

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3924 ex. 1

RADIAÇÃO GAMA NO SOLO DA CIDADE DE SÃO
PAULO E IMPLICAÇÕES DOSIMÉTRICAS

Fernando Homem de Mello Medeiros

SBI-IFUSP



305M810T3924

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Ciências.

Orientadora : Profa. Dra. Elisabeth Mateus Yoshimura

Banca Examinadora:

Profa. Dra. Elisabeth Mateus Yoshimura (IF-USP)
Profa. Dra. Marília Teixeira da Cruz (IF-USP)
Prof. Dr. Fernando Brenha Ribeiro (IAG-USP)

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

São Paulo
2003

def. 12/09/03

612.01448

M488n

M

ex. 1

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

Medeiros, Fernando Homem de Mello

Radiação Gama no Solo da Cidade de São Paulo e Implicações
Dosimétricas. São Paulo, SP - 2003

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

Orientador: Profa. Dra. Elisabeth Mateus Yoshimura
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Radiação Ambiental;
2. Solo; 3. Cidade de São Paulo;
4. Espectroscopia Gama;
5. Dosimetria.

USP/IF/SBI-053/2003

SBI-IFUSP



305M810T3924

AGRADECIMENTOS

À Beth, pela orientação e por estar sempre disposta a discutir os meus questionamentos;

Ao professor Francisco Hyodo (Chiquinho) do IAG-USP, pelas inúmeras ajudas, sugestões e empréstimos de equipamento;

Ao professor Nilberto Medina, pelo empréstimo do equipamento de espectroscopia e principalmente pela imensa boa-vontade em me ensinar os detalhes da instrumentação;

Ao Marcelo, pelo interesse em discutir o meu trabalho e por se mostrar solidário em alguns momentos de desabafo;

Aos amigos e colegas do Laboratório de Dosimetria, que propiciaram um ótimo ambiente de convívio;

À Bel, pelo empréstimo do bote, que possibilitou a medida na represa;

À Secretaria Municipal do Verde e Meio Ambiente, na pessoa do Sr. Ocimar, diretor do DEPAVE 5, pelo apoio institucional nas medidas nos parques municipais;

À USP, por oferecer absolutamente todos os recursos necessários para a minha formação acadêmica e para o desenvolvimento desta pesquisa;

Ao CNPq, pela bolsa.

O meu sincero agradecimento.

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo verificar se os níveis da radiação gama ambiental na cidade de São Paulo, que, de acordo com pesquisas anteriores, são relativamente elevados em relação à média mundial, poderiam estar relacionados a uma composição radioativa do solo naturalmente elevada.

Foram feitas medidas diretas da taxa de dose a 1 m de altura com um equipamento portátil nos parques da cidade, por serem locais onde a radiação gama ambiental é emitida predominantemente pelo solo. Além disso, determinou-se através de espectroscopia gama de alta resolução a concentração de radioisótopos em amostras de solo coletadas nos mesmos parques. Foi introduzida uma terceira metodologia, inédita na literatura, para a determinação da taxa de dose a 1 m de altura a partir da medida feita em profundidade no solo. Através de cálculos analíticos e pelo método de Monte Carlo, verificou-se que no modelo de geometria semi-infinita existe uma razão bem definida de 46% entre as taxas medidas nas duas situações. Isto possibilitou avaliar, através da medida em profundidade, a taxa de dose a 1 m de altura correspondente à radiação do solo mesmo em locais onde a medida direta é afetada por outras fontes, principalmente materiais de construção. A validade desta conversão foi verificada experimentalmente nos locais onde o modelo semi-infinito era aproximadamente satisfeito.

As três metodologias, dentro das limitações existentes para que pudessem ser comparadas, forneceram resultados bastante coerentes. Tentou-se utilizar a dosimetria termoluminescente como uma quarta técnica para fins de comparação, mas o procedimento adotado apresentou falhas que precisam ser investigadas com mais detalhes.

Os resultados mostraram que em geometrias planas, as taxas a 1 m de altura de *equivalente de dose ambiente* devidas à radiação do solo seguem com muito boa aproximação uma distribuição log-normal. A mediana da função ajustada foi de 81 nSv/h, ou equivalentemente, 66 nGy/h para a taxa de dose no ar, com 1º e 3º quartis de 53 e 83 nGy/h, respectivamente. Este valor está acima da mediana mundial para a radiação do solo relatada na literatura, que é de 57 nGy/h.

Comparando os resultados deste trabalho àqueles obtidos em áreas urbanizadas da cidade, verifica-se que a presença de construções aumenta significativamente (cerca de 33% em ambientes abertos e 115% em ambientes fechados) a taxa de dose da radiação gama ambiental.

Os resultados de espectroscopia gama indicam distribuições largas das atividades específicas de ^{232}Th , ^{226}Ra e ^{40}K , principalmente para o último elemento. As medianas encontradas foram, respectivamente, 75 Bq/kg, 41 Bq/kg e 176 Bq/kg no solo seco. Em relação aos valores médios mundiais, o solo de São Paulo apresenta baixa concentração de ^{40}K . O teor de ^{226}Ra é praticamente equivalente e o de ^{232}Th é duas vezes mais alto, mostrando que este último isótopo é o maior responsável pela taxa de dose da radiação gama do solo da cidade.

ABSTRACT

The aim of this work was to verify if the environmental gamma radiation levels in the city of São Paulo could be related to a naturally high radioactive soil composition. Previous results showed that those levels are significantly high, compared to other areas around the world.

