas como a incorrecta execução de procedimentos experimentais de dosimetria básica; erros no processo de transferência de informação dosimétrica para os sistemas de planeamento [KLR+01]; incorrecta contabilização da interacção do feixe de radiação com materiais de densidades e composições químicas distintas da água – ar [AHSS+00], pulmões [KANW95], tecido ósseo e próteses metálicas [Rob01] – por parte dos algoritmos de cálculo de dose. A influência do incorrecto cálculo de dose na taxa de sucesso do controlo tumoral e no aparecimento de lesões secundárias é quantificada através da probabilidade de resposta de tecido tumoral (TCP) e tecido saudável (NTCP) à radiação. O controlo tumoral é estimado pela probabilidade de ao fim das sessões de tratamento prescritas, não existirem células neoplásicas sobreviventes no interior do volume–alvo [BN00]:

$$TCP = exp(-N \cdot SF(D_0)) \tag{1.15}$$

em que N é uma estimativa do número de células tumorais no início do tratamento, D_0 a dose total do conjunto de irradiações considerada nesta formulação uniforme em todo o volume–alvo e SF a fracção de células tumorais sobreviventes:

$$SF(D_0) = exp\left(-\alpha D_0 - \beta \frac{D_0^2}{nf}\right) \tag{1.16}$$

em que α e β são parâmetros referentes à radio–sensibilidade do tumor e nf o número de sessões necessárias para a administração da dose D_0. A probabilidade de resposta de tecido saudável (NTCP) é formulada de modo semelhante, apresentando diferentes valores para os parâmetros α, β, descrevendo a maior radio–resistência destes tecidos. Na figura 1.6, são mostradas curvas exemplificativas de dose–resposta para tumores radio–sensíveis e tecidos saudáveis. O declive da curva de TCP indica a dose necessária para produzir uma alteração da taxa de controlo de 50% para 75%, enquanto que na curva NTCP o declive reporta a dose que induz o aumento da taxa de indução de efeitos secundários em tecidos saudáveis de 25% para 50%. Para uma sobredosagem de apenas 5% o valor de NTCP aumenta de 0.3 para 0.6, enquanto TCP sobe de 0.8 para 0.9. Neste cenário a probabilidade de ocorrência de lesões em tecido saudável duplica, obtendo-se um aumento marginal de probabilidade de controlo tumoral. Pelo contrário, com uma subdosagem de 5%, TCP diminui de 0.8 para 0.6, obtendo-se uma redução de NTCP de 0.2 para 0.1.

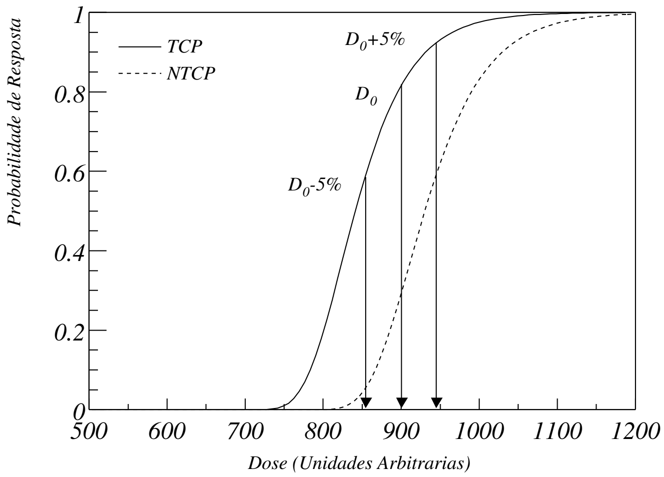


Figura 1.6: Curvas de dose–resposta exemplificativas para tecidos tumorais radio–sensíveis (TCP) e tecidos saudáveis (NTCP) em função da dose absorvida

Elevadas sensibilidades da curva de dose–resposta a desvios na dose administrada foram encontradas em neoplasias da laringe e bexiga, onde um desvio de 5–6% é capaz de diminuir a taxa de controlo tumoral de 75% para 50% – Tabela 1.3. Em alguns tecidos, a taxa de lesões secundárias apresenta ainda uma maior sensibilidade – Tabela 1.4 – nomeadamente na laringe, pulmão e pele, conduzindo ao estabelecimento de valores máximos admissíveis para os desvios relativos entre dose calculada e medida de ±5% [ICR76]. Estes desvios são relativos ao processo de planeamento e execução de tratamento, incluindo as contribuições de outras fontes de erro que afectam a estabilidade de feixe, posicionamento do doente, e correcta informação anatómica e dosimétrica. Em face dos valores dos desvios introduzidos à execução do planeamento – Tabela 1.5 – estima-se que o erro relativo no cálculo de dose não necessite de ser inferior a 2%, sendo tomadas medidas correctivas para desvios superiores a 4–5%. Adicionalmente, foram estabelecidos desvios máximos admíssiveis no cálculo de dose em função das geometrias irradiadas: eixo central de incidência do feixe de radiação, região (I) de elevada dose e baixo gradiente, região de elevado gradiente (II) e região de baixa dose e baixo gradiente (III) – Tabela 1.6. Nas regiões de elevado gradiente as diferenças são quantificadas em

Tabela 1.3: Declives percentuais de curvas de dose–resposta de controlo tumoral [WG96]

Localização do tumor	Estádio [a]	Declive (%)
Laringe/supraglótico	T2/T3	5
	T1	11
Laringe	T3	6
Bexiga	T4B	13
Nasofaringe	T1/T2	18
Linfoma		21

[a] Índice de classificação tumoral

Tabela 1.4: Declives percentuais de curvas de dose–resposta para a indução de lesões secundárias [WG96]

Lesões secundárias	Declive (%)
Complicações crónicas da laringe	2
Complicações de pele (a longo termo)	4
Pneumonia radiógena	6
Complicações de pele	7

distâncias entre a dose medida num determinado ponto e o ponto mais próximo que contêm o mesmo valor de dose calculada.

O processo de validação e controlo de qualidade de um sistema de planeamento, passou recentemente a poder ser efectuado através da intercomparação com resultados obtidos por algoritmos de transporte de radiação baseados no método de Monte Carlo [MMK+99]. Este é um método microscópico estocástico que possibilita a resolução da equação de transporte da radiação, sem perda de generalidade, através da modelação dos processos físicos que estão subjacentes ao processo de deposição de energia. Além de ser usado na verificação de sistemas de planeamento, o método de Monte Carlo permite a obtenção de informação dosimétrica específica necessária ao desenvolvimento e avaliação dos pressupostos físicos subjacentes aos algoritmos de cálculo de dose e optimização dos actuais protocolos clínicos e experimentais [And91].

Tabela 1.5: Influência do cálculo de dose para os desvios relativos entre dose calculada e medida de dose [AA99]

Fontes de Erro	Erro Relativo (%) $100\times\Delta D_0(1\sigma)/D_0$
Determinação da dose absoluta no ponto de calibração [a]	2.0
Determinação da dose absoluta noutros pontos	1.1
Estabilidade da monitorização do feixe	1.0
Homogenidade do feixe	1.5
Informação anatómica (CT, RMN)	1.5
Posicionamento do doente e de feixe	2.5
Incerteza associada	**4.1**
Incerteza no cálculo de dose	1.0 2.0 3.0 **4.0 5.0**
Incerteza final	4.2 4.6 5.1 **5.7 6.5**

[a] Valor de referência para feixes produzidos por aceleradores linear. Para feixes de ^{60}Co, a incerteza é estimada em 1.6%

Tabela 1.6: Incertezas máximas no cálculo de dose para tratamentos com feixes de fotões [AA99]

Geometria	Curva de Dose (eixo central)	Região I	Região II	Região III
Fantoma homogéneo (campo simples)	2%	3%	4 mm	3%
Fantoma heterogéneo (campo simples)	3%	3%	4 mm	3%
Fantoma antropomórfico (campos complexos)		4%	4 mm	3%

Referências

[AA99] A Ahnesjö and M M Aspradakis. Dose calculations for external photon beams in radiotherapy. *Phys. Med. Biol.*, 44:R99–R155, 1999.

[AHSS+00] M R Arnfield, C Hartmann-Siantar, J Siebers, P Garmon, L Cox, and R Mohan. The impact of electron transport on the accuracy of computed dose. *Med. Phys.*, 27(6):1266–74, 2000.

[And91] P Andreo. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Phys. Med. Biol.*, 36(7):861–920, 1991.

[BHS99] M J Berger, J H Hubbell, and S M Seltzer. XCOM: Photon Cross Sections Database – NIST Standard Reference Database 8 (XGAM). Technical report, NIST – National Institute of Standards and Technology, 1999.

[Bie00] A F Bielajew. *Fundamentals of the Monte Carlo Method for Neutral and Charged Particle Transport*, chapter 12, Photon Monte Carlo simulation, pages 161–178. The University of Michigan, 2000.

[BN00] F M Buffa and A E Nahum. Monte Carlo dose calculations and radiobiological modelling: analysis of the effect of the statistical noise of the dose distributions on the probability of tumour control. *Phys. Med. Biol.*, 45:3009–23, 2000.

[COB+00] M B Chadwick, P Oblozinsky, A I Blokhin, T Fukhaori, Y Han, Y-O Lee, M N Martins, S F Mughabghab, V V Varlamov, B Yu, and J Zhang. Handbook on photonuclear data for applications: Cross sections and spectra. Technical Report IAEA–TECDOC-1178, IAEA – Internation Atomic Energy Agency, 2000.

[CPS91] D E Cullen, S T Perkins, and S M Seltzer. Tables and Graphs of Electron Interaction Cross Section 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL), Z=1–100. Technical Report UCRL–50400, Vol 31, Lawrence Livermore National Laboratory, 1991.

[DFM+99] F Declich, K Fumasoni, P Mangili, G M Cattaneo, and M Iori. Dosimetric evaluation of a commercial 3–D treatment planning system using Report 55 by AAPM Task Group 23. *Rad. and Onc.*, 52:69–77, 1999.

[Hir00] H Hirayama. Lecture note on photon interactions and cross sections. Technical Report Internal 2000–10, KEK, Japan, November 2000.

[Hub99] J H Hubbell. Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context. *Phys. Med. Biol.*, pages R1–R22, 1999.

[ICR76] ICRU, International Comimission On Radiation Units and Measurements. *Determination of Absorved Dose in a Phantom Irradiated by Beams of X and Gamma Rays in Radiotherapy Procedures.* ICRU, 1976. Report 24.

[KANW95] T Knöös, A Ahnesjö, P Nilsson, and L Weber. Limitations of a pencil beam approach to photon dose calculations in lung tissue. *Phys. Med. Biol.*, 40:1411–20, 1995.

[Kha84] F M Khan. *The Physics of Radiation Therapy*, chapter 8, Measurements and calculation of absorved dose, pages 148–52. Williams & Wilkins, 1984.

[KLR+01] R H Kermode, B G Little, N D Richmond, G P Lawrence, and G D Lambert. Validation of treatment planning system data: variation in the modelling of three 6 MV beams for extreme rectanular data. *Rad. and Onc.*, 60:329–32, 2001.

[Kno89] G F Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, chapter 2, Radiation interactions, pages 30–64. John Wiley & Sons, second edition, 1989.

[Leo86] W R Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, chapter 2, pages 34–50. Springer–Verlag, 1986.

[MMK+99] C-M Ma, E Mok, A Kapur, T Pawlicki, D Findley, S Brain, K Forster, and A L Boyer. Clinical implementation of a Monte Carlo treatment planning system. *Med. Phys.*, 26(10):2133–43, 1999.

[Rob01] R Roberts. How accurate is a CT–based dose calculation on a pencil beam TPS for a patient, with a metallic prosthesis. *Phys. Med. Biol.*, 46:N227–34, 2001.

[Rog95] D W O Rogers. Ionizing Radiation Dosimetry and Medical Physics. *Physics in Canada*, 51:187–81, 1995.

[Sch68] L I Schiff. *Quantum Mechanics*, chapter 12, Atoms, molecules, and atomic nuclei, pages 424–65. McGraw–Hill Book Company, 1968.

[Tur95] J E Turner. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, chapter 8, Interaction of photons with matter, pages 170–207. John Wiley & Sons, Inc, 1995.

[VW01] J Venselaar and H Welleweerd. Aplication of a test package in an intercomparison of the photon dose calculation performance of treatment planning systems used in a clinical setting. *Rad. and Onc.*, 60:203–13, 2001.

[WG96] A Wambersie and R A Gahbauer. Medical applications of electron linear accelerators. In S Turner, editor, *Proceedings of CAS – The CERN Accelerator School: Cyclotrons, linacs and their applications, La Hulpe, Belgium, 28 April – 5 May, 1994*, volume CERN 96–02. CERN, 1996.

[WT00] J R Williams and D I Thwaites, editors. *Radiotherapy Physics*, chapter 1, Introduction to radiotherapy physics, pages 1–5. Oxford University Press, second edition, 2000.

Capítulo 2

Metodologias de Cálculo de Dose

Com o início da aplicação de feixes de radiação ionizantes para o tratamento de doenças oncológicas tornou-se necessário determinar a distribuição de energia depositada na geometria irradiada, de modo a maximizar a probabilidade de sucesso de tratamento e minimizar a ocorrência de efeitos secundários em tecidos saudáveis. A determinação experimental das distribuições de dose no interior de um doente não é possível sem recorrer a técnicas invasivas, o que motivou o desenvolvimento de abordagens numéricas para a sua previsão antes do início do tratamento.

Neste capítulo é efectuada uma síntese dos métodos disponíveis para o cálculo de dose em Radioterapia Externa com feixes de fotões, incluindo as abordagens convencionais e as implementadas com recurso a técnicas de Monte Carlo (MC), assim como a descrição de dois códigos de transporte de radiação por MC. Estes foram utilizados na simulação de produção de feixes de fotões de um acelerador linear clínico e no desenvolvimento de um sistema de verificação de cálculo de dose: EGS4 e GEANT4.

2.1 Algoritmos Convencionais

Os algoritmos de cálculo convencionais implementados nos sistemas de planeamento de tratamento foram desenvolvidos tendo como princípio que o corpo humano é constituído por tecidos equivalentes à água [JNR+89a]. O recurso à água como material de aquisição de informação dosimétrica básica justifica-se pela sua fácil aquisição e pelo facto dos tecidos do corpo humano serem constítuidos por 50–80% de água. Numa fase inicial, são determinados os parâmetros do modelo segundo a informação dosimétrica básica. Esta é adquirida em geometrias cúbicas ou *fantomas* de água, sendo extrapolada para condições realistas que incluam a presença da curvatura da superfície do doente, obliquidade do feixe e heterogeneidades como pulmão, osso e cavidades de ar. Nestes modelos, a dose absorvida é igual ao produto da dose medida num *fantoma* de água, D_{H_2O}, por factores de contabilização da presença de heterogeneidades, C_{het}, e da alteração da fluência do feixe de fotões devido a dispositivos de colimação e modelação adicionais, C_{mod}:

$$D = C_{het} \cdot C_{mod} \cdot D_{H_2O} \tag{2.1}$$

Este método é encontrado na maioria dos sistemas de planeamento desenvolvidos nos últimos 30 anos, com um maior ou menor grau de sofisticação. A extrapolação da informação dosimétrica obtida em água para outros materiais com composição química e densidades distintas, é efectuada pelos factores C_{het}. A sua aplicabilidade é assegurada desde que a secção eficaz de interacção dos fotões por unidade de massa (σ/ρ) seja independente da variação de densidade dos materiais constituintes da geometria, e que a composição química dos tecidos biológicos seja semelhante ou idêntica à da água [AA99].

A maior parte dos algoritmos considera que a dose depositada num ponto por um feixe de fotões é separável em duas componentes: dose primária e dose dispersa. A componente primária descreve a dose depositada por partículas carregadas produzidas na primeira interacção dos fotões com o meio absorvedor, enquanto que a componente dispersa inclui a dose depositada por partículas secundárias carregadas produzidas por fotões que interagiram previamente no meio, por efeito de Compton. A quantidade de dose dispersa segundo o eixo de incidência do feixe é função das dimensões do campo de radiação. À medida que as dimensões do campo diminuem, a contribuição de dose dispersa para a dose total, medida num elemento de contabilização de reduzidas dimensões, tende para zero obtendo-se por extrapolação a dose primária. Ao longo do eixo de incidência do feixe de fotões, a componente dispersa é obtida subtraindo a dose primária para um campo de radiação com dimensões muito reduzidas pela dose total para um campo de referência. Neste formalismo, e através de curvas de dose em profundidade, são definidas as

Tabela 2.1: Algoritmos convencionais para cálculo de dose com feixes de fotões

Tipo	Algoritmo	Efeitos Contabilizados
1D	EPL	Profundidade efectiva
2D	RTAR	Distância heterogeneidade/profundidade
2D/3D	ETAR	+ Posição e forma da heterogeneidade
	Convolução–Superposição	
2D/3D	*Pencil kernels* (PB)	Fluência do feixe de fotões
3D	*Point kernels*	+ Transporte de electrões secundários

quantidades TAR – *Tissue Air Ratio* – e SAR – *Scatter Air Ratio*. Acualmente, TAR é definido como a razão da dose absorvida à profundidade d_{ref} num *fantoma* homogéneo de água colocado a uma distância l da fonte de radiação, pela dose absorvida em d_{max} num *fantoma* colocado a uma distância l', de modo que se verifique $l' + d_{max} = l + d_{ref}$. Esta grandeza quantifica a modificação da dose devido à atenuação e dispersão do feixe em função da profundidade d_{ref} no *fantoma*, sendo apenas necessário que a distância à fonte de radiação, dada por $l + d_{ref}$ seja mantida constante. Como a dose dispersa num *fantoma* à profundidade d é igual à dose total a menos da dose primária, SAR é definido como a diferença entre os valores de TAR para um campo de radiação de dimensões r_d e para um campo de dimensões reduzidas [Kha84]. A influência de heterogeneidades é contabilizada através das alterações aos valores de TAR e SAR, permitindo a determinação de factores C_{het}.

Na tabela 2.1 encontram-se alguns dos algoritmos de cálculo de dose com feixes de fotões implementados nos sistemas de planeamento. As actuais unidades de cálculo podem incorporar um ou mais algoritmos, dado que estes são frequentemente complementares, executando diferentes funções como, por exemplo, a descrição de alterações de fluência do feixe de fotões devido a dispositivos de colimação adicionais e a presença de heterogeneidades.

2.1.1 Métodos de Convolução–Sobreposição

Nos primeiros algoritmos os valores de dose em água, D_{H_2O}, eram obtidos a partir de medições experimentais em *fantomas* de água, para campos de radiação rectangulares ou quadrados às várias energias de feixe disponíveis em cada acelerador linear. A previsão das distribuições de dose produzidas por campos de radiação irregulares produzidos por sistemas de colimação adicionais, essenciais para o desenvolvimento e aplicação da Radioterapia de Intensidade Modulada (IMRT), era efectuada modificando a informação dosimétrica com algoritmos de correcção de baixa ou média precisão [BSR93]. Tal conduziu ao desenvolvimento de novas abordagens semi–analíticas, capazes de calcular distribuições de dose em água segundo princípios físicos. Estas recorrem a grandezas como a fluência em energia dos feixes de fotões no ar e distribuições tridimensionais elementares de deposição de energia por partículas secundárias carregadas – *kernels* – em meios absorvedores [SW96]. Nestes algoritmos designados de convolução ou sobreposição a dose em água é calculada pela convolução de um conjunto de *kernels* com a fluência do feixe. Os tipos de *kernels* mais utilizados são pontuais (*point kernel*) e monodirecionais (*pencil beam kernel* ou PB). Os *point kernel* descrevem a deposição de energia num meio infinito em torno do ponto de interacção do fotão, enquanto que os *pencil beam kernels* fornecem a distribuição da deposição de energia num meio semi–infinito produzida por um feixe de fotões monodirecional. Os *kernels* são derivados a partir de informação experimental ou determinados por simulação Monte Carlo – Secção 2.2.

Os métodos de convolução com base em *point kernels* são considerados como algoritmos 3D ou NLED – *Non-Local Energy Deposition*. Numa primeira fase, procede-se ao transporte da fluência de energia do feixe pela geometria ao longo das trajectórias dos fotões primários. O transporte é realizado sobre uma matriz tridimensional, construída com informação anatómica do doente, extraída de imagens de tomografia computorizada (CT). Em cada elemento dessa matriz é contabilizada a energia média perdida para partículas secundárias resultante da atenuação dos fotões primários – Figura 2.1 *esquerda*. A energia transferida para partículas secundárias carregadas por unidade de massa é designada de TERMA – *Total Energy Released per MAss*. Numa segunda fase, a dose é calculada, sobrepondo em cada volume um *point kernel* – Figura 2.1 *direita*. Como os *point kernel* têm uma estrutura tridimensional, este processo é em primeira ordem equivalente à modelação do transporte da energia das partículas secundárias, pelo que o padrão da dose depositada têm uma configuração suavizada quando comparado com a configuração de transferência TERMA. Na presença de heterogeneidades são aplicados termos correctivos aos *point kernels*, alterando a distribuição tridimensional de energia depositada de modo a refletir os diferentes percursos dos electrões em meios com densidades distintas da água. Apesar destes algoritmos

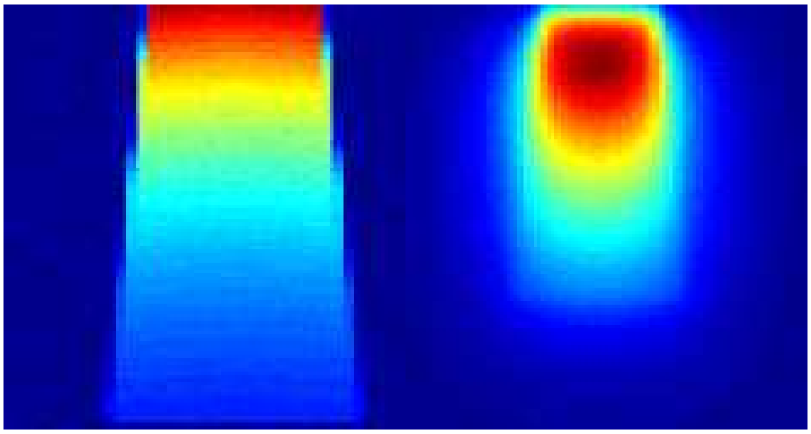


Figura 2.1: Distribuição de energia transferida para partículas secundárias carregadas (TERMA) num *fantoma* de água (*à esquerda*) e distribuição de dose depositada após o transporte das partículas secundárias por sobreposição com *point kernels* (*à direita*)

serem dos mais precisos que foram desenvolvidos comercialmente, a complexidade numérica inerente à convolução tridimentional conduziu a um elevado tempo de CPU, o que dificultou a sua implementação clínica. Num meio homogéneo dividido em N elementos segundo cada eixo cartesiano o cálculo directo de N^3 elementos requer N^6 operações de multiplicação e soma, enquanto que em meios heterogéneos a aplicação de correcções aos *point kernels* eleva o número de operações a N^7. Ganhos de eficiência no cálculo das convoluções foram obtidos com recurso à transformada rápida de Fourier, proporcional a $N^3 \log_2 N$, ou a técnicas de discretização do *point kernel* segundo M sectores cónicos – *collapsed cone convolution* – em que o número de operações é proporcional a MN^4. Em alternativa foram elaborados esquemas mais rápidos, envolvendo convoluções bidimensionais com *kernels* PB. Estes podem ser vistos como pré–convoluções de *point kernels* ao longo de cada linha de cálculo, com origem na superfície da geometria irradiada e paralelas ao eixo de incidência do feixe. Os algoritmos que incluem estes *kernels* são designados do tipo 2D/3D. Genericamente a distribuição de dose em água num ponto $\vec{r}$ é dada por:

$$D(\vec{r}) = \iint_{\vec{s}} \int_E \iint_{\vec{\Omega}} \sum_m \Psi^m_{E,\vec{\Omega}}(\vec{s}) \frac{p^m}{\rho}(E, \vec{\Omega}, \vec{s}, \vec{r}) d^2\vec{\Omega} dE d^2\vec{s} \tag{2.2}$$

onde $\Psi^m_{E,\vec{\Omega}}$ é a fluência de energia diferencial em E e direcção $\vec{\Omega}$, para cada *kernel* PB de indíce m, (p^m/ρ), de deposição de energia por unidade de massa em $\vec{r}$ devido a fotões e electrões primários que entraram pela superfície de incidência do feixe $\vec{s}$ [AA99]. Devido à elevada combinação de *kernels* que teriam de ser pré–calculados e posteriormente convoluídos, estes são substituídos por *kernels* paralelos e invariantes em posição e ângulo. Várias variantes foram desenvolvidas capazes de combinar a flexibilidade destes algoritmos em modelarem com precisão campos irregulares com uma eficiência computacional aceitável. Entre estes encontram-se as implementações de Ahnesjö *et al*[AST92] e Bortfeld *et al*[BSR93].

O modelo descrito por Ahnesjö *et al* é baseado num método numérico para a convolução de *kernels* do tipo PB. Além de incluir *pencil beams* que descrevem a componente de dose primária e dispersa de feixes de fotões, o modelo incorpora *kernels* secundários que descrevem a dose depositada por electrões e fotões contaminantes, correcções para a curvatura da superfície de incidência, heterogeneidades e variações na fluência de energia do feixe de fotões. Como os feixes de fotões produzidos por aceleradores lineares são polienergéticos, é necessário determinar qual o conjunto de *kernels* monoenergéticos que descreve correctamente a dose depositada pelo feixe. O método desenvolvido pelos autores, recorre à minimização das diferenças entre as curvas de dose experimentais medidas em água a partir de d_{max}, onde a presença de electrões contaminantes é desprezável, e a soma ponderada das distribuições de dose fornecidas por um conjunto de *kernels* monoenergéticos pré–calculados por simulação Monte Carlo. Os coeficientes de ponderação permitem a determinação de um *kernel* polienergético ($m = 1$) analítico, $\frac{p^1}{\rho}$ definido como a soma de duas exponenciais:

$$\frac{p^1}{\rho}(r,z) = \frac{A_z e^{-a_z r}}{r} + \frac{B_z e^{-b_z r}}{r} \tag{2.3}$$

onde ρ é a densidade do meio, r é o raio do *kernel* centrado no eixo de incidência do campo de radiação, A_z, a_z são parâmetros de caracterização da componente de dose primária e B_z, b_z da dose dispersa. Os coeficientes de cada componente são obtidos durante o ajuste da parametrização (2.3) à sobreposição do conjunto de *kernels* monoenergéticos a diferentes profundidades em água. Na figura 2.2 encontram-se representadas as duas componentes que caracterizam o *kernel* polienergético a diferentes profundidades em água, para um feixe de fotões de energia nominal 5 MV. Os coeficientes A_z, a_z, B_z, b_z foram extraídos da Tabela II do artigo de

Ahnesjö *et al* [AST92]. A componente da dose primária do *kernel* exibe uma diminuição acentuada, correlacionada com a diminuição da dose depositada por electrões secundários. A dose dispersa apesar de inferior apresenta uma menor dependência com r, dado que os fotões secundários são caracterizados por um livre percurso médio superior ao dos electrões secundários resultantes da interacção dos fotões primários. A descrição da região de penumbra dos perfis transversais de dose em função da profundidade é obtida através da convolução da componente primária com a divergência do feixe. Esta é dada por uma função gaussiana, com uma variância σ_z^2 dependente da profundidade z. A componente da dose

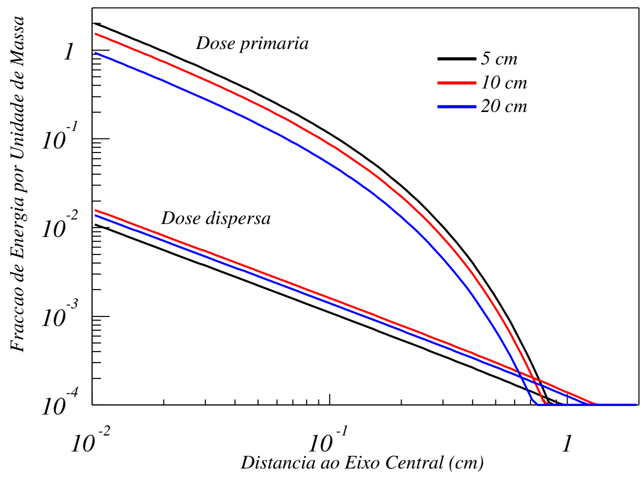


Figura 2.2: *Kernels* separados segundo as componentes directa e dispersa em função da distância ao eixo central, obtidos a diferentes profundidades em água para um feixe de fotões com energia nominal de 5 MV

dispersa é excluída da convolução por se considerar que esta não altera a forma da região da penumbra. A contribuição dos electrões contaminantes produzidos pela interacção do feixe de fotões com os dispositivos de modelação e colimação do acelerador linear, é dada por um *kernel* secundário ($m = 2$) factorizado em dois termos independentes, em r e z:

$$\frac{p_{cont}^2}{\rho}(r,z) = \alpha e^{-\beta z} e^{-\gamma r^2} \tag{2.4}$$

onde α, β e γ são parâmetros característicos de cada acelerador linear derivados da minimização das diferenças entre a dose medida e calculada pelo *kernel* (2.3) na região de *buildup*, entre a superfície e d_{max}. O feixe apresenta ainda uma componente contaminante de fotões, transmitidos pelo sistema de colimação, que em conjunto com os fotões dispersos são responsáveis pela zona de dose residual quase constante, que se verifica após a região de penumbra do feixe – Capítulo 1, Sub–Secção 1.1.2. A contaminação é estimada através das diferenças de dose entre os perfis transversais, medidos e calculados pelo método de convolução, no exterior dos limites geométricos do campo. O *kernel* ($m = 3$) que descreve esta contaminação é dado pela expressão:

$$\frac{p^3_{cont}}{\rho}(r, z) = d_z \xi e^{-\zeta r^2} \tag{2.5}$$

em que d_z é a dose por unidade primária de fluência para um determinado campo, sendo os parâmetros ξ, ζ determinados por ajuste.

A importância dosimétrica de cada uma das componentes do *kernel* (2.3) e do *kernel* de contaminação de electrões (2.4) pode ser avaliada pelas respectivas curvas de dose segundo o eixo central – Figura 2.3 – para um feixe de energia nominal de 6 MV, produzido por um acelerador linear Siemens Mevatron KD2.

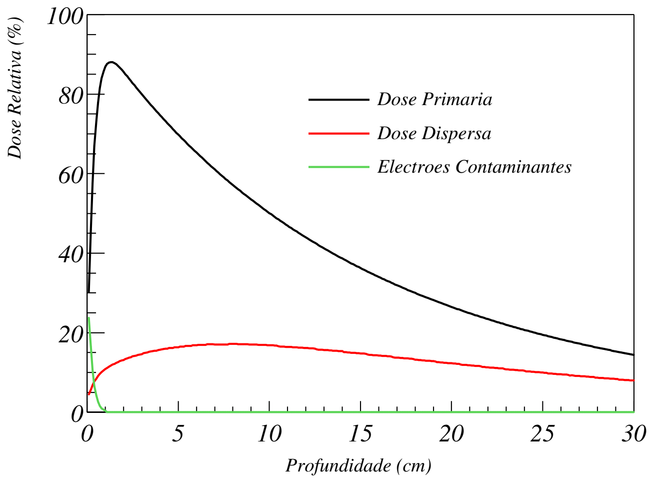


Figura 2.3: Comparação das fracções de dose depositada segundo o eixo de incidência devido às componentes primárias e dispersa do *kernel* polienergético e do *kernel* electrões contaminantes

O cálculo da dose, segundo os métodos de convolução–sobreposição requer também o conhecimento da fluência ponderada em energia inicial do feixe no ar, Ψ_E. Neste modelo a fluência é descrita sob a forma de uma matriz bidimensional, determinada através da desconvolução de uma matriz de dose bidimensional medida no interior de um *fantoma* de água com os *kernels* PB previamente determinados. A matriz de dose em água é obtida a partir de perfis transversais diagonais, medidos em incrementos de 10° em torno do eixo central de radiação, para um campo de elevadas dimensões, por exemplo de 40×40 cm^2 a uma profundidade de 5 ou 10 cm [KCWN94].

No método de Ahnesjö cada *kernel* polienergético é descrito por diferentes componentes que dependem simultaneamente de r e de z, pelo que o cálculo de (2.2) a uma dada profundidade é efectuado por uma operação de convolução bidimensional. Numa geometria constituída por N^3 elementos, este algoritmo requer N^4 multiplicações por plano, pelo que inicialmente os seus autores limitaram o cálculo a alguns planos contendo no total 10^5 elementos. A dose nos restantes elementos obtida por algoritmos de interpolação. Outros modelos capazes de diminuir o tempo de CPU sem redução do nível de precisão dos resultados ou do número de elementos de contabilização de dose foram desenvolvidos, nomeadamente por Bortfeld *et al* [BSR93]. No método desenvolvido por estes autores, os *kernels* PB do tipo (2.3) são substituídos por *kernels* polienergéticos factorizados em duas componentes uma dependente de r e outra em z, de modo a reduzir o número de operações de convolução bidimensional. Inicialmente o *kernel* é decomposto na soma de N termos:

$$\frac{p}{\rho}(r,z) \approx \sum_{i=1}^{N} D_i'(z) w_i(r) \tag{2.6}$$

em que $D_i'(z)$ são curvas de dose em profundidade e $w_i(r)$ coeficientes de ponderação. Para o processo de separação do *kernel* considera-se que este pode ser obtido a partir da dose segundo o eixo de incidência num campo circular:

$$\frac{p}{\rho}(r,z) \propto \frac{\partial D_r'(z)}{\partial r} \tag{2.7}$$

e que $D_r'(z)$ é também decomponível nos mesmos termos factorizados:

$$D_r'(z) \approx \sum_{i=1}^{N} D_i'(z) W_i(r) \tag{2.8}$$

O número de termos de decomposição varia com a precisão pretendida tendo sido encontrado um valor óptimo de $N = 3$ [BSR93]. O primeiro termo, $D_1'(z)$, é associado à dose primária segundo o eixo de incidência para um campo de reduzidas dimensões; o segundo termo, $D'_2(z)$, é a componente de dose dispersa para o mesmo campo; $D'_3(z)$ é a componente da dose devido à radiação dispersa num campo de elevadas dimensões. Os diferentes termos são pré–calculados por um algoritmo 3D de convolução com *point kernels* obtidos por transporte de Monte Carlo. Bortfeld *et al* demonstraram que estes termos são parametrizáveis pelas expressões:

$$D'_i(z) = \frac{\beta_i}{\beta_i - \bar{\mu}}(e^{-\bar{\mu}z} - e^{-\beta_i z}) \qquad i = 1, 2, 3 \tag{2.9}$$

em que $\bar{\mu}$, coeficiente de atenuação efectivo e β_i são obtidos por ajuste. Variantes desta formulação, obtêm $D'_i(z)$ a partir de medições experimentais de curvas de dose em profundidade e razões de dose dispersa para campos de radiação de diferentes dimensões [Nuc99]. Nestas condições é possível descrever qualquer curva de dose para campos circulares de tamanho arbitrário através de combinações lineares de $D'_1(z)$, $D'_2(z)$ e $D'_3(z)$ escolhendo os parâmetros $W_i(r)$ através de um ajuste de mínimos quadrados. Nestas condições os termos $w_i(r)$ são escritos como:

$$w_i(r) \propto \frac{\partial W_i(r)}{\partial r} \qquad i = 1, 2, 3 \tag{2.10}$$

Após a decomposição dos *kernels* o valor de dose num ponto arbitrário da geometria $\vec{r} = (x, y, z)$ irradiada por um campo de fotões pode ser calculado por:

$$D(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{3} D'_i(z) \iint \Psi_E(x', y') w_i(x - x', y - y') dx' dy' \tag{2.11}$$

onde Ψ_E denota a fluência primária e contêm a informação das dimensões do campo de radiação (quadrado, rectangular ou irregular).A influência da componente de electrões e fotões contaminantes é incluída implicitamente nos coeficientes $D'_i(z)$ e $w_i(r)$, não sendo necessário introduzir *kernels* adicionais. Nesta formulação é apenas necessário proceder a uma convolução bidimensionais por termo, pelo que o cálculo da dose em N^3 elementos, requer a execução de um total de $3N^4$ interacções. Ganhos adicionais são atingidos efectuando as convoluções através da transformada rápida de Fourier ou de Hartley.

2.1.2 Métodos de Correcção de Heterogeneidades

Ao contrário dos algoritmos de convolução de *point kernels* que distorcem o *kernel* de modo a descrever por exemplo, o maior percurso dos electrões secundários em regiões de baixa densidade, os algoritmos *pencil beam* não incluem esquemas numéricos de correcção da dose na presença de heterogeneidades. Tal deve-se ao *kernel* PB ser à partida resultado de uma pré–convolução de um *point kernel*, o que impossibilita a introdução de esquemas de correcção que efectuem a manipulação tridimensional da deposição de dose. Em alternativa, os algoritmos de convolução de *pencil beam* utilizam métodos mais simples derivados em parte a partir de abordagens semi–empíricas.