Direct measurements of dose rates at 1 m height were performed in the parks of the city, where soil is the main source of gamma radiation. Additionally, high-resolution gamma spectrometry was used to analyze the natural radioisotope concentration in soil samples collected in the parks. A third, original, method was introduced for the determination of the dose rate 1 m above the ground from a measurement performed deep in the soil. Analytical and Monte Carlo calculations showed that in a semi-infinite model there is a well-defined ratio of 46% between the dose rates measured in both situations. As a consequence, it was possible to evaluate, from the deep measurement, the dose rate at 1 m height due only to soil radiation, even in places where the external measurement is affected by other sources, mainly building materials. The validity of this conversion was verified experimentally in places where the semi-infinite model was reasonably satisfied.

Considering the limitations of the three methods, a good correlation of the results was obtained. Thermoluminescent dosimetry was tried as a fourth technique, for comparison, but the adopted procedure showed some problems leaving some questions about the results, and a more careful investigation must be performed.

The results showed that in plane geometries, the rate of *ambient dose equivalent*, $H^*(10)$, 1 m above ground follows a log-normal distribution in very good approximation. The median value obtained from the fitting was 81 nSv/h, which is equivalent to an absorbed dose rate in air of 66 nGy/h, with the first and third quartiles of 53 and 83 nGy/h, respectively. This value is higher than the world median for the terrestrial radiation, which is 57 nGy/h.

Comparing the results of this work to those previously obtained in urban areas of the city, one verifies that the presence of buildings increases significantly (about 33% in outdoor and 115% in indoor ambient) the gamma environmental dose rates.

The gamma spectrometry results showed wide distributions of the specific activities of radium, thorium and potassium, specially the last one. The medians of ^{226}Ra , ^{232}Th and ^{40}K concentration were, respectively, 75, 41 and 176 Bq/kg in dry soil. Compared to world median

values, the soil of São Paulo presents low concentration of ^{40}K . ^{226}Ra concentration is nearly the same and thorium concentration is two times higher, showing that this isotope is the major responsible for the environmental gamma radiation dose from soil in the city.

Lista de Figuras

- Figura 1** - Ionizações em um volume de ar onde se determina a exposição. p. 16
- Figura 2** - Decaimento das séries do ^{238}U e ^{232}Th e do ^{40}K . Ao lado das setas estão indicadas as meias vidas. p. 25
- Figura 3** - Distribuição angular da dose no ar 1 m acima do solo para a série do ^{238}U . p. 34
- Figura 4** - Dose total a 1 m de altura em função da espessura da camada de solo considerada. p. 34
- Figura 5** - Influência da topografia na dose 1 m acima do solo. A dose no ponto 2 é maior do que no ponto 1 devido ao maior ângulo sólido de solo ao redor. p. 36
- Figura 6** - Espectrômetro portátil de NaI. p. 40
- Figura 7** - Localização dos pontos de medida na cidade de São Paulo. p. 45
- Figura 8** - Visão geral do arranjo experimental da espectroscopia gama com o detector fora da blindagem. p. 48
- Figura 9** - Detalhe da montagem mostrando o detector, uma amostra-padrão e a blindagem de chumbo. p. 49
- Figura 10** - Detector na situação de aquisição. p. 49
- Figura 11** - Curva TL típica. p. 53
- Figura 12** - Determinação da energia efetiva a partir da razão entre as intensidades TL entre dosímetros com e sem filtro de chumbo [Yoshimura, 1980]. p. 55
- Figura 13** - Fração do feixe primário que incide no detector em função da densidade da amostra. p. 56
- Figura 14** - Espectro parcial (até 1,5 MeV) de uma amostra de solo (amostra Tietê 2). p. 57
- Figura 15** - Ajustes dos picos de 583 keV e 609 keV usados para determinação das concentrações das séries radioativas. p. 57
- Figura 16** - Histogramas das taxas de $\text{H}^*(10)$ medidas nos parques e praças. p. 62
- Figura 17** - Histograma das taxas de $\text{H}^*(10)$ medidas em profundidade no conjunto parques+praças. p. 63
- Figura 18** - Ajuste da função log-normal ao histograma da figura 17. p. 65
- Figura 19** - Histogramas das atividades específicas dos radioisótopos naturais medidas nas amostras de solo dos parques. p. 69
- Figura 20** - Equilíbrio entre ^{228}Th e ^{228}Ra na série do ^{232}Th . p. 70
- Figura 21** - Proporção entre ^{226}Ra e ^{232}Th nas amostras de solo da cidade. p. 70
- Figura 22** - Comparação entre as taxas de dose no ar a 1 m de altura medidas diretamente e determinadas a partir das concentrações dos radioisótopos naturais. p. 72
- Figura 23** - Comparação entre as taxas de dose no ar em profundidade medidas diretamente e determinadas a partir das concentrações dos radioisótopos naturais. p. 72
- Figura 24** - Estabelecimento do equilíbrio secular a partir do ^{226}Ra . p. 85
- Figura 25** - Comportamento da dose no centro de uma esfera em função do raio. p. 90
- Figura 26** - Taxa de dose na água, por unidade de concentração, no centro de uma esfera de solo de raio de 7 livres caminhos médios, em função da energia do fóton. p. 93
- Figura 27** - Taxa de dose na água, por unidade de concentração, no centro de uma esfera de solo em função do raio, para fótons de energia de 1 MeV. p. 94
- Figura 28** - Descrição das etapas do processo de termoluminescência (figura cedida por G. O. Sawakuchi). p. 97
- Figura 29** - Curva experimental de emissão TL da fluorita. p. 98

Lista de Tabelas

- Tabela 1** - Estimativas de riscos adotadas pela proteção radiológica. p. 9
- Tabela 2** - Fatores de ponderação dos principais tipos de radiação. p. 21
- Tabela 3** - Fatores de ponderação dos tecidos mais suscetíveis à radiação. p. 21
- Tabela 4** - Dose efetiva anual média da população mundial. p. 28
- Tabela 5** - Fatores de conversão entre a concentração do radioisótopo no solo e a taxa de dose no ar a 1 m de altura, em uma geometria semi-infinita. p. 32
- Tabela 6** - Coeficientes angular (a) e linear (b) das retas de calibração ajustadas em cada série de medida. p. 54
- Tabela 7** - Resultados da dosimetria termoluminescente. p. 55
- Tabela 8** - Atividades específicas dos radioisótopos naturais nas amostras de solo coletadas nos parques da cidade, em Bq/kg de solo seco. p. 58
- Tabela 9** - Taxas de $H^*(10)$ medidas nos parques, em nSv/h. p. 59
- Tabela 10** - Taxas de $H^*(10)$ medidas nas praças, em nSv/h. p. 60
- Tabela 11** - Valores experimentais obtidos nos diferentes conjuntos de dados (nSv/h). p. 63
- Tabela 12** - Parâmetros estimados a partir do conjunto das taxas de dose em profundidade nos parques e praças (nSv/h). p. 65
- Tabela 13** - Média das razões entre as taxas a 1 m de altura e em profundidade. p. 66
- Tabela 14** - Resultados da determinação de atividade por espectroscopia gama ($Bq \cdot kg^{-1}$ de solo seco). p. 68
- Tabela 15** - Comparação com resultados relatados em trabalhos anteriores na cidade de São Paulo. p. 73
- Tabela 16** - Comparação entre os valores obtidos neste trabalho e as médias (medianas) mundiais. p. 74

ÍNDICE

Objetivos e motivação p. 1

Parte I - Introdução

Capítulo 1 - Efeitos biológicos da radiação ionizante p. 5

Capítulo 2 - Dosimetria de fótons p.10

Capítulo 3 - A radiação ambiental p. 23

Capítulo 4 - O campo de radiação do solo p. 29

Parte II - Materiais e métodos

Capítulo 5 - Metodologia p. 39

Capítulo 6 - Procedimento p. 45

Parte III - Resultados, análise e conclusões

Capítulo 7 - Apresentação dos resultados p. 53

Capítulo 8 - Análise e discussão p. 61

Capítulo 9 - Conclusões p. 75

Parte IV - Apêndices

A.1 - Equilíbrio em séries de decaimento radioativo p. 79

A.2 - A medida em profundidade no solo p. 86

A.3 - Termoluminescência p. 96

Referências Bibliográficas - p. 101

Objetivos

Este trabalho tem por objetivo contribuir para a caracterização da exposição da população da cidade de São Paulo à radiação ionizante, através da avaliação da dose recebida da radiação gama emitida pelos radioisótopos naturais (^{238}U , ^{232}Th e ^{40}K) no solo da cidade. Pretende-se também testar e comparar diferentes metodologias usadas para se fazer esta avaliação.

Motivação

A radiação ambiental é a principal fonte de dose para a maior parte da população. Em diversos países são feitas pesquisas visando caracterizá-la através das suas diversas componentes. O conhecimento do conteúdo radioativo do solo é importante porque a maior parcela da dose da radiação ambiental pode ser, em última análise, associada à concentração de radioelementos no solo. No Brasil, com exceção de poucas regiões onde o estudo foi motivado pelo índice excepcionalmente elevado da radiação ambiental, ainda há grande carência de dados na área.

Este estudo faz parte de uma linha de pesquisa do Laboratório de Dosimetria que visa determinar a dose recebida pelos habitantes da cidade de São Paulo, a mais populosa do país. Trabalhos anteriores mostraram que a taxa de dose da radiação gama ambiental na cidade está acima da média mundial, o que despertou interesse em verificar se a origem dos valores obtidos poderia estar relacionada a um solo de composição radioativa naturalmente elevada.

Parte I - Introdução

1 - EFEITOS BIOLÓGICOS DA RADIAÇÃO IONIZANTE

Histórico

A descoberta experimental da radiação ionizante data do final do século 19 nos trabalhos de Roentgen com raios-X (1895) e Becquerel com a radioatividade natural de sais de Urânio (1896). Rutherford, Villard e o casal Curie, nos anos seguintes, deram importantes contribuições para a caracterização dos "raios de Becquerel", então identificados como raios alfa, beta e gama.

A associação entre a exposição do corpo humano à radiação e o surgimento de danos biológicos foi proposta tão logo as radiografias se tornaram populares, o que aconteceu imediatamente após a descoberta de Roentgen. Já em 1896 houve relatos de aparecimento de queimaduras na pele de pessoas expostas por tempos prolongados. Nas décadas seguintes as aplicações da radiação foram ampliadas e observou-se que os trabalhadores que lidavam com ela diretamente apresentavam índices de incidência de algumas doenças, como o câncer, acima da média da população.

No ano de 1928, em reconhecimento aos riscos das atividades envolvendo exposição à radiação, foi criado o primeiro órgão internacional de proteção radiológica (atual ICRP). Nessa época já se sabia razoavelmente bem sobre os efeitos imediatos de doses e taxas de dose altas, mas muito pouco sobre os efeitos tardios que poderiam ser causados inclusive por doses relativamente baixas.

A partir da segunda metade do século 20 os estudos com sobreviventes de desastres nucleares, principalmente das bombas de Hiroxima e Nagasáqui (1945) e do acidente em Chernobyl (1986), contribuíram muito para o conhecimento dos efeitos agudos e tardios de doses médias e altas, mas ainda não existem resultados conclusivos na região de doses baixas. Até os dias atuais, o principal desafio da proteção radiológica tem sido estabelecer os limites seguros da exposição humana.