O modelo de Ahnesjö incorpora um algoritmo de correcção unidimensional capaz de corrigir a dose em função de variações de densidades ao longo de cada linha de cálculo [AST92]. A geometria irradiada é aproximada por um conjunto de camadas semi–infinitas, com diferentes densidades para cada linha de cálculo, negligenciando-se a presença de heterogeneidades segundo as linhas vizinhas. A influência das heterogeneidades e curvatura da superfície de incidência do feixe na componente primária do *kernel* polienergético (2.3) e nos *kernels* contaminantes é contabilizada pelo *método de profundidade efectiva* ou EPL. Este consiste em substituir os parâmetros do *kernel* PB obtidos à profundidade geométrica, z, pelos encontrados segundo a mesma linha de cálculo à profundidade radiológica, z_{rad}. A profundidade radiológica é determinada multiplicando a profundidade geométrica pela atenuação média em relação à da água:

$$z_{rad} = \frac{1}{\bar{\mu}_{H_2O}} \int_0^z \bar{\mu}(z'')dz'' \tag{2.12}$$

em que $\bar{\mu}_{H_2O}$ e $\bar{\mu}$ são coeficientes de atenuação médios da água e em heterogeneidades. Noutras abordagens 1D–EPL, a profundidade radiológica é substituída pela profundidade efectiva obtida a partir de informação experimental de curvas de dose em profundidade ou de valores de coeficientes TAR [AA99]. A dose dispersa é corrigida após a convolução da componente de dose dispersa do *kernel* polienergético à profundidade geométrica z pelo factor:

$$F_{disp}(z_{rad}, z) = \frac{z_{rad}}{z} e^{-\hat{\mu}(z_{rad}-z)} \tag{2.13}$$

com $\hat{\mu} \approx 0.8\bar{\mu}$. Os coeficientes $\bar{\mu}$ são extraídos de tabelas que relacionam a atenuação do feixe com a informação radiológica contida em imagens de tomografia axial computorizada (CT). Em cada elemento de cálculo centrado em x, y, z a dose depositada é:

$$D(x, y, z) = D^{H_2O}_{prim}(x, y, z_{rad}) + D^{H_2O}_{disp}(x, y, z)F_{disp}(z_{rad}, z) \tag{2.14}$$

Este procedimento de correcção foi parcialmente incorporado no algoritmo PB de Bortfeld *et al* [SBS95]. Nos termos dependentes de z do *kernel* factorizado (2.6) a profundidade geométrica à qual se obtêm o valor de $D_i'(z)$ é substituído pela profundidade efectiva d'. Em versões posteriores, manteve-se este esquema para correcções à componente primária da dose, D_1', recorrendo-se no entanto ao método ETAR [YW93] – *Equivalent Tissue Air Ratio* – para o cálculo das componentes de dose dispersa D_2' e D_3' [Nuc99]. Os factores de correcção são dados pela razão:

$$C_{het} = \frac{TAR(d', r')}{TAR(d, r)} \tag{2.15}$$

em que d e r são a profundidade e dimensões do campo de radiação no ponto de cálculo numa geometria homogénea de água, e d' e r' são a profundidade e o tamanho de campo equivalente obtidos na presença de heterogeneidades. A profundidade efectiva d' é calculada analogamente à equação (2.12) mas substituindo os coeficientes de atenuação pela densidade electrónica que para cada elemento é derivada de uma imagem CT. As dimensões do campo equivalente r' são obtidas através de $r' = r \cdot \rho'$ em que:

$$\rho' = \frac{\sum_{i,j,k} \rho(i,j,k) W(i,j,k)}{\sum_{i,j,k} W(i,j,k)} \tag{2.16}$$

onde ρ' é a densidade electrónica efectiva no ponto de cálculo, i, j, k são os índices do elemento de volume nos três eixos cartesianos e W são coeficientes que traduzem as alterações na dose dispersa devido aos elementos vizinhos ao ponto de cálculo. Os coeficientes W são pré–determinados para cada energia do feixe de fotões por simulação Monte Carlo num *fantoma* homogéneo de água, incluindo implicitamente o transporte de electrões secundários [YW93]. Para uma geometria realista, construída a partir de conjunto de imagens CT, que ocupe um volume cúbico de N elementos ao longo de cada eixo, o cálculo de (2.16) necessita N^6 multiplicações, não sendo execuível a sua aplicação directa. Como alternativa foi desenvolvida uma versão 2D deste algoritmo, em que a informação tridimensional é colapsada num único plano central, tornando o tempo de CPU proporcional a N^5 multiplicações. No entanto, tal procedimento reduz o nível da precisão do algoritmo pelo que o cálculo de (2.16) passou a ser realizado com recurso à transformada rápida de Fourier, obtendo-se uma precisão comparável à obtida com o cálculo directo, com um tempo de cálculo proporcional a $N^3 \log_2 N$.

2.2 Algoritmos de Monte Carlo

Os métodos de Monte Carlo podem ser descritos como uma classe de aplicações estatísticas que recorrem números pseudo–aleatórios como base para a simulação de uma situação específica [LSK98]. Na maior parte das aplicações deste método à Física, os diferentes processos físicos responsáveis pela evolução de um sistema são simulados por amostragem de distribuições de densidade de probabilidade. Esta abordagem é de ampla utilização no estudo de problemas que envolvam o transporte ou interacção da radiação ionizante com a matéria, dado que a descrição analítica é demasiado complexa para poder ser efectuada devido à elevada secção eficaz de interacção de partículas carregadas e produção de partículas secundárias. Pelo contrário os algoritmos de Monte Carlo são de implementação simples, sendo as distribuições de densidade probabilidade obtidas a partir de secções eficazes experimentais ou derivadas de teoria. A vantagem deste método reside em que este é exacto, desde que se garanta a validade dos algoritmos de amostragem e precisão das secções eficazes.

No contexto da Radioterapia a simulação Monte Carlo permite a previsão de distribuições de dose depositada por um feixe que incide num *fantoma* ou doente e o estudo dos mecanismos de deposição de energia a nível microscópico [And91]. Adicionalmente, estas técnicas permitem obter *kernels* de deposição de energia, de difícil obtenção experimental mas essenciais nas implementações desenvolvidas a partir de algoritmos de convolução–superposição. Devido à natureza microscópica do método de transporte de radiação por Monte Carlo a influência de heterogeneidades nas distribuições de dose é descrita de acordo com as alterações das secções eficazes de interacção e perdas de energia e não segundo algoritmos aproximados incluindo correcções semi–empíricas.

2.3 Códigos de Transporte de Radiação

Os códigos de simulação Monte Carlo com aplicação à Radioterapia são na sua maioria códigos electromagnéticos, efectuando o transporte de partículas que interagem com a matéria por troca de fotões. Consoante a complexidade do sistema de Monte Carlo estes podem considerar diferentes tipos de partículas, como por exemplo electrões, fotões, protões, neutrões e muões, e respectivos processos de interacção com a matéria. O transporte pode ser acoplado, em que após uma interacção se procede ao transporte de todas partículas secundárias produzidas, ou desacoplado, em que um determinado tipo de partículas secundárias não é transportado. Um exemplo de transporte desacoplado é a simulação da interacção de fotões mas em que os electrões difundidos por efeito de Compton não são gerados ou transportados explicitamente. Os códigos de transporte electromagnético efectuam o transporte de partículas através de esquemas *análogos* e/ou de *história condensada*.

A descrição análoga, consiste no transporte das partículas segundo a simulação detalhada de *cada* processo de interacção. Este método é especialmente adequado para o transporte de fotões ou de partículas que interajam fracamente com a matéria. A sua aplicabilidade à simulação de partículas carregadas de baixa massa, como electrões ou positrões é possível, mas o tempo necessário para obter resultados com baixa incerteza estatística, como a energia depositada num pequeno volume, impossibilita o seu uso generalizado. Tal deve-se à elevada secção eficaz de interacção para os diferentes processos de dispersão elástica e inelástica, pelo que os esquemas análogos electromagnéticos encontram-se limitados a energias compreendidas entre 10 eV e 100 keV [FVLC+96]. Os códigos que recorrem a esta classe de esquemas de transporte são a primeira escolha no estudo detalhado do percurso de partículas carregadas e sua interacção com estruturas de pequenas dimensões, como por exemplo, a molécula de DNA. Para aplicações que não necessitem de uma resolução espacial inferior ao mícron, uma alternativa válida reside nos algoritmos de Monte Carlo de história condensada. Estes dividem o percurso de cada partícula num número de segmentos ou *sub–passos*, agrupando em cada segmento um elevado número de colisões. O seu efeito cumulativo na partícula incidente é descrito por teorias de dispersão múltipla e distribuições de perdas de energia.

Os algoritmos de história condensada dividem-se em dois grupos: classe I ou agrupamento completo – *complete grouping* – e classe II ou misto [Nah99]. Os códigos de classe I agrupam todas as perdas de energia, devidas aos vários processos, em distribuições amostradas no fim de cada sub–passo. Estas incluem flutuações às perdas de energia devido à produção de partículas secundárias energéticas, como raios–δ. Os algoritmos de classe II, simulam de modo explícito ou análogo, as dispersões inelásticas com produção de partículas secundárias acima de um valor limiar, Δ. Para transferências de energias inferior a este valor, as colisões são agrupadas sendo a perda de energia estimada a partir de distribuições de perda de energia restritas $\left(\frac{dE}{dx}\right)_\Delta$. A dimensão do sub–passo é pré–determinada (classe I) ou dinâmica (classe II), devendo-se tal escolha aos diferentes formalismos existentes para contabilização do ângulo devido a dispersões elásticas e inelásticas. Na figura 2.4 encontra-se representado o transporte ao longo de um sub–passo entre duas interacções simulado por códigos de Monte Carlo de classe I ou II. No início do sub–passo a partícula com energia cinética T_1 é transportada em linha recta, segundo a direcção inicial $\vec{\Omega}_1$, podendo ser posteriormente aplicado um algoritmo de correcção lateral. No fim do sub–passo (de dimensão $\Delta 1$) é determinado a energia cinética e a direcção final da partícula, $\vec{\Omega}_2 = (\theta, \phi)$, após amostragem de distribuições angulares de dispersão múltipla.

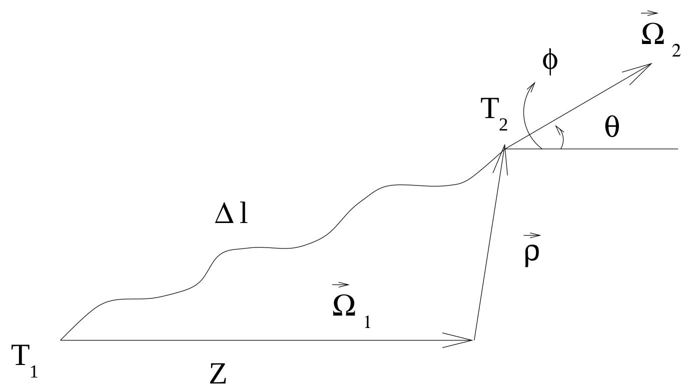


Figura 2.4: Esquema do transporte ao longo de um sub–passo de dimensão $\Delta 1$

Os esquemas de classe I simulam a geração de partículas secundárias em qualquer ponto ao longo do sub–passo, enquanto que os de classe II determinam previamente a distância entre colisões catastróficas, ou passo. A distância entre colisões catastróficas é percorrida através de vários sub–passos. Nos códigos de classe II, a secção eficaz total de cada processo é determinada pela integração da secção eficaz diferencial na energia W da partícula secundária (raio–δ ou fotão de *bremsstrahlung*) entre Δ e W_{max}, valor máximo da energia transferida. O livre percurso médio entre um tipo de dispersões inelásticas, i, é dado por:

$$\lambda^i_{cat} = \frac{A}{ZN_A\rho\sigma^i(E,\Delta)} \tag{2.17}$$

A distância entre colisões catastróficas ou passo é dada por $\Delta l = -\lambda_{cat} \ln R$, em que R é um número pseudo–aleatório compreendido entre $]0,1]$ e λ_{cat} é o livre percurso médio entre interacções discretas $\lambda_{cat} = \sum_i \lambda^i_{cat}$. Este esquema de amostragem é válido, apenas se a secção eficaz total para cada processo, σ^i, for constante. No entanto σ_i depende da energia, pelo que para manter a validade deste esquema se considera a existência de uma secção eficaz fictícia. De modo a manter a validade da descrição física ao fim de ser percorrida a distância Δl, entre l_0 e l é amostrado um número aleatório ξ entre $]0,1]$ e se $\frac{\sigma^i(l)+\sigma^i_{fic}(l)}{\sigma^i(l_0)} \leq \xi$ a interacção é denominada de fictícia. Nestas condições não se procede à simulação discreta de qualquer processo. Caso contrário, é simulado um processo de interacção com probabilidade de ocorrência igual a σ^i/σ_{total}. A energia da partícula secundária é determinada a partir da amostragem das respectivas secções eficazes diferenciais que são função da energia e do material.

2.3.1 Descrição do código EGS4

O sistema de simulação de Monte Carlo EGS4 – *Electron Gamma Shower* – é um código de transporte de radiação electromagnética em geometrias e materiais arbitrários, desenvolvido para estudos em Física de Altas Energias [JNR$^+$89b] e posteriormente extendido à Física Médica. As principais aplicações incluem a simulação de feixes de electrões e fotões produzidos por aceleradores lineares, fontes de ^{60}Co, unidades de quilovoltagem e a interacção destes com materiais absorvedores; caracterização de fontes de braquiterapia, detectores de raios–X, câmaras de ionização e dosímetros termoluminescentes [Nah99].

A interacção de electrões, positrões e fotões com a matéria é simulada em qualquer elemento de número atómico compreendido entre 1 e 100, composto ou mistura, numa gama de energias compreendida entre 10 keV e 1 TeV para partículas carregadas, e entre 1 keV e 10 TeV para fotões [NHR85]. O transporte de partículas carregadas foi desenvolvido com base num esquema condensado do tipo II pelo que os seguintes processos electromagnéticos *catastróficos* são simulados acima de valores limiar de produção de partículas secundárias: produção de *bremsstrahlung*, dispersão electrão–electrão e positrão–electrão, enquanto que a interacção de fotões com a matéria é simulada por um esquema *análogo*. A dimensão do sub–passo – $\Delta 1$, Figura 2.4 – é controlada pela perda de energia máxima da partícula carregada, $\Delta E/E$, devido a processos inelásticos contínuos, sendo obtida a partir da interpolação de tabelas de perdas restritas de energia. No EGS4 este valor é fixado pela variável `ESTEPE`. A correspondente deflexão angular é calculada segundo a teoria de Molière, em que a distribuição angular é dada pela expressão:

$$f(\theta)\theta d\theta = \vartheta[2e^{-\vartheta^2} + B^{-1}f^{(1)}(\vartheta) + B^{-2}f^{(2)}(\vartheta) + ...\,]d\vartheta \tag{2.18}$$

com

$$f^{(n)}(\vartheta) = \frac{1}{n!}\int_0^\infty u du J_0(\vartheta u) e^{-u^2/4}\left(\frac{u^2}{4}\ln\frac{u^2}{4}\right)^n \tag{2.19}$$

em que $\vartheta = \frac{\theta}{\chi_c B^{1/2}}$, $B - \ln B = \ln \Omega_0$, Ω_0 é o número de colisões elásticas agrupadas em cada sub–passo e J_0 é a função de Bessel de ordem zero. A teoria de Molière é desenvolvida com base em aproximações de baixo ângulo pelo que é necessário que em cada sub–passo, a deflexão angular seja pequena, introduzindo um valor máximo de sub–passo, t_{max}. A distribuição (2.18) é derivada com base no agrupamento estatístico de um número mínimo de colisões de ≈ 20, apresentando por tal motivo uma restrição ao valor mínimo do sub–passo, t_{min}. Na implementação original do código EGS4, se a distância a percorrer num sub–passo for inferior a t_{min} o algoritmo considera uma deflexão angular nula. Recentemente, foi demonstrado [BWD93] que os resultados numéricos obtidos com o algoritmo de dispersão múltipla do código EGS4 podem ser considerados como válidos para um sub–passo mínimo t_{min} correspondente a $\Omega_0 = 5$ colisões, se for incorporado o factor correctivo de elevados ângulos de Bethe $\sqrt{\theta/\sin\theta}$ em (2.18). O ângulo azimutal ϕ é gerado segundo uma distribuição uniforme entre 0 e 2π. As distribuições angulares calculadas no âmbito da teoria de Molière não descrevem a correlação entre energia perdida ao longo do sub–passo e o ângulo de deflexão, pelo que as perdas de energia ao longo de um passo devem ser pequenas. Tal é assegurado por valores baixos de `ESTEPE` ou pelo algoritmo PRESTA [BR87] – *Parameter Reduced Electron–Step Transport Algorithm* – que incorpora uma extensão ao formalismo de Molière permitindo correlacionar o ângulo de deflexão com a perda de energia e dimensão do sub–passo.

As secções eficazes para os diferentes processos físicos de interacção com a matéria e tabelas de perdas restritas de energia $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Delta}^{col}$ e $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Delta}^{rad}$ são obtidas pelo programa PEGS4 – *Preprocessor for EGS4*. O cálculo das perdas de energia para partículas abaixo dos valores de corte por processos de colisão, com Δ igual a `AE`, é efectuado segundo a fórmula de Bethe-Bloch restrita [Mai00]. A perda restrita de energia por processos radiativas resulta da integração da secção eficaz de *bremsstrahlung*, Φ_{rad}, entre 0 e a energia limiar de produção `AP`. Acima de 50 MeV é utilizada a secção eficaz relativista modificada pela correcção de Coulomb, e abaixo de 50 MeV Φ_{rad} é derivada a partir da primeira aproximação de Born à secção eficaz de Bethe–Heitler [KM59]. As secções eficazes totais de dispersão e^-e^- e e^+e^- são calculadas a partir das distribuições de Møller e Bhabha respectivamente, assumindo que o electrão dispersor se encontra livre. A dependência das secções eficazes totais de fotões com a energia e composição química é derivada a partir de secções eficazes experimentais contidas na biblioteca PHOTX [TBH88].

O código que compôe o sistema EGS4 divide-se num conjunto de subrotinas *internas* e de *utilizador* – Figura 2.5. O código de utilizador – *user code* – compreende o programa principal – `MAIN` – e as subrotinas `HOWFAR` e `AUSGAB`.

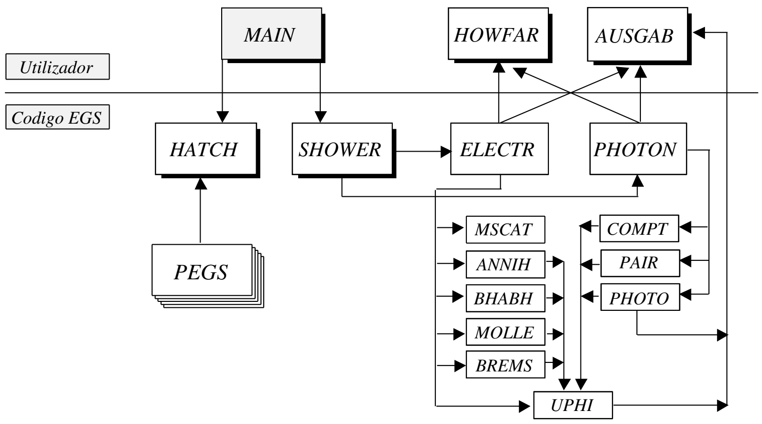


Figura 2.5: Esquema do código de simulação EGS4, dividido nas componentes de *utilizador* e *interno*

O programa principal é responsável pela inicialização da geometria, geração do *evento primário* e atribuição de uma correspondência entre cada volume codificado e um material, cujas secções eficazes e perdas de energia restritas são colocadas em estruturas de memória pela subrotina `HATCH`. Cada evento primário é caracterizado por uma energia cinética, posição na geometria, direcção inicial de incidência e tipo de partícula. O transporte de cada evento é controlado pela subrotina `SHOWER` que efectua a ligação com o código interno. Se a partícula a ser transportada for um electrão ou positrão é chamada a subrotina `ELECTR` que determina o processo físico a simular: dispersão múltipla (`MSCAT`), *bremsstrahlung* (`BREMS`), dispersão electrão–electrão (`MOLLER`), dispersão positrão–electrão (`BHABHA`) e aniquilação (`ANNH`). O transporte de fotões é controlado pela subrotina `PHOTON` que realiza as chamadas às subrotinas de simulação de dispersão de Compton (`COMPT`), efeito fotoeléctrico (`PHOTO`) e produção de pares (`PAIR`). A dispersão de Rayleigh, considerada no EGS4 como opcional é assegurada pela subrotina `RAYLE`. Cada uma destas subrotinas é responsável pela simulação dos estados finais segundo a informação contida nas secções eficazes e determinação da energia cinética e direcção das partículas resultantes. Ao fim de cada sub–passo ou interacção a informação sobre a partícula e grandezas de interesse, como energia depositada, dimensão do passo, posição e direcção, encontram-se acessíveis na subrotina `AUSGAB`.

Os esquemas de transporte de radiação desenvolvidos requerem que em cada interacção seja conhecida a localização da partícula e correspondente material, assim como a distância às fronteiras. A localização e transporte geometrico da partícula – *ray tracing* – é assegurada pela subrotina `HOWFAR` sendo a sua codificação da responsabilidade do utilizador [Uda88, RFD$^+$95, LCM95]. No decurso desta tese foi utilizada um *package* de geometria combinatória desenvolvido inicialmente para a simulação com EGS4 de um calorímetro electromagnético, permitindo a construção de geometrias complexas com recurso a simples formas geométricas. Os elementos disponíveis incluem cubos, cilindros, aneis, esferas, cones e um trapezóide genérico [ESMP$^+$97].

Para a amostragem de distribuições o código EGS4 recorre ao gerador uniforme de números pseudo–aleatórios RANMAR [MZT90]. Este gerador é caracterizado por um período de repetição de 2×10^{43} extracções de números aleatórios com 100 sequências independentes, cada uma contendo 2×10^{9} números.

2.3.2 Descrição do código GEANT4

O sistema GEANT4 – *GEometry ANd Tracking* – foi desenvolvido para aplicações em Física de Altas Energias, Física Nuclear, Astrofísica e médicas. O código foi implementado segundo uma metodologia orientada por objectos (OO), encontrando-se dividido nos diferentes domínios de um problema de simulação de transporte de radiação. Os principais domínios são: geometria, resposta da geometria sensível à radiação, evento, transporte (*tracking* e *track management*), visualização, interface com o utilizador, interface com geradores de Monte Carlo de eventos externos, persistência através de bases de dados orientadas por objectos (ODBMS) e sistemas de modelação CAD – *Computer Aided Design* – Figura 2.6.

Este sistema efectua o transporte desacoplado ou acoplado hadrónico–fotão–leptão segundo um amplo conjunto de processos físicos. Devido à abordagem modular, o mesmo processo físico pode ser descrito por diferentes modelos [GEA01]. O transporte electromagnético é simulado por dois conjuntos alternativos de classes: Electromagnético Padrão – *Standard Physics* – válido entre 10 keV e 10 TeV para todos os tipos partículas e Extensões Electromagnéticas de Baixas Energias válidas entre 250 eV e 100 GeV para fotões, electrões, protões e iões. Para electrões e fotões, os dois conjuntos possibilitam a simulação dos estados finais do efeito fotoelétrico, dispersão de Compton não–polarizada e polarizada, dispersão de Rayleigh, produção de pares, emissão de *bremsstrahlung*, ionização com produção de raios–δ, dispersão múltipla. A emissão de fotões de fluorescência e de electrões de Auger é assegurada pelas classes de Baixas Energias. A simulação da aniquilação do positrão é efectuada por uma classe incorporada no conjunto Electromagnético Padrão. Em cada processo a amostragem inclui duas fases distintas: cálculo da secção eficaz total e geração do estado final. O transporte Padrão incorpora parametrizações que descrevem as diferentes secções eficazes, enquanto que o transporte de Baixas Energias recorre às bibliotecas experimentais EPDL97, EEDL e EADL [CHK97, CPS91b, CPS91a] para determinação de secções eficazes e amostragem do estado final. Para elementos com número atómico compreendido entre 1 e 100 estas bibliotecas contêm:

- Secção eficaz total de *bremsstrahlung*, efeito fotoeléctrico, dispersão de Compton e de Rayleigh

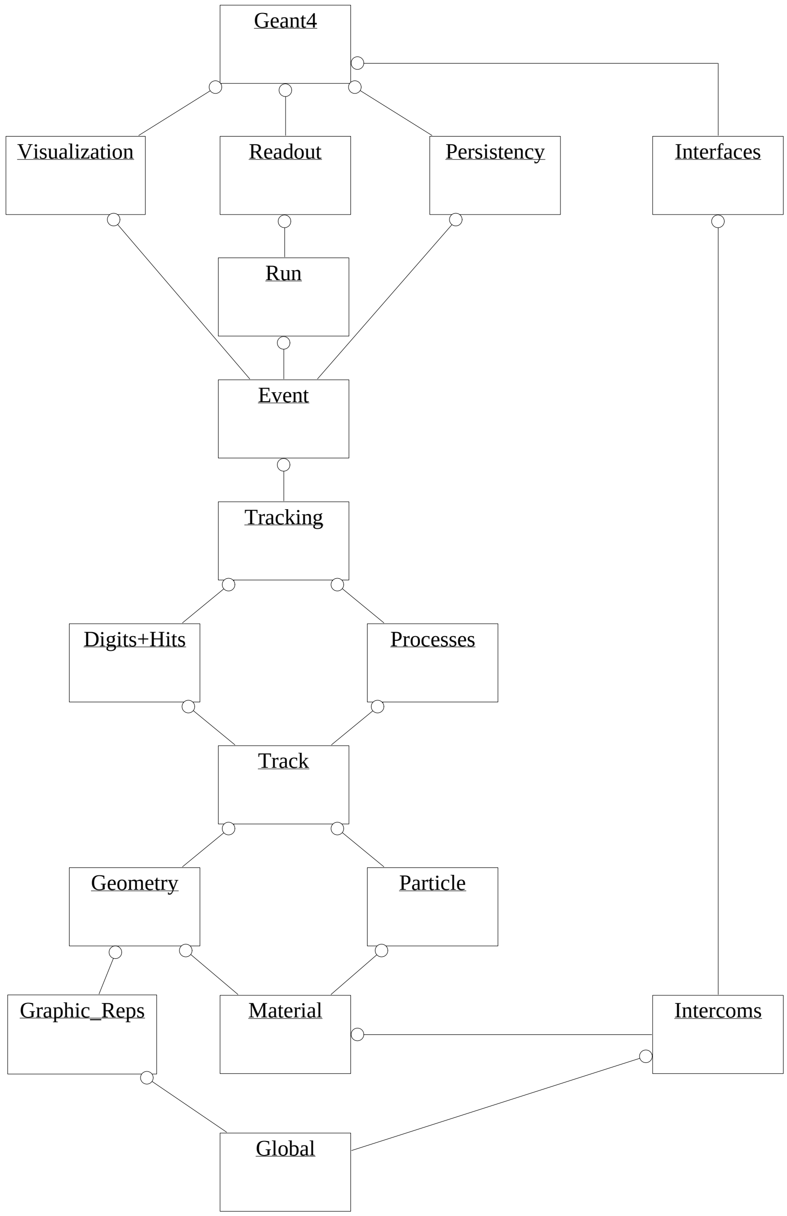


Figura 2.6: Domínios de classes do código de simulação GEANT4

- Secção eficaz total por camada orbital para os processos de efeito fotoeléctrico e ionização por dispersão de Møller (e^-e^-)
- Distribuições de energia das partículas secundárias resultantes de interacções com um electrão incidente
- Funções de dispersão incoerente $S(q, Z)$ para a dispersão de Compton
- Factores de forma atómicos $F(q, Z)$ para a dispersão de Rayleigh
- Energias de ligação de todas as camadas orbitais para cada elemento
- Probabilidades de transição entre camadas orbitais de electrões atómicos, com emissão de fotões de fluorescência e electrões de Auger

Para a simulação do estado final do efeito fotoeléctrico, a camada orbital da qual o electrão é emitido por amostragem das secções eficazes parciais. Esta interacção deixa o átomo num estado excitado, dando-se a desexcitação através da emissão de fotões de fluorescência e electrões de Auger. A ionização é descrita segundo a secção eficaz de ionização obtida pela soma das secções eficazes parciais. A probabilidade de emissão de um raio–δ por camada orbital é descrita por ajustes às secções eficazes experimentais EEDL. Para o transporte das partículas carregadas – electrões, positrões, muões e hadrões – o sistema GEANT4 recorre a um esquema condensado do tipo II. Em cada sub–passo, a deflexão angular é obtida no âmbito da teoria de Goudsmit–Saunderson [GS40]. Ao contrário do formalismo de Molière, que devido à derivação de baixos ângulos apresenta restrições às dimensões do sub–passo, esta formulação é exacta sendo a distribuição angular dada por:

$$F_{GS}(\cos\theta)\sin\theta d\theta = \sum_{l=0}^{\infty}\left(l+\frac{1}{2}\right)\exp(-sG_l)P_l(\cos\theta)\sin\theta d\theta \tag{2.20}$$

em que P_l são polinómios de Legendre, e s a dimensão do sub–passo. Os coeficientes G_l são derivados a partir de:

$$G_l = \frac{2\pi N_a}{A}\int_0^{\pi}[1 - P_l(\cos\theta)]\sigma(\theta)\sin\theta d\theta \tag{2.21}$$

em que $\sigma(\theta)$ é a secção eficaz em função do ângulo polar. Esta pode ser descrita a partir da secção eficaz de Rutherford corrigida por efeitos de blindagem da carga nuclear pela carga dos electrões atómicos – *screening* – ou de Mott que inclui efeitos de *spin* e correcções relativistas [CPS91b]. A distribuição de Goudsmit–Saunderson (2.20) pode ser facilmente modificada de modo a incluir, sem perda de generalidade, a correlação entre perdas de energia ao longo do sub–passo com o ângulo de deflexão, através da substituição dos coeficientes G_l por:

$$G_{ls} \rightarrow \int_{T_1}^{T_0} dT G_l(T) \left(\frac{dE}{dx}\right) \frac{1}{\rho} \tag{2.22}$$

em que T_0 e T_1 são a energia cinética inicial e final do electrão, respectivamente, para um comprimento s. O número de termos necessários para fazer convergir a série de Legendre Goudsmit–Saunderson é extremamente elevado, em especial para sub–passos de pequenas dimensões. Em carbono e ouro, para electrões e positrões com uma energia de 1024 keV a amostragem do ângulo polar ao fim de sub–passos contendo apenas 20 livres percursos médios entre dispersões elásticas requer que sejam calculados os primeiros 1000 termos de (2.20) [JNR$^+$89c]. Tal imposição impediu, até muito recentemente, a incorporação destes esquemas nos códigos de Monte Carlo de classe II. Estes devido a não terem segmentos de história condensada pré–determinados, necessitam ou de manter estas distribuições que são função da energia e do sub–passo numa matriz tridimensional de elevada densidade, utilizando posteriormente algoritmos de interpolação ou de efectuar o seu cálculo *on–the–fly*. Estas abordagens requerem uma quantidade de memória considerável não pondendo ser implementadas na maioria dos computadores. Os elevados requisitos devem-se no primeiro caso à necessidade de manter em memórias matrizes tridimensionais de dimensões consideráveis, e no segundo caso à rápida variação da secção eficaz de dispersão elástica com a energia, entre 100 keV e 25 MeV. O segundo caso é também penalizado pela necessidade de cálcular para cada sub–passo, um número de coeficientes que garanta a convergência da série de Legendre Goudsmit–Saunderson. No código GEANT4 esta limitação foi removida tendo em conta que o desvio médio angular é expresso por [Lew50, LI87]:

$$\langle \cos\theta \rangle = \exp\left(-\int_0^s G_1(s')ds'\right) = \exp\left(-\int_0^s \frac{1}{\lambda_{tr}(s')}ds'\right) \tag{2.23}$$

À semelhança do desvio médio angular outras grandezas médias que caracterizam o electrão ao fim do segmento de história condensada são dependentes do *livre percurso médio de transporte* λ_{tr}, função da energia e de s. Neste contexto, a distribuições angular utilizada no código GEANT4 é dada por:

$$f_{GS}(\cos\theta) = p[qf_1(\cos\theta) + (1-q)f_2(\cos\theta)] + (1-p)f_3(\cos\theta) \tag{2.24}$$

em que f_i são funções de ajuste e $0 \leq p, q \leq 1$. Estas dependem do percurso s, energia e material através do parâmetro $\tau = t/\lambda_{tr}$. Os valores de λ_{tr} são determinados por interpolação ou extrapolação no número atómico Z e velocidade da partícula β de resultados experimentais em 15 materiais diferentes para electrões incidentes com energia cinética de 100 eV a 20 MeV. A validade do ajuste de (2.24) foi determinada por comparação com distribuições angulares obtidas para simulações directas ou análogas de distribuições angulares para diferentes valores de λ_{tr}. O transporte de partículas carregadas de elevada massa como muões, piões, protões e iões é efectuado alterando convenientemente o livre percurso médio de transporte.

A produção de números pseudo–aleatórios no código GEANT4 é efecutada através do gerador genérico `HEPRandomEngine`. Este procede à interface com um dos doze geradores de números aleatórios concretos disponíveis, tais como o gerador `RanluxEngine` (RANLUX [Jam94]), `RanecuEngine` (RANECU) e `HepJamesRandom` (RANMAR). O gerador escolhido foi o `RanluxEngine` de nível 3 ($p = 223$), que gera sequências de 247 números pseudo–aleatórios aproveitando apenas os primeiros 24. Tal processo permite aumentar a qualidade espectral, ou independência estatística dos números extraídos embora possa penalizar o tempo de CPU.

Referências

[AA99] A Ahnesjö and M M Aspradakis. Dose calculations for external photon beams in radiotherapy. *Phys. Med. Biol.*, 44:R99–R155, 1999.

[And91] P Andreo. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Phys. Med. Biol.*, 36(7):861–920, 1991.

[AST92] A Ahnesjö, M Saxner, and A Trepp. A pencil beam model for photon dose calculation. *Med. Phys.*, 19:263–73, 1992.

[BR87] A F Bielajew and D W O Rogers. PRESTA: the parameter reduced electron-step transport algorithm for electron Monte Carlo transport. *Nucl. Instrum. Methods B*, 18:165–81, 1987.

[BSR93] T Bortfeld, W Schlegel, and B Rhein. Decomposition of pencil beam kernels for fast dose calculations in three-dimensional treatment planning. *Med. Phys.*, 20(2):311–18, 1993.

[BWD93] A F Bielajew, R Wang, and S Duane. Incorporation of single elastic scattering angle in the EGS4 Monte Carlo code system: Tests of Molière theory. *Nucl. Instrum. Methods B*, 82:503–12, 1993.

[CHK97] D E Cullen, J H Hubbell, and L Kissel. EPDL97: the Evaluated Photon Data Library,'97 Version. Technical Report UCRL–50400, Vol 6, Rev 5, Lawrence Livermore National Laboratory, 1997.

[CPS91a] D E Cullen, S T Perkins, and S M Seltzer. Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z=1–100. Technical Report UCRL–50400, Vol 30, Lawrence Livermore National Laboratory, 1991.

[CPS91b] D E Cullen, S T Perkins, and S M Seltzer. Tables and Graphs of Electron Interaction Cross Section 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL), Z=1–100. Technical Report UCRL–50400, Vol 31, Lawrence Livermore National Laboratory, 1991.

[ESMP+97] M C Espírito-Santo, A Maio, L Peralta, M Pimenta, and B Tomé. Fast simulation of an electromagnetic calorimeter: a two stage approach. Technical Report DELPHI 97–42 CAL 136, DELPHI Collaboration, 1997. http://www.lip.pt/~dellip/papers/delphi-notes.html.

[FVLC+96] J M Fernández-Varea, D Liljequist, S Csillag, R Räty, and F Salvat. Monte Carlo simulation of 0.1–100 keV electron and positron transport in solids using optical data and partial wave methods. *Nucl. Instrum. Methods B*, 108:35–50, 1996.

[GEA01] GEANT4. *GEANT4 User's Guide – Physics Reference Manual*. CERN – European Organization for Nuclear Research, GEANT4.3.2 edition, June 2001 2001.

[GS40] S Goudsmit and J L Saunderson. Multiple Scattering of Electrons. *Phys. Rev.*, 57:24–9, 1940.

[Jam94] F James. FORTRAN implementation of the high–quality pseudorandom number generator of Lüsher. *Computer Phys. Commun.*, 79:111–14, 1994.

[JNR+89a] T M Jenkins, W R Nelson, A Rindi, A E Nahum, and D W O Rogers, editors. *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, chapter 26, Dose calculations for radiation treatment planning, pages 549–71. Plenum Press, New York, 1989.

[JNR+89b] T M Jenkins, W R Nelson, A Rindi, A E Nahum, and D W O Rogers, editors. *Monte Carlo transport of Electrons and Photons*, chapter 12, Structure and operation of the EGS4 code system, pages 287–305. Plenum Press, New York, 1989.

[JNR+89c] T M Jenkins, W R Nelson, A Rindi, A E Nahum, and D W O Rogers, editors. *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, chapter

2, Multiple–scatering angular deflections and energy–loss straggling, pages 21–56. Plenum Press, New York, 1989.

[KCWN94] T Knöös, C Ceberg, L Weber, and P Nilsson. The dosimetric verification of a pencil beam based treatment planning system. *Phys. Med. Biol.*, 39:1609–28, 1994.

[Kha84] F M Khan. *The Physics of Radiation Therapy*, chapter 8, Dose distribution and scatter analysis, pages 157–81. Williams & Wilkins, 1984.

[KM59] H W Koch and J Motz. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Rev. Mod. Phys.*, 31:902–55, 1959.

[LCM95] D M J Lovelock, C S Chui, and R Mohan. Monte Carlo model of photon beams used in radiation therapy. *Phys. Med. Biol.*, 22:1387–94, 1995.

[Lew50] H W Lewis. Multiple scattering in an infinite medium. *Phys. Rev.*, 78(5):526–9, 1950.

[LI87] D Lijequist and M Ismail. Transport mean free path related to trajectory patterns: Comparison of nonrelativistic and highly relativistic electron penetration through matter. *J. Appl. Phys.*, 62(2):342–50, 1987.

[LSK98] M Ljungberg, S E Strand, and M A King, editors. *Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine*, chapter 1, Introduction to the Monte Carlo method, pages 1–12. Institute of Physics Publishing, 1998.

[Mai00] M Maire. Electromagnetic interactions of particles with matter. CALOR2000, IX International Conference on Calorimetry in Particle Physics, Tutorial Note, 2000.

[MZT90] G Marsaglia, A Zaman, and W W Tsang. Toward a universal random number generator. *Statistics and Probability Letters*, (8):35–9, 1990.

[Nah99] A E Nahum. Condensed–history Monte Carlo simulation for charged particles: what can it do for us? *Radiat. Environ. Biophys.*, 38:163–73, 1999.

[NHR85] W R Nelson, H Hirayama, and D W O Rogers. *The EGS4 Code System.* Stanford Linear Accelerator Report, Stanford, California, 1985. SLAC–265.

[Nuc99] Nucletron, Holanda. *PLATO–RTS Physics Reference Manual*, 1999.

[RFD+95] D W O Rogers, B A Faddegon, C X Ding, C-M Ma, J We, and T R Mackie. BEAM: a Monte Carlo to simulate radiotherapy units. *Med. Phys.*, 22:503–24, 1995.

[SBS95] C Schulze, T Bortfeld, and W Schlegel. The influence of the dose calculation model on treatment plan evaluation. Forschungsschwerpunckt Radiologishe Diagnostik und Therapie (FS05), 1995.

[SW96] P Storchi and E Woudstra. Calculation of the absorved dose distribution due to irregulary shaped photon beams using pencil beam kernels derived from basic beam data. *Phys. Med. Biol.*, 41:637–56, 1996.

[TBH88] D K Trubey, M J Berger, and J H Hubbell. Photon Cross Sections for ENDF/B-IV. Technical Report DLC-0136/01, Oak Ridge National Laboratory and National Institute of Standards and Technology (NIST), 1988.

[Uda88] M Udale. A Monte Carlo investigation of surface doses for broad electron beams. *Phys. Med. Biol.*, 33:939–54, 1988.

[YW93] C X Yu and J W Wong. Implementation of the ETAR method for 3D inhomogeneity correction using FFT. *Med. Phys.*, 20:627–32, 1993.

Capítulo 3

Simulação do Acelerador Linear Siemens Mevatron KD2

Neste capítulo é abordado o processo de simulação e geração de espaços de fases que caracterizam o feixe de fotões do acelerador linear Siemens Mevatron KD2. A sua correcta determinação é um elemento fundamental para a implementação e desenvolvimento de aplicações de cálculo de dose em Radioterapia por simulação Monte Carlo. A validação indirecta dos espaços de fases foi efectuada através da comparação do cálculo de distribuições de doses, curvas de dose em profundidade, perfis transversais e razões de débito (*output factors*) num *fantoma* homogéneo de água com medidas experimentais. Foram utilizados dois códigos de simulação Monte Carlo: EGS4 para a simulação da cabeça de tratamento e GEANT4 para o cálculo de dose de fotões num *fantoma* de água.

3.1 Descrição da Cabeça de Tratamento

O acelerador Siemens Mevatron KD2 é um acelerador linear de modo dual. Fornece feixes de fotões de 6 e 18 MV e electrões com energias de 6, 8, 10, 12, 15 e 18 MeV. Os campos de radiação disponíveis para feixes de fotões têm dimensões compreendidas entre 3×3 cm^2 e 40×40 cm^2, para uma distância fonte primária de electrões – superfície de incidência de 100 cm SSD (*Source Skin Distance*). Através de um sistema adicional de colimação é possível a produção de feixes finos de fotões para aplicações à radiocirurgia, com diâmetros comprendidos entre 2 mm e 23 mm. Este acelerador linear dispõe de um sistema de aceleração primário – Figura 3.1 – responsável pela produção de feixes de electrões de elevada intensidade, com energias na ordem do megaelectrão–volt. Os electrões são emitidos por uma fonte

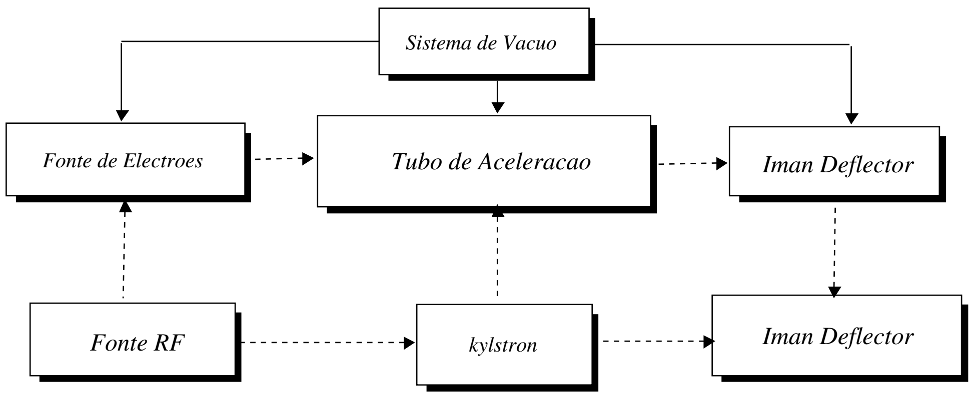


Figura 3.1: Esquema do sistema de aceleração primário do feixe de electrões

termo–iónica sendo injectados no tubo de aceleração com uma energia inicial de aproximadamente 15 keV. A estrutura de aceleração é constituída por um guia de ondas onde se dá em simultâneo a injecção de microondas (f = 3 GHz). Estas são responsáveis pelo estabelecimento de um campo eléctrico dentro do guia de ondas, que exerce uma força alternada nos electrões provocando a sua aceleração. Na secção final do tubo de aceleração os electrões atingem a sua energia final. Posteriormente são sujeitos a um campo magnético que deflete e foca o feixe numa janela de berílio ou titânio. Esta janela separa o sistema de aceleração primário da cabeça de tratamento.

Neste acelerador as microondas são produzidas numa unidade amplificadora, denominada *klystrom*, constituída por três secções: uma fonte de electrões secundária, duas cavidades e um colector. Uma corrente pulsada de electrões, produzida pela fonte secundária, emerge do cátodo sendo os electrões acelerados por um campo eléctrico constante até à sua chegada à primeira cavidade. Nessa altura dá-se a injecção sincronizada de microondas produzidas por uma fonte de radiofrequências de baixa potência, anexa ao *klystron*. Os electrões emitidos pela fonte secundária apresentam uma determinada dispersão em energia, pelo que os electrões de energias mais elevadas, chegam prematuramente à cavidade, altura em que o campo elétrico se encontra na alternância positiva (a) – Figura 3.2 – sendo desacelerados. Pelo contrário os electrões de mais baixas energias chegam mais tarde, encontram o campo na alternância negativa (c) e são acelerados. Este processo permite a formação de pacotes de electrões (*bunchs*) por redução da dispersão em energia dos electrões. Ao chegarem à segunda cavidade (cavidade de captura), os electrões

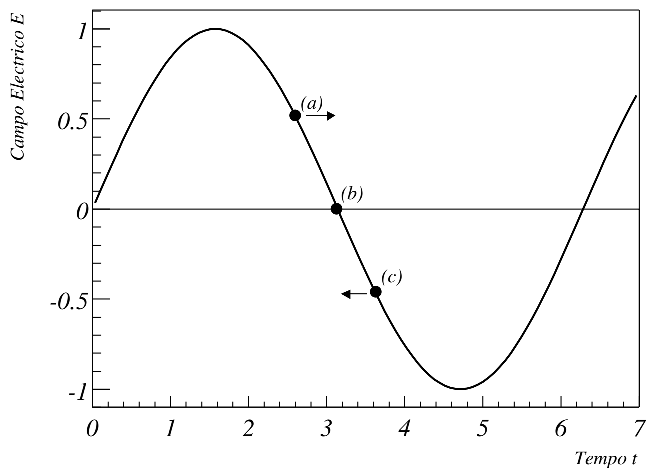


Figura 3.2: Esquema da formação de “pacotes” de electrões numa unidade *klystron*

são desacelerados, perdendo a sua energia cinética, por emissão da radiação na gama de microondas. Esta radiação é conduzida por um guia de ondas colector e injectada no tubo de aceleração do feixe primário.

A cabeça do acelerador é constituída por um conjunto de elementos móveis que são selecionados consoante se produzem feixes clínicos de fotões ou de electrões. Em modo fotões, o feixe de electrões incide num alvo de ouro. Devido à elevada secção eficaz de produção de fotões de *bremsstrahlung* no ouro, os electrões do feixe perdem a maior parte da sua energia por este processo. O feixe de fotões resultante emerge segundo a mesma direcção de incidência do feixe de electrões, pelo que este tipo de alvos também é designado por alvos de transmissão. Devido à elevada intensidade do feixe primário, que em modo fotões é de cerca de 10 mA (6.2×10^{16} e^-/s), o alvo em ouro dispõe de um sistema de arrefecimento em água. Adjacente ao sistema de arrefecimento encontra-se colocado um disco de grafite capaz de absorver electrões de baixas energias que atravessem o alvo. Nesta gama de energias, os fotões são emitidos com baixos ângulos em relação à direcção de incidência do feixe de electrões, dando origem a um campo de radiação com fluência não homogénea, não sendo por este motivo adequados para terapia.

Para a produção de campos extensos homogéneos em dose é colocado no percurso do feixe um filtro modelador em forma cónica, que atenua preferencialmente a região central do feixe de fotões. A forma e constituição química do filtro depende da energia do feixe de fotões, pelo que são usados dois filtros distintos, para 6 e 18 MV. No modo de 6 MV o material constituinte do filtro é aço. Para o modo de 18 MV, o Siemens KD2 utiliza um filtro construído em aço e tungsténio, tornando-se mais compacto do que o equivalente em aço, o que seria incompatível com as dimensões da cabeça do acelerador. Devido à produção de radiação dispersa ou de fundo, o alvo de conversão em ouro e o filtro, encontram-se rodeados por placas de blindagem e um colimador primário, construídos respectivamente em aço e tungsténio. O colimador primário permite controlar a abertura angular polar máxima do feixe de fotões, que neste modelo é de 16° correspondendo a um campo de radiação a 100 cm SSD de 40×40 cm^2. Neste acelerador, a intensidade do feixe após interagir com o sistema de filtragem é controlada por uma câmara de ionização de transmissão. A câmara é constituída por uma conjunto de três eléctrodos contidos num invólucro cilíndrico, ambos de alumina[1]. Devido à elevada intensidade do feixe de fotões, os eléctrodos da câmara são mantidos a uma elevada diferença de potencial, o que aumenta a eficiência de colecção de electrões dentro da câmara e evita a recombinação dos electrões com os iões formados.

As dimensões do campo geométrico dos feixes de fotões são determinadas por um sistema de colimação secundária construído por blocos de tungsténio móveis. Este material é escolhido para a definição final do feixe, devido ao seu elevado número atómico e densidade, proporcionando um elevado coeficiente de atenuação. A transmissão do feixe de fotões pelos colimadores de tungsténio é da ordem de 0.3–1% [Hen99]. Um espelho, colocado entre os colimadores secundários e a câmara de dose, é utilizado para guiar um foco de luz de modo a se visualizar a dimensões do campo e o local de incidência do feixe.

[1] Composição química Al_2O_3 e densidade $\rho = 6.09$ gcm^{-3}

3.2 Geração de Espaços de Fases

A geometria da cabeça de tratamento do acelerador Siemens KD2 em modo de fotões [2] de 6MV – Figura 3.3 - foi codificada em EGS4, utilizando as bibliotecas auxiliares descritas anteriormente – Sub–Secção 2.3.2.

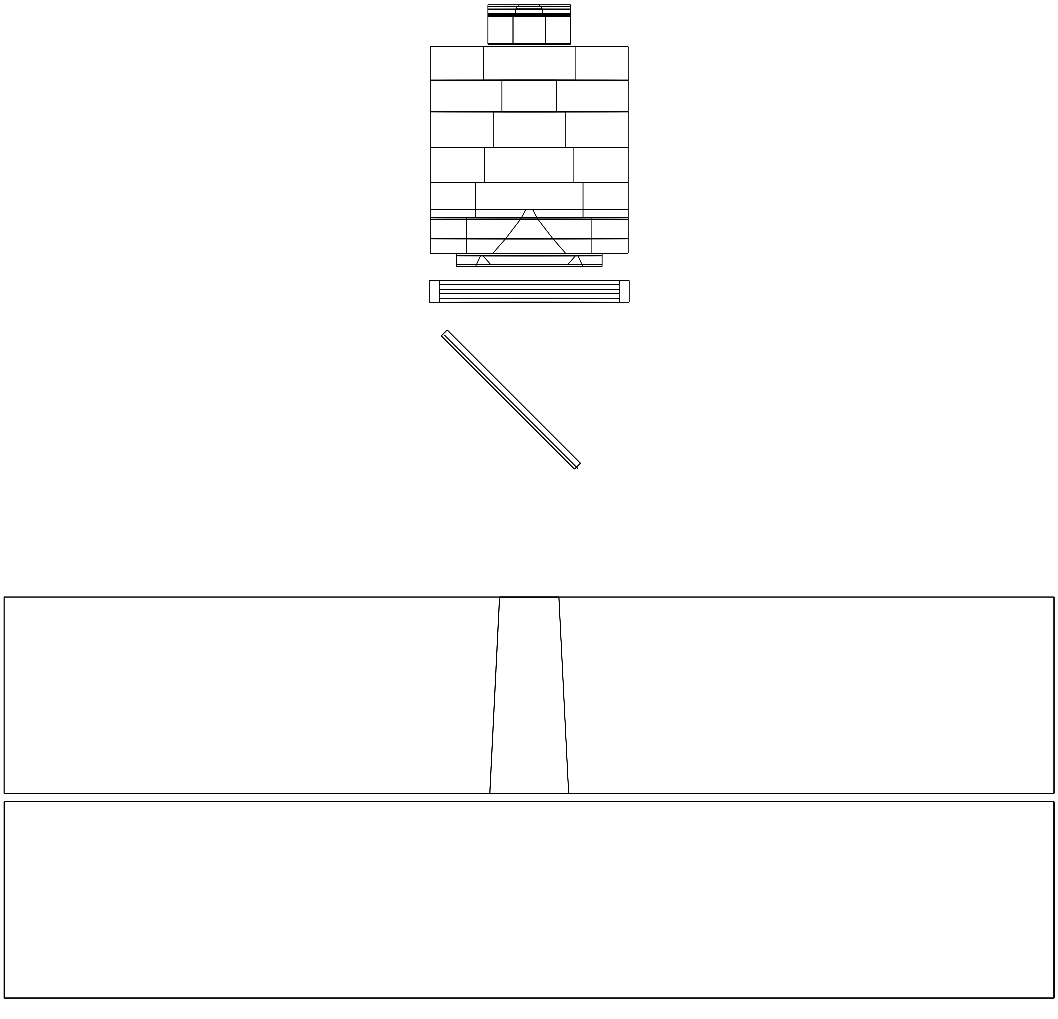


Figura 3.3: Geometria da cabeça de tratamento do acelerador linear Siemens KD2 em modo de fotões 6 MV

[2]Informação cedida pela Siemens AG Medical Engineering

A geometria codificada, composta por cerca de 70 sólidos primários – cubos, paralelipípedos, aneis, esferas, cones e trapézios – foi dividida em três secções: alvo de conversão e bloco de blindagem – Figura 3.4 (a) – filtro e colimador primário – Figura 3.4 (b) – câmaras de dose, espelho e colimadores secundários – Figura 3.4 (c).

Durante a simulação procedeu-se ao transporte do feixe de electrões primários, através do alvo de ouro, sendo os fotões, electrões e positrões, resultantes da interacção do feixe com o material transportados através da geometria. A simulação foi efectuada por etapas, iniciando-se no alvo de conversão e bloco de blindagem, seguindo pelo filtro e colimador primário, e por fim os colimadores secundários. Durante as simulações de uma determinada secção ou módulo, a geometria da secção anterior encontra-se codificada de modo a incluir-se a possiblidade dos fotões e electrões sofrerem processos de retrodifusão e como resultado serem transportados em direcção às primeiras estruturas. No fim de cada secção, encontra-se definido um plano de contabilização. Ao atravessar estes planos, o transporte da partícula é interrompido e a informação que caracteriza cada partícula guardada em ficheiros espaços de fases.

Os espaços de fases são distribuições a N–dimensões - *Ntuples* – e constituem uma amostra estatística do feixe de radiação em estudo, contendo as coordenadas, direcção, energia, identificação das partículas, e um registo do tipo de interações em que participaram. Os espaços de fases obtidos na primeira e segunda secção do acelerador são independentes do campo de radiação selecionado pelo sistema de colimação secundário. A divisão ou seccionamento da geometria permite assim o aumento de eficiência do cálculo porque estes espaços de fases intermédios só são calculados uma única vez. Na segunda fase, foi efectuado o transporte das partículas guardadas nos espaços de fases, simulando-se a interacção do feixe com a câmara de dose, espelho, colimadores secundários, obtendo-se os espaços de fases finais necessários que caracterizam o feixe de fotões produzido pelo acelerador Siemens KD2. Estes espaços de fases necessitam de ser recalculados sempre que a abertura dos colimadores secundários varie. Utilizando-se esta abordagem geraram-se campos de 3×3 cm^2, 5×5 cm^2, 10×10 cm^2, 12×12 cm^2 e 15×15 cm^2, a partir do conjunto de espaços de fases obtido após o filtro e colimador primário.

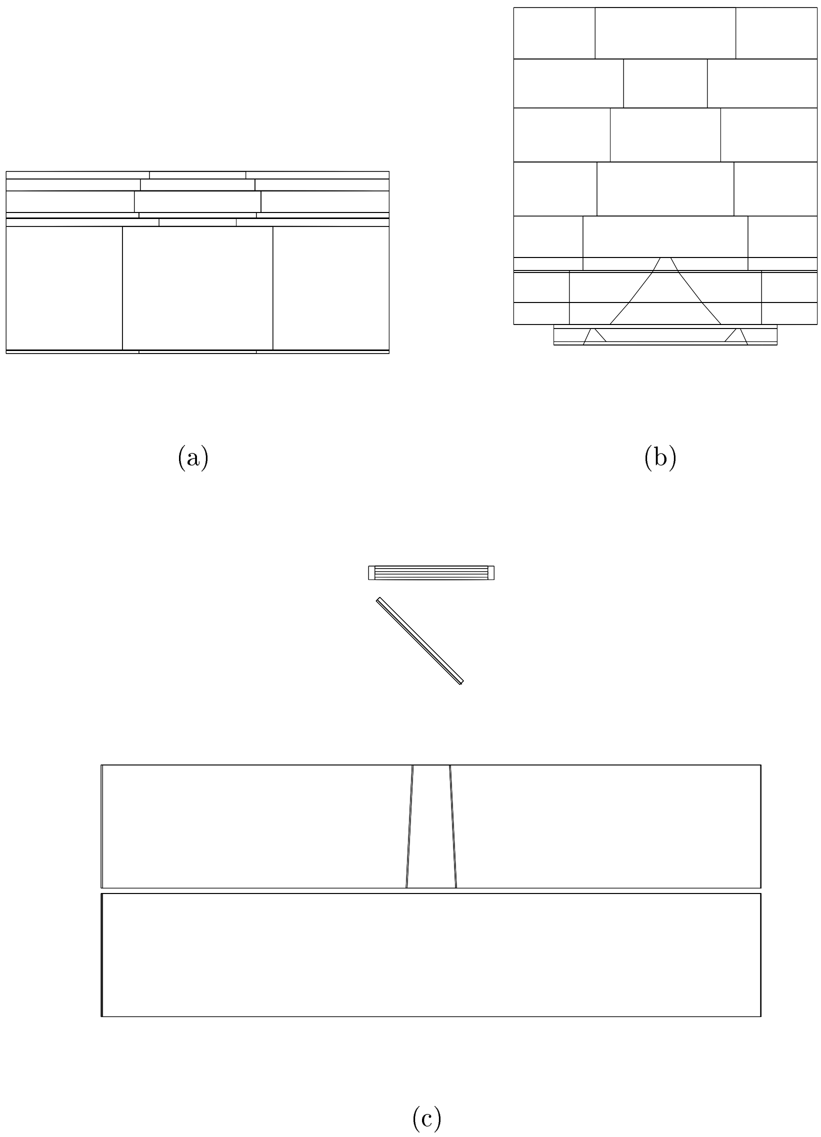


Figura 3.4: Secções da geometria codificadas: alvo e bloco de blindagem (a), filtro e colimador primário (b) e câmara de monitorização, espelho e colimadores secundários (c). As diferentes secções não se encontram à escala

3.2.1 Parâmetros de Simulação

A simulação Monte Carlo dos feixes produzidos por este acelerador linear envolveu a escolha e optimização de parâmetros de transporte do código EGS4. Os valores de corte em energia para a simulação e transporte de electrões (`ECUT`) e fotões (`PCUT`) foram fixados, respectivamente, em 700 keV (energia total) e 10 keV. Quando a energia da partícula transportada atinge o valor de corte a sua energia é depositada localmente. Os limiares de produção de partículas secundárias carregadas (`AE`) e fotões (`AP`) foram limitados respectivamente a 521 keV (energia total) e 10 keV. Estes valores foram escolhidos em função de testes preliminares e do trabalho de outros autores [FPC$^+$99, RFD$^+$95, SKLM99].

Para o transporte eficiente de partículas carregadas nas fronteiras entre regiões constituídas por diferentes materiais e contabilização da correlação entre perdas de energia e ângulo polar de deflexão ao fim de cada sub–passo de história condensada utilizou-se o algoritmo PRESTA [BR87] incluído no sistema EGS4. A perda de energia máxima por passo da partícula carregada devido a processos inelásticos contínuos abaixo do limite de produção de partículas secundárias, (`ESTEPE`), foi colocada a 1%. Este valor é considerado um compromisso entre um menor tempo de simulação e uma correcta simulação de processos de dispersão múltipla e retrodifusão, com especial relevo para materiais de elevado número atómico [JKO99].

A cada sólido utilizado na codificação da geometria foi atribuído um material da base de dados construída com o pré-processador PEGS4. Esta base de dados contêm para cada material as secções eficazes dos diferentes processos físicos de interacção modelados. Foram incluídas as correcções recomendadas pelo *ICRU 37 Report* [ICR84] ao efeito de densidade [SSB82]; à secção eficaz diferencial de *bremsstrahlung* [RDBN89] $\frac{d\sigma}{dk}$ no momento k do fotão emitido; às perdas restrictas de energia de colisão $\left(\frac{dE}{dx}\right)^{col}_{\Delta}$ e radiativas $\left(\frac{dE}{dx}\right)^{rad}_{\Delta}$. O ângulo polar de emissão dos fotões de *bremsstrahlung* foi gerado recorrendo à distribuição 2BS de Koch-Motz [KM59].

De modo a reduzir o tempo de cálculo foram implementados *cortes geométricos*. Nesta técnica de redução de variância todas as partículas que interajam com as faces do colimador primário e secundário são rejeitadas, sendo o seu transporte interrompido, e a sua energia depositada localmente. Esta aproximação foi introduzida com base na baixa transmissão das blindagens de tungsténio para fotões de energias na ordem do keV – MeV [CWB+97].

3.2.2 Caracterização do Feixe de Electrões Primário

O feixe de electrões primário à saída do tubo de aceleração pode ser caracterizado por três distribuições: espacial, angular e em energia. Estas necessitam de ser incluídas nas simulações Monte Carlo, para a correcta caracterização e simulação dos feixes de radiação. No entanto, as especificações fornecidas pelos fabricantes que caracterizam estas distribuições não podem, em geral, ser confirmadas experimentalmente, sendo necessário ajustar os parâmetros que descrevem o feixe primário nas simulações.

À saída do tubo de aceleração o feixe é confinado pelo íman deflector, o que reduz a sua dispersão espacial. O valor exacto da distribuição espacial para o Siemens KD2, não é conhecido, sendo estimado por um feixe circular com 2–3 milímetros de raio [FCRC00]. De igual modo, o valor real da energia do feixe de electrões primário não é conhecido com exactidão. Esta situação deve-se em parte ao processo de instalação do acelerador linear nas unidades de radioterapia, que compreende ajustes finais à energia do feixe efectuados caso–a–caso. Devido à elevada intensidade dos feixes produzidos pelos aceleradores lineares, a medição directa do espectro de fotões embora possível é dificultada devido à ocorrência de processos de saturação de electrónica ou *pile-up* [FZRR91]. Para o modo de 6 MV, o valor especificado pelo fabricante a título indicativo é de 5.58 MeV, com uma dispersão em energia de 781 keV (14%). Para a distribuição angular não existem indicações técnicas. Em face deste acelerador dispôr de um sistema acromático de focagem, que minimiza a divergência do feixe, optou-se por considerar que esta é próxima de zero. Trabalhos publicados, utilizando um acelerador de investigação Vickers, indicam que uma divergência máxima de 0.28° não produz efeitos perceptíveis nas distribuições de dose [SBRRS00].

Para determinar os parâmetros do feixe primário que permitem o melhor ajuste das distribuições de dose calculadas aos dados experimentais, efectuaram-se várias si-

Tabela 3.1: Parâmetros característicos do feixe primário

Configuração	Energia E_0 (MeV)	Dispersão (%)	Raio (mm)
1	5.58	14%	pontual
2	5.58	monoenergética	pontual
3	6.00	monoenergética	pontual
4	6.15	monoenergética	pontual
5	6.30	monoenergética	pontual
6	6.53	monoenergética	2 mm

mulações preliminares. Consideraram-se diferentes configurações, englobando cinco energias (5.58, 6, 6.15, 6.30 e 6.53 MeV), dois modelos para a distribuição espacial do feixe primário (uma pontual e outra uniforme, com um raio de 2 mm) e duas distribuições espectrais (monoenergética e gaussiana) – Tabela 3.1 – segundo as indicações de Rogers *et al* [RFD+95] e Francescon *et al* [FCRC00]. Devido ao elevado número de combinações possíveis e consequente tempo de cálculo, certas combinações não foram consideradas. Compararam-se as curvas de deposição de dose em profundidade segundo o eixo central e perfis transversais, com dados experimentais, e a configuração que forneceu o melhor ajuste utilizada. Este processo permitiu adoptar para as simulações posteriores os espaços de fases calculados com um feixe primário de 6.53 MeV, uniforme com um raio de 2 mm.

3.3 Análise de Espaços de Fases

Os espaços de fases foram analisados ao fim de cada módulo: alvo, filtro e colimadores secundários. A análise refere-se aos espaços de fases obtidos com a utilização de um feixe primário de 6.53 MeV, uniforme com um raio de 2 mm (configuração 6, Tabela 3.1). A partir dos espaços de fases, obtiveram-se distribuições de espectros de fotões (ponderados em número de partículas e em dose), energia média e fluência (ponderados em partículas e energia). Para o cálculo da fluência dividiu-se o plano de contabilização em células anelares ou rectangulares, contabilizando-se o número de partículas por centímetro quadrado. A obtenção de espectros ponderados em dose permite avaliar a importância ou *peso* dos fotões de diferentes energias para a dose depositada. Para tal ponderou-se cada fotão com uma dada energia pela dose depositada num *fantoma* de água a uma profundidade de referência. A ponderação foi efectuada através do cálculo prévio de factores de conversão *número de partículas–dose*. Estes foram obtidos a partir de simulações com EGS4, fazendo-se incidir feixes de fotões monoenergéticos, pontuais, uni-direcionais, com energias compreendidas entre 10 keV e 6.53 MeV, num *fantoma* de água, segundo um espectro uniforme. Os factores de conversão (WD) são definidos pelo quociente entre a dose a 10 cm para fotões de energia E e a dose à mesma profundidade para fotões de 6.53 MeV:

$$WD = \frac{Dose(E)}{Dose(E_0 = 6.53MeV)} \tag{3.1}$$

Para a manipulação e extração destas distribuições a partir das *Ntuples* recorreu-se ao programa de análise de dados ROOT [BR97]. Este programa permite estabelecer *funções de corte* ou condições booleanas permitindo a pesquisa interactiva dos espaços de fases evento–a–evento. O espaço total necessário para o armazenamento dos espaços de fases é da ordem do 1 *GByte* por configuração por campo de radiação. Para reduzir o tempo necessário para análise, optou-se por não utilizar a totalidade dos eventos armazenados nos espaços de fases, desde que tal não introduzisse flutuações estatísticas elevadas nas distribuições calculadas – Tabela 3.2. As distribuições são apresentadas em histogramas. Para os espectros de energia e distribuições angulares o erro estatístico para um canal com N entradas é dado por $\sqrt{N}$. Para as distribuições de energia média em função do raio e do ângulo polar o erro do valor médio em cada canal com N entradas é:

$$s_m = \frac{\sigma_E}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{1}{(N)(N-1)}\sum_{i=1}^{N}(E_i - \bar{E})^2} \tag{3.2}$$

em que E_i é a energia da partícula i e $\bar{E}$ a energia média em cada canal. O erro associado a cada distribuição de fluência é estimado por $\frac{\sqrt{N}}{A}$ em que A é a área da célula, anelar ou rectangular, de contabilização e N o número de partículas em cada célula. Os espectros de fotões e electrões ponderados em partículas foram normalizados ao número total de electrões primários gerados.

Tabela 3.2: Números de eventos dos espaços de fases utilizados na análise para a configuração $E_0 = 6.35$ MeV

Módulo Analisado	Eventos Utilizados	% Total Eventos
Alvo + Blindagem	3324442	16
Filtro + Prim Col	6538081	38
Sec Col (3×3 cm^2)	211475	100
Sec Col (5×5 cm^2)	623445	100
Sec Col (10×10 cm^2)	2722834	100
Sec Col (12×12 cm^2)	1989947	100
Sec Col (15×15 cm^2)	5300254	100

3.3.1 Alvo

O espectro de *bremsstrahlung* – Figura 3.5 – foi extraído dos espaços de fases a partir de funções de corte. Impôs-se a condição de os fotões se encontrarem

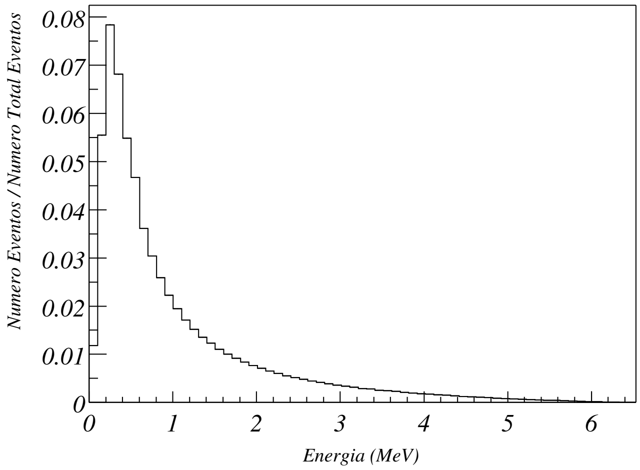


Figura 3.5: Distribuição de energia do feixe de fotões ao nível do primeiro módulo

no interior de um disco de contabilização com um raio de 5 cm. Em tal disco encontram-se 99.8% das partículas contidas nos espaços de fases. As incertezas estatísticas em cada canal são inferiores a 1%. A energia mais provável do espectro de fotões é de 0.251 MeV $\pm$ 0.054 MeV, e uma energia média de 1.0259 $\pm$ 0.0005 MeV. Para energias inferiores a 200 keV, observou-se que o espectro não segue a distribuição $\frac{1}{k}$, em que k é a energia do fotão emitido, característica da emissão de *bremsstrahlung*. Este comportamento deve-se à auto-absorção no alvo de ouro dos fotões menos energéticos ($<$ 200 keV).

Para a construção de espectros ponderados em dose, selecionaram-se eventos do espaço de fases, utilizando-se uma função de corte em raio mais restrita (raio $<$ 0.5 cm), modificado o seu peso (por defeito 1) pelos factores de conversão de dose (WD) previamente calculados. A energia média do espectro de fotões ponderados em dose é de 2.3750 $\pm$ 0.0016 MeV – Figura 3.6. Este valor pode ser usado para testar a validade da parametrização (6) de P. LaRiviere [LaR89]:

$$E_d\ (MeV) = 0.362\ E_{in}\ (MeV) \tag{3.3}$$

em que E_d é a energia média ponderada em dose do feixe de fotões ao nível do alvo em redor do eixo central de radiação e E_{in} é a energia cinética do feixe primário. Para um feixe de 6.53 MeV obtem-se um valor de E_d = 2.355 MeV, concordando com os valores da simulação de Monte Carlo a menos de 0.9%.

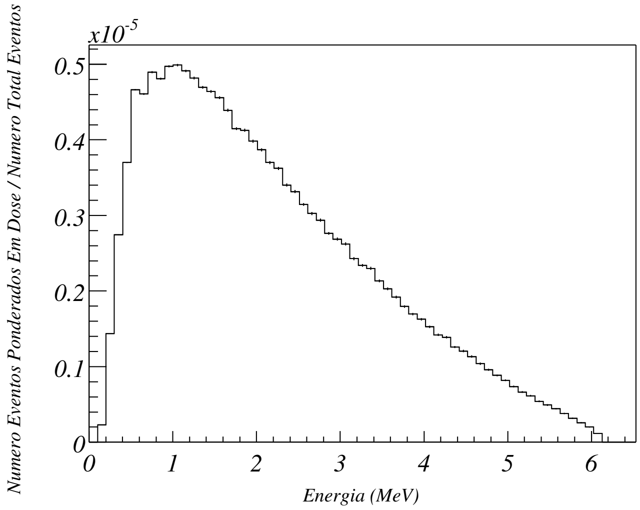


Figura 3.6: Distribuição de energia, ponderada em dose, do feixe de fotões ao nível do primeiro módulo

A partir da distribuição da energia média em função do raio – Figura 3.7 – constatou-se que a energia média para raios superiores a 7 mm, é aproximadamente constante, com um valor de 1.050 MeV. De 0 mm até 7 mm, a energia decresce de um valor máximo de 1.280 MeV até 1.050 MeV. A fluência de fotões é

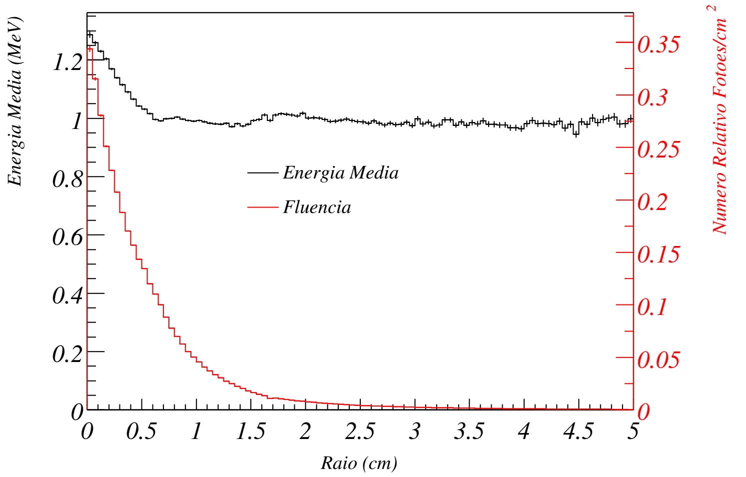


Figura 3.7: Distribuições de fluência e energia média do feixe de fotões em função do raio ao nível do primeiro módulo

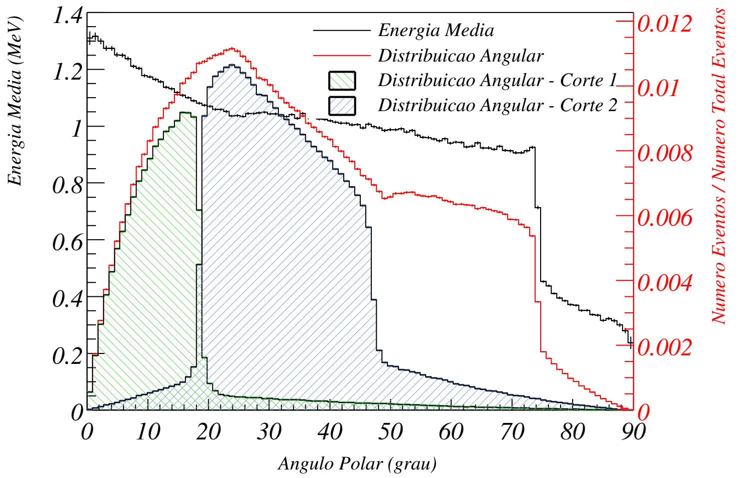


Figura 3.8: Distribuição angular e energia média do feixe de fotões em função do ângulo polar ao nível do primeiro módulo

máxima sobre o eixo de incidência do feixe de electrões no alvo, diminuindo com a distância. Entre 0 e 7 mm encontram-se 74 % do número total de fotões.

A energia média é máxima para fotões com baixos ângulos (0°–2°) e inferior a 1 MeV para fotões com ângulos superiores a 20° – Figura 3.8. Para o estudo da distribuição angular implementaram-se três funções de selecção: fotões localizados num disco com raio inferior a 5 mm (corte 1), fotões localizados num anel com com raio inferior a 15.7 mm (corte 2) e superior a 5 mm e fotões sem restrições de localização. Com o corte 1 abrange-se apenas a área interna do último elemento de blindagem do alvo, selecionando-se fotões directos emitidos com ângulos inferiores a 18°. O corte 2, corresponde à zona de blindagem do alvo, permitindo a selecção de fotões com ângulos compreendidos entre os 20° e 50° que conseguiram atravessar a blindagem em aço.