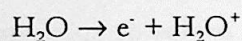
Ação da radiação e produção de danos biológicos

A radiação ionizante é caracterizada por sua capacidade de ionizar átomos, e os efeitos biológicos decorrem desta propriedade.

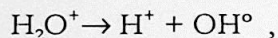
A origem dos efeitos biológicos está associada a danos causados pela radiação em nível celular, particularmente em modificações na estrutura da molécula de DNA [UNSCEAR, 2000], presente no núcleo de todas as células do corpo e responsável pelo armazenamento das informações que regem o seu funcionamento. Existem dois tipos de mecanismos pelos quais a interação da radiação pode modificar o DNA.

No mecanismo *direto*, o fóton ioniza diretamente um átomo do DNA, quebrando uma ligação química entre bases, por exemplo. No mecanismo *indireto*, a ionização acontece em uma molécula de água do meio inter ou intracelular, dando origem a uma sequência de reações químicas.

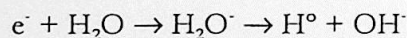
A ionização primária libera um elétron da molécula de água:



O íon positivo rapidamente se dissocia



enquanto o elétron se liga a uma molécula de água neutra. O íon negativo formado, por sua vez, também se dissocia:



Os produtos finais são, portanto, os íons H^+ e OH^- e os radicais livres H° e OH° . Os íons não representam possibilidade de dano, mas os radicais livres são altamente reativos por possuir elétrons externos desemparelhados. Uma das possibilidades de reação é a recombinação dos radicais H° e OH° para formação da molécula de água, o que também não representa possibilidade de dano. Outra possibilidade é a associação de dois radicais OH° para formação do composto H_2O_2 (peróxido de hidrogênio). Ao contrário dos produtos anteriores, este é potencialmente danoso por possuir a propriedade de quebrar proteínas e moléculas como o DNA.

O que determina se o radical OH° forma H_2O ou H_2O_2 é a concentração dos radicais no meio, que é função do LET da radiação (ver capítulo 2 - Dosimetria de fótons). Se a densidade

de ionizações no meio é relativamente baixa (ionizações provocadas por elétrons, que têm baixo LET) os radicais OH° se recombina preferencialmente com os radicais H° . No caso de uma partícula alfa de alto LET, a densidade de ionizações é alta e os radicais OH° têm uma chance maior de se recombinar com outro OH° , formando H_2O_2 . Por este motivo, entre outros, as partículas de alto LET são mais eficientes em provocar danos biológicos.

Em geral, especialmente quando a densidade de ionizações é baixa, as quebras do DNA são reparadas pelo próprio organismo através de seus mecanismos enzimáticos de defesa [UNSCEAR, 2000]. Entretanto, se o reparo não for eficaz, o DNA sofre alterações na sua sequência de genes, chamadas de mutações cromossômicas. Dependendo da mutação, as consequências na célula podem ser diversas: ela pode não sentir a mudança e continuar funcionando normalmente, ter algumas de suas funções prejudicadas, perder a capacidade de reprodução ou mesmo morrer.

Classificação dos efeitos

Os efeitos biológicos da radiação no ser humano podem ser classificados em dois grupos com características bastante distintas.

Os efeitos *determinísticos* sempre aparecem a partir de uma dose relativamente alta e bem determinada, chamada de *dose limiar*¹, normalmente absorvida em um período curto de tempo (isto é, em altas taxas de dose). Em geral, estes efeitos se manifestam rapidamente após a irradiação e estão associados à morte celular. Os principais efeitos determinísticos da radiação nos seres humanos são queimaduras na pele (limiar em torno de 3 Sv), catarata (de 0,5 a 3 Sv). A partir de aproximadamente 5 Sv absorvidos no corpo inteiro a morte é praticamente certa² em alguns dias, devido a danos no sistema gastrointestinal. Em torno de 20 Sv, a morte acontece dentro de horas em função de danos no sistema nervoso central [Sumner, 1988].

Os efeitos *estocásticos*, ao contrário dos determinísticos, têm caráter probabilístico. Não é possível afirmar se um indivíduo irradiado desenvolverá ou não o efeito, mas, dependendo da dose, pode-se prever em um grupo de pessoas irradiadas quantos (mas não quais) indivíduos apresentarão o efeito, estimando-se assim um *risco* de surgimento do efeito. Em geral, há um período de tempo relativamente longo entre a irradiação e o aparecimento destes efeitos. O

¹ O conceito de dose será abordado no capítulo 2 - Dosimetria.

² Define-se a dose letal $\text{LD}_{50/60}$ como a dose que mata 50% das pessoas irradiadas em um período de 60 dias. Estima-se que este valor esteja em torno de 3 a 5 Sv para adultos saudáveis [Sumner, 1988].

principal efeito estocástico é o câncer, de diversos tipos, produzido por uma mutação que em algum momento desencadeia uma reprodução descontrolada da célula.

Estimativas de risco

Os efeitos determinísticos são bem conhecidos e caracterizados na ciência, pois devido ao seu caráter imediato e decorrência de doses e taxas de dose altas (predominantemente) a associação entre a radiação e o efeito é inequívoca.

Os efeitos estocásticos, no entanto, não podem ser facilmente associados à radiação por dois motivos. Primeiramente, por sua natureza probabilística e tardia. Em segundo lugar, especificamente no caso de câncer, por existir uma série de outros fatores de risco que podem originá-lo, como o hábito de fumar ou a alimentação. Por isso, o melhor método para estudar os efeitos estocásticos são estudos epidemiológicos, que consistem na comparação da incidência de um determinado efeito em populações expostas a diferentes níveis de radiação. A interpretação desta comparação deve ser feita com uma série de ressalvas. Por exemplo, para associar à radiação uma incidência maior de câncer em uma população exposta a doses mais altas do que outra, é necessário que todos os outros fatores de risco sejam os mesmos nos dois grupos, o que dificilmente pode ser conseguido na prática.