3.3.2 Filtro e Colimador Primário

Para o segundo módulo de simulação selecionaram-se fotões no interior dum disco de contabilização com um raio de 5 cm, localizado após o filtro e colimador primário. Neste disco encontram-se 99.9% das partículas existentes nos espaços de fases do segundo módulo. Obtiveram-se distribuições de energia ponderadas no número de partículas e em dose – Figuras 3.9 e 3.10, com energia média de 1.2271 $\pm$ 0.0005 MeV e 2.4088 $\pm$ 0.0005 MeV, respectivamente. A validade da segunda parametrização (9) de P. LaRiviere [LaR89] foi avaliada. Esta estabelece uma correspondência empírica entre a dose percentual a 10 cm de profundidade em água (PDD_{10}), e a energia média ponderada em dose do feixe E_d, após interactuar com o filtro:

$$E_d\ (MeV) = 10^{(PDD_{10}-55.37)/28.68} \tag{3.4}$$

O valor experimental para a dose percentual a 10 cm de profundidade, para o acelerador Siemens KD2 em modo de fotões 6 MV é de 66.7%, que de acordo com a paramaterização (3.4) indica uma energia média ponderada em dose do feixe de fotões ao fim do filtro e colimador primário de 2.480 MeV. O desvio entre este valor e o obtido por simulação é de 2.8 %.

O efeito da utilização de um filtro de dispersão e atenuação para a produção de um

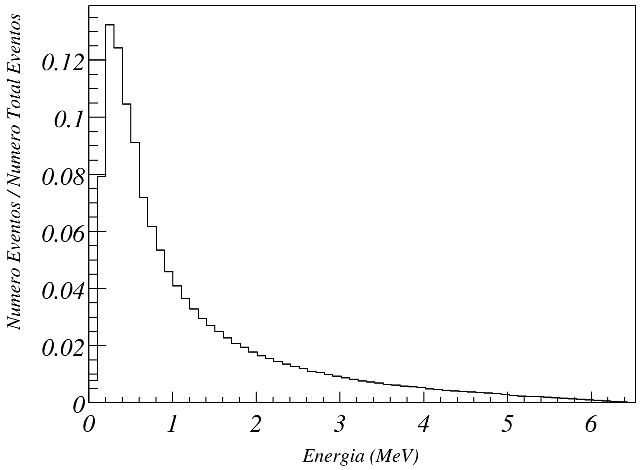


Figura 3.9: Distribuição de energia do feixe de fotões ao nível do segundo módulo

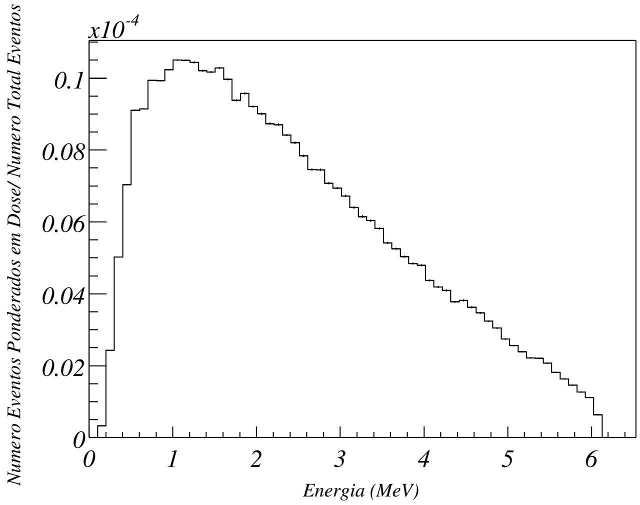


Figura 3.10: Distribuição de energia, ponderada em dose, do feixe de fotões ao nível do segundo módulo

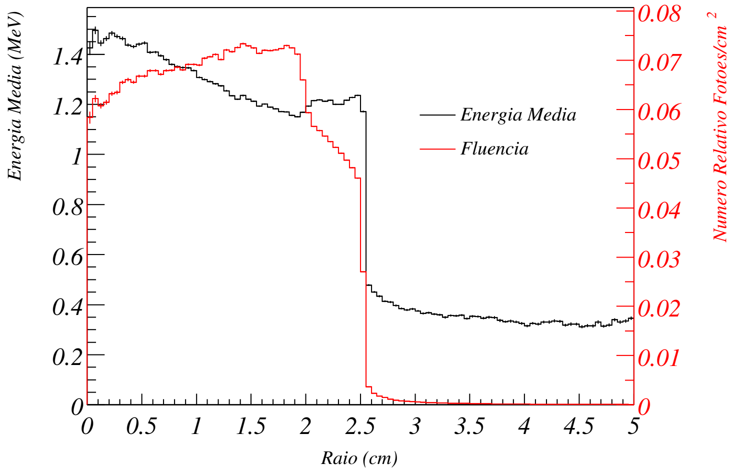


Figura 3.11: Distribuições de fluência e energia média do feixe de fotões em função do raio ao nível do segundo módulo

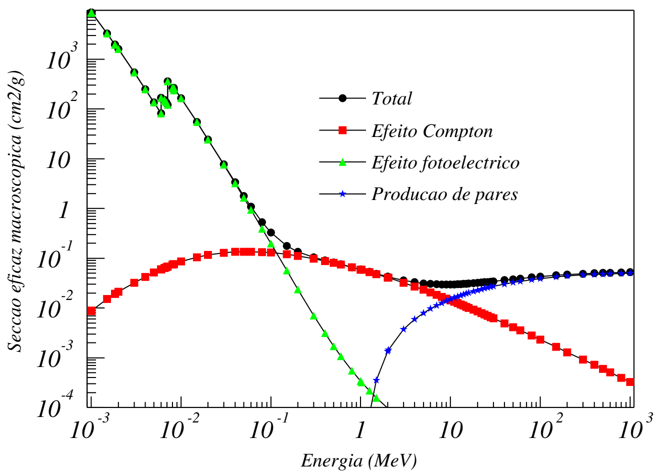


Figura 3.12: Secções eficazes macroscópicas para energias de fotões de 1 keV a 1 GeV[BHS99] incidentes em aço: total, efeito de Compton, efeito fotoeléctrico e produção de pares no campo de Coulomb nuclear.

feixe extenso é vísivel nas distribuições de energia média e fluência em função do raio – Figura 3.11. A energia média do feixe é mais elevada na zona central do filtro, devido à atenuação preferencial dos fotões de mais baixas energias – Figura 3.12 – aumentando a percentagem de fotões de energias mais elevadas. A energia média

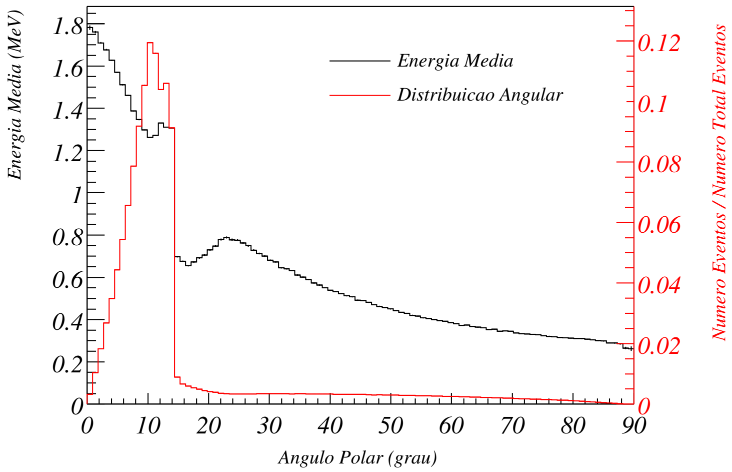


Figura 3.13: Distribuição angular e energia média do feixe de fotões em função do ângulo polar ao nível do segundo módulo

decresce desde o valor máximo de 1.45 MeV com raio $r = 0$ cm até 1.20 MeV com $r = 2$ cm. Esta diminuição é compensada por uma maior fluência na mesma região, produzindo-se feixes de fotões que fornecem distribuições de dose extensas. Para uma distância ao eixo central de 2–2.5 cm verificou-se a diminuição da fluência devido à presença de uma maior quantidade de aço na periferia do filtro. Nesta região a energia média dos fotões aumenta para 1.250 MeV. Para distâncias superiores a 2.5 cm, a fluência decai abruptamente, dado que devido ao corte geométrico descrito na Secção 3.2.1 nenhum fotão é transmitido pelo colimador primário. Os fotões presentes nesta região são provenientes de dispersões de elevado ângulo no filtro, com uma energia média de 375–400 keV.

Na distribuição angular e energia média em função do ângulo, a influência das estruturas do segundo módulo também é notada – Figura 3.13. Os fotões com baixos ângulos polares, atravessam uma maior quantidade de aço do filtro, sendo mais atenuados pelo que apresentam uma energia média mais elevada. Devido à seleção angular efectuada pelo colimador primário, o número de fotões com ângulos polares superiores a 16° é inferior a 25% do número total de fotões.

Efectuou-se uma análise dos electrões contaminantes presentes no espaço de fases do primeiro e segundo módulo. A energia média do espectro de energia dos electrões presentes no feixe é de 1.1916 ± 0.0021 MeV no alvo e de 1.2344 ± 0.0046 MeV no filtro – Figura 3.14. A energia mais provável é de 0.9543 ± 0.0540 MeV, decrescendo para 0.2515 ± 0.0540 MeV ao fim do segundo nível. Entre as duas secções de geometria, o número total de electrões contaminantes presentes no feixe reduz-se em 54 %.

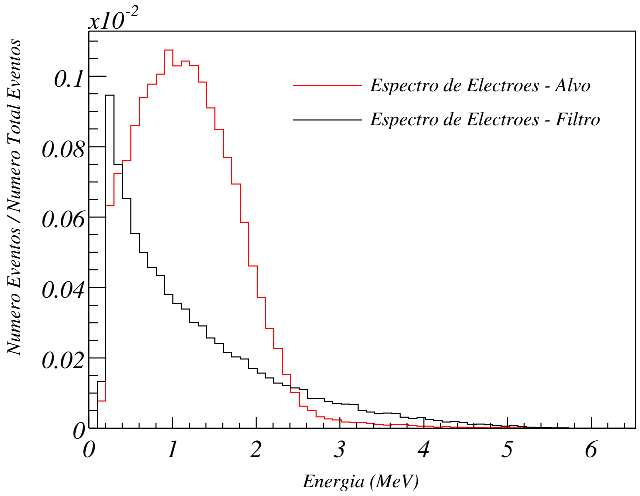


Figura 3.14: Distribuição de energia de electrões contaminantes ao fim do primeiro e segundo módulo

3.3.3 Colimadores Secundários

Ao fim do terceiro módulo foram analisados espaços de fases correspondentes aos campos de radiação formados pelos colimadores secundários: 3×3, 5×5, 10×10, 12×12 e 15×15 cm^2.

A energia média dos espectros de fotões em função do campo geométrico foi calculada tendo-se verificado que diminui com o aumento das dimensões do campo – Tabela 3.3. São mostrados os espectros para os campos de 10×10 e 15×15 cm^2 – Figura 3.15. Este comportamento da energia média foi confirmado pela comparação das distribuições de energia média em função da distância ao eixo central

Tabela 3.3: Energia média do feixe de fotões em função do campo geométrico

Campo Geométrico (cm^2)	Energia (MeV)
3×3	1.8749 ± 0.0030
5×5	1.8427 ± 0.0018
10×10	1.7832 ± 0.0008
12×12	1.7488 ± 0.0010
15×15	1.7127 ± 0.0006

para os campos de 10×10 e 15×15 cm^2 - Figuras 3.16 e 3.17. Devido à perda de

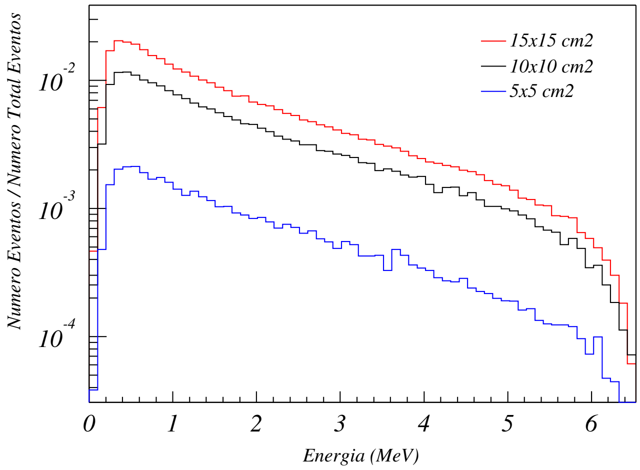


Figura 3.15: Distribuição de energia do feixe de fotões para um campo de 10×10 e 15×15 cm^2

simetria radial do feixe de fotões após a passagem pelos colimadores secundários, utilizou-se uma função de corte que seleciona os fotões que se encontrem dentro de uma banda rectangular de dimensões de $(-5, 5)$ cm $\times$ $(-1, 1)$ cm centrada no eixo central de radiação. Perto do eixo central ($-5 <$ distância (mm) $< +5$), a energia média dos fotões é de 1.6303 ± 0.0018 MeV para o campo de 10×10 cm^2 e de 1.5220 ± 0.0015 MeV para o campo de 15×15 cm^2. Para os campos estudados, a energia média é mais elevada perto do eixo central, diminuindo na fronteira do campo. Esta diminuição é compensada pelo aumento da fluência de fotões, o que pode ser comprovado nas distribuições de fluência ponderada em energia – Figura 3.18. Tal comportamento garante a homogeneidade das distribuições de dose do campo de radiação nas direcções transversais ao eixo de incidência do feixe.

A variação da energia com as dimensões do campo de radiação deve-se ao efeito de seleção angular dos colimadores secundários. À medida que o campo e consequentemente a distância entre os blocos de tungsténio dos colimadores secundários diminui, apenas os fotões que após interagirem com o filtro tenham baixos ângulos polares, caracterizados por energias médias mais elevadas – Figura 3.13 – são transportados por entre os colimadores. No acelerador Siemens KD2, a aceitância angular máxima dos colimadores secundários para campos de 5×5, 10×10 e 15×15 cm^2 é de 1.43°, 2.86° e 4.28°, respectivamente. Nas três distribuições angulares analisadas – Figuras 3.19, 3.20 e 3.21 – verifica-se que o valor do ângulo polar mais provável para cada campo, coincide com a aceitância angular máxima teórica - Tabela 3.4.

Foram detectados fotões com ângulos superiores, a mais de 1° do valor mais provável, com intensidades inferiores a 2% da intensidade máxima, e uma energia média inferior a 1 – 1.2 MeV. Estes fotões sofreram interações na câmara de dose, espelho e/ou na secção final do filtro, tendo sido dispersos com um elevado ângulo, mas suficientemente próximos dos colimadores secundários para estarem dentro do campo de aceitação angular. As distribuições angulares apenas reportam a fotões directos, dado que devido aos cortes geométricos nos colimadores secundários não foi efectuado o transporte de fotões que interagissem nestas estruturas.

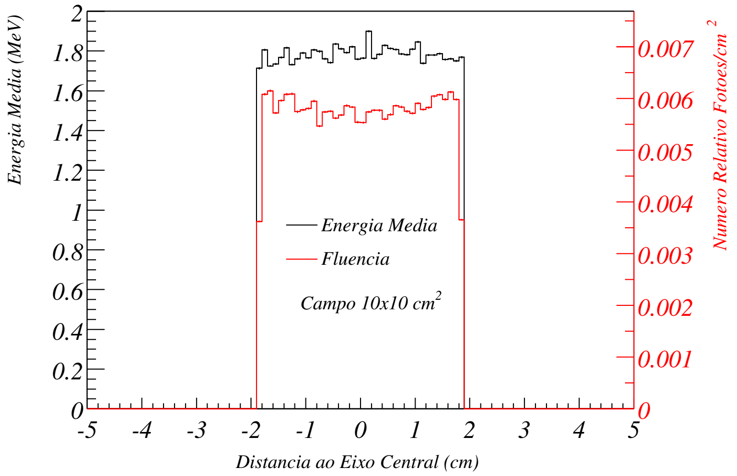


Figura 3.16: Distribuições de fluência e energia média do feixe de fotões em função da distância ao eixo central para o campo de 10×10 cm^2

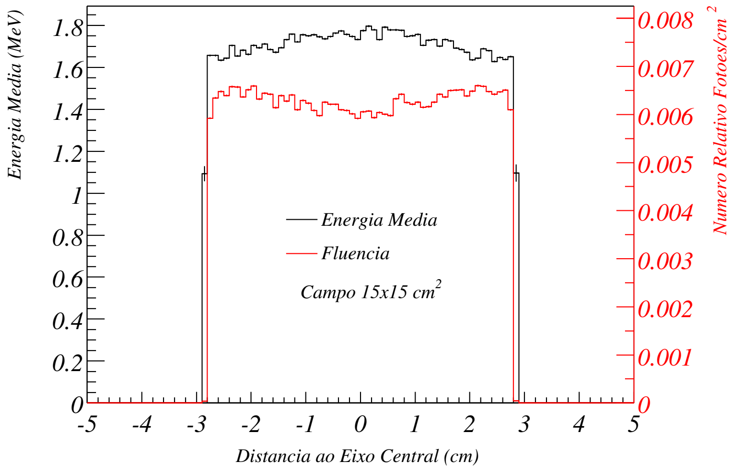


Figura 3.17: Distribuições de fluência e energia média do feixe de fotões em função da distância ao eixo central para o campo de 15×15 cm^2

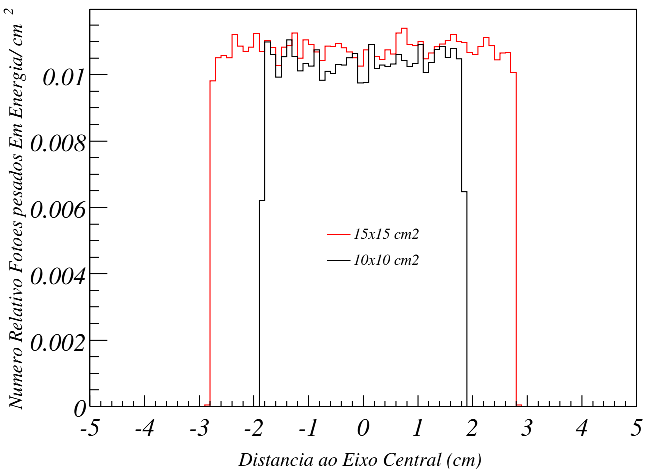


Figura 3.18: Distribuições de fluência ponderada em energia em função da distância ao eixo central para o campo de 10×10 e 15×15 cm^2

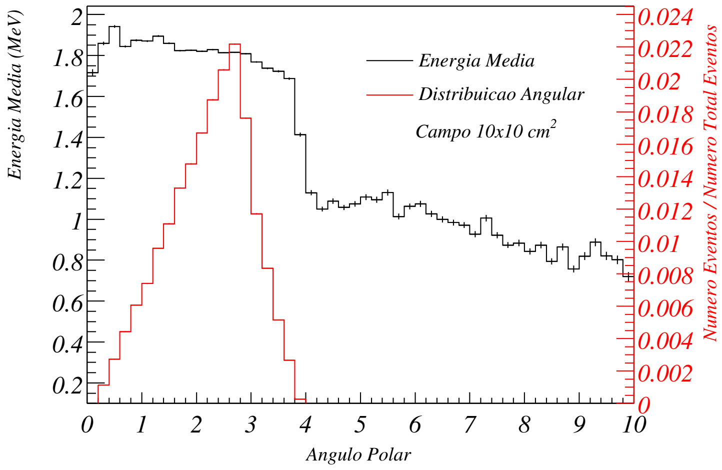


Figura 3.19: Distribuição angular e energia média do feixe de fotões em função do ângulo polar para o campo de 10×10 cm^2

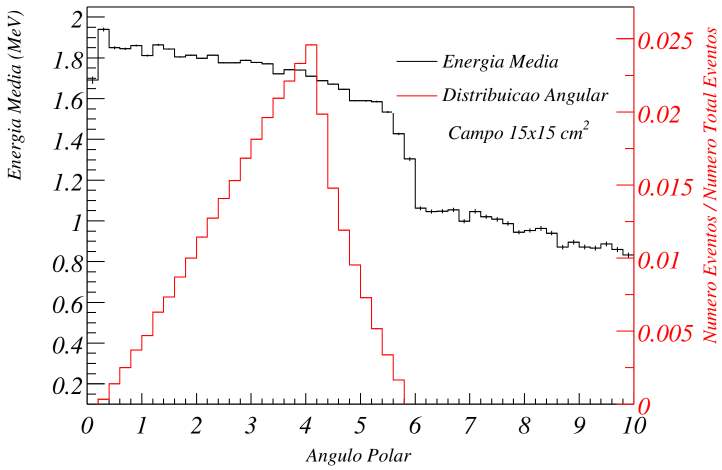


Figura 3.20: Distribuição angular e energia média do feixe de fotões em função do ângulo polar para o campo de 15×15 cm^2

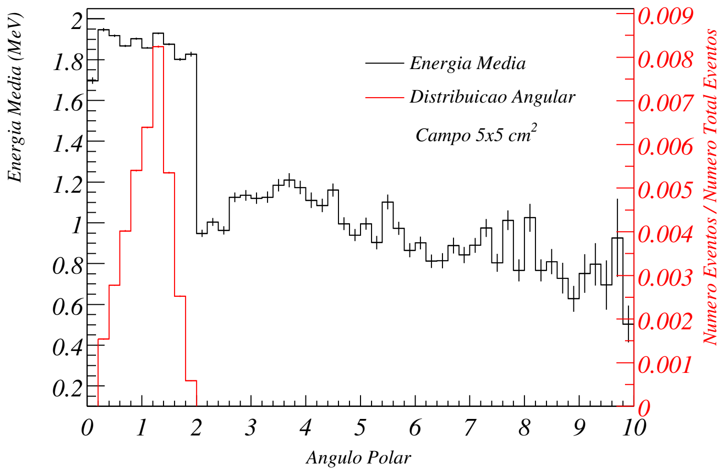


Figura 3.21: Distribuição angular e energia média do feixe de fotões em função do ângulo polar para o campo de 5×5 cm^2

Tabela 3.4: Aceitação angular dos colimadores secundários em função das dimensões do campo de radiação

Campo (cm^2)	Aceitação Angular (Siemens) (°)	Aceitação Angular (MC) (°)
5×5	1.43 ± 0.010	1.30 ± 0.045
10×10	2.86 ± 0.005	2.70 ± 0.045
15×15	4.28 ± 0.010	4.10 ± 0.045

3.4 Validação de Espaços de Fases

A validação dos espaços de fases que descrevem o feixe de fotões efectuou-se por comparação com medições experimentais de curvas de dose em profundidade segundo o eixo central, perfis transversais e razões de débito (*output factors*). As medições foram efectuadas pelo Serviço de Radioterapia do IPOFG–CROC, num fantoma de àgua motorizado (MP3-PTW[3]), com uma câmara de ionização com um volume activo de 0.125 cm^3 (PTW-233642). A câmara foi colocada segundo a horizontal, com o eixo longitudinal da câmara perpendicular ao eixo central do feixe [CAF$^+$01]. No modo fotões 6 MV foram obtidos cinco perfis de ionização transversais às profundidades de 1.5, 5, 10, 15 e 20 cm, para cada um dos cinco campos de radiação simulados.

Para simular a interacção dos feixes de fotões com o fantoma utilizou-se o código de Monte Carlo GEANT4 (versões 4.2.0 e 4.3.0) com as Extensões Electromagnéticas de Baixas Energias e Electromagnético Padrão. Tal permitiu validar o código de simulação numa geometria simples, antes da sua aplicação ao cálculo de dose em geometrias complexas com base em imagens CT – Capítulo 4. Para o transporte de fotões, electrões e positrões foram incluidos os processos electromagnéticos relevantes para a gama de energias 10 keV – 10 MeV. Os processos declarados para o transporte de fotões foram: dispersão de Rayleigh, dispersão de Compton, efeito fotoelétrico e produção de pares. Para o transporte de electrões e positrões introduziram-se as perdas de energias por interacções *soft*, produção e emissão de raios-δ, produção e emissão de fotões de *bremsstrahlung* e aniquilação. Os cortes em percurso para a produção de partículas secundárias (*rcut*) – fotões e electrões/positrões – foram fixados em 4 cm e 20 μm, respectivamente - Tabela 3.5. Após serem criadas as partículas são transportadas até à energia mínima de transporte, que nestes modelos é de 250 eV.

A geometria codificada incluiu a coluna de ar desde os colimadores secundários até ao fantoma de água, e o fantoma com dimensões de $50 \times 50 \times 50$ cm^3 – Figura 3.22 – situado a 100 cm SSD. O transporte das partículas foi iniciado a partir da amostragem dos espaços de fases obtidos com EGS4. A interface do EGS4 com GEANT4 é efectuada por um gerador de eventos primários, através

[3]PTW, Freiburg, Alemanha

da classe do utilizador, derivada da classe `G4VPrimaryGeneratorAction`. Nesta foram declarados os métodos ou funções que permitem ao GEANT4 aceder à informação que caracteriza cada evento no espaço de fases e efectuar a tradução entre os números de identificação das partículas no esquema do EGS4 para o esquema do GEANT4. A deposição de dose foi contabilizada, por uma classe derivada da `G4VSteppingAction`, num plano centrado no eixo de incidência do feixe de radiação preenchido com 3600 *voxels* de dimensões 0.5 cm (eixo de radiação – Z) $\times$ 0.5 cm (eixo transversal – X) $\times$ 1 cm (eixo transversal – Y).

As curvas de deposição de dose, curvas de dose em profundidade, perfis laterais de dose e razões de débito mostradas foram calculadas com os espaços de fases gerados por um feixe primário de electrões com uma energia de 6.53 MeV e uma distribuição espacial uniforme com um raio de 2 mm.

Tabela 3.5: Cortes em percurso e energia na simulação do fantoma de água com GEANT4

Material	Partícula	Corte em Percurso (mm)	Corte em Energia (keV)
Ar	fotão	4.0 cm	0.250
	e^- / e^+	20.0 μm	0.250
Água	fotão	4.0 cm	14.0
	e^- / e^+	20.0 μm	33.8

3.4.1 Curvas de Dose em Profundidade

As curvas de dose em profundidade calculadas para os campos 3×3, 5×5, 10×10, 12×12 e 15×15 cm^2 para o acelerador Siemens KD2 foram comparadas com os resultados experimentais. Apenas as curvas de 10×10 e 15×15 cm^2 são mostradas – Figura 3.23 e 3.25 – dado que o nível de acordo entre as curvas de dose calculadas e medidas nos restantes campos é semelhante. Os resultados de simulação são normalizados a 100% à deposição máxima de dose. A incerteza estatística dos cálculos de Monte Carlo foi estimada em 2%. A precisão dos resultados foi avaliada calculando-se as diferenças percentuais entre os valores de dose simulados e medidos em função da profundidade para cada um dos campos – Figura 3.24 e 3.26.

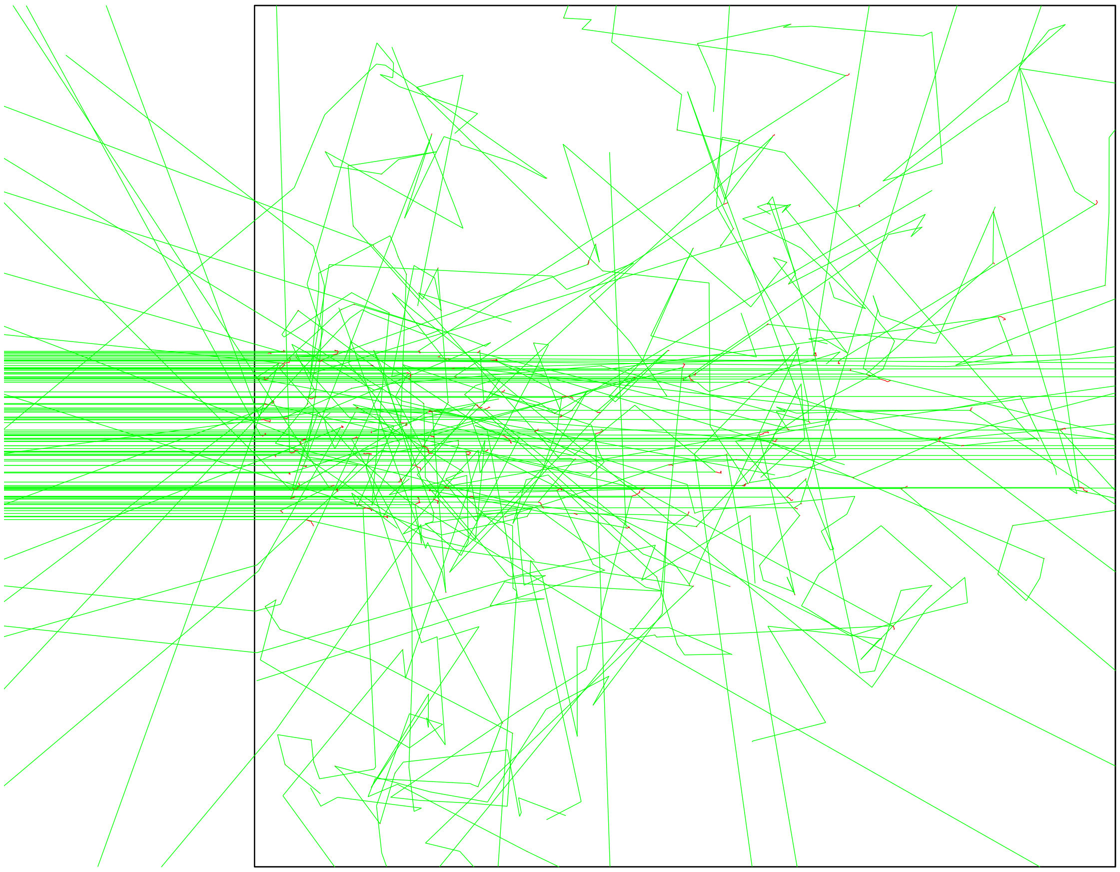


Figura 3.22: Simulação do transporte de 100 fotões com GEANT4, amostrados do espaço de fases de EGS4, incidindo no fantoma de água. Fotões *a verde* e electrões *a vermelho*

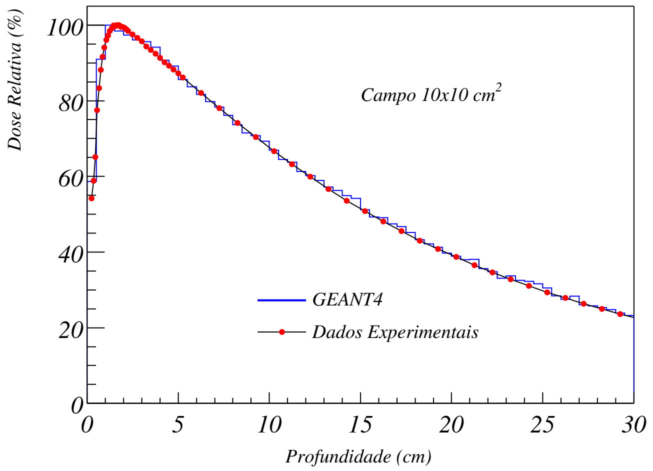


Figura 3.23: Curvas simuladas e experimentais de dose em profundidade para um campo de 10×10 cm^2

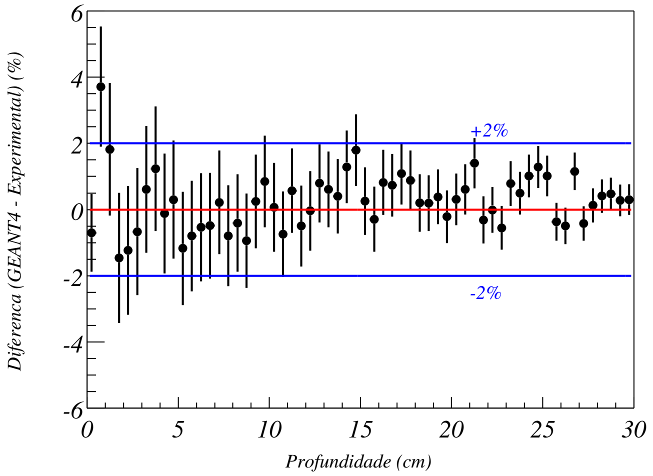


Figura 3.24: Diferenças percentuais entre as curvas simuladas e experimentais de dose em profundidade para um campo de 10×10 cm^2.

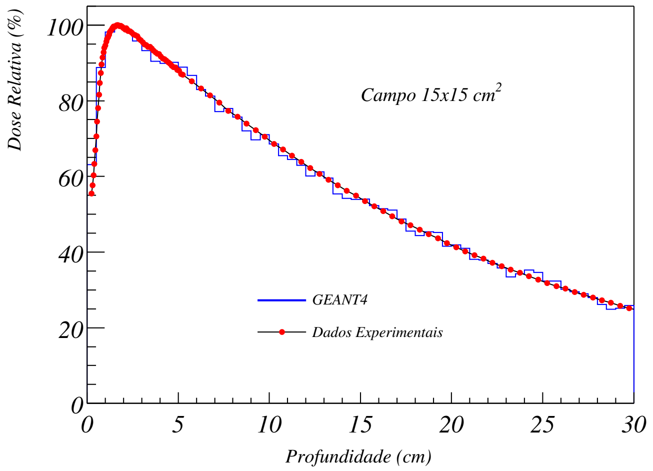


Figura 3.25: Curvas simuladas e experimentais de dose em profundidade para um campo de 15×15 cm^2

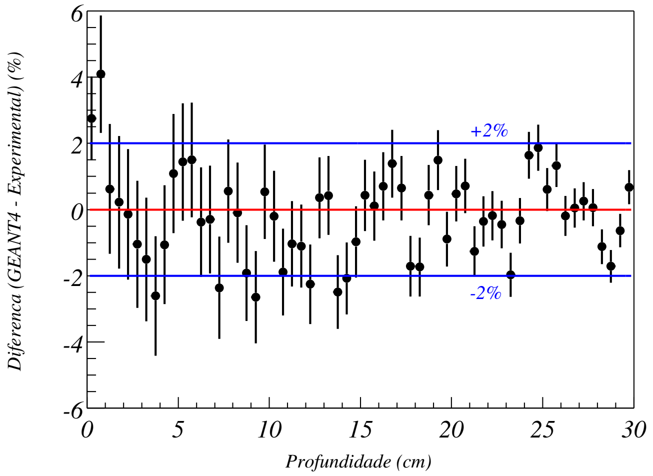


Figura 3.26: Diferenças percentuais entre curvas simuladas e experimentais de dose em profundidade para um campo de 15×15 cm^2

As diferenças são inferiores a 2% para profundidades superiores a 1 cm, apresentando uma estrutura consistente com flutuações aleatórias. Para profundidades inferiores a 1 cm, que compreendem a zona de elevado gradiente de dose, os desvios encontram-se entre 2% e 4 %. Nesta região as medições experimentais com câmaras de ionização de dimensões relativamente elevadas, introduzem um efeito de média que tem de ser tomado em conta na comparação com resultados de simulação [LSM99, ACL$^+$01]. Medidas efectuadas com câmaras de extrapolação, de baixo volume sensível, capazes de efectuar medidas em regiões de elevado gradiente estão em acordo com os resultados obtidos com simulações de Monte Carlo [GK90].

Foram calculadas curvas de dose em profundidade para feixes primários de electrões pontuais monoenergéticos com energias compreendidas entre 5.58 MeV e 6.30 MeV. As curvas de dose em profundidade diferem em menos de 2% dos resultados experimentais. Não foram igualmente encontradas diferenças significativas entre um feixe primário monoenergético a 5.58 MeV e um feixe com uma energia modelada por uma distribuição gaussiana com uma energia média de 5.58 MeV e uma dispersão de 780 keV (14%). Tal resultado é consistente com outros trabalhos [SBRRS00] em que se verificou ausência de diferenças estatisticamente significantes entre as curvas de dose em profundidade para feixes de fotões de 20 MV de um acelerador de investigação Vickers, em que os feixes primários foram modelados por distribuições monoenergéticas ou gaussianas com uma dispersão de 200 keV. Estes resultados indicam que as curvas de dose em profundidade em modo fotões não podem ser usadas como critério exclusivo de escolha dos parâmetros do feixe primário.

3.4.2 Curvas de Perfis de Dose

Em paralelo com a comparação das distribuições de dose em profundidade efectou-se a avaliação dos perfis transversais de dose calculados às profundidades de 1.5, 5, 10 e 15 cm, para dois campos de radiação: 10×10 cm^2 – Figura 3.27 – e 15×15 cm^2 – Figura 3.28. Os perfis foram simulados utilizando-se espaços de fases calculados com um feixe primário com energia de 6.53 MeV. Para as profundidades analisadas os resultados da simulação acordam com os dados experimentais, descrevendo a falta de homogeneidade de dose para baixas profundidades – 1.5 cm para um campo de 10×10 cm^2, 1.5 e 5 cm para um campo de 15×15 cm^2. A falta da homogeneidade do campo de radiação a baixas profundidades é uma consequência secundária da presença do filtro, sendo mais visível em campos de dimensões superiores a 15×15 cm^2. Fora dos limites definidos pelo campo de radiação a dose na penumbra é subestimada nos resultados de GEANT4 em cerca de 2% da dose máxima. O défice deve-se às aproximações efectuadas no transporte de fotões pelos colimadores secundários, ocorrendo numa zona de reduzido interesse clínico.

A influência das diferentes energias utilizadas para o feixe primário nos perfis transversais foi avaliada, através da comparação de perfis à profundidade de 5 cm – Figura 3.29 – para energias de 5.58, 6.15 e 6.30 MeV. A utilização de um feixe primário com energia de 5.58 MeV conduziu à sobredosagem na periferia do campo, sendo os desvios estatísticamente significantes (*a vermelho*). Este comportamento inverteu-se para espaços de fases originados em feixes de 6.30 MeV ocorrendo subdosagens na periferia (*a azul*). Para a energia de 6.15 MeV obteve-se o melhor ajuste, com diferenças entre os perfis calculados e medidos inferiores a 1.5% em dose para distâncias ao eixo central inferiores a 4 cm (*a verde*). Estes resultados demonstram a dependência da forma dos perfis de dose com a energia inicial do feixe de electrões podendo ser utilizados como um indicador mais fidedigno da energia do feixe [LCM95]. Este comportamento foi quantificado através de ajuste de uma função linear $y = a + bx$ aos valores de dose calculados para cada uma das energias entre 0 e 4 cm de distância ao eixo central – Tabela 3.6. Para 6.15 MeV o declive b é perto de 0 (b = -0.291 % cm^{-1}) o que confirma o acordo aos dados experimentais.

Tabela 3.6: Coeficientes de ajustes lineares em função da energia do feixe primário

Energia (MeV)	$a(\%)$	$b(\%\ cm^{-1})$
5.58	85.5	+0.695
6.15	85.8	-0.291
6.30	86.9	-1.893

A fonte primária com energia de 6.15 MeV não incorpora a dispersão espacial do feixe, estimada entre 2 mm a 4 mm. A inclusão de tal característica é essencial para o cálculo da largura a meia altura dos perfis, que definem o campo geométrico de fotões às diferentes profundidades [SBRRS00]. No processo de ajuste posterior verificou-se que a energia de 6.15 MeV não era compatível com a adição da dis-

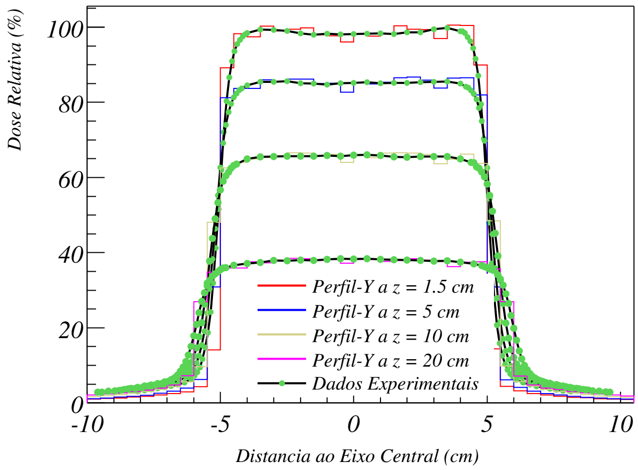


Figura 3.27: Perfis transversais de dose para um campo de 10×10 cm^2 para um feixe primário com energia de 6.53 MeV, uniforme com 2 mm de raio

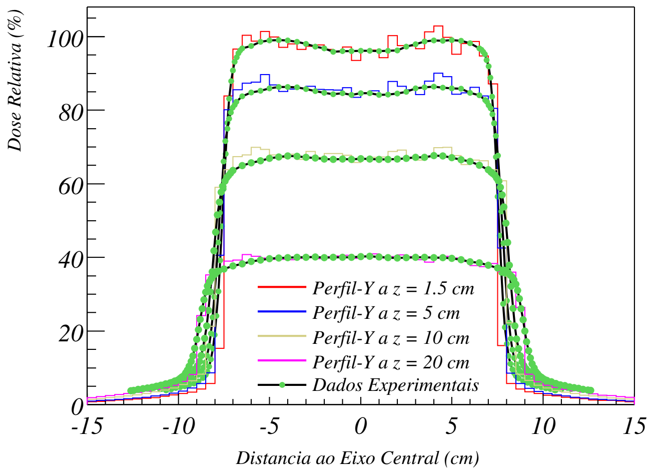


Figura 3.28: Perfis transversais de dose para um campo de 15×15 cm^2 para um feixe primário com energia de 6.53 MeV, uniforme com 2 mm de raio

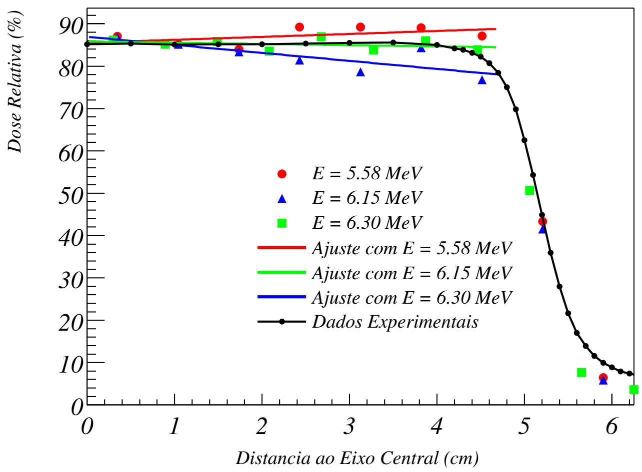


Figura 3.29: Semi-perfil transversal de dose a 5 cm de profundidade para um campo de 10×10 cm^2 para feixes primários com energias de 5.58, 6.15 e 6.30 MeV

persão radial, com sobredosagens nos perfis de dose no interior do campo. A perda de ajuste deve-se às fluências mais extensas dos feixes de fotões produzidos por feixes primários de electrões não-pontuais. Devido à forma cónica do filtro, os fotões são menos atenuados na periferia, emergindo do filtro com energias médias mais baixas. A menor atenuação na periferia é extra-compensada por fluência elevada dando origem a sobredosagens nos perfis a profundidades superiores a 1.5 cm. Aumentando a energia para 6.53 MeV, de acordo com Francescon *et al* [FCRC00], obteve-se um feixe de fotões em que a fluência e a energia média se conjugam correctamente no centro e na periferia do filtro – Figura 3.11 – de modo a se obterem perfis de dose que descrevem os dados experimentais.

3.4.3 Razões de Débito

As razões de débito ou *output factors* (OFs) indicam o débito relativo de um acelerador ou unidade de tratamento, sendo definidos como a razão de exposição ou dose, para um dado campo de tratamento, sobre a exposição ou dose para um campo de referência a uma profundidade fixa [ICR76]. Os OFs experimentais foram medidos a 10 cm de profundidade no interior do fantoma de água, para vários campos com uma câmara de ionização de volume activo 0.125 cm^3 (PTW-233642), para um mesmo intervalo de tempo de exposição ao feixe. Os OFs calculados foram derivados a partir da simulação Monte Carlo sendo obtidos pela razão da energia depositada por fluência (ΔE) num volume sensível colocado a 10 cm de profundidade, para diferentes campos de radiação, sobre a energia depositada por fluência no mesmo elemento sensível à mesma profundidade para um campo de 10×10 cm^2 ($\Delta E_{10\times10,z=10cm}$):

$$OF^{MC} = \frac{\Delta E_{z=10cm}/\Phi}{\Delta E_{10\times10,z=10cm}/\Phi_{10\times10}} \tag{3.5}$$

Para contabilização da energia depositada utilizou-se como volume sensível uma célula cilíndrica centrada a 10 cm de profundidade, com uma altura e raio de 5 mm para o campo 3×3 cm^2 e de 10 mm para os campos de 5×5, 10×10, 12×12 e 15×15 cm^2 – Figura 3.30. Os valores de OFs calculados concordam com os valores medidos a menos de um desvio-padrão para todos os campos simulados – Figura 3.31 e Tabela 3.7.

Tabela 3.7: Valores de *output factors* calculados e medidos em função da dimensão do campo de radiação

Campo cm^2	OF (Experimental)	OF (Monte Carlo)^a	Diferença Absoluta	Diferença (%)
3×3	0.8252	0.8266	+0.0014	0.17
5×5	0.8865	0.8886	+0.0021	0.23
10×10	1.0000	1.0000	–	–
12×12	1.0313	1.0237	−0.0076	0.74
15×15	1.0600	1.0497	−0.0103	0.97

Erro estatístico 1 $\sigma = 0.015$

Addendum

Em 2002 D Sheikh–Bagheri e D W O Rogers [SBO02] indicaram para o acelerador Siemens Mevatron KD2 em modo 6MV, uma energia efectiva média para o feixe de electrões primário de 6.8 MeV ± 0.15 MeV. Estes autores verificaram não existirem diferenças significativas, a menos de um desvio–padrão entre feixes monoenergéticos e feixes com uma dispersão em energia de 20%. A distribuição espacial do feixe

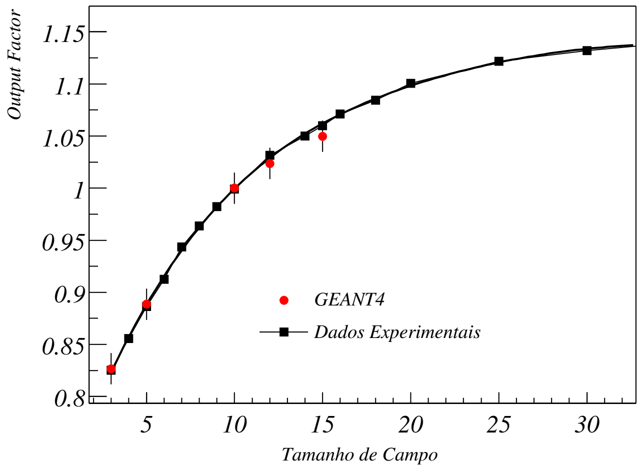


Figura 3.30: Valores de OFs calculados e medidos em função do tamanho do campo para o Siemens KD2 em modo de fotões 6 MV

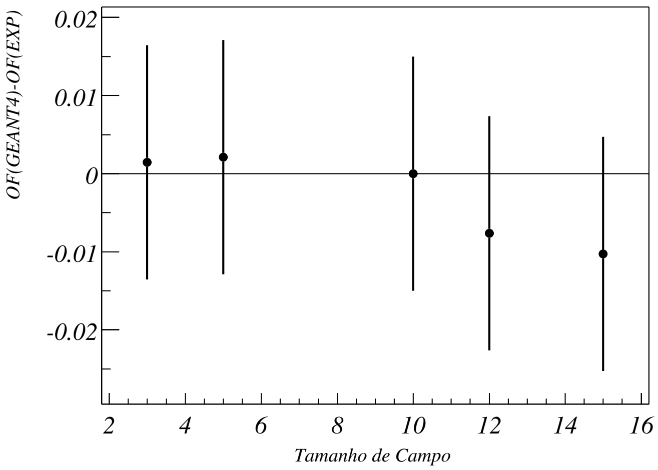


Figura 3.31: Diferenças entre os valores de *output factors* calculados e medidos em função do tamanho do campo

de electrões primários foi avaliada tendo sido escolhida uma distribuição gaussiana com um desvio padrão de de 1.36 mm. Os novos valores de refêrencia para a energia efectiva, dispersão em energia e espacial fornecidos pelo fabricante, Siemens AG Medical Engineering, são respectivamente 6.6 MeV, 14% e 0.8 mm.

Referências

[ACL+01] C Alves, A Chaves, M C Lopes, C Oliveira, L Peralta, P Rodrigues, and A Trindade. Buildup measurements and calculations for photon beams – search of the effective point of measurement for pinpoint and Markus chambers. In *Proc. Topical Meeting on Medical Radiation Physics and Engineering International Conference, Lisbon, Portugal*, volume 17, pages 23–25. Phys. Medica, 2001. Supplement 4.

[BHS99] M J Berger, J H Hubbell, and S M Seltzer. XCOM: Photon Cross Sections Database – NIST Standard Reference Database 8 (XGAM). Technical report, NIST – National Institute of Standards and Technology, 1999.

[BR87] A F Bielajew and D W O Rogers. PRESTA: the parameter reduced electron-step transport algorithm for electron Monte Carlo transport. *Nucl. Instrum. Methods B*, 18:165–81, 1987.

[BR97] R Brun and F Rademakers. ROOT – An Object Oriented data analysis framework. In *Proc. AIHENP96 Workshop, Lausanne*, pages 81–6. *Nucl. Meth. Res. A (389)*, September 1997.

[CAF+01] A Chaves, A Alves, M Fragoso, M C Lopes, C Oliveira, L Peralta, P Rodrigues, J Seco, and A Trindade. EGS4 and MCNP4b MC simulation of a Siemens KD2 accelerator in 6 MV photon mode. Technical Report 01–01, LIP Preprint Note, 2001. http://weblib.cern.ch/abstract?EXT-2001-008.

[CWB+97] L J Cox, A E Wittenau, P M Bergstrom, R Mohan, B Libby, Q Wu, and D M J Lovelock. Photon beam description in PEREGRINE for

Monte Carlo Dose Calculations. In D D Leavitt and G Starkschall, editors, *Proc. 12th Int. Conf. on the Use of Computers in Radiation Therapy, Salt Lake City, USA, 1997*, pages 417–9. Madison:Medical Physics Publishing, 1997.

[FCRC00] P Francescon, C Cavedon, S Reccanello, and S Cora. Photon dose calculation of a three-dimensional treatment planning system compared to the monte carlo code beam. *Med. Phys.*, 27(7):1579–87, 2000.

[FPC+99] M Fragoso, L Peralta, A Chaves, C Alves, M C Lopes, C Oliveira, and J Seco. MC simulation of a linear accelerator treatment head – EGS4 and MCNP-4B intercomparison. In Barreira G, Tomé B, Gomes A, Maio A and Varanda M J, editor, *Proc. 8th Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Lisbon, Portugal*, pages 697–702. World Scientific, 1999.

[FZRR91] B A Faddegon, L V Zwan, D W O Rogers, and C K Ross. Precision response estimation, energy calibration, and unfolding of spectra measured with a large NaI detector. *Nucl. Instrum. Methods B*, 301:138–49, 1991.

[GK90] B J Gerbi and F M Khan. Measurements of dose in the buildup region using fixed-separation plane parallel ionization chambers. *Med. Phys.*, 17:17–25, 1990.

[Hen99] W R Hendee, editor. *Biomedical Uses of Radiation*, chapter 1, Production and interaction of high-energy X rays and electrons, pages 628–679. Wiley–VCH, 1999.

[ICR76] ICRU, International Comimission On Radiation Units and Measurements. *Determination of absorved dose in a patient irradiated by beams of X or gamma rays.* ICRU, 1976. Report 24.

[ICR84] ICRU, International Comimission On Radiation Units and Measurements. *Stopping Powers for Electrons and Positrons.* ICRU, 1984. Report 37.

[JKO99] R Jeraj, P J Keall, and P M Ostwald. Comparisons beteween MCNP, EGS4 and experiment for clinical electron beams. *Phys. Med. Biol.*, 44:705–17, 1999.

[KM59] H W Koch and J Motz. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Rev. Mod. Phys.*, 31:902–55, 1959.

[LaR89] P D LaRiviere. The quality of high-energy X-ray beams. *Brit. Journ. Radiolo.*, 62:473–81, 1989.

[LCM95] D M Lovelock, C S Chui, and R Mohan. A Monte Carlo study of photon beams used in radiotherapy therapy. *Med. Phys.*, 22(9):1397–94, 1995.

[LSM99] B Libby, J Siebers, and R Mohan. Validation of Monte Carlo generated phase-space descriptions of medical linear accelerators. *Med. Phys.*, 26(8):1476–83, 1999.

[RDBN89] D W O Rogers, S Duane, A F Bielajew, and W R Nelson. Use of ICRU-37/NBS radiative stopping powers in the EGS4 system. Technical Report PIRS-0177, National Research Council of Canada, 1989.

[RFD+95] D W O Rogers, B A Faddegon, C X Ding, C-M Ma, J We, and T R Mackie. BEAM: a Monte Carlo to simulate radiotherapy units. *Med. Phys.*, 22:503–24, 1995.

[SBO02] D Sheikh-Bagheri and Rogers D W O. Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters. *Med. Phys.*, 29(3):379–90, 2002.

[SBRRS00] D Sheikh-Bagheri, D W O Rogers, C K Ross, and J P Seuntjens. Comparison of measured and Monte Carlo calculated dose distributions from the NRC linac. *Med. Phys.*, 27(12), 2000.

[SKLM99] J V Siebers, P J Keall, B Libby, and R Mohan. Comparison of EGS4 and MCNP4b Monte Carlo codes for generation of photon phase space distributions for a Varian 2100 C. *Phys. Med. Biol.*, 44:3009–26, 1999.

[SSB82] R M Sternheimer, S Seltzer, and M J Berger. Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances. *Phys. Rev. B*, 26:60–66, 1982.

Capítulo 4

Implementação do Sistema de Cálculo de Dose

As técnicas de simulação Monte Carlo permitem o cálculo de dose com uma precisão igual ou superior à de qualquer outro algoritmo implementado nos actuais sistemas de planeamento [AHSS$^+$00, AA99]. Actualmente encontram-se em desenvolvimento vários sistemas de cálculo de dose com base em códigos de Monte Carlo *generalistas* – EGS4 [LPD$^+$00] e MCNP [SDH$^+$98] – e *dedicados* – DPM [SWB00] e VMC++ [RK01]. Os primeiros apresentam um tempo de execução mais elevados e uma modelação dos processos físicos mais completa. Os códigos da segunda categoria, em parte derivados dos primeiros, são mais rápidos devido à introdução de esquemas de transporte e simulação simplificados, válidos numa gama de energia compreendida entre 0.5 e 50 MeV.

Este capítulo descreve as capacidades gerais e detalhes da implementação de um sistema Monte Carlo para simulação da interacção de feixes de radiação do acelerador Siemens KD2 e cálculo de dose em geometrias construídas com base em imagens de tomografia axial computorizada (CT).

4.1 Características Gerais

O sistema de cálculo de dose foi construído com base no código de simulação de Monte Carlo GEANT4. Este código efectua o transporte de radiação numa gama de energias de especial interesse para a Radioterapia [ACF+00], apresentando a possibilidade da utilização de *geometrias parametrizáveis* [GEA01]. Tal permitiu a introdução de um esquema de codificação automática de geometrias complexas, representativas do corpo humano, através da informação radiológica contida em múltiplas imagens CT [RAC+01]. O sistema de codificação procede à construção de *redes* cúbicas ou hexagonais – *voxels* – para o transporte das partículas armazenadas nos espaços de fases. A cada *voxel* é atribuído um número CT, de acordo com a imagem original – Sub–Secção 4.2.1. A correspondência entre o número CT atribuído a cada *voxel* e material é efectuada através de uma calibração, específica para a máquina de tomografia axial computorizada utilizada na aquisição de imagens CT – Sub–Secção 4.2.2.

O conjunto de informações necessárias à simulação de um planeamento são agrupadas num ficheiro denominado por *macro*. Este ficheiro contem a posição do isocentro (X_0,Y_0,Z_0), ângulo de rotação – θ – do feixe em torno do isocentro no plano XY, ângulo de rotação em torno do isocentro – ϕ – no plano XZ, cortes em percurso para partículas secundárias *rcut*, número e dimensões dos *voxels* nas três direcções cartesianas, número e referências das imagens CT utilizadas.

As distribuições de dose tridimensionais simuladas foram armazenadas em conjuntos de histogramas bidimensionais, com o mesmo número de *voxels* de cada imagem CT. Com o programa ROOT procedeu-se à análise das matrizes de doses, obtidas pelos sistemas de planeamento convencionais (TPS) e por simulação Monte Carlo. A partir das matrizes de dose extrairam-se curvas de dose em profundidade, perfis transversais e curvas de isodose.

Para o cálculo das distribuições de dose pelo sistema GEANT4 recorreu-se a um grupo – *farm* – de 21 computadores (31 processadores)– Figura 4.1. O número total de eventos a simular num único processo foi dividido em várias instâncias com um menor número de eventos. Posteriormente cada processo foi distribuido por um servidor pelos processadores disponíveis. O gerador de números pseudo–

aleatórios `RanluxEngine` foi inicializado em cada um dos processadores através de uma biblioteca de *números de sequência* ou *seeds*. Durante a inicialização do gerador a cada instância é atribuído uma sequência, diferente entre processos, ficando lhe atribuída até ao final do cálculo. O ganho em eficiência apresentado por esta abordagem é proporcional ao número de computadores disponíveis.

Figura 4.1: Fotografia de 9 unidades de processamento cada uma equipada com dois processadores Pentium III 933 MHz. *Cortesia de J. Gomes e J. P. Martins – Centro de Cálculo, LIP–Lisboa*

4.2 Implementação

4.2.1 Interface com Geometrias CT

A codificação de geometrias anatómicas complexas foi efectuada utilizando-se um conjunto de sólidos rectangulares subdivididos em *voxels* com dimensões idênticas às das imagens CT. A construção destas estruturas é controlada pela classe de utilizador obrigatória `VoxelDetectorConstruction`, construída durante a inicialização do programa e derivada da classe virtual `G4VUserDetectorConstruction`.

Durante esta fase, é estabelecida uma correspondência entre cada imagem CT e um objecto denominado `VoxelCT`. Este é uma cópia da imagem original, guardando numa matriz bidimensional o seu conteúdo. Neste objecto é efectuada a conversão da matriz contendo os números CT numa matriz de materiais, caracterizados por diferentes composições químicas e densidades.

A informação necessária para o processo de conversão encontra-se na classe – `VoxelMaterialParameterization`. Após a inicialização dos objectos `VoxelCT` dá-se o registo das redes de *voxels* pela classe `VoxelVoxelParamaterization` no sistema de navegação e transporte do GEANT4. Em cada rede construída, a correspondência *voxel*–material é estabelecida por um ponteiro ao objecto `VoxelCT` correspondente.

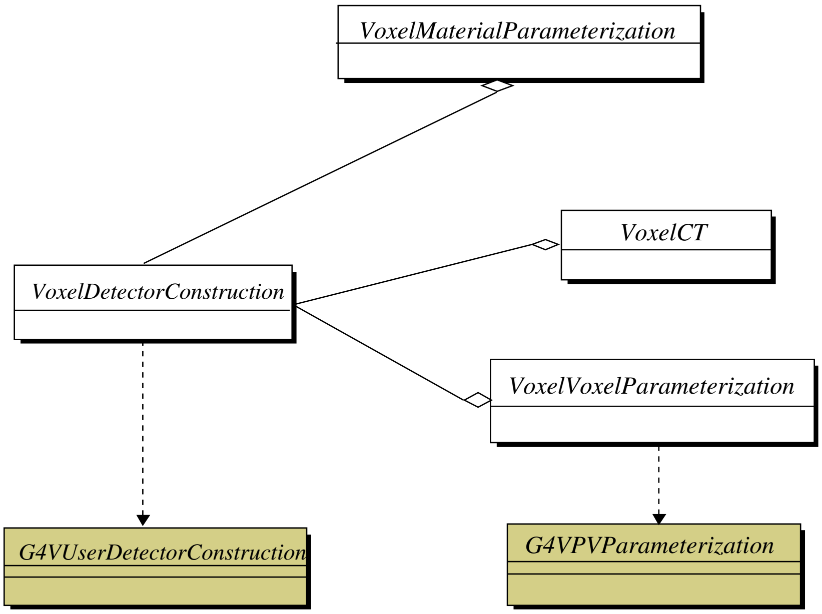


Figura 4.2: Organização das classes responsáveis pela construção automática de geometrias baseadas em imagens CT

4.2.2 Calibração e Parametrização CT

A conversão dos números CT em composições químicas e densidades, necessárias para o cálculo de dose foi efectuada mediante o método descrito por Schneider *et al* [SBS00]. Outras abordagens encontram-se descritas, nomeadamente as implementadas nos primeiros sistemas protótipos baseados em técnicas de Monte Carlo [DSS98, SDH+98, MMK+99]. Nestes sistemas o intervalo de números CT é dividido num conjunto de sub–intervalos, aos quais corresponde um único material. Dentro de cada grupo a composição química é constante. O número de materiais utilizado é no máximo de seis meios: ar, pulmão, gordura, água, músculo e osso cortical [DSS98]. A composição química e densidades utilizadas encontram-se tabeladas no *ICRU 44 Report* [ICR89]. A correspondência entre grupos de números CT e materiais é efectuada de forma empírica. A densidade dos materiais é extraída da parametrização que relaciona a densidade com os números CT. Este esquema de tradução número CT–material apresenta limitações. A primeira deve-se à dificuldade em estabelecer os limites de números CT que compreendem cada grupo. A segunda consiste em determinar o número mínimo de materiais que deve ser considerados sem que ocorra uma perda de precisão de cálculo.

As parametrizações utilizadas no presente trabalho permitem estabelecer uma correspondência entre os números CT, a densidade do material e a composição química de um modo preciso. A sua derivação depende dos coeficientes de atenuação do espectro de raios–X da máquina de tomografia computorizada[1]:

$$\mu(E) = \rho N_A \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{w_i}{A_i} \sigma_i(E) \right) \tag{4.1}$$

em que ρ (gcm^{-3}) é a densidade do material, N_A a constante de Avogadro ($6.022 \times 10^{23}\mathrm{mol}^{-1}$), i é o índice do elemento, w_i é o peso do elemento, σ_i é a secção eficaz total de interacção (barn/átomo), A_i (gmol^{-1}) é a massa atómica e E a energia do fotão. Devido ao espectro poli-energético de raios–X da máquina CT, os valores médios de atenuação na posição s ao longo de uma projecção t são dados por:

$$\bar{\mu}(s) = \frac{\int \hat{f}(E)\mu(E,s)dE}{\int \hat{f}(E)dE} \tag{4.2}$$

[1] Notação de acordo com Schlegal *et al* [SBS00]

em que $\hat{f}(E)$ é a função espectral da máquina CT. Em geral, $\hat{f}(E)$ é proporcional à fluência ponderada em energia das partículas detectadas. Nesta formulação os números CT em unidades Hounsfield são dados pela relação:

$$H = \left(\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_{H_2O}} - 1\right) \times 1000 \tag{4.3}$$

A menos de uma constante multiplicativa os números CT dependem da razão $\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_{H_2O}}$ e consequentemente do espectro de raios–X, que varia entre máquinas CT. A partir da manipulação das equações (4.1), (4.2) e (4.3) obtem-se:

$$\frac{1}{\bar{\mu}_{H_2O}}\frac{\bar{\mu}}{\rho} = \frac{1}{\bar{\mu}_{H_2O}} N_A \sum_{i=1}^{n}\left(\frac{w_i}{A_i}\bar{\sigma}_i\right) \tag{4.4}$$

Para energias de diagnóstico de raios–X, até 150 kVp, a secção eficaz total de interacção é descrita por [SBS00]:

$$\sigma_i(E) = Z_i K^{KN}(E) + Z_i^{2.86} K^{sca}(E) + Z_i^{4.62} K^{ph}(E) \tag{4.5}$$

em que K^{KN}, K^{sca} e K^{ph} são os coeficientes de Klein-Nishina ou de dispersão de Compton, de dispersão de Rayleigh e de efeito fotoelétrico. A inclusão da secção eficaz total (4.5) em (4.4) permite introduzir a função espectral $\hat{f}(E)$ nos coefientes K^{KN}, K^{sca} e K^{ph}, de modo que:

$$\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_{H_2O}} = \frac{\rho}{\rho_{H_2O}} \frac{\sum_{i=1}^{n}(w_i/A_i)(Z_i + Z_i^{2.86}k_1 + Z_i^{4.62}k_2)}{(w_H/A_H)(1 + k_1 + k_2) + (w_O/A_O)(8 + 8^{2.86}k_1 + 8^{4.62}k_2)} \tag{4.6}$$

com k_1 e k_2 dados por:

$$k_1 = \frac{\bar{K}^{sca}}{\bar{K}^{KN}} \qquad k_2 = \frac{\bar{K}^{ph}}{\bar{K}^{KN}}$$

Os valores de (k_1, k_2) foram determinados por Schneider *et al* para uma máquina CT Siemens Somatom Plus 4 a 120 kVp através de um *fantoma* constituído por 16 materiais biológicos e de substituição. Para a máqina CT disponível, foram obtidos os seguintes coeficientes: $k_1 = 1.24 \times 10^{-3}$ e $k_2 = 3.06 \times 10^{-5}$. Com base nestes valores calcularam-se os números CT teóricos para 71 materiais biológicos. Estes foram divididos em três grupos de acordo com a sua função biológica: um de tecidos esqueléticos e dois grupos que englobam tecidos moles. A determinação da parametrização $\rho(H)$, foi efectuada por ajustes lineares, dentro de cada grupo. Para o estabelecimento da parametrização $w_i(H)$ considerou-se que todos os tecidos

(ρ, w_i, H) podem ser descritos a partir de misturas de duas componentes químicas caracterizadas por $(\rho_1, w_{i,1}, H_1)$ e $(\rho_2, w_{i,2}, H_2)$. Tal aproximação evita a necessidade de efectuar múltiplos ajustes lineares, para cada espécie química elementar. A densidade e as composições químicas dos materiais são dadas por:

$$\rho = \frac{\rho_1 H_2 - \rho_2 H_1 + (\rho_2 - \rho_1) H}{H_2 - H_1} \tag{4.7}$$

$$w_i = \frac{\rho_1 (H_2 - H)}{(\rho_1 H_2 - \rho_2 H_1) + (\rho_2 - \rho_1) H} (w_{1,i} - w_{2,i}) + w_{2,i} \tag{4.8}$$

Schneider *et al* [SBS00], assumiram que os tecidos esqueléticos são compostos de medula óssea e tecido ósseo, em diferentes proporções. A composição química do primeiro grupo de tecidos moles foi aproximada por uma mistura de tecido adiposo e glândula adrenal com diferentes pesos, enquanto que para o segundo grupo utilizaram uma composição de tecido conjunctivo e parede de intestino delgado. No intervalo de números CT que contem os vários tecidos esqueléticos:

$$-22 \leq H \leq 1524$$

os autores obtiveram parametrizações de densidades $\rho(H)$ e composições químicas elementares $w_i(H)$:

$$\rho(H) = (1.017 + 0.592 \times 10^{-3} H)\ g\ cm^{-3} \tag{4.9}$$

$$w_i(H) = \frac{1524 - H}{1566 + 0.92H} (w_{ma,i} - w_{cb,i}) + w_{cb,i} \tag{4.10}$$

em que $w_{ma,i}$ e $w_{cb,i}$ são as composições químicas da medula vermelha/amarela e de osso cortical, respectivamente. Para o intervalo de tecidos moles com números CT compreendidos entre:

$$-98 \leq H \leq 14$$

obtiveram:

$$\rho(H) = (1.018 + 0.893 \times 10^{-3} H)\ g\ cm^{-3} \tag{4.11}$$

$$w_i(H) = \frac{0.93(14 - H)}{114 + 0.1H}(w_{at,i} - w_{ag,i}) + w_{ag,i} \tag{4.12}$$

em que $w_{at,i}$ e $w_{ag,i}$ são as composições químicas de tecido adiposo e glândula adrenal respectivamente. Para o segundo grupo de tecidos moles, compreendido num intervalo de números CT:

$$23 \leq H \leq 100$$

obtiveram

$$\rho(H) = (1.003 + 1.169 \times 10^{-3} H)\ g\ cm^{-3} \tag{4.13}$$

$$w_i(H) = \frac{1.03(100 - H)}{77 + 0.09H}(w_{si,i} - w_{ct,i}) + w_{ct,i} \tag{4.14}$$

em que $w_{si,i}$ e $w_{ct,i}$ são as composições químicas de tecido conjunctivo e intestino delgado. As composições químicas elementares de $w_{ma,i}$, $w_{cb,i}$, $w_{at,i}$, $w_{ag,i}$, $w_{si,i}$, $w_{ct,i}$ encontram-se descritas em [SBS00] e [SPL96]. No intervalo de

$$-1000 \leq H \leq -98$$

as densidades dos materiais com números CT compreendidos entre o ar (H = -1000, $\rho = 1.21 \times 10^{-3}$ gcm^{-3}) e tecido adiposo (H = -98, $\rho = 0.93$ gcm^{-3}) são dadas pela interpolação:

$$\rho(H) = \left(1.21 \times 10^{-3} + (H - 1000)\frac{-0.93 + 1.21 \times 10^{-3}}{+98 - 1000}\right)\ g\ cm^{-3} \tag{4.15}$$

Neste intervalo, são considerados três domínios de composições químicas. Aos números CT compreendidos entre H = -1000 a H = -950 foram atribuídos a composição do ar, de -950 Hounsfield a -120 Hounsfield , a composição do pulmão, e de -120 Hounsfield a -93 Hounsfield, a composição química do tecido adiposo.

Os desvios das parametrização $\rho(H)$ no intervalo de materiais ósseos e tecidos moles são inferiores a 0.01 gcm^{-3}. A parametrização (4.15) descreve a densidade do pulmão a menos de 0.008 gcm^{-3}. O desvio máximo ocorre para o fluído cerebro-espinal ($H = 13$) atingindo 0.02 gcm^{-3}. As composições químicas para tecidos esqueléticos encontram-se descritas com uma precisão de 0.2% para hidrogénio, 0.7%

para azoto, 9.7% para carbono e oxigénio. Os desvios observados para o carbono e oxigénio devem-se às diferentes proporções de medula amarela e vermelha, que variam entre tecidos ósseos e que na derivação de (4.9) se assume ser constante. As composições químicas dos tecidos moles apresentam desvios médios de 0.2%, 0.9%, 4.2% e 4.6% o hidrogénio, azoto, carbono e oxigénio respectivamente.

Para a implementação das parametrizações $w_i(H)$ e $\rho(H)$ – Figura 4.3 – no código GEANT4, estas tiveram de ser discretizadas. Este procedimento é necessário uma vez que os códigos de Monte Carlo precisam de pré–calcular as secções eficazes de interacção e perdas de energia restritas para os diferentes processos físicos para um conjunto de materiais, com composições químicas constantes. O processo de discretização é feito inicialmente para a composição química $w_i(H)$ e em seguida para a densidade $\rho(H)$.

O critério de discretização das parametrizações (4.10), (4.12) e (4.14) baseia-se na incerteza experimental na determinação dos números CT para cada grupo de materiais. Para tecidos esqueléticos a incerteza é de 50 unidades Hounsfield, sendo a equação (4.10) discretizada em intervalos de 100 unidades Hounsfield. Como consequência ocorrem desvios máximos nas composições de 0.8%, 0.9%, 11.8%, 9.9%, 1% e 2.3% para hidrogénio, azoto, carbono, oxigénio, fósforo e cálcio, respectivamente. Para tecidos moles compreendidos entre $-98 \leq H \leq 14$ foi utilizado um intervalo de 30 unidades Hounsfield. Nesta região os intervalos introduzidos são da ordem de 0.4%, 1.4%, 5.8% e 5.6% para hidrogénio, azoto, carbono e oxigénio. Devido à baixa correlação entre a composição química e números CT encontrada no intervalo de $23 \leq H \leq 100$ [SBS00], a parametrização (4.14) foi substituída por uma composição média. Os desvios introduzidos por esta aproximação são de 0.3% para hidrogénio, 1.2% azoto, 4.8% para carbono e 5.6% para oxigénio. O tecido cuja composição mais se afasta dos valores médios é o tecido conjuntivo ($H = 100$) sendo definido um intervalo individual com 40 unidades Hounsfield para contabilizar este material. Aos *voxels* com números CT inferiores a -950 Hounsfield foi atribuída a composição do ar.

A discretização de $\rho(H)$ na região do pulmão, compreendido entre -950 e -120 Hounsfield, foi efectuada definindo 28 meios adicionais, com densidades dadas por (4.15), e composição química constante, segundo intervalos de 30 Hounsfield [PWL98].

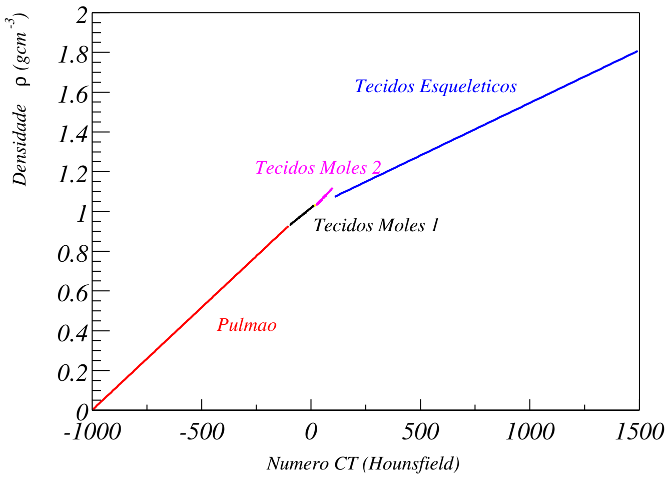


Figura 4.3: Parametrização $\rho(H)$ para a máquina Siemens Somatom Plus 4 incluída na classe `VoxelMaterialParameterization`

A matriz contendo as composições químicas e densidades discretizadas é construída com a classe `VoxelMaterialParameterization`. A precisão das parametrizações descritas para uma máquina Siemens Somatom Plus 4, foi avaliada com base numa imagem CT de um *fantoma* antropomórfico Alderson–Rando[2] na região do tórax. A imagem foi adquirida com uma máquina CT do mesmo modelo instalada no serviço de Radioterapia do Centro Regional de Oncologia de Coimbra. Nesta imagem foi efectuada a identificação de dois tecidos de substituição utilizados na construção deste fantoma: pulmão e tecido muscular (tipo B[3]). Nas regiões de interesse, efectuou-se um ajuste gaussiano às distribuição espectrais dos números CT para o pulmão e músculo–B. Os valores médios da distribuição foram utilizados para determinar a densidade – Tabela 4.1 – e composição química – Tabela 4.2.

Verificou-se que as densidades obtidas a partir de $\rho(H)$ sobrestimam as densidades tabeladas, em cerca de 0.02–0.03 gcm^{-3}. Estes desvios são superiores aos esperados e devem-se à utilização de uma diferença de potencial máxima da ampola de raios–X de 140 kVp. O aumento da diferença de potencial de 120 kVp [SBS00] para 140 kVp, é responsável pela alteração da função espectral $\hat{f}(E)$ e consequentemente dos números CT. Este desvio sistemático pode ser compensado empiricamente com

[2] The Phantom Laboratory, Nova Iorque, EUA

[3] A densidade e composição do tecido muscular do tipo A são similares [SPL96]

a aplicação de uma correcção de H = -28 ao valor de cada *voxel* – Figuras 4.5 e 4.6 – obtendo-se o acordo entre as densidades derivadas das parametrizações (4.9), (4.11), (4.13) e (4.15) e os valores tabelados – Tabela 4.3.