Apesar das dificuldades, a maior parte do conhecimento atual sobre os efeitos estocásticos vem de estudos epidemiológicos com sobreviventes das bombas nucleares de Hiroxima e Nagasáqui, comparando a incidência de câncer neste grupo àquela observada em populações "normais". Estes estudos forneceram estimativas de risco razoavelmente precisas na região de doses médias e altas (a partir de 500 mSv). Entretanto, para doses baixas, os resultados não são conclusivos, principalmente em função da dificuldade em se determinar as doses que as pessoas receberam (dosimetria retrospectiva).

Um grupo populacional interessante para se estudar os efeitos de doses baixas são os habitantes de regiões com alta radiação ambiental. Pesquisas epidemiológicas vêm sendo feitas em diversas áreas deste tipo [Nair, 1999, HBRRG, 1980], mas os resultados também são inconclusivos e algumas vezes contraditórios, em função justamente da dificuldade de interpretação dos dados [Wei, 2000, Tao, 2000, Knox, 1988]. Apesar disso, observa-se no conjunto dos trabalhos uma tendência à falta de associação entre a radiação ambiental elevada e uma maior incidência de casos de câncer [Sumner, 1988, Laurier, 2000].

Assim, enquanto a epidemiologia não fornece diretrizes confiáveis, as estimativas de risco para doses baixas são feitas a partir de extrapolações dos riscos conhecidos de doses médias e altas. Os detalhes e modelos desta extrapolação são questões abertas na comunidade científica. Existe uma corrente de pesquisadores que defende que as doses baixas de radiação podem até ter efeitos benéficos (teoria de *hormesis*³). As normas de proteção radiológica são baseadas em um modelo relativamente conservador, assumindo que qualquer dose de radiação é potencialmente danosa (quanto maior a dose, maior a potencialidade), o que é traduzido na expressão de que "basta um fóton para provocar um câncer" (evidentemente, a frase deve ser interpretada probabilisticamente). Neste sentido, segundo a proteção radiológica, toda a exposição à radiação que puder ser evitada assim deve ser feita.

A tabela 1 mostra algumas estimativas de risco por unidade de dose, adotadas pela Comissão Internacional de Proteção Radiológica (ICRP) [ICRP, 1991].

Tabela 1 - Estimativas de risco adotadas pela proteção radiológica [ICRP, 1991].

Grupo	Risco do efeito (10^{-2}Sv^{-1})			
	Câncer fatal	Câncer não-fatal	Efeitos hereditários graves	Total
Adultos Trabalhadores	4,0	0,8	0,8	5,6
Toda a população	5,0	1,0	1,3	7,3

³ O volume 52, número 5, da revista **Health Physics** apresenta uma revisão sobre essa teoria.

2 - DOSIMETRIA DE FÓTONS

2.1 Interação de fótons com a matéria

A probabilidade de interação de um feixe de fótons monoenergéticos em uma dada espessura de um material é governada pela distribuição de Poisson, expressa da seguinte forma:

$$\frac{dN}{dx} = -\mu N \quad (1)$$

onde N é o número de fótons do feixe inicial, dN é a variação deste número após atravessar uma espessura dx e a constante μ é o chamado *coeficiente de atenuação* do material, que depende da energia do fóton. O sinal negativo vem do fato de que, após interagir, o número de fótons do feixe inicial sempre diminui ($dN < 0$). Passando-se N para o lado esquerdo da igualdade, fica mais claro o significado do coeficiente de atenuação:

$$\mu = \frac{\left(\frac{-dN}{dx}\right)}{N} = \frac{\left(\frac{-dN}{N}\right)}{dx} = \frac{dP}{dx} \quad (2)$$

que é a *probabilidade* de que um fóton interaja ($-dN/N$) por unidade de espessura (dx).

Integrando a expressão (1), chega-se à bem conhecida lei de atenuação exponencial

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (3)$$

onde N_0 é o número de fótons incidentes em $x=0$, ou seja, antes de atravessar a espessura x .

A expressão (3) é válida sempre que forem satisfeitas as condições necessárias para que a variável N obedeça a uma distribuição de Poisson. Estas condições são, formalmente, que N tenda a infinito e a probabilidade p de uma única interação tenda a zero, de tal forma que o produto Np permaneça finito. Embora N e p sejam grandezas físicas e, portanto, finitas, as condições formais são satisfeitas com boa aproximação para espessuras finas ($x \sim 1/\mu$) e o comportamento exponencial previsto pela distribuição de Poisson é observado na maior parte

das situações práticas. No entanto, quando a espessura se torna muito grande ($x \gg 1/\mu$), N diminui consideravelmente e deixa de obedecer à distribuição de Poisson.

A probabilidade total de interação de um fóton é a soma das probabilidades parciais de cada processo de interação. Para as energias típicas de interesse (de alguns keV a alguns MeV), estes processos são :

- efeito fotoelétrico: o fóton é totalmente absorvido por um elétron ligado, que é ejetado com energia igual à energia do fóton menos sua energia de ligação;
- espalhamento Compton: o fóton transfere parte de sua energia ao elétron e é espalhado com uma energia menor;
- produção de pares: o fóton desaparece dando origem a um par elétron-pósitron, que carrega uma energia cinética igual à energia inicial do fóton menos a energia de repouso do par ($2m_0c^2$).