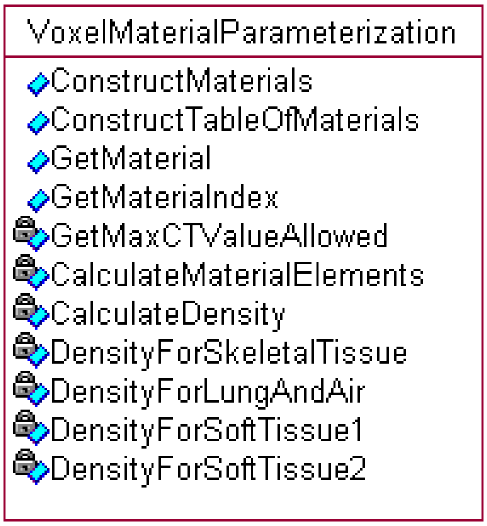


Figura 4.4: Organização da classe `VoxelMaterialParameterization`

Tabela 4.1: Valores de densidade para materiais do *fantoma* antropomórfico Alderson–Rando tabelados e calculados

Material	ρ (Tabelado) $g\ cm^{-3}$	H médio	ρ (GEANT4) $g\ cm^{-3}$
Pulmão	0.32 $\pm$ 0.01	-671.2 $\pm$ 15.8	0.341 $\pm$ 0.02
Musculo–B	0.98 $\pm$ 0.01	+10.8 $\pm$ 8.0	1.028 $\pm$ 0.01

Os valores das composições químicas obtidas a partir das parametrizações incluídas no GEANT4 são significativamente diferentes dos valores tabelados, em especial as percentagens de hidrogénio, carbono e oxigénio. Apesar de elevadas, as diferenças encontradas para as percentagens de carbono e oxigénio apresentam um baixo impacto no cálculo de secções eficazes e perdas de energia restrita $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Delta}$. São elementos químicos com números atómicos e de massas próximos, e peso combinado ($\%C+\%O$) semelhante. Para o pulmão obtem-se 92.1% (tabelado) e 85.9% (Schneider *et al*) enquanto que para o músculo–B se encontra 84.8% (tabelado) e 86.5% (Schneider *et al*). A discrepância encontrada nas percentagens de hidrogénio na composição do pulmão é mais importante devido ao peso deste elemento para o

Tabela 4.2: Composição química dos materiais do *fantoma* antropomórfico Alderson–Rando tabelados e calculados

Material	H	C	N	O	Cl	Sb	Outros
Pulmão (Tabelado)	5.7	74.0	2.0	18.1		0.2	
Pulmão (GEANT4)	10.3	10.5	3.1	74.9	0.3		0.9
Músculo–B (Tabelado)	8.8	64.4	4.1	20.4	2.2	0.1	
Músculo–B (GEANT4)	10.8	35.6	2.2	50.9	0.2		0.3

cálculo de secção eficaz de Compton [SBS01]. As diferenças encontradas devem-se à abordagem utilizada na obtenção das parametrizações, a qual recorre apenas a materiais biológicos, não sendo adequadas para descrever a composição de materiais de substituição [SPL96]. Estes materiais embora sejam construídos de modo a serem dosimetricamente equivalentes aos tecidos humanos apresentam diferentes composições químicas. Esta discrepância foi removida com a inclusão de uma segunda parametrização que descreve as composições químicas dos materiais de substituição do *fantoma* Alderson–Rando. No caso de as imagens CT serem de um *fantoma* antropomórfico, esta parametrização é escolhida em substituição da derivada para tecidos biológicos.

Tabela 4.3: Valores de densidade para materiais do *fantoma* antropomórfico Alderson–Rando tabelados e calculados corrigidos para um desvio sistemático de H = -28

Material	ρ (Tabelado) $g\ cm^{-3}$	H corrigido	ρ (GEANT4) $g\ cm^{-3}$
Pulmão	0.32 ± 0.01	-699.1 ± 15.7	0.312 ± 0.02
Musculo–B	0.98 ± 0.01	-17.2 ± 8.0	1.002 ± 0.01

4.2.3 Cálculo de Dose em Geometrias CT

Devido à arquitectura modular do código GEANT4 foi necessário definir em classes de utilizador, os modelos de física utilizados no transporte da radiação, os geradores dos eventos primários e os esquemas de contabilização das grandezas estudadas.

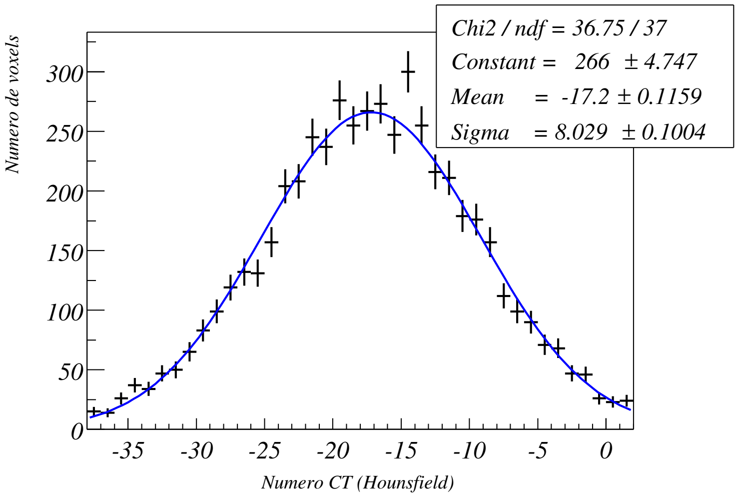


Figura 4.5: Distribuição espectral dos números CT para o músculo de substituição Alderson–Rando corrigidos para um desvio sistemático de H = -28

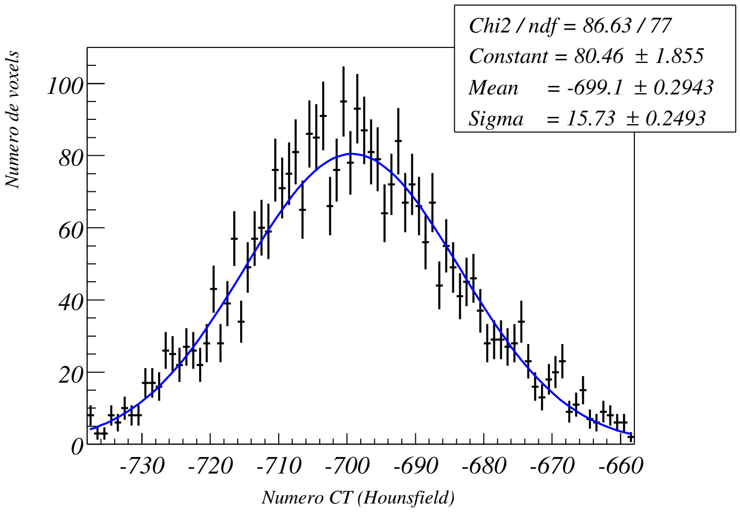


Figura 4.6: Distribuição espectral dos números CT para o pulmão de substituição Alderson–Rando corrigidos para um desvio sistemático de H = -28

Os modelos de transporte foram especificados na classe `VoxelPhysicsList`. Esta deriva da classe utilizada para a validação dos espaços de fases que descrevem os feixes de fotões do acelerador Siemens Mevatron KD2. Para o transporte de fotões utilizaram-se as Extensões Electromagnéticas de Baixas Energias. Para o transporte de electrões e positrões foram considerados os processos *standard* com um valor mínimo de transporte de 10 keV.

A leitura dos espaços de fases, obtidos através da simulação dos feixes de radiação, foi efectuada pela classe de utilizador `VoxelPrimaryGeneratorAction`. Esta tem como função selecionar aleatoriamente segundo uma distribuição uniforme o evento primário a partir do espaço de fase e inicializar, de acordo com as suas características, o objecto `G4ParticleGun`. Foram declarados dois métodos responsáveis pela identificação do código Monte Carlo original – `DetectInputMC` – e posterior tradução da identificação do evento – `TranslateParticleID`. A atribuição das coordenadas do isocentro é da responsabilidade dos métodos `SetIsoX`, `SetIsoY` e `SetIsoZ`. A função `SetRotation` permite ao utilizador definir uma matriz de rotação que actua sobre as direcções e posições das partículas contidas no espaço de fases. Desta forma a rotação do braço do acelerador em torno do isocentro é considerada no processo de geração dos eventos primários.

A contabilização da dose depositada requer a identificação, por evento, da posição e direcção da partícula transportada e da energia depositada, em cada *voxel*. Para tal recorreu-se a duas categorias distintas do sistema GEANT4 [GEA01]. A primeira permite o acesso a objectos do tipo `G4Track`, que definem o percurso partícula num dado instante do seu transporte e a objectos do tipo `G4Step` que contêm a informação sobre as alterações às grandezas físicas que caracterizam a partícula no último passo. Estes objectos são temporários, sendo eliminados no início do passo seguinte da partícula, pelo que tem de ser acedidos pela classe `VoxelSteppingAction` ao fim de cada passo, e a informação transferida para objectos persistêntes ou definitivos, como histogramas. A segunda categoria utiliza objectos do tipo *toque* ou `G4VHit`. Um *toque* descreve a interacção física de uma partícula com a geometria. Esta estrutura não é definitiva, mas só é eliminada no fim da simulação de cada evento primário. Para implementar esta abordagem, derivou-se da classe abstracta `G4VHit` a classe do utilizador `VoxelSliceHit`. Nesta classe é guardada a informação que caracteriza cada objecto `G4Step`. Ao fim de cada evento primário, a classe `VoxelEventAction` acede à colecção de todos os *toques* em cada *voxel* transferindo-a para histogramas. Ambas as classes `VoxelSteppingAction` e `VoxelEventAction` acedem à informação das densidades de cada material, contida nos objectos `VoxelCT`, convertendo energia depositada em dose.

4.2.4 Técnicas de Redução de Variância

Para aumentar a eficiência da interacção do feixe com a geometria, foram introduzidas duas técnicas de redução de variância: rejeição por percurso e rejeição por zona. A rejeição por percurso foi aplicada ao transporte de electrões [Bie00]. Consiste em determinar a distância mais próxima à fronteira do *voxel* e compará-la com a distância que o electrão pode percorrer com dada energia. Esta distância é calculada segundo a aproximação CSDA – *Continuous Slowing Down Approximation* – sendo neglegenciada as flutuações – *straggling* – às perda de energia introduzidas pela produção de partículas carregadas $R = \int_0^{E'} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$. Caso a energia do electrão, seja insuficiente para garantir a sua passagem para um *voxel* vizinho, o transporte termina, e a energia é depositada localmente. Para geometrias CT, construídas com *voxels* de 4 mm e densidade semelhante à da água, esta técnica evita o transporte de electrões com energias cinéticas até 700 keV. Valores mais elevados de energias de corte para electrões podem ser utilizados em *voxels* de dimensões superiores. No entanto, devido ao aumento da secção eficaz de interacção de *bremsstrahlung* com a energia, a utilização da rejeição por percurso pode levar à sobrestimação da energia depositada localmente. Na prática, utilizam-se valores máximos de corte de 700–1000 keV em que a componente radiativa de perda de energia é inferior a 0.3–0.4%.

Na técnica de rejeição por zona, o transporte de partículas é terminado sempre que estas deixem uma região pré–definida. Esta técnica actua sobre o transporte de fotões e electrões. Para a simulação de dose em geometrias CT, os *voxels* exteriores a um contorno definido pelo utilizador, foram consideradas zonas de rejeição [JNR+89]. Estes *voxels* estão preenchidos com ar, apresentando uma baixa probabilidade de interacção de fotões e electrões. Esta aproximação evita o transporte em zonas sem interesse clínico que em determinadas geometrias podem corresponder a uma elevada percentagem do número total de *voxels*. A rejeição por zona não contabiliza a possiblidade de os fotões ou electrões voltarem a entrar nas zona sensíveis por processos de retrodifusão.

Para o transporte de fotões a rejeição por percurso e por zonas foi implementada na lasse `VoxelSteppingAction`.

Referências

[AA99] A Ahnesjö and M M Aspradakis. Dose calculations for external photon beams in radiotherapy. *Phys. Med. Biol.*, 44:R99–R155, 1999. Topical Review.

[ACF+00] S Agostinelli, S Chauvie, F Foppiano, S Garelli, F Marchetto, P Nieminen, M G Pia, V Rolando, and A Solano. Medical applications of the Geant4 toolkit. Technical Report 00–09, INFN Preprint Note, 2000.

[AHSS+00] M R Arnfield, C Hartmann-Siantar, J Siebers, P Garmon, L Cox, and R Mohan. The impact of electron transport on the accuracy of computed dose. *Med. Phys.*, 27(6):1266–74, 2000.

[Bie00] A F Bielajew. *Fundamentals of the Monte Carlo Method for Neutral and Charged Particle Transport*, chapter 17, Variance reduction techniques, pages 275–298. The University of Michigan, 2000.

[DSS98] J J DeMarco, T D Solberg, and J B Smaters. A CT-based Monte Carlo simulation tool for dosimetry planning and analysis. *Med. Phys.*, 25(1):1–11, 1998.

[GEA01] GEANT4. *GEANT4 User's Guide – For Application Developers.* CERN – European Organization for Nuclear Research, GEANT4.3.2 edition, June 2001.

[ICR89] ICRU, International Comission On Radiation Units and Measurements. *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurements.* ICRU, 1989. Report 44.

[JNR+89] T M Jenkins, W R Nelson, A Rindi, A E Nahum, and D W O Rogers, editors. *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, chapter 27, Three–dimensional dose calculation for total body irradiation, pages 573–98. Plenum Press, New York, 1989.

[LPD+00] J S Li, T Pawlicki, J Deng, S B Jiang, E Mok, and C-M Ma. Validation of a Monte Carlo dose calculation tool for radiotherapy treatment planning. *Phys. Med. Biol.*, 45:2969–85, 2000.

[MMK+99] C-M Ma, E Mok, A Kapur, T Pawlicki, D Findley, S Brain, K Forster, and A L Boyer. Clinical implementation of a Monte Carlo treatment planning system. *Med. Phys.*, 26(10):2133–43, 1999.

[PWL98] F. C. P. du Plessis, C. A. Willemse, and M. G. Lotter. The indirect use of CT numbers to establish material properties needed for Monte Carlo calculation of dose distributions. *Med. Phys.*, 25(7):1195–201, 1998.

[RAC+01] P Rodrigues, C Alves, A Chaves, M C Lopes, C Oliveira, L Peralta, and A Trindade. Treatment planning verification by means of a Monte Carlo dose calculation engine. In J. Overgaard, editor, *Proc. 6th Biennial ESTRO Meeting on Physics in Clinical Radiotherapy, Sevilla, Spain, Rad. and Onc.*, volume 51(Supplement 1), page S27. ESTRO – European Society for Therapeutic Radiology and Oncology, Elsevier Science Inc., 2001. Abstract 63.

[RK01] D W O Rogers and I Kawrakow. Monte Carlo treatment planning for radiotherapy. In J. Overgaard, editor, *Proc. 6th Biennial ESTRO Meeting on Physics in Clinical Radiotherapy, Sevilla, Spain, Rad. and Onc.*, volume 51(Supplement 1), page S26. ESTRO – European Society for Therapeutic Radiology and Oncology, Elsevier Science Inc., 2001. Abstract 58.

[SBS00] W Schneider, T Bortfeld, and W Schlegel. Correlation beteween CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo simulations of clinical dose distributions. *Phys. Med. Biol.*, 45:459–78, 2000.

[SBS01] W Schneider, T Bortfeld, and W Schlegel. Influence of tissue composition on the results of Monte Carlo simulations for patient dose calculations. In Schlegal and Bortfeld, editors, *Proc. 13th Int. Conf.*

on the Use of Computers in Radiation Therapy, Heidelberg, Germany, pages 443–5. Springer–Verlag, 2001.

[SDH+98] T D Solberg, J J DeMarco, E Holly, J B Smathers, and A F DeSalles. Monte Carlo treatment planning for sterotactic radiosurgery. *Rad. and Onc.*, 49:73–84, 1998.

[SPL96] U Schneider, E Pedroni, and A Lomax. The calibration of CT Hounsfield units for radiotherapy treatment planning. *Phys. Med. Biol.*, 41:111–24, 1996.

[SWB00] J Sempau, S J Wilderman, and A F Bielajew. DPM, a fast accurate Monte Carlo code optimized for photon and electron radiotherapy treatment planning dose calculations. *Phys. Med. Biol.*, 45:2263–91, 2000.

Capítulo 5

Aplicações em Dosimetria Clínica

O sistema de cálculo de dose baseado no código de Monte Carlo GEANT4 foi desenvolvido para aplicações dosimétricas, usando a descrição dos feixes de fotões do acelerador Siemens Mevatron KD2 contida em ficheiros de espaço de fases. Este capítulo reporta à sua utilização na simulação e cálculo de distribuições de dose em *fantomas*. Os resultados foram comparados com distribuições calculadas por dois sistemas de planeamento comercial (TPS) existentes no Serviço de Radioterapia do Centro Regional de Coimbra do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil (IPOFG-CROC).

Neste estudo foram utilizados *fantomas* heterogéneos de geometrias simples e antropomórficos. Nos *fantomas* heterogéneos simulou-se a interacção de um único campo de irradiação, avaliando-se a precisão do transporte de radiação do código GEANT4 em situações de perda de equilíbrio electrónico. Três planeamentos foram efectuados, com diferentes campos de feixes de fotões incidentes num *fantoma* antropomórfico Alderson–Rando, tendo-se validado as distribuições de dose com medições experimentais efectuadas com dosímetros termoluminescentes.

5.1 Sistemas de Planeamento Comerciais

Os resultados obtidos com o sistema GEANT4 foram comparados com dois sistemas de planeamento comerciais, PLATO[1] – *PLanning And Treatment Optimization* – e HELAX–TMS[2] – *Treatment Management System.* Estes dois sistemas incorporam para o cálculo de dose algoritmos de convolução de *kernels* de energia depositada do tipo *pencil beam* (PB) com matrizes que descrevem a fluência inicial do feixe de radiação – Capítulo 2, Sub–Secção 2.1.1 – segundo as implementações de Bortfeld *et al* [BSR93] e Ahnesjö [AST92]. Ambas ignoram o transporte explícito de electrões secundários e consequente perda de equilíbrio electrónico em regiões de transição entre meios com diferentes densidades e composições químicas [LRS+00, KANW95]. A correcção da dose devido à presença de heterogeneidades – Capítulo 2, Sub–Secção 2.1.2 – é efectuada através dos métodos ETAR no sistema PLATO, e 1D–EPL no sistema HELAX–TMS.

O processo de implementação clínica destes TPS requer um elevado número de medidas dosimétricas para cada acelerador linear disponível. Estas incluem curvas de dose em profundidade, perfis transversais medidos no ar e em *fantomas* de água, e razões de débito (OF) para as diferentes configurações de campo/energia que caracterizam as distribuições de dose dos vários feixe de fotões. Posteriormente, esta informação é utilizada na determinação de *kernels* e matrizes de fluência para cada energia de feixe. Para o cálculo de dose em geometrias contendo heterogeneidades, estes TPS recorrem à informação radiológica contida em imagens CT de modo a derivarem factores de correcção à dose. A correspondência entre o material em cada *voxel* com a densidade electrónica do meio ρ_e é efectuada por parametrizações. O sistema PLATO permite ao utilizador a atribuição destas relações entre densidade e números CT, tendo-se escolhido a parametrização implementada no GEANT4, aproximando-se a densidade electrónica ρ_e pela densidade mássica ρ. Os desvios introduzidos são inferiores a 0.1 gcm^{-3} para materiais biológicos entre -1000 e 2000 unidades Housenfield. No sistema HELAX–TMS, a parametrização foi fornecida pelo fabricante em função do sistema de aquisição de imagens CT disponível. Os cálculos foram efectuados com as versões PLATO 2.2.15

[1] Nucletron, Holanda

[2] MDS–Nordion, Canadá

e 2.3.3; e HELAX–TMS 3.01 e 5.0A. As diferentes versões incluem actualizações e correcções de *software* mantendo os mesmos modelos para cálculo de dose.

5.2 Cálculo de Dose em Fantomas Heterogéneos

A validação do sistema desenvolvido foi efectuada pela simulação do transporte de feixes de fotões em *fantomas* heterogéneos, comparando-se os resultados de GEANT4 com os obtidos pelo código GEANT3 [GRM94], uma versão estabilizada do sistema de simulação GEANT testada para o transporte de fotões e electrões a baixas energias ($\leq$ 50 MeV) [TRA$^+$01].

5.2.1 Fantomas Utilizados

Foram simulados dois grupos de *fantomas* heterogéneos, contendo materiais de baixa ou elevada densidade. O primeiro grupo inclui dois *fantomas*, de dimensões 15 cm (segundo o eixo X) $\times$ 15 cm (segundo o eixo Y) $\times$ 38 cm (segundo o eixo de radiação), divido em três camadas ou secções – Figura 5.1. A primeira secção de água apresenta uma espessura de 10 cm (segundo o eixo de radiação), e encontra-se a uma distância de 90 cm SSD. A segunda secção contem uma heterogeneidade com uma espessura de 8 cm colocada a 100 cm SSD. A terceira secção contendo água encontra-se a 108 cm SSD. No primeiro *fantoma* a segunda secção foi preenchida com espuma (*styrophoam*) de densidade $\rho = 0.0275$ gcm^{-3} e composição química C_8H_8. O segundo *fantoma* inclui em substituição da espuma, osso cortical padrão–ICRP [ICR75] com uma densidade de $\rho = 1.85$ gcm^{-3} e composição química de 4.7234% de Hidrogénio, 14.433% de Carbono, 4.199% de Azoto, 44.6096% de Oxigénio, 0.2200% de Magnésio, 10.497% de Potássio, 0.3150% de Enxofre, 20.993% de Cálcio e 0.0100% de Zinco.

O segundo grupo de *fantomas* pretende representar a configuração anatómica do mediastino. Esta compreende a área entre os pulmões, incluindo o coração, os grandes vasos, a traqueia, os bronquios e os nódulos linfáticos. O *fantoma* representativo de tal geometria, incorpora duas heterogeneidades de baixa densidade de dimensões 10$\times$20$\times$20 cm^3, preenchidas com pulmão padrão–ICRU [ICR89], dis-

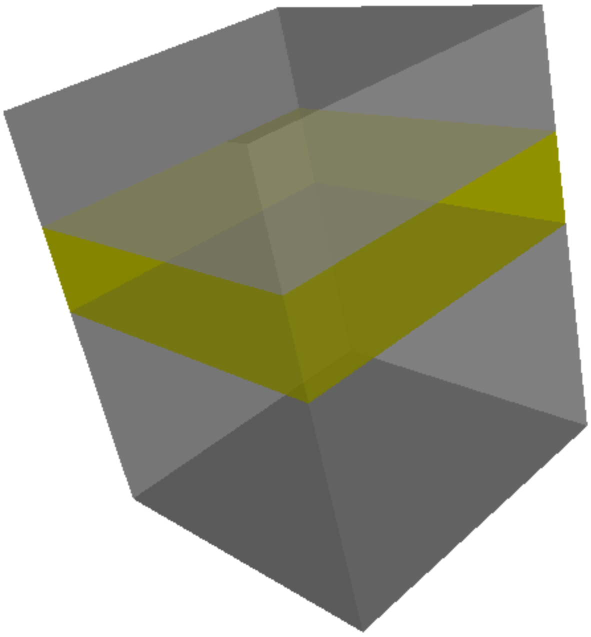


Figura 5.1: *Fantoma* heterogéneo. A secção a *amarelo* contem um material de baixa ou elevada densidade

tantes entre si de 5 cm, inseridas num bloco de água com 30×30×30 cm^3 a 5 cm de profundidade e dispostas paralelamente ao eixo central do feixe – Figura 5.2. A composição química do pulmão–padrão contem 10.3% de Hidrogénio, 10.5% de Carbono, 3.1% de Azoto, 74.9% de Oxigénio, 0.2% de Sódio, 0.2% de Potássio, 0.3% de Enxofre, 0.3% de Cloro e 0.2% de Potássio.

5.2.2 Parâmetros de Simulação

Nos dois grupos de *fantomas*, obtiveram-se distribuições e curvas de dose em profundidade e transversais, simulando-se a irradiação com feixes de fotões 6 MV e dimensões de campo de 5×5 cm^2 e/ou 10×10 cm^2. Os cortes de transporte e produção de partículas secundárias em energia nas simulações com GEANT3 foram de 10 keV.

No GEANT4 os cortes de produção de partículas secundárias em percurso foram de

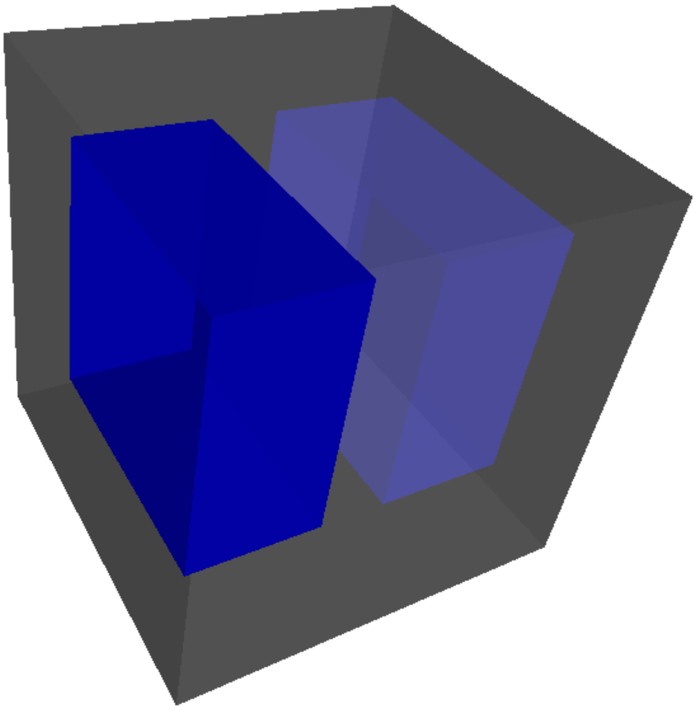


Figura 5.2: *Fantoma* representativo do mediastino. A azul regiões de baixa densidade (pulmão com $\rho = 0.26$ gcm^{-3})

Tabela 5.1: Cortes em percurso para a produção de partículas secundárias utilizados na simulação de *fantomas* heterogéneos com GEANT4

Material	Partícula	Corte em Percurso (mm)	Corte em Energia (keV)
Espuma	fotão	50 μm	0.25
	e^- / e^+	100 μm	0.94
Pulmão	fotão	50 μm	0.25
	e^- / e^+	100 μm	39.1
Água	fotão	50 μm	0.25
	e^- / e^+	100 μm	85.2
Osso	fotão	50 μm	1.29
	e^- / e^+	100 μm	114

50 μm para fotões e 100 μm para electrões e positrões – Tabela 5.1. Em ambos os códigos a contabilização e histogramação da dose depositada foi efectuada numa rede de células com dimensões 0.1 cm (eixo de radiação – Z) $\times$ 0.1 cm (eixo transversal – X) $\times$ 1 cm (eixo transversal – Y). A escolha de células com maior dimensão segundo o eixo transversal Y é justificada por razões de simetria das geometrias dos *fantomas* heterogéneos.

5.2.3 Resultados – Fantoma de Camadas

As distribuições de dose obtidas por simulação com GEANT4 e GEANT3 no *fantoma* heterogéneo de baixa densidade, com o campo de 10×10 cm^2 – Figura 5.3 – e 5×5 cm^2 – Figura 5.4 – apresentam desvios entre si inferiores a 2%. Na camada

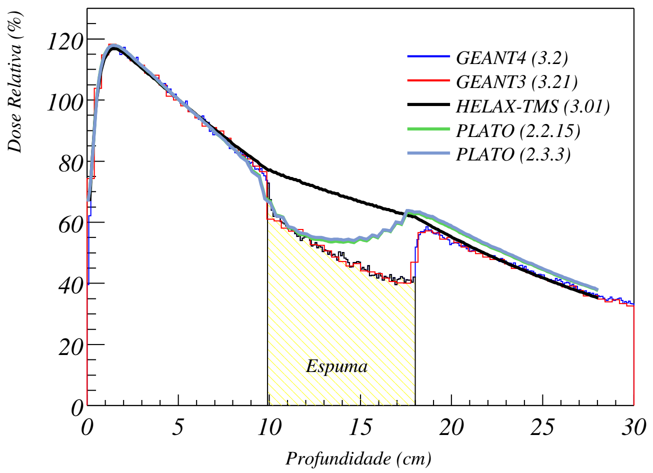


Figura 5.3: Curvas de dose em profundidade simuladas no fantoma heterogéneo de baixa densidade – campo 10×10 cm^2

preenchida com espuma, verifica-se uma diminuição da dose, cuja magnitude depende das dimensões do campo incidente, sendo mais acentuada para o de 5×5 cm^2. Tal comportamento deve-se à perda de equilíbrio electrónico em regiões de fronteira entre diferentes materiais, originado pelo transporte lateral de electrões secundários e uma menor/maior produção destes devido ao aumento/diminuição do livre percurso médio dos fotões nos materiais com menor/maior densidade. Este processo é visível especialmente nas imediações de regiões de transição para materiais com

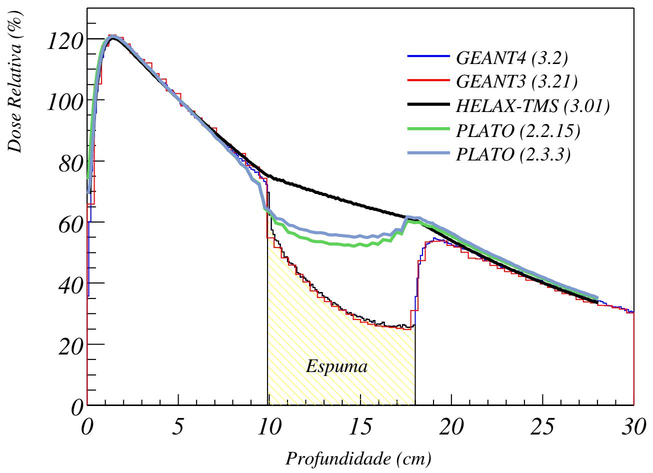


Figura 5.4: Curvas de dose em profundidade simuladas no fantoma heterogéneo de baixa densidade – campo 5×5 cm^2

menor densidade, onde os electrões secundários apresentam uma menor secção eficaz de interacção e um percurso mais elevado – Tabela 5.2. Como consequência, no interior de cada elemento fictício de volume de contabilização de dose, situado perto das regiões de fronteira, a divergência do fluxo de electrões secundários, é positiva, pelo que, a dose depositada diminui. Na transição entre a secção de espuma e de água, localizada a 18 cm de profundidade, é também observado o mesmo efeito de perda de equilíbrio electrónico. Como o livre percurso médio, inverso da secção eficaz total de interacção, diminui na água, são produzidos um maior número de electrões secundários, pelo que a dose depositada aumenta, atingindo-se um novo máximo – *re-buildup* – a alguns milímetros no interior da nova camada [Kha84].

No eixo central, os cálculos com os sistemas PLATO e HELAX–TMS apresentam desvios iguais ou superiores a 5% em relação aos resultados de Monte Carlo, nas transições entre água–espuma, e no interior da espuma. No campo de 10×10 cm^2, o sistema PLATO está em acordo com os resultados de simulação GEANT4/3 às profundidades entre 10 cm a 13 cm. Entre 13 cm e 18 cm, o sistema de planeamento PLATO sobrestima a dose, atingindo um desvio máximo de 20%, perto da transição espuma–água. No campo de 5×5 cm^2, a perda de equilíbrio electrónico é mais acentuada, pelo que os resultados sobrestimam a dose prevista com os códigos de Monte Carlo entre 5% (10 cm de profundidade) a 30% (18 cm de profundidade).

Tabela 5.2: Percurso CSDA de electrões de energias de 0.1 e 1 MeV em diferentes materiais

Material	Energia (MeV)	Perda de Energia (MeV cm^{-1})	Percurso CSDA (cm)
Água	0.1	4.199	0.01
	1.0	1.862	0.43
Espuma	0.1	0.104	0.56
	1.0	0.048	17.2
Pulmão	0.1	0.921	0.05
	1.0	0.427	1.68

As elevadas discrepâncias no interior da heterogeneidade devem-se à ausência de modelação de transporte de electrões secundários nos algoritmos PB, apesar do sistema PLATO prever a diminuição de dose no início da heterogeneidade para o campo de 10×10 cm^2. Tal deve-se ao facto de os factores W – Subsecção 2.1.2 – utilizados no algoritmo ETAR para correcção de heterogeneidades, serem obtidos previamente por simulação Monte Carlo, incluindo de um modo aproximado os processos de transporte de electrões secundários [YW93]. Na segunda secção de água a sobrestimação da dose é de 3% e 4%, para os campos de 5×5 cm^2 e 10×10 cm^2, respectivamente. Não se observaram diferenças significativas entre as versões 2.2.15 e 2.3.3 deste TPS.

O sistema HELAX–TMS sobrestima a dose no interior da espuma em cerca de 20% para o campo 10×10 cm^2 e entre 20–40% para o campo 5×5 cm^2. De acordo com o formalismo descrito no Capítulo 2, Sub–Secções 2.1.1 e 2.1.2 a dose num dado ponto no interior da heterogeneidade, $D^{het}(z)$, é o resultado da soma da dose primária calculada em água à profundidade radiológica z_{rad}, $D^{H_2O}_{prim}(z_{rad})$, com a dose dispersa calculada à profundidade z em água, $D^{H_2O}_{disp}(z)$, corrigida por um factor multiplicativo $F_{disp}(z_{rad}, z)$:

$$D^{het}(z) = D^{H_2O}_{prim}(z_{rad}) + D^{H_2O}_{disp}(z)F_{disp}(z_{rad}, z) \tag{5.1}$$

Segundo esta aproximação, a dose primária à profundidade de 12 cm em espuma com uma densidade de 0.0275 gcm^{-3} é igual à dose primária obtida a uma profundidade radiológica z_{rad} = 10.026 cm, sendo para um feixe de fotões de 6 MV com dimensões 10×10 cm^2 igual a 57.8%[3]. A dose dispersa a 12 cm de profundidade em água é de 19.55%, tendo-se calculado um factor de correcção $F_{disp} = 0.82$ com um coeficiente médio de atenuação linear na espuma $\mu = 0.00176$ cm^{-1} [BHS99]. A dose dispersa corrigida a esta profundidade é de 15.3%, obtendo-se uma dose total de 73.4%. Comparando com os valores obtidos por simulação Monte Carlo à mesma profundidade (z=12 cm), de 58.1% (10×10 cm^2) e 42% (5×5 cm^2), observa-se que a componente da dose dispersa é a principal responsável pela sobrestimação da dose nesta região. Tal deve-se ao facto dos pressupostos que conduzem à derivação do factor de correcção, F_{disp}, apenas serem válidos para heterogeneidades com densidades próximas da água, e reduzida perda de equilíbrio electrónico [AST92, AA99]. Para o campo de 5×5 cm^2 o valor da dose primária calculada pelo HELAX–TMS é cerca de 8% superior à dose total calculada por GEANT4/3. Após o bloco de espuma, a dose depositada na segunda camada de água é correctamente calculada devido à geometria do *fantoma* em camadas, minimizando a deficiência do algoritmo de correcção 1D–EPL, que assume um meio semi–infinito e homogéneo nas direcções transversais ao eixo de incidência do feixe. No entanto, os resultados obtidos são indicativos da incapacidade deste algoritmo de correcção prever a dose no interior de heterogeneidades semi-infinitas com baixas densidades.

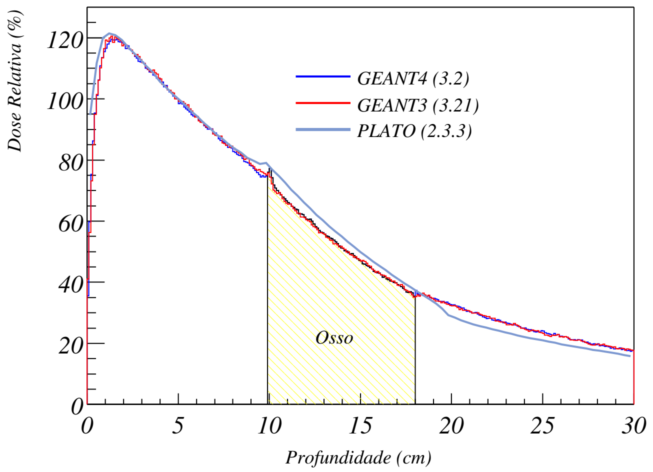


Figura 5.5: Curvas de dose em profundidade simuladas no *fantoma* heterogéneo de elevada densidade – campo 5×5 cm^2

[3]Dose normalizada a 5 cm de profundidade segundo o eixo de incidência do feixe

As simulações de distribuições de dose segundo o eixo central do *fantoma* contendo osso cortical são mostradas para o campo de 5×5 cm^2 – Figura 5.5. Os resultados calculados com GEANT4 e GEANT3 obtiveram um bom acordo entre si. Na camada de osso, devido à maior densidade e aumento da probabilidade de interacção por dispersão de Compton a atenuação do feixe é mais elevada pelo que a dose em função da profundidade diminui acentuadamente. Na transição entre a camada água–osso, a 10 cm de profundidade, observou-se a ocorrência de um *re-buildup*, devido à presença de diferenças de fluências de electrões e fotões estabelecidas em cada lado da fronteira. Para o campo de 5×5 cm^2 não se encontrou este efeito na transição osso–água, verificado apenas para feixes de fotões em radiocirurgia com diâmetro inferior a 2 mm [AA99].

5.2.4 Resultados – Fantoma do Mediastino

No *fantoma* de mediastino, foram simuladas curvas de dose em profundidade coincidente com o eixo central e descentrada de 3.4 cm, perfis transversais de dose à profundidade de 10 cm e 20 cm e curvas de isodose para o campo de 10×10 cm^2.

Segundo o eixo central – Figura 5.6 – o sistema HELAX–TMS sobrestima a dose calculada por Monte Carlo em 2–3% para profundidades superiores a 10 cm de profundidade. Tal comportamento resulta do facto deste sistema não considerar a posição lateral das heterogeneidades representativas dos pulmões, dado que segundo o algoritmo de correcção 1D–EPL, apenas as heterogeneidades segundo a direcção de cálculo são tomadas em conta. Esta aproximação não permite a contabilização da influência das heterogeneidades na dose dispersa lateral. Tal é considerado uma limitação relevante para o cálculo de dose com feixes de fotões energias de 4–10 MV, devido à maior contribuição do efeito de Compton para a dose dispersa [KANW95]. Para a curva de dose em profundidade descentrada – Figura 5.7 – observou-se uma sobredosagem de 3% a 5% para os valores de dose reportados pelo sistema HELAX–TMS no interior do pulmão, entre 5 cm e 25 cm, e uma subestimação em 2–3% de 25 cm a 30 cm. Estas discrepâncias devem-se igualmente ao algoritmo de correcção 1D da dose dispersa. O sistema PLATO nesta geometria prevê correctamente a dose, com excepção da região de fronteira pulmão–água, situada entre 24 cm a 27 cm de profundidade. Este comportamento é similar ao en-

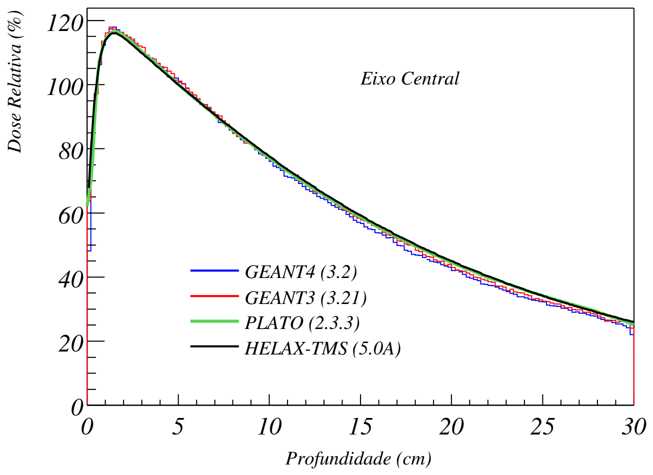


Figura 5.6: Curvas de dose segundo o eixo central para o *fantoma* do mediastino – Campo 10×10 cm^2

contrado nas regiões de fronteira espuma–água em *fantomas* de camadas e deve-se à sobrestimação da dose dispersa pelo algoritmo ETAR [YW93].

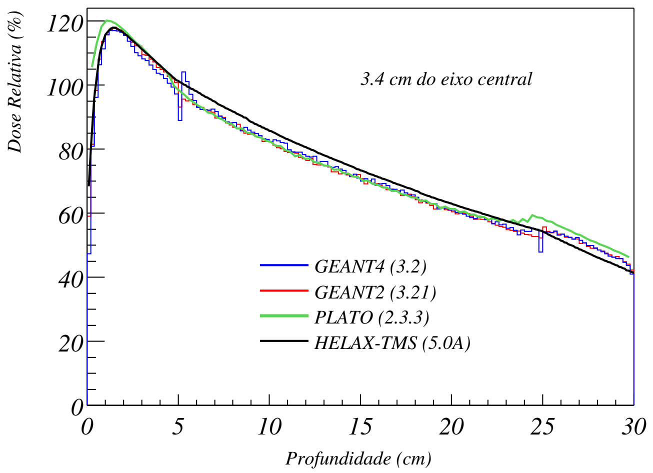


Figura 5.7: Curvas de dose segundo a 3.4 cm do eixo central para o *fantoma* do mediastino – Campo 10×10 cm^2

À profundidade de 10 cm – Figura 5.8 – e 20 cm – Figura 5.9 – foram analisados os perfis transversais. Na região do pulmão, compreendida entre 2.5 cm e 7.5 cm, os valores calculados pelo sistema HELAX–TMS sobrestimam os de Monte Carlo em cerca de 3% a 8%. A 20 cm da superfície do *fantoma*, este TPS subestima a dose na região da penumbra, entre 7% a 8%. Na região do pulmão o sistema PLATO apresenta um melhor acordo com os resultados de Monte Carlo, com excepção da região entre 2.5 cm e 3 cm. Para distâncias superiores a 6 cm verificou-se uma sobredosagem sistemática na região da penumbra. As curvas de isodose de 80%,

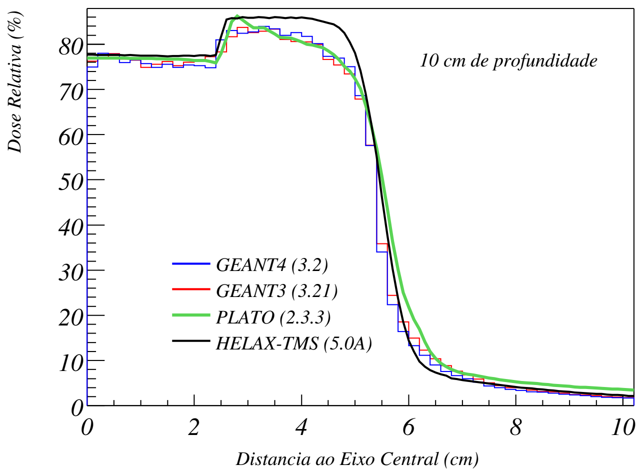


Figura 5.8: Perfis transversais de dose a 10 cm de profundidade para o *fantoma* do mediastino – Campo 10×10 cm^2

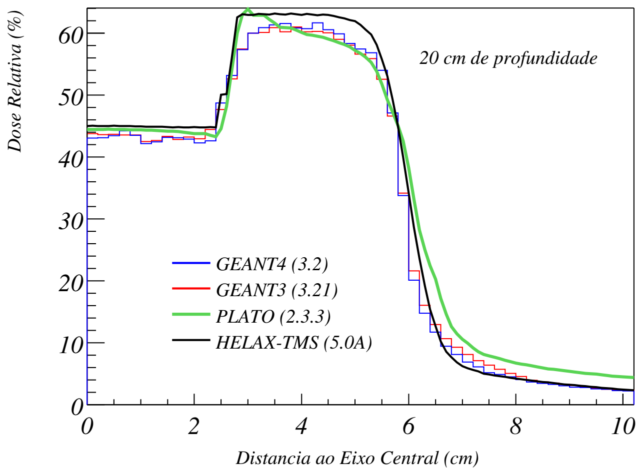


Figura 5.9: Perfis transversais de dose a 20 cm de profundidade para o *fantoma* do mediastino – Campo 10×10 cm^2

60%, 40% e 10% foram avaliadas num plano disposto ao longo do eixo de incidência do feixe de fotões – Figura 5.10. As curvas obtidas com GEANT3 e GEANT4 coincidem entre si, com desvios laterais inferiores a 1.5 mm. O sistema de planeamento PLATO apresenta um bom acordo com as simulações Monte Carlo, encontrado-se as maiores discrepâncias segundo o eixo central, e na curva de dose de 10% às profundidades de 24 cm a 30 cm.

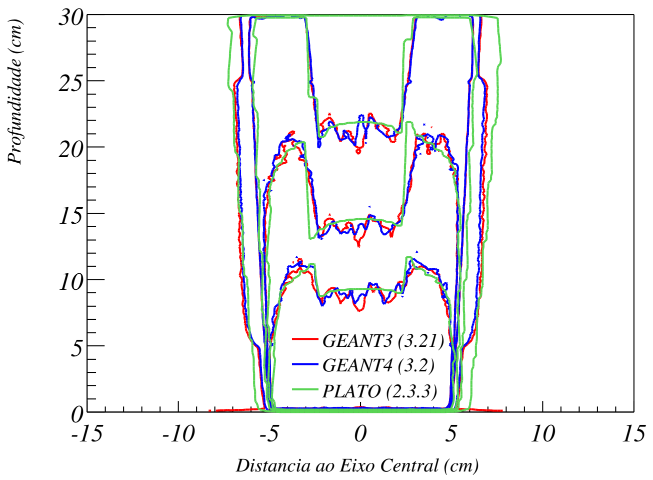


Figura 5.10: Curvas de isodose, a 80%, 60%, 40% e 10% da dose máxima para o *fantoma* do mediastino – Campo 10×10 cm^2

5.3 Cálculo de Dose em Fantomas Antropomórficos

Após a sua validação em *fantomas* heterogéneos simples, o sistema de cálculo de dose baseado no código GEANT4 foi aplicado à simulação da interacção de feixes de fotões com *fantomas* antropomórficos. Estes têm uma configuração humana realista, sendo construídos a partir de informação antropométrica recolhida de uma amostra representativa de uma população tipo. Dado que reproduzem com elevado detalhe as características anatómicas humanas são habitualmente utilizados para testar a precisão das diferentes implementações de algoritmos de cálculo [DML96].

Calcularam-se distribuições de dose para três planeamentos: região torácica irradiada com um único campo lateral de 15×15 cm^2, e irradiação da região cabeça–pescoço com campos paralelos opostos de 5×5 cm^2 e 10×10 cm^2. Os resultados de Monte Carlo foram comparados com distribuições calculadas pelos sistemas PLATO e HELAX–TMS e validados com resultados experimentais.

5.3.1 Caracterização do Fantoma Alderson-Rando

Neste estudo utilizou-se um *fantoma* Alderson–Rando do tipo *Average–Man Rando Phantom*, representando um corpo humano médio masculino com 175 cm de altura e 73.5 Kg de peso, dividido transversalmente em secções com espessura de 2.5 cm [Ald95]- Figura 5.11. Em cada secção existem cavidades distanciadas entre si de

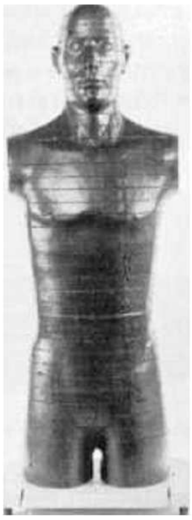


Figura 5.11: *Fantoma* Alderson–Rando do tipo *Average–Man Rando Phantom*

3 cm, preenchidas com cilindros de osso, tecido–equivalente ou pulmão–equivalente, de raio 5–7 mm. Para efeitos de dosimetria, estes cilindros podem ser substituídos por cilindros nos quais são introduzidos dosímetros termoluminescentes.

Os materiais utilizados na construção destes *fantomas* são radioequivalentes, com densidades mássicas e electrónicas semelhantes às dos tecidos humanos. Dada a variabilidade das densidades dos tecidos moles no corpo humano, estes *fantomas* utilizam um material sintético, com uma densidade de 0.98 ± 0.01 gcm^{-3} e número atómico efectivo Z_{eff} [4] $7.30 \pm 1.25\%$, semelhante à densidade e número atómico médio dos tecidos moles. O tecido pulmonar é construído com um plástico de

[4] $Z_{eff} = (\sum_i^N a_i Z_i^{2.94})^{1/2.94}$, em que a_i são as contribuições fracionais por peso do número de electrões de cada elemento Z_i para o composto [Kha84]

número atómico efectivo igual ao dos tecidos moles e densidade mássica de 0.32 ± 0.01 gcm^{-3}. Este valor corresponde à densidade média dos pulmões humanos na fase de expiração. Os tecidos ósseos destes *fantomas* são extraídos de corpos humanos. Recentemente, os *fantomas* Alderson–Rando passaram a ser construídos com polimeros de elevada densidade, capazes de reproduzir as propriedades radiológicas do osso cortical e trabecular [BIC01]. As cavidades de ar, faringe, laringe, traqueia, fossas nasais e brônquios, são produzidos através da moldagem de tecido radioequivalente a formas humanas.

5.3.2 Medições com Dosímetros Termoluminescentes

A aquisição de medidas experimentais para cada planeamento, foi efectuada pelo Serviço de Radioterapia do IPOFG–CROC, utilizando dosímetros termoluminescentes TLD–100[5]. A matriz cristalina é constituída por Fluoreto de Lítio (LiF), dopado com impurezas de Magnésio (Mg) e Titânio (Ti), com uma densidade mássica de 2.64 gcm^{-3}. Este material exibe um efeito termoluminescente a partir de 100 μGy de dose absorvida. No LiF:Mg:Ti existe uma relação linear entre a luz emitida e a dose absorvida até 1 Gy, relação esta que se torna quadrática a partir deste valor. O espectro de termoluminescência do LiF–100, é caracterizado por diferentes picos de emissão, ocorrendo a intensidade máxima para um comprimento de onda de 400 nm [WT00].

Neste trabalho, utilizaram-se dosímetros em forma de pastilhas cílindricas com 4.5 mm de diâmetro e espessura de 1 mm. Como os TLD são dosímetros relativos, foi necessário proceder à sua calibração através de um sistema de dosimetria absoluta. A calibração foi efectuada por dois processos equivalentes. Para a configuração torácica, colocou-se uma câmara de ionização (PTW–233641) com volume activo de 0.3 cm^3, no interior da secção do *fantoma* irradiada com um feixe de fotões de 6 MV e campo de 15×15 cm^2, em conjunto com os dosímetros TLD inseridos nas posições de medida. Para a configuração cabeça–pescoço, os dosímetros foram calibrados num *fantoma* de acrílico, com a mesma câmara de ionização a uma profundidade de 5 cm. Devido a utilizações anteriores os dosímetros TLD emitem um sinal de termoluminescência residual sendo necessário submetê-los, antes de

[5] Bicron/Saint–Gobain Industrial Ceramics, França

cada nova irradiação, a um ciclo de regeneração. Este consiste no aquecimento dos dosímetros até uma temperatura de 400°C durante uma hora, sendo arrefecidos em ciclo rápido até 100°C. Após serem mantidos a esta temperatura durante 2 horas, são arrefecidos até à temperatura ambiente. Este processo foi efectuado em fornos programáveis Eurotherm–815[6] (tórax) e ETT Fimel/PTW[7] (cabeça–pescoço).

Figura 5.12: Colocação de dosímetros TLD–100 numa secção torácica do *fantoma* Alderson–Rando. *Cortesia de M.C. Lopes, A. Chaves e C. Alves – IPOFG–CROC*

Devido à natureza higroscópica do flureto de lítio, os dosímetros foram colocados nos cilindros de inserção nas secções do *fantoma* antropomórfico com recurso a pinças de vácuo – Figura 5.12. Após a conclusão das irradiações, efectuou-se o aquecimento e colecção de luz dos dosímetros com dois sistema de leitura: Rialto–688 NE/Saint–Gobain Industrial Ceramics (tórax) e PCL3 Fimel/PTW (cabeça–pescoço). O ciclo térmico de leitura dos dosímetros [WT00] compreendeu uma primeira etapa de pré–aquecimento de 35 segundos a 150°C, seguindo-se a aquisição do sinal com relevância dosimétrica a 270°C durante 35 segundos. Nestes fornos, o aquecimento dos dosímetros é efectuado por um elemento resistivo. Os resultados apresentam erros experimentais estimados entre 3% a 4% (1 σ). Na figura 5.13 encontra-se representado um ciclo genérico de leitura e condicionamento de dosímetros termoluminescentes.

[6]Eurotherm, Reino Unido

[7]PTW, Freiburg, Alemanha

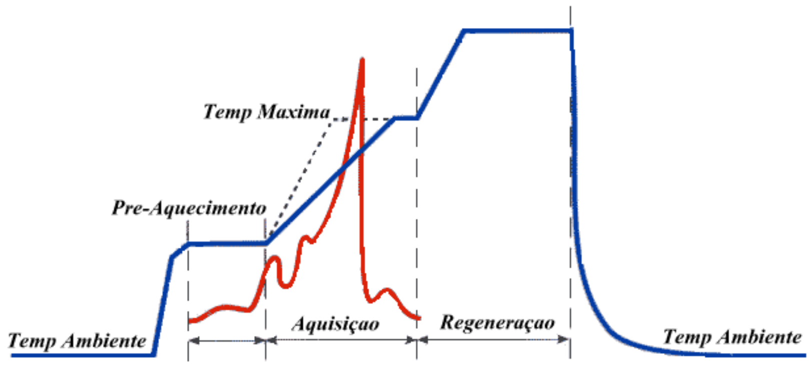


Figura 5.13: Ciclo genérico de leitura e condicionamento de dosímetros termoluminescentes

5.3.3 Irradiações com Campo Único

O primeiro planeamento consistiu na irradiação de uma única secção torácica do *fantoma* Alderson–Rando, com um campo de fotões de dimensões 15×15 cm^2. Nesta configuração, o campo de radiação incide lateralmente na parede torácica. O isocentro está localizado segundo o plano de iciência do feixe. A aquisição de dados experimentais compreendeu a utilização de 21 dosímetros TLD, colocados segundo o eixo central de radiação, e perfis transversais a 9.8 cm e 25 cm de profundidade – Figura 5.14.

A imagem CT necessária ao planeamento foi adquirida com um sistema Siemens Somatom 4 Plus, e transferida para os sistemas GEANT4, PLATO e HELAX–TMS. Para a aquisição desta imagem utilizou-se uma dimensão de campo (FOV) de 51 cm, com 512×512 *voxels*, com dimensões 1 mm × 1 mm e espessura de 5 mm. De modo a reduzir o número de *voxels* utilizados, e o consequente tempo de cálculo requerido pelo algoritmo de transporte do código GEANT4, estes foram agrupados em grupos de 2×2 *voxels*, resultando numa nova imagem com 128×128 *voxels* e resolução de 4 mm × 4 mm. Esta aproximação justifica-se pelas dimensões das heterogeneidades presentes não estando associada a perda significativa de resolução na deposição de dose [MPMM01]. Neste planeamento foi utilizada uma única imagem CT, aumentando a espessura dos *voxels* até 10 cm, de modo a reduzir a incerteza estatística do valor da dose depositada. O cálculo de Monte Carlo foi efectuado com valores para cortes em percurso de produção de partículas secundárias idênticos aos das simulações de *fantomas* heterogéneos simples. A partir do espaço de fases armazenado ao nível dos colimadores secundários amostraram-se 1×10^8 eventos, obtendo-se uma incerteza estatística na dose depositada inferior a 1% nos *voxels* situados dentro dos limites geométricos do campo de fotões. Nos dois sistemas de planeamento foram selecionadas grelhas de cálculo de dose com dimensões idênticas às utilizadas nas simulações Monte Carlo.

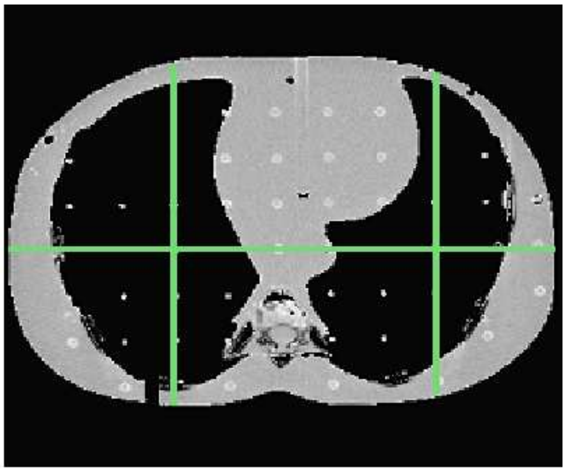


Figura 5.14: Imagem CT utilizada para o planeamento com uma irradiação de campo único. *A verde* encontra-se segundo a horizontal o eixo de central de radiação e os dois perfis transversais. O feixe incide da esquerda da figura

A análise de resultados foi efectuada através da comparação de distribuições de dose em profundidade e segundo perfis transversais. Estas foram normalizadas à dose, D_0, obtida à profundidade de 6.5 cm, calculando-se os desvios entre as medições experimentais para cada dosímetro i, $D_{exp}(i)$, e os valores de dose relativa, $D_{sim}(i) = 100 \cdot (e_{sim}(i)/D_0)$, em que $e_{sim}(i)$ é a dose absoluta calculada por Monte Carlo ou pelos sistemas de planeamento. A qualidade do ajuste dos resultados calculados aos medidos foi quantificada através do teste χ^2 [Lyo89]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(D_{exp}(i) - D_{sim}(i))^2}{\sigma_i^2} \tag{5.2}$$

em que N é o número de dosímetros utilizados e σ_i o erro experimental, estimado em 3% da dose medida. Para a aplicação deste teste considerou-se como hipótese nula, H_0, que a distribuição calculada por cada sistema de cálculo de dose é compatível com os resultados experimentais. A probabilidade de que a hipótese nula conduza a um valor χ^2 superior ao calculado pela equação (5.2), ou seja, a probabilidade de rejeitar a hipótese nula, sendo esta verdadeira é dada pelo nível de significância P:

$$P = \int_{\chi^2}^{\infty} f(z; n_d) dz \tag{5.3}$$

onde $n_d = N - 1$ é o número de graus de liberdade, e $f(z; n_d)$ a distribuição de chi-quadrado [Lyo89]. O nível de significância mínimo escolhido para a rejeição da hipótese nula para a avaliação da qualidade do ajuste foi de 0.05.

A distribuição de dose em profundidade segundo o eixo central – Figura 5.15 – calculada com GEANT4 descreve os dados experimentais com um desvio máximo em relação aos dosímetros TLD de -2.4% – Tabela 5.3. O sistema HELAX–TMS obtem um ajuste a menos de -1.9% – Tabela 5.4. O bom acordo obtido entre os resultados de HELAX–TMS e GEANT4, nas zonas de pulmão e de transição pulmão–tecido deve-se à dimensão do campo de radiação incidente que minimiza o impacto do transporte lateral de electrões, não contabilizado neste sistema de planeamento comercial. Para campos de dimensões inferiores ou com energias de feixe mais elevadas é de esperar que não se verifique tal acordo [KANW95]. A deficiência do algoritmo 1D de correcção à dose dispersa, não influencia a precisão do cálculo, devido à incidência lateral do feixe, pelo que as heterogeneidades encontradas (pulmões) podem ser descritas como tendo uma secção transversal aproximadamente semi-infinita, desprezando a presença das paredes torácicas. No sistema PLATO foi encontrada uma sobredosagem sistemática entre 10 cm e 20 cm, no interior do mediastino, de -6.0% a -10.7%. O desvio máximo é de -10.7%, a 15.8 cm de profundidade – Tabela 5.5. Estas discrepâncias são consistentes com os desvios encontrados nas transições espuma–água no *fantoma* de camadas e pulmão–água no *fantoma* do mediastino.

No perfil transversal a 9.8 cm de profundidade – Figura 5.16 – os sistemas GEANT4 e TMS, apresentam desvios máximos em relação aos resultados experimentais de de -2.6% e -2.7%, respectivamente – Tabela 5.7 e 5.6. Na posição ocupada pelo dosímetro colocado a +6 cm do eixo central de radiação, o valor de dose calculada com PLATO atinge um desvio máximo de -5.3% – Tabela 5.8. A 25 cm de profundidade, os valores de dose calculados por GEANT4 apresentam um desvio máximo de -1.6% – Tabela 5.9. Os resultados obtidos com HELAX–TMS diferem no máximo -2.3% enquanto que com o sistema PLATO a dose é sobrestimada até um valor de -5.3% – Tabelas 5.10 e 5.11.

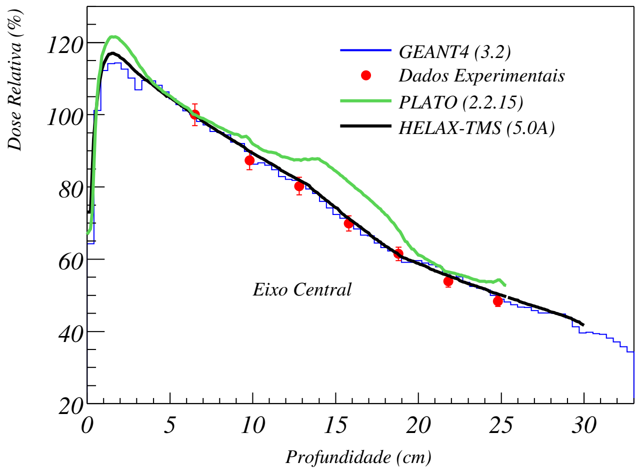


Figura 5.15: Curvas de dose segundo o eixo central de irradiação por um campo de fotões de 15×15 cm^2

Tabela 5.3: Valores de doses relativas calculadas com GEANT4 e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo central

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa GEANT4 (%)	Desvio (%)
6.5	100.0	100.0	–
9.8	87.4	89.8	-2.4
12.8	80.2	81.4	-1.2
15.8	69.9	70.3	-0.4
18.8	61.5	60.8	+0.7
21.8	53.9	56.1	-2.2
24.8	48.4	48.8	-0.4

Na figura 5.18 encontra-se representada a dose relativa calculada em função da dose relativa medida. A linha a vermelho indica a distribuição sobre a qual os pares de valores dose medida–calculada se deveriam alinhar, situação em que os valores de dose calculada coincidem com os valores de dose medidos. As barras de erro horizontais indicam o erro experimental estimado em 3% (1 σ). Os valores pontuais de dose calculados com GEANT4 encontram-se a menos de um desvio padrão dos pontos experimentais, e de modo semelhante para o sistema HELAX–TMS com excepção de três valores a mais de dois desvios padrão dos dados exper-

Tabela 5.4: Valores de doses relativas calculadas com o sistema HELAX–TMS e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo central

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa TMS (%)	Desvio (%)
6.5	100.0	100.0	–
9.8	87.4	89.3	-1.9
12.8	80.2	81.4	-1.2
15.8	69.9	70.9	-1.0
18.8	61.5	60.9	+0.6
21.8	53.9	55.0	-1.1
24.8	48.4	50.0	-1.6

Tabela 5.5: Valores de doses relativas calculadas com o sistema PLATO e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo central

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa PLATO (%)	Desvio (%)
6.5	100.0	100.0	–
9.8	87.4	92.3	-4.9
12.8	80.2	86.8	-6.6
15.8	69.9	80.6	-10.7
18.8	61.5	67.5	-6.0
21.8	53.9	56.0	-2.1
24.8	48.4	53.9	-5.45

Tabela 5.6: Valores de doses relativas calculadas com GEANT4 e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo transversal a 9.8 cm de profundidade

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa GEANT4 (%)	Desvio (%)
-6	92.5	90.4	-2.1
-3	90.9	89.0	-1.9
0	87.4	89.7	-2.3
+3	90.3	90.3	0.0
+6	89.4	92.1	-2.7

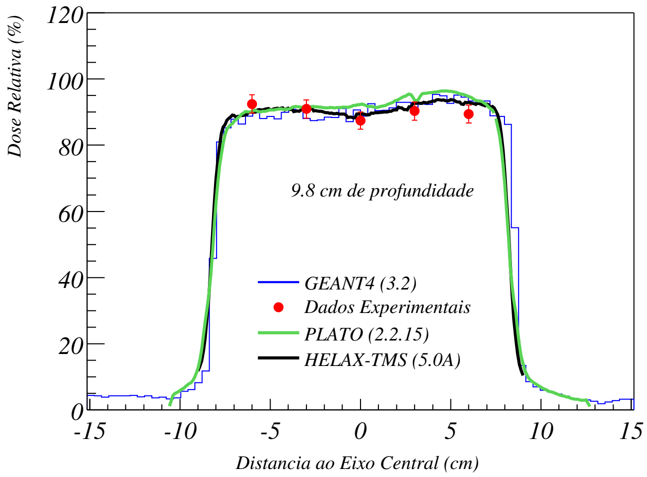


Figura 5.16: Perfis transversais de dose a 9.8 cm de profundidade por um campo de fotões de 15×15 cm^2

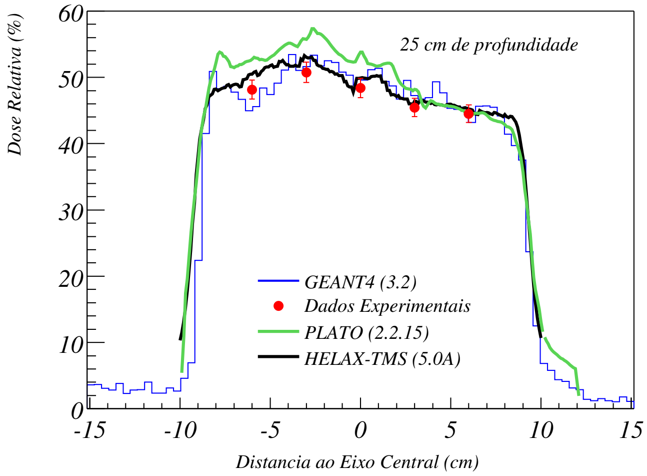


Figura 5.17: Perfis transversais de dose a 25 cm de profundidade por um campo de fotões de 15×15 cm^2

Tabela 5.7: Valores de doses relativas calculadas com o sistema HELAX–TMS e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo transversal a 9.8 cm de profundidade

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa TMS (%)	Desvio (%)
-6	92.5	88.9	+2.6
-3	90.9	91.3	-0.4
0	87.4	89.3	-1.9
+3	90.3	92.6	-2.3
+6	89.4	92.9	-3.5

Tabela 5.8: Valores de doses relativas calculadas com o sistema PLATO e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo transversal a 9.8 cm de profundidade

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa PLATO (%)	Desvio (%)
-6	92.5	90.2	+2.3
-3	90.9	91.4	-0.5
0	87.4	92.3	-4.9
+3	90.3	93.6	-3.3
+6	89.4	94.7	-5.3

Tabela 5.9: Valores de doses relativas calculadas com GEANT4 e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo transversal a 25 cm de profundidade

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa GEANT4 (%)	Desvio (%)
-6	48.2	46.8	+1.4
-3	50.8	51.0	-0.2
0	48.4	50.0	-1.6
3	45.5	45.4	+0.1
6	44.5	44.0	+0.5

Tabela 5.10: Valores de doses relativas calculadas com o sistema HELAX–TMS e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo transversal a 25 cm de profundidade

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa TMS (%)	Desvio (%)
-6	48.2	50.5	-2.3
-3	50.8	53.0	-2.2
0	48.4	49.9	-1.5
+3	45.5	46.4	-0.9
+6	44.5	45.2	-0.7

Tabela 5.11: Valores de doses relativas calculadas com o sistema PLATO e medidas com dosímetros TLD, segundo o eixo transversal a 25 cm de profundidade

Localização TLD (cm)	Dose Relativa TLD (%)	Dose Relativa PLATO (%)	Desvio (%)
-6	48.2	52.7	-4.5
-3	50.8	55.1	-4.3
0	48.4	53.7	-5.3
+3	45.5	48.1	-2.6
+6	44.5	44.3	+0.2

imentais. O sistema PLATO afasta-se significativamente da situação ideal, devido às limitações da implementação do algoritmo ETAR de correcção de dose em heterogeneidades. O teste χ^2 – Tabela 5.12 – indica que os níveis de significância P obtidos são compatíveis com a hipótese de que os resultados calculados com HELAX–TMS ($\chi^2/ndf = 0.81$) e GEANT4 ($\chi^2/ndf = 0.52$) não diferem significativamente dos resultados experimentais. Para esta configuração anatómica e condições de irradiação os resultados obtidos com o sistema PLATO não se ajustam aos resultados experimentais. Neste caso, as elevadas diferenças ($\chi^2/ndf = 6.71$) conduzem a um nível de significância marginal ($P = 5.252 \times 10^{-16}$), inferior ao valor mínimo escolhido ($P = 0.05$) levando à rejeição da hipótese nula. Estes resultados são consistentes com os desvios médios entre valores calculados e medidos – Tabela 5.12.

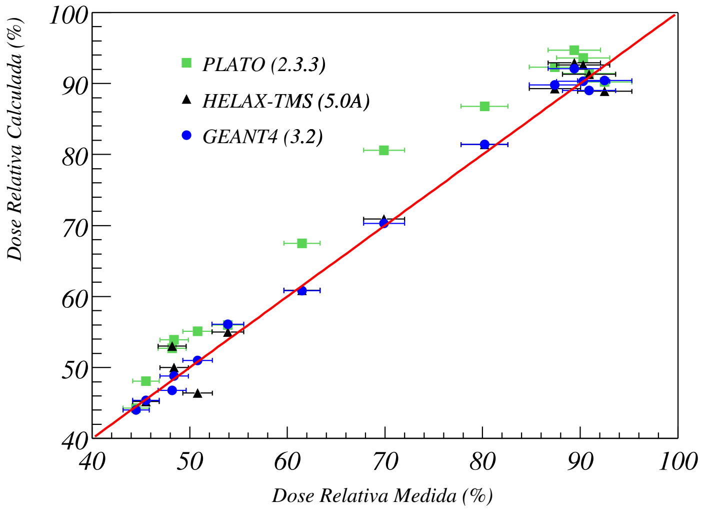


Figura 5.18: Dose relativa calculada em função da dose relativa medida

Tabela 5.12: Desvios médios e máximos e valores de χ^2 e P para o ajuste aos dados experimentais – Irradiação tórax

Sistema	χ^2	P	Desvio Médio (%)	Desvio Máximo (%)
PLATO	107.343	5.252×10^{-16}	-4.0±2.04	-10.7
HELAX–TMS	13.032	0.601	-1.2±2.04	-3.5
GEANT4	8.349	0.909	-0.4±3.41	-2.7

ndf = 15

5.3.4 Irradiações com Campos Paralelos Opostos

Os planeamentos referentes à região da cabeça do *fantoma* Alderson–Rando consistiram na irradiação com campos paralelos opostos de fotões em modo 6 MV de dimensões 5×5 cm^2 e 10×10 cm^2 – Figura 5.19. Nesta região existem estruturas anatómicas bem diferenciadas, como a nasofaringe, seios maxilares e esfenóides, traqueia e estruturas ósseas, com densidades e composições químicas distintas, pelo que foram selecionadas 42 imagens CT com uma FOV de 33.4 cm, resolução de 0.65 mm $\times$ 0.65 mm e espessura de 5 mm. As imagens originais com 512×512 *voxels* foram redimensionadas em imagens com 128×128 *voxels* e resolução de 2.60 mm $\times$ 2.60 mm. O isocentro foi definido no interior de um volume alvo fictício abrangendo 9 imagens – Figura 5.20 – ao nível do plano definido pela imagem CT central (`TP = -110.5`) – Figura 5.21. Os dados experimentais foram adquiridos

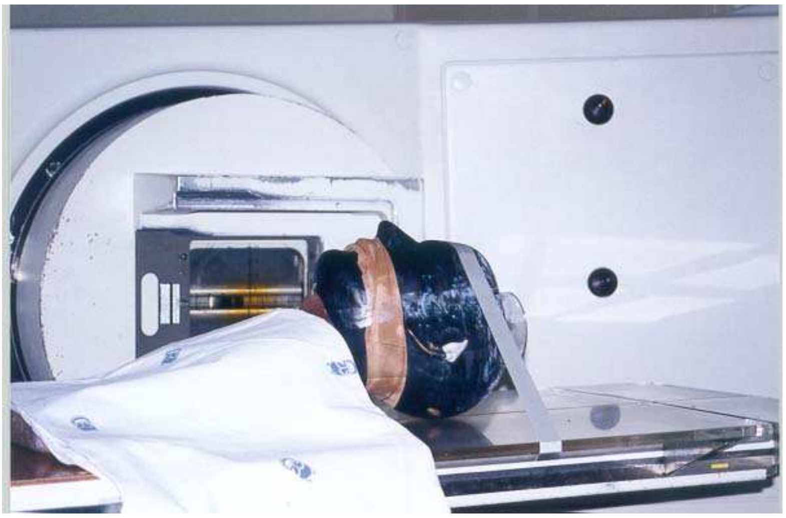


Figura 5.19: Irradiação do cabeça do *fantoma* Alderson–Rando com um campo lateral. *Cortesia de M.C. Lopes, A. Chaves e C. Alves – IPOFG–CROC*

através da inserção de dosímetros no interior das secções selecionadas do *fantoma* antropomórfico – Figura 5.22.

Para os planeamentos com campos opostos paralelos de 5×5 cm^2 e 10×10 cm^2 foram utilizados 11 e 27 dosímetros, respectivamente. O procedimento experimental de colocação e irradiação dos dosímetros foi realizado duas vezes. Os valores da dose experimental apresentandos são a média dos obtidos nas sessões de irradiação. Durante o processo de calibração destes dosímetros o erro experimental

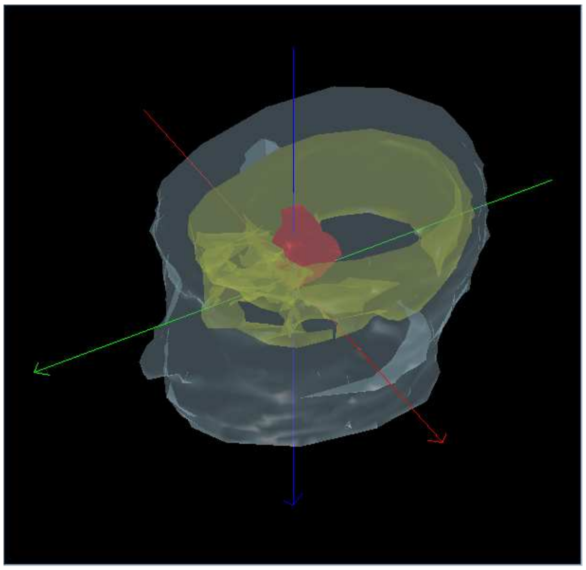


Figura 5.20: Volume reconstruído a partir do conjunto de imagens CT, onde se encontra representando o volume alvo (*vermelho*), caixa craniana (*amarelo*)

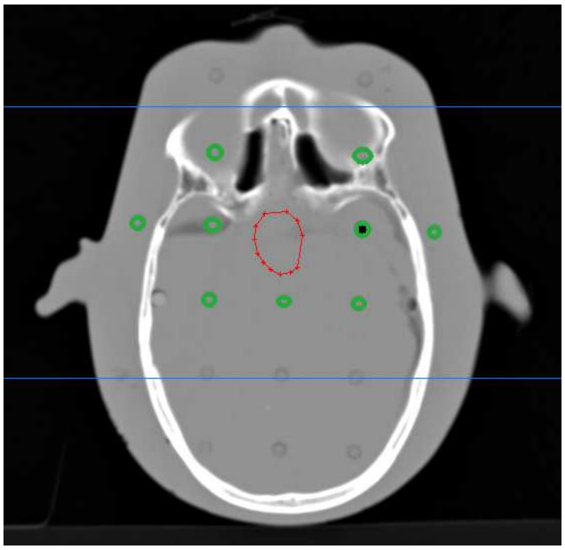


Figura 5.21: Imagem CT (referência `TP = -110.5`), onde se encontra representado o volume alvo (*vermelho*), os limites geométricos do campo de 10×10 cm^2 (*azul*) e nove dosímetros (*verde*)

foi estimado em 4% (1 σ). Para o campo 10×10 cm^2 foram identificados cinco dosímetros (18.5% de um total $N = 27$) com desvios entre irradiações superiores a 4% e inferiores a 5.5%. Estes valores encontram-se dentro de um intervalo de confiança para os desvios esperados de 95% (1.96 σ) tendo sido aceites para análise. Na irradiação com campos de 5×5 cm^2 detectou-se a existência de dois dosímetros (18.1% de um total $N = 11$), com desvios de 8.8% (2.2 σ) e 5.56% (1.4 σ), tendo também sido aceites para análise.