Há ainda o processo de espalhamento coerente que, embora seja muito provável para energias abaixo de 100 keV, não produz interesse do ponto de vista dosimétrico porque a transferência de energia do fóton para o meio na interação é desprezível.

Cada processo tem sua probabilidade de ocorrência associada a um coeficiente parcial:

$$\mu = \sigma + \tau + \kappa \quad (4)$$

onde σ , τ e κ são as probabilidades, por unidade de espessura, de interação por espalhamento Compton, efeito fotoelétrico e produção de pares, respectivamente.

O coeficiente μ , assim como σ , τ e κ , é proporcional ao número de átomos por unidade de espessura do material, ou seja, à densidade do meio. Uma maneira de caracterizar as propriedades de atenuação de um material, independentemente de sua densidade, é através do coeficiente de atenuação mássico, definido como o coeficiente de atenuação dividido pela densidade do material (μ/ρ).

2.2 Transferência de energia em uma interação

A *energia transferida em uma interação* de um fóton com um átomo de um meio atenuador é a energia *cinética* das partículas carregadas liberadas após a interação. De uma forma geral, pode-se escrever a energia transferida como uma fração da energia inicial $h\nu$ do fóton

$$E'_{tr} = f \cdot h\nu \quad (5)$$

Para os três processos de interação dominantes, temos :

$$\begin{aligned} f_{foto} &= 1 - \frac{X}{h\nu} \\ f_{Compton} &= 1 - \frac{\langle E' \rangle + X}{h\nu} \\ f_{pares} &= 1 - \frac{2m_0c^2}{h\nu} \end{aligned} \quad (6)$$

onde X é a energia média dos raios-x de fluorescência produzidos no processo, $\langle E' \rangle$ é a energia média do fóton espalhado no efeito Compton e m_0c^2 é a energia de repouso do elétron e pósitron.

Tomando a probabilidade de interação μ_i (σ , τ e κ), o produto $\mu_i f_i h\nu$ é a energia *média* transferida através do processo i , por unidade de comprimento, por um fóton ao atravessar um material. Somando sobre os três processos, temos a *energia média total transferida por unidade de comprimento*, E'_{tr} (não confundir com E'_{tr} definida na equação (5)):

$$E'_{tr} \equiv h\nu \left[\tau \left(1 - \frac{X}{h\nu} \right) + \kappa \left(1 - \frac{2m_0c^2}{h\nu} \right) + \sigma \left(1 - \frac{\langle E' \rangle + X}{h\nu} \right) \right] = \mu_{tr} h\nu \quad (7)$$

onde

$$\mu_{tr} \equiv \tau \left(1 - \frac{X}{h\nu} \right) + \kappa \left(1 - \frac{2m_0c^2}{h\nu} \right) + \sigma \left(1 - \frac{\langle E' \rangle + X}{h\nu} \right) \quad (8)$$

é chamado de coeficiente de transferência de energia.

2.3 Perda de energia das partículas carregadas liberadas

A energia transferida E_{tr} é definida no local da interação do fóton. No entanto, esta energia, sob a forma de energia cinética das partículas carregadas liberadas, não é absorvida pelo meio estritamente no ponto de interação. Estas partículas são, nos três efeitos mencionados, elétrons e/ou pósitrons e é conveniente descrever sucintamente como se dá a sua perda de energia ao longo da trajetória no meio, após a interação com o fóton.

Elétrons (positivos e negativos) perdem energia em um meio através de colisões com outros elétrons e pelo processo radiativo de bremsstrahlung. Define-se o *stopping power* (S) como a taxa de perda de energia cinética da partícula (T) por unidade de comprimento. Pode-se dividi-lo em componentes de perda por colisão e radiação:

$$S \equiv \frac{dT}{dx} = \left(\frac{dT}{dx} \right)_{col} + \left(\frac{dT}{dx} \right)_{rad} \quad (9)$$

Devido ao caráter quântico e estocástico das interações de elétrons, dT não deve ser encarado como uma diferencial exata, mas como a energia *média* perdida por elétrons de energia T em um caminho dx . Para energias de até alguns MeV e meios com elementos de número atômico baixo, o termo de perda por radiação é normalmente desprezível frente ao termo de colisão.

Até energias de aproximadamente 1 MeV, o comportamento típico de S em função da energia, para qualquer material, é decrescente, isto é, para energias baixas a perda de energia é maior. Isto leva à existência de um *alcance* bem determinado, dado pela distância que o elétron percorre no meio até perder toda a sua energia cinética.

Em uma colisão típica, o elétron incidente pode liberar um elétron ligado, provocando uma *ionização*. A sequência de eventos após a interação do fóton pode ser descrita como uma série de sucessivas ionizações: o primeiro elétron, liberado na interação do fóton (ionização primária), perde energia através de colisões com outros elétrons do meio, liberando-os (ionizações secundárias). Estes, por sua vez, também perdem energia promovendo novas ionizações. O processo termina quando todos os elétrons liberados perdem sua energia cinética, sendo recapturados por átomos do meio. No ar, por exemplo, um elétron de 1 MeV libera da ordem de 10^4 elétrons secundários até ser parado. Do ponto de vista de conservação

da energia, a perda de energia cinética em colisões é convertida no final do processo em energia térmica e, eventualmente, em excitação de elétrons a estados (meta-estáveis) de energia maior.

2.4 Absorção de energia

Considerando somente a perda de energia por processos de colisão, a energia transferida pelo fóton é absorvida pelo meio em uma região com dimensões da ordem de grandeza do alcance do elétron primário. Este alcance é, em meios sólidos, muito pequeno comparado às dimensões do volume onde se deseja determinar a energia absorvida na interação com a radiação. Assim, considera-se que a energia perdida por processos de colisão é absorvida *localmente*, isto é no ponto de interação do fóton primário.

Considerando perdas por processos radiativos, significativas somente para energias altas (acima de alguns MeV), o fóton emitido caminha normalmente uma distância muito maior do que o alcance dos elétrons e transfere sua energia em um ponto relativamente distante do local de interação do fóton primário. Neste caso, a energia transferida não é absorvida localmente.

Define-se a *energia absorvida* como a energia perdida localmente (sob a forma de colisões) pelos elétrons liberados após a interação do fóton. Assim, a energia absorvida devido a interação de fótons, por unidade de comprimento, é dada por:

$$E_{ab} \equiv (1-g)E_{ir} = \mu_{ab}h\nu \quad (10)$$

onde g é a fração média da energia cinética das partículas carregadas liberadas perdida em processos radioativos. Estas perdas ocorrem por emissão de bremsstrahlung, aniquilação de pósitrons em vôo e fluorescência após ionização por colisão. A constante $\mu_{ab} \equiv (1-g)\mu_{ir}$ é chamada de coeficiente de absorção de energia.

Os coeficientes μ_{ab} e μ_{ir} para vários materiais e energias podem ser encontrados tabelados na literatura. Os cálculos de f e g , necessários para determinar estes valores, estão discutidos em detalhes em [Seltzer, 1993].

2.5 Dosimetria

Desde a descoberta da radiação procurou-se definir grandezas que quantificassem seus efeitos ao interagir com a matéria. A dosimetria se encarrega de estudar quantitativamente estes efeitos.

Exposição

Uma forma de caracterizar a interação de um feixe de fótons com um material é pela *quantidade de ionizações* que ele produz. A grandeza *exposição* mede o número de íons formados quando um feixe de fótons interage com um volume de ar. A escolha do ar como meio de referência deve-se à semelhança do seu número atômico efetivo com o de tecidos biológicos e à maior facilidade de coletar cargas liberadas em gases do que em líquidos ou sólidos em geral [Greening, 1985]. Apesar de ser definida apenas para o ar, a exposição permite determinar a deposição de energia do feixe em qualquer outro material, como será visto adiante.

Formalmente, a exposição é definida como [ICRU, 1998]:

"(...) o quociente de dQ por dm , onde dQ é o valor absoluto da carga total de um dado sinal produzida no ar quando todos os elétrons e pósitrons liberados ou criados por fótons no ar de massa dm são completamente parados no ar.

A ionização produzida por elétrons Auger está incluída em dQ . A ionização devida a fótons emitidos por processos radiativos (bremsstrahlung e fluorescência) não devem ser computadas em dQ ."

A condição de que "todos os elétrons secundários sejam parados no ar" pressupõe a existência de um volume de ar externo à região de massa dm . Este volume também está sujeito a interações com o feixe de fótons, que acabam produzindo ionizações em dm . As cargas liberadas neste processo, por definição, não devem ser contadas na exposição. A figura 1 esquematiza esta situação, onde v_1 é o volume de interesse em que se determina dQ/dm e v_2 é o volume externo de ar suficiente para frear os elétrons e pósitrons liberados em v_1 .

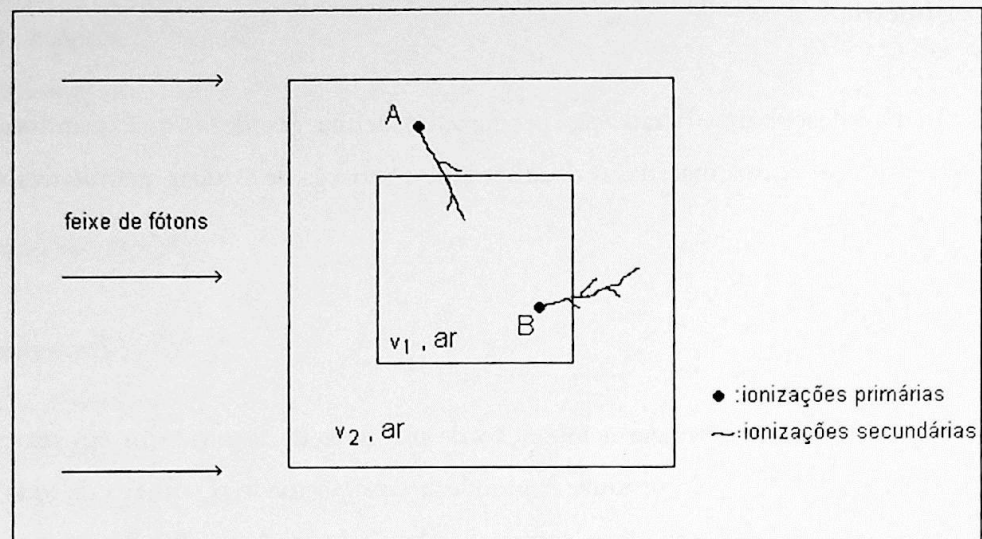


Figura 1 – Ionizações em um volume de ar onde se determina a exposição.

A situação A representa as interações de fótons (ionizações primárias) em v_2 , que produzem um total de cargas Q_A , do qual uma parte αQ_A encontra-se em v_1 . A situação B representa as ionizações primárias ocorridas em v_1 , que produzem um total de cargas Q_B , do qual uma parte βQ_B encontra-se em v_2 .

Sendo v_1 o volume de interesse, a quantidade dQ é, pela definição:

$$dQ = Q_B \quad (11)$$

Em princípio, para determinar a exposição bastaria medir Q_B e dividi-la por dm . Mas Q_B encontra-se espalhada ao longo de v_1 e v_2 , assim como Q_A . Desta forma, nenhuma coleta de carga nessa região pode selecionar exclusivamente as cargas Q_B . A solução deste problema é coletar uma quantidade de cargas *equivalente* a Q_B .