Figura 5.22: Inserção de dosímetros TLD numa das secções do *fantoma* na região da cabeça–pescoço. *Cortesia de M.C. Lopes, A. Chaves e C. Alves – IPOFG–CROC*

Os valores da matriz contendo a dose calculada por Monte Carlo, em cada um dos 128×128×33 *voxels*, com um volume de 22.05 mm^3, foram normalizados à dose média, D_0, de um volume de 3×3×3 *voxels* em torno do isocentro. Este procedimento de normalização permite reduzir a variância do valor de normalização, que é inversamente proporcional ao volume do *voxel*. O procedimento habitual de normalização ao *voxel* que contêm o isocentro pode introduzir um aumento da incerteza dos resultados de Monte Carlo, não sendo adequado para planeamentos que utilizem *voxels* de pequenas dimensões [BN00].

A qualidade do ajuste do cálculo de dose com GEANT4 e PLATO foi avaliada pela aplicação do teste χ^2. Através da minimização do valor calculado de χ^2, foi possível efectuar pequenas correcções ao valor de normalização, D_0, assumindo-se $D_{Norm} = K \cdot D_0$. D_{Norm} é o valor que melhor estima a dose de normalização, que pode ou não diferir do valor D_0. O factor K, para os resultados de simulação, foi determinado através da minimização do valor de χ^2:

$$\chi^2(K) = \sum_{i=1}^{N} \frac{\left(D_{exp}(i) - 100 \cdot \frac{e_{sim}(i)}{K \cdot D_0}\right)^2}{\sigma_i^2} \tag{5.4}$$

O valor de χ^2–reduzido (χ^2/ndf) foi calculado a partir dos resultados experimentais e simulados com GEANT4, fazendo variar K entre 0.94 e 1.02 – Figura 5.23. Os valores de K foram 0.975 (campo 5×5 cm^2) e 0.979 (campo 10×10 cm^2). A avaliação do ajuste dos resultados do sistema PLATO foi efectuada utilizando o teste χ^2 segundo a equação (5.2).

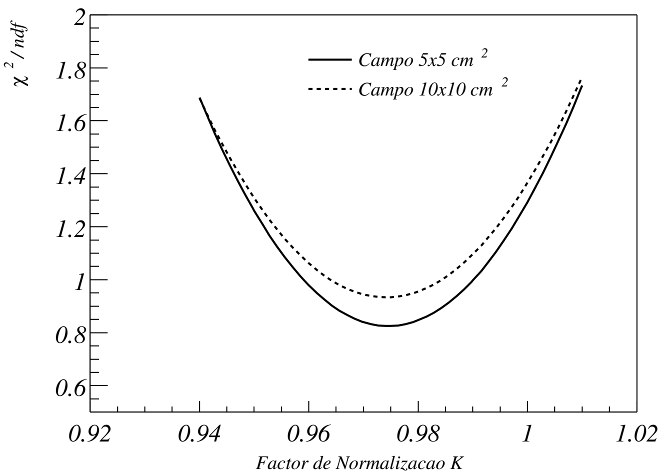


Figura 5.23: Minimização de χ^2/ndf em função do factor de normalização K escolhido para os resultados de GEANT4

As distribuições de dose relativa calculada em função de dose relativa medida, pelos sistemas PLATO e GEANT4 para o planeamento com campos opostos de 5×5 cm^2 – Figuras 5.24 e 5.25 – encontram-se na vizinhança da distribuição ideal, em que a dose calculada é igual à dose medida. As barras de erro horizontais representam a incerteza da medida experimental (σ_{exp}), e as verticais a incerteza estatística dos cálculos de Monte Carlo (σ_{MC}). As diferenças em dose relativa entre cada dosímetro e valores calculados foram determinadas, observando-se que para os dois sistemas de cálculo, estas são compatíveis com uma diferença nula – Figuras 5.26 e 5.27. A incerteza nas diferenças encontradas com o sistema PLATO deve-se exclusivamente à incerteza dos resultados experimentais, enquanto que a incerteza dos resultados Monte Carlo σ_{diff}^{MC}, foi estimada através da soma quadrática dos erros:

$$\sigma_{diff}^{2\,MC} = \sigma_{MC}^2 + \sigma_{exp}^2 \tag{5.5}$$

As diferenças entre dose calculada por GEANT4 e PLATO – Figura 5.28 – indicam que os resultados dos dois sistemas de cálculo são compatíveis entre si a menos de dois desvios padrão ($\sigma_{diff} = \sigma_{MC} = 2\%$). O teste χ^2, indicou níveis de significância P para os resultados do sistema PLATO de 0.624 ($\chi^2/ndf = 0.80$) e 0.604 para GEANT4 ($\chi^2/ndf = 0.83$) – Tabela 5.13 – aceitando-se a hipótese dos valores calculados descreverem os resultados experimentais. Os desvios médios entre valores experimentais e calculados são consistentes com um desvio médio nulo. O ajuste verificado entre PLATO e dados experimentais, deve-se em parte à existência de poucas heterogeneidades na geometria irradiada e utilização de um pequeno número de dosímetros TLD. Os desvios máximos encontrados entre valores calculados e experimentais foram de -6.6% e -8.1% para GEANT4 e PLATO, respectivamente. Estas diferenças foram encontradas para o mesmo dosímetro, que entre as duas irradiações apresentou uma variação de 5.6%.

Para o planeamento com campos laterais opostos de 10×10 cm^2, encontraram-se diferenças significativas entre o sistema PLATO e os resultados experimentais e de Monte Carlo. A distribuição de dose relativa calculada em função da dose relativa medida – Figura 5.29 – indica que os valores obtidos por este TPS, sobrestimam sistematicamente a dose depositada. Os resultados de GEANT4 encontram-se em torno da distribuição ideal a menos de dois desvios padrão – Figura 5.30. A análise das diferenças, é indicativa que o sistema PLATO sobrestima nesta configuração a dose depositada – Figura 5.31 – determinado-se um desvio médio de -3.8±4.0 % – Tabela 5.13.

Apesar da maior dispersão das diferenças em dose entre GEANT4 e dosímetros – Figura 5.32 – devida em parte à incerteza estatística inerente ao método de simulação Monte Carlo, o desvio médio é de 0.0±5.9 %, compatível com uma

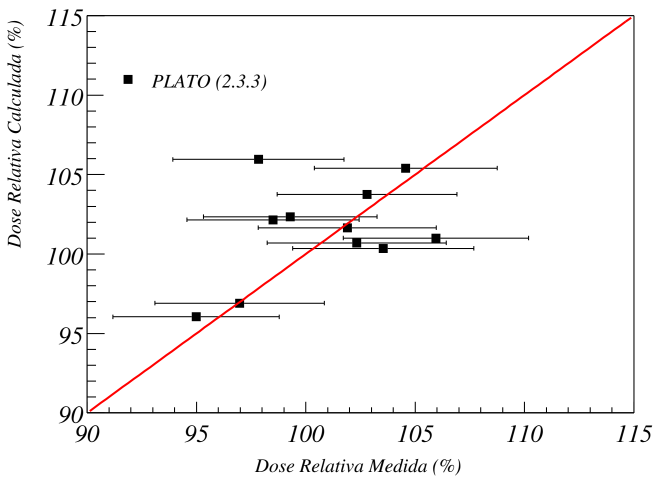


Figura 5.24: Dose relativa calculada pelo sistema PLATO em função da dose relativa medida – Irradiação com campos opostos 5×5 cm^2

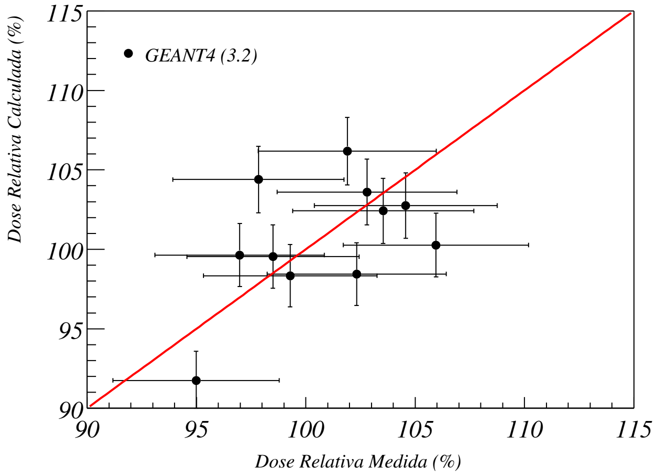


Figura 5.25: Dose relativa calculada por GEANT4 em função da dose relativa medida – Irradiação com campos opostos 5×5 cm^2

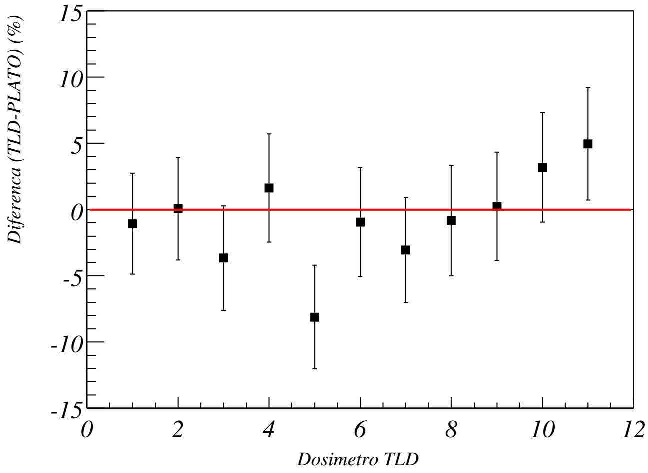


Figura 5.26: Diferenças entre a dose calculada pelo sistema PLATO e experimental – Irradiação com campos opostos 5×5 cm^2

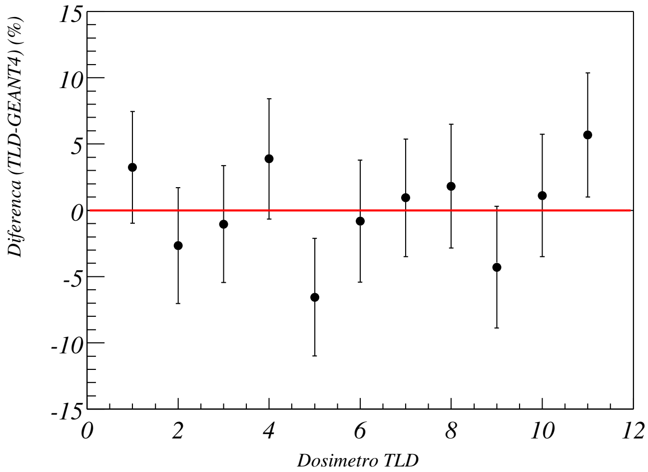


Figura 5.27: Diferenças entre a dose calculada por GEANT4 e experimental – Irradiação com campos opostos 5×5 cm^2

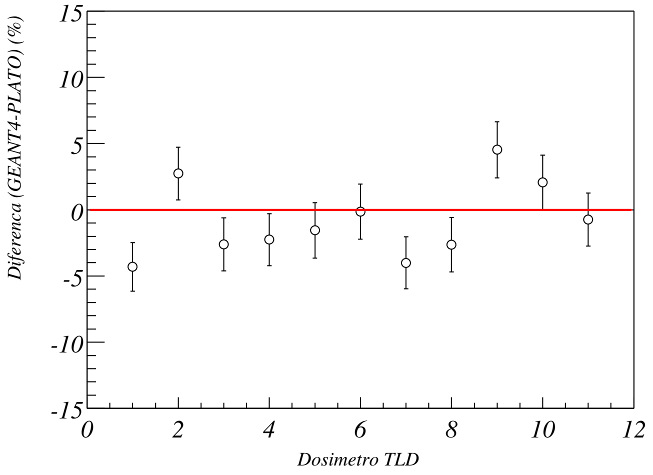


Figura 5.28: Diferenças entre a dose calculada por GEANT4 e PLATO – Irradiação com campos opostos 5×5 cm^2

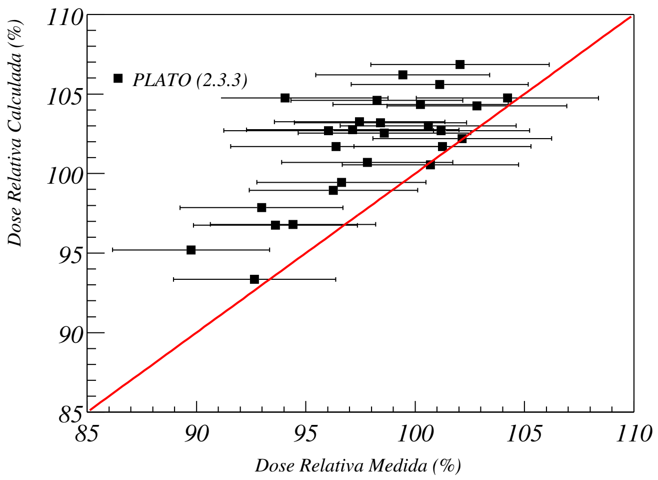


Figura 5.29: Dose relativa calculada pelo sistema PLATO em função da dose relativa medida – Irradiação com campos opostos 10×10 cm^2

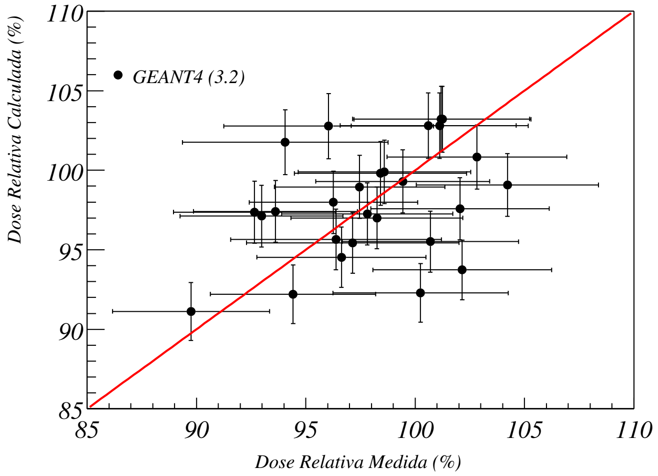


Figura 5.30: Dose relativa calculada por GEANT4 em função da dose relativa medida – Irradiação com campos opostos 10×10 cm^2

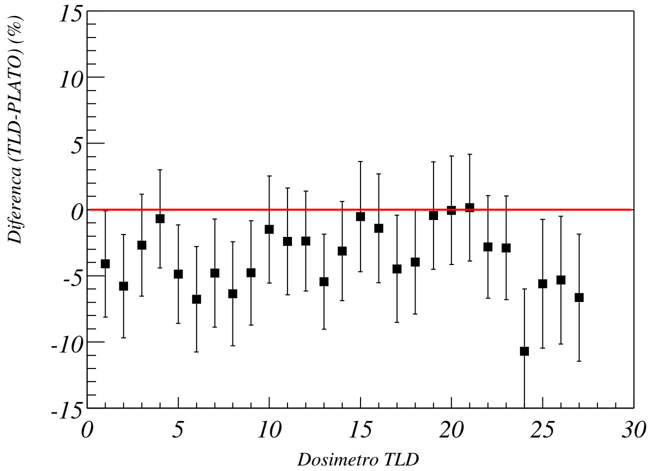


Figura 5.31: Diferenças entre a dose calculada pelo sistema PLATO e experimental – Irradiação com campos opostos 10×10 cm^2

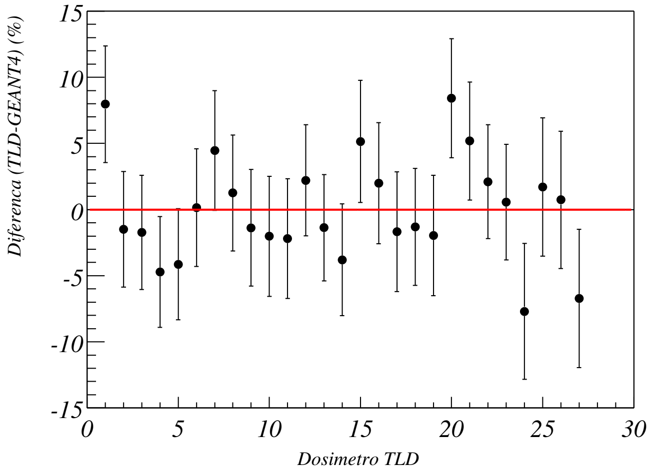


Figura 5.32: Diferenças entre a dose calculada por GEANT4 e experimental – Irradiação com campos opostos 10×10 cm^2

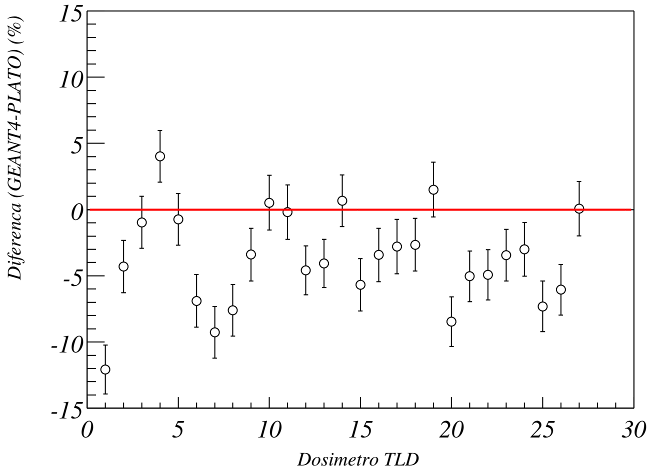


Figura 5.33: Diferenças entre a dose calculada por GEANT4 e PLATO – Irradiação com campos opostos 10×10 cm^2

diferença média nula. Os resultados da aplicação do teste χ^2 – Tabela 5.13 – fornecem níveis de significância P de 0.164 e 0.560, para o ajuste dos resultados de PLATO ($\chi^2/ndf = 1.69$) e GEANT4 ($\chi^2/ndf = 0.93$) aos valores experimentais. O nível de significância referente aos resultados de PLATO é superior ao valor mínimo de rejeição da hipótese nula ($P = 0.05$), embora o desvio médio seja elevado. Tal sugere uma possível incorrecta descrição dos resultados experimentais pelo sistema PLATO. A rejeição da hipótese nula com base no teste χ^2 requereria um valor mais baixo do nível de significância P, necessitando-se para tal de um maior conjunto de medidas e/ou uma menor incerteza experimental.

Tabela 5.13: Desvios médios e máximos e valores de χ^2 e P para o ajuste aos dados experimentais – Irradiação cabeça

Campo	Sistema	χ^2	P	Desvio Médio (%)	Desvio Máximo (%)
5×5 cm^{2,a}	PLATO	8.046	0.624	-0.7±4.0	-8.1
	GEANT4	8.255	0.604	0.1±6.0	-6.6
10×10 cm^{2,b}	PLATO	43.918	0.164	-3.8±4.0	-10.7
	GEANT4	24.271	0.560	0.0±5.9	8.4

[a] ndf = 10
[b] ndf = 26

Para o planeamento com campos opostos de 10×10 cm^2, procedeu-se à comparação directa das matrizes de dose normalizadas calculadas com GEANT4 e PLATO. Ao nível das cavidades de ar foram encontrados desvios superiores a 5%, ocorrendo os maiores desvios, entre 10% a 40%, no plano `TP=-110.5` – Figura 5.34. Embora diferenças de dose de 30% a 40% nas cavidades de ar não apresentem consequências clínicas, estas heterogeneidades introduzem perturbações na fluência de fotões e electrões secundários. Como o algoritmo ETAR não contabiliza a influência de tais perturbações no cálculo a dose nas regiões adjacentes às cavidade de ar é sobrestimada em cerca de 10%.

Ao nível do plano `TP = -110.5`, as diferenças verificadas foram analisadas em curvas de dose centradas – Figura 5.36 – e descentradas de 2 cm relativamente ao isocentro – Figura 5.35 – segundo a direcção de incidência dos feixes de fotões. As diferenças encontradas na curva de dose descentrada que atravessa a cavidade nasal – Figura 5.35 – foram correlacionadas com a curva de variação dos números

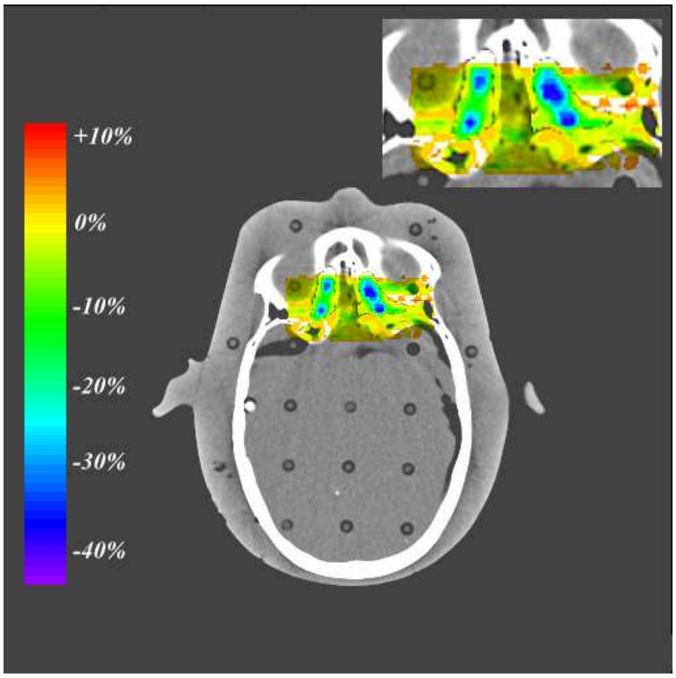


Figura 5.34: Mapa de diferenças de dose, encontradas entre PLATO e GEANT4 na região adjacente às cavidades de ar presentes na imagem CT central (`TP = -110.5`)

CT em função da posição. A dose no exterior da geometria não é calculada pelo sistema PLATO, por não possuir significado clínico, pelo que só as regiões de 10 a 25 cm podem ser comparadas com resultados de GEANT4. Os maiores desvios

Tabela 5.14: Densidades e números CT das estruturas presentes segundo o eixo descentrado de 2 cm do isocentro

Estrutura	Material	Número CT	densidade gcm^{-3}
Fossas Nasais	Ar	$\leq$-950	1.21×10^{-3}
	Cartilagem	100–200	1.10
Crânio	Osso	500	1.50
	Osso	1000	1.61

entre a dose calculada com o sistema PLATO e por Monte Carlo, encontram-se correlacionados com a presença de estruturas com densidades distintas da água. No interior das cavidades de ar, a dose calculada com GEANT4 diminui para 70% e 60%, aumentando nas regiões de cartilagem e osso – Tabela 5.14. Ao longo deste

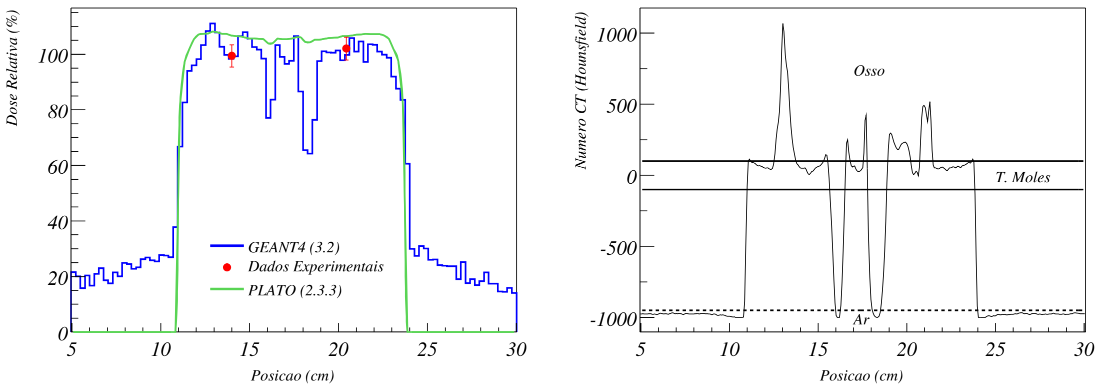


Figura 5.35: *À esquerda*, curva de dose descentrada, a 2 cm do isocentro e a correspondente curva de variação de números CT em função da posição *à direita*

eixo os resultados das medições experimentais estão em acordo com os resultados de Monte Carlo. A capacidade de um sistema de planeamento prever correctamente a diminuição da dose em regiões de baixa densidade, é uma característica com importância clínica, dado que défices de dose desta magnitude podem ter consequências ao nível da probabilidade de controlo tumoral, como por exemplo, no tratamento de carcinoma da laringe com campos laterais opostos [ASHS+00].

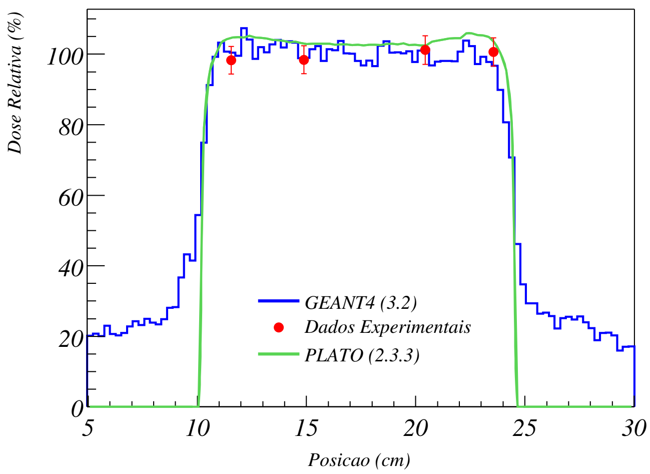


Figura 5.36: Curva de dose segundo o eixo central de incidência no plano `TP = -110.5`

Segundo o eixo central de incidência no plano – Figura 5.36 – as diferenças são da ordem de 3–5%, embora os resultados do sistema PLATO sejam sistematicamente superiores aos experimentais e de Monte Carlo. A sobrestimação sistemática da dose, calculada com PLATO, para campos opostos laterais de 10×10 cm^2 poderá estar relacionada com incorrecções na contabilização da dose dispersa. Nesta configuração, os fotões são menos dispersos, devido à presença de cavidades, sendo de esperar uma menor contribuição para a dose dispersa na região do volume–alvo.

O conjunto de resultados obtidos em *fantomas* heterogéneos e *antropomórficos* indicam que o sistema desenvolvido com base no código de simulação GEANT4 é capaz de calcular a dose depositada em regiões de fronteira entre materiais de diferentes densidades com consequente perda de equilíbrio electrónico com uma elevada precisão. Os valores calculados por Monte Carlo apresentam um bom ajuste, a menos de dois desvios padrão, aos resultados experimentais obtidos com dosimetria termoluminescente para as diferentes configurações anatómicas, justificando a sua utilização para efeitos de validação de sistemas de planeamento comerciais.

Referências

[AA99] A Ahnesjö and M M Aspradakis. Dose calculations for external photon beams in radiotherapy. *Phys. Med. Biol.*, 44:R99–R155, 1999.

[Ald95] Alderson Research Laboratories. *Alderson–Rando Phantom Systems for Radiotherapy*, 1995.

[ASHS+00] M R Arnfield, C Siantar-Hartmann, J Sibers, P Garmon, L Cox, and R Mohan. The impact of electron transport on the accuracy of computed dose. *Med. Phys.*, 27(6):1266–74, 2000.

[AST92] A Ahnesjö, M Saxner, and A Trepp. A pencil beam model for photon dose calculation. *Med. Phys.*, 19:263–73, 1992.

[BHS99] M J Berger, J H Hubbell, and S M Seltzer. XCOM: Photon Cross Sections Database – NIST Standard Reference Database 8 (XGAM). Technical report, NIST – National Institute of Standards and Technology, 1999.

[BIC01] BICRON. Alderson Phantoms – Radiation Measurement Products. http://www.bicron.com/phantoms/radiation.htm, 2001.

[BN00] F M Buffa and A E Nahum. Monte Carlo dose calculations and radiobiological modelling: analysis of the effect of the statistical noise of the dose distributions on the probability of tumour control. *Phys. Med. Biol.*, 45:3009–23, 2000.

[BSR93] T Bortfeld, W Schlegel, and B Rhein. Decomposition of pencil beam kernels for fast dose calculations in three-dimensional treatment planning. *Med. Phys.*, 20(2):311–18, 1993.

[DML96] P Duscombe, P McGhee, and E Lederer. Anthropomorphic phantom measurements for the validation of a treatment planning system. *Phys. Med. Biol.*, 41:399–411, 1996.

[GRM94] S Gianni, S Ravndal, and M Maire. *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*. CERN – European Organization for Nuclear Research, October edition, 1994. CERN Program Library Long Writeup W5013.

[ICR75] ICRP – International Comission of Radiation Protection. *Reference Man: Anatomical, Physiological and Metabolic characteristics*. New York:ICRP, 1975. Report 23.

[ICR89] ICRU, International Comission On Radiation Units and Measurements. *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurements*. ICRU, 1989. Report 44.

[KANW95] T Knöös, A Ahnesjö, P Nilsson, and L Weber. Limitations of a pencil beam approach to photon dose calculations in lung tissue. *Phys. Med. Biol.*, 40:1411–20, 1995.

[Kha84] F M Khan. *The Physics of Radiation Therapy*, chapter 8, Measurements and calculation of absorved dose, pages 148–152. Williams & Wilkins, 1984.

[LRS+00] R D Lewis, S J S Ryde, A W Seaby, D A Hancock, and C J Evans. Use of Monte Carlo computation in benchmarking radiotherapy treatment planning system algorithms. *Phys. Med. Biol.*, 45:1755–64, 2000.

[Lyo89] L Lyons. *Statistics for Nuclear and Particle Physicists*, chapter 4, Parameter fitting and hypothesis testing, pages 111–19. University Press, Cambridge, 1989.

[MPMM01] G Mora, T Pawlicki, A Maio, and C-M Ma. Effect of voxel size on Monte Carlo dose calculations for radiotherapy treatment planning. In A Kling, F Barão, M Nakagawa, L Távora, and P Vaz, editors, *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications – Proceedings of the Monte Carlo 2000 Con-*

ference, Lisbon, 23–26 October 2000, pages 549–54. Springer–Verlag, 2001.

[TRA+01] A Trindade, P Rodrigues, C Alves, A Chaves, M C Lopes, C Oliveira, and L Peralta. Monte Carlo simulation of electron beams for radiotherapy - EGS4, MCNP4b and GEANT3 intercomparison. In A Kling, F Barão, M Nakagawa, L Távora, and P Vaz, editors, *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications – Proceedings of the Monte Carlo 2000 Conference, Lisbon, 23–26 October 2000*, pages 333–9. Springer–Verlag, 2001. LIP Preprint Note 01–03, http://weblib.cern.ch/abstract?EXT-2001-009.

[WT00] J R Williams and D I Thwaites, editors. *Radiotherapy Physics*, chapter 11, Treatment verification and *in vitro* dosimetry, pages 221–228. Oxford University Press, second edition, 2000.

[YW93] C X Yu and J W Wong. Implementation of the ETAR method for 3D inhomogeneity correction using FFT. *Med. Phys.*, 20:627–32, 1993.

Conclusões

No trabalho realizado, foram avaliadas as potencialidades de um sistema de simulação Monte Carlo prever distribuições de dose em dosimetria clínica, tendo o seu grau de precisão sido comparado com resultados obtidos por sistemas de planeamento convencionais. Esta tese incluiu a descrição de alguns dos aspectos inerentes à implementação de um tal sistema, nomeadamente a geração de espaços de fases de feixes de fotões de um acelerador linear e validação do transporte electromagnético em geometrias homogéneas e heterogéneas.

O acelerador linear Siemens Mevatron KD2 em modo fotões 6 MV encontra-se pouco investigado na literatura existindo até à data uma incerteza nas especificações referentes às características (energia, dispersão em energia e dimensões) do feixe primário de electrões que incide no alvo de conversão. Neste trabalho, a configuração que permite o melhor ajuste aos resultados experimentais foi determinada, correspondendo a um feixe de electrões primário uniforme com um raio de 2 mm e monoenergético de 6.53 MeV. O valor da energia efectiva é superior em 1.01 MeV ao valor original indicado pela Siemens AG Medical Engineering, de 5.58 MeV, mas encontra-se em acordo com as mais recentes (2002) especificações do fabricante de 6.6 MeV.

O sistema de cálculo de dose construído, foi baseado no sistema GEANT4 recentemente desenvolvido, constituindo este trabalho a primeira aplicação conhecida à Radioterapia Externa. No âmbito da estrutura deste código foram acopladas classes específicas para a interface com conjuntos de imagens CT e conversão automática da informação radiológica em grandezas necessárias ao cálculo de Monte Carlo. Para imagens adquiridas numa unidade de tomografia axial computorizada Siemens Somatom 4 Plus, a parametrização escolhida descreve a relação número

CT–densidade com um desvio inferior a 0.01 gcm^{-3}.

As distribuições de dose obtidas nas simulações envolvendo a incidência de um campo único de fotões em geometrias heterogéneas simples com GEANT4 permitiram identificar algumas das limitações existentes no tratamento da presença das heterogeneidades pelos algoritmos de cálculo de dose incorporados nos sistemas de planeamento convencionais: PLATO e HELAX–TMS. As principais discrepâncias, entre 20% a 40% da dose, foram encontradas em regiões de perda de equilíbrio electrónico acentuado, como por exemplo regiões de interface com materiais de baixa densidade: pulmão e espuma. O sistema PLATO apresenta um melhor ajuste aos resultados de GEANT4 em relação ao sistema HELAX–TMS, dado que o seu algoritmo de correcção inclui factores de corecção derivados de simulações Monte Carlo o que permite contabilizar, embora de modo apenas aproximado, o transporte de electrões secundários. Estes resultados evidenciam um dos principais problemas deste tipo de sistemas de planeamento, directamente relacionado com a ausência de abordagens analíticas e gerais para a modelação do transporte de electrões secundários, responsáveis por alterações consideráveis da dose depositada perto das fronteiras com meios de baixa densidade.

A influência da ausência de mecanismos gerais de transporte de electrões nos sistemas convencionais foi analisada em planeamentos realistas, procedendo-se ao cálculo de dose para um conjunto de irradiações dum *fantoma* Alderson–Rando. A sua escolha foi motivada pelo facto de que embora os estudos em *fantomas* heterógeneos simples indiquem a presença de importantes efeitos de perturbações, os estudos com *fantomas* antropomórficos permitem incluir o efeito combinado das heterogeneidades que estarão presentes durante um tratamento: cavidades de ar, tecidos moles, pulmão e estruturas ósseas. As distribuições calculadas com GEANT4 e PLATO foram intercomparadas e validadas por resultados experimentais de dosimetria termoluminescente. Na região de transição pulmão–tecido o sistema PLATO sobrestima a dose experimental por um valor máximo de 10% enquanto que em interfaces tecido–cavidades de ar verificaram-se sobredosagens de 30% a 40%. O ajuste das distribuições obtidas com GEANT4 aos dados experimentais nos três planeamentos possui um desvio médio inferior a 1% e desvios máximos compatíveis com flutuações estatísticas e experimentais.

Estes resultados indicam que a simulação Monte Carlo é uma ferramenta adequada à previsão de distribuições de dose compatíveis, a menos de 1–2% com medições dosimétricas. Neste contexto o método de Monte Carlo pode ser utilizada para a validação dos resultados obtidos com algoritmos convencionais permitindo obter distribuições de dose em geometrias heterogéneas. Tal representa uma alternativa viável à sua determinação experimental dado que a maior parte dos métodos de medida apenas permite a aquisição de um conjunto limitado de dados. Adicionalmente, estas medições podem apresentar uma incerteza considerável devido ao posicionamento dos detectores (câmaras de ionização e dosimímetros TLD) nas imediações de regiões com diminuição acentuada de equilíbrio electrónico.

O sistema desenvolvido pode numa fase posterior incluir módulos de análise para o estudo de histogramas dose–volume em regiões definidas pelo utilizados como o volume–alvo e tecido saudável. Tal permitirá quantificar a influência da precisão obtida pelas diferentes metodologias para o cálculo de probabilidade de controlo tumoral (TCP). De especial interesse apresenta-se a simulação de distribuições de dose obtidas com campos de pequenas dimensões que podem ser perturbados em larga extensão pela presença de heterogeneidades. Tomando em conta o elevado tempo de cálculo e de recursos necessário à execução de planeamentos por simulação Monte Carlo procurar-se-á utilizar a possiblidade, oferecida pela arquitectura modular do código GEANT4, de efectuar a interface com outros códigos de Monte Carlo dedicados. Estes códigos incorporam esquemas de transporte optimizados para aplicações de cálculo de dose com tempos computacionais semelhantes aos obtidos com as unidades de planeamento convencionais.