O total de cargas liberadas em v_1 é

$$dQ' = \alpha Q_A + (1 - \beta) Q_B \quad (12)$$

Para que esta quantidade seja igual a dQ , a quantidade de cargas “extras” αQ_A deve compensar o “déficit” βQ_B que é produzido fora de v_1 , isto é:

$$dQ' = dQ \Leftrightarrow \alpha Q_A = \beta Q_B \quad (13)$$

Pode-se mostrar com argumentos simples de simetria [Attix, 1986] que esta compensação em v_1 , necessária para se medir a exposição e denominada *equilíbrio eletrônico*, de fato acontece em uma situação de irradiação como a da figura 1, desde que a irradiação possa ser considerada uniforme ao longo de v_2 . Na verdade, o equilíbrio eletrônico é uma situação mais geral, onde o *espectro* de elétrons que entra em um dado volume é exatamente igual ao que sai. Uma consequência imediata é a compensação das cargas indicada na expressão (13).

Assim, coletando as cargas em v_1 e dividindo esta carga pela massa de ar contida neste volume, obtemos a exposição. Os instrumentos para se medir esta grandeza são as câmaras de ionização. Discussões sobre o seu funcionamento podem ser encontradas em [Attix, 1986, Johns, 1983 e Greening, 1985].

A necessidade de garantir o equilíbrio eletrônico limita a medida da exposição para fótons de até aproximadamente 3 MeV, uma vez que para energias maiores o volume de ar necessário para frear os elétrons secundários se torna muito grande. Apesar disso, em muitas situações práticas de dosimetria, a exposição é a principal grandeza diretamente mensurável.

A unidade de exposição do Sistema Internacional é o C/kg, mas na prática usa-se com maior frequência o roentgen (R). A relação entre ambas é dada por $1R = 2,58 \times 10^{-4}$ C/kg. Deve-se ressaltar que ela é uma grandeza definida somente para a interação de fótons com o ar.

Kerma

Define-se o *kerma* (**k**inetic **e**nergy **r**eleased per unit **m**ass) como [ICRU, 1998]:

“ (...) o quociente de dE_{tr} por dm , onde dE_{tr} é a soma da energia cinética inicial de todas as partículas carregadas liberadas por partículas neutras em uma massa dm de um material.”

O kerma é uma grandeza diretamente relacionada à *energia transferida* definida na equação (7). Ele mede a perda de energia (sob a forma de energia cinética de partículas carregadas) que um feixe de fótons sofre ao atravessar um material.

A unidade de kerma do Sistema Internacional é o gray (Gy), que equivale a 1 J/kg. Ele é definido em qualquer meio para radiações indiretamente ionizantes (fótons e nêutrons).

Dose absorvida

Define-se a *dose absorvida* como [ICRU, 1998]:

“(...) o quociente dE por dm , onde dE é a energia total média depositada pela radiação ionizante na matéria de massa dm .”

A dose absorvida está diretamente relacionada à energia absorvida (E_{ab}) e mede a absorção de energia pela matéria no processo de interação com a radiação.

A diferença entre a dose absorvida e o kerma é sutil e só existe quando alguma parte da energia transferida não é absorvida localmente. Se dm estiver sob equilíbrio eletrônico, kerma e dose são numericamente iguais. Na prática, o equilíbrio nunca é rigorosamente atingido, mas pode-se chegar muito próximo dele, e nesta condição as diferenças entre kerma e dose são bastante pequenas.

A dose absorvida é a principal grandeza física que caracteriza os efeitos da radiação na matéria, uma vez que praticamente todos os efeitos são proporcionais à quantidade de ionizações produzidas no material, que por sua vez é proporcional à energia absorvida. Sua medida direta em um material envolve procedimentos calorimétricos delicados. Em geral, no caso de fótons, *determina-se* a dose absorvida a partir da medida da exposição do mesmo feixe no ar ou através de alguma outra calibração, como será visto a seguir.

Relação entre fluência, exposição, kerma e dose absorvida

A fluência ϕ de um feixe de fótons através de uma superfície é definida como a quantidade de partículas incidentes por unidade de área:

$$\phi \equiv \frac{dN}{dA} \quad (14)$$

A fluência em energia Ψ é a fluência multiplicada pela energia dos fótons:

$$\Psi \equiv h\nu \frac{dN}{dA} \quad (15)$$

No caso de um feixe de fótons com várias energias, a fluência em energia deve ser tomada para cada energia (ou canal) do espectro.

Se $E_{tr} \equiv \mu_{tr} h\nu$ é a energia média transferida por um fóton por unidade de comprimento, $\mu_{tr} \Psi$ é a energia transferida pelo feixe por unidade de volume, e $(\mu_{tr}/\rho) \Psi$ é a energia transferida por unidade de massa, ou seja, o kerma:

$$K = \Psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (16)$$

Da mesma forma, $(\mu_{ab}/\rho) \Psi$ é a energia absorvida por unidade de massa, ou seja, a dose absorvida¹:

$$D = \Psi \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right) \quad (17)$$

Se for conhecida a dose em um material m_1 , a dose em um material m_2 exposto à mesma fluência Ψ é

$$\begin{aligned} D_2 &= \Psi \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{m_2} = D_1 \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{m_1}^{-1} \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{m_2} \\ \therefore & \quad \quad \quad (18) \\ D_2 &= D_1 \frac{(\mu_{ab} / \rho)_{m_2}}{(\mu_{ab} / \rho)_{m_1}} \end{aligned}$$

A energia média necessária para se produzir uma ionização (ou seja, liberar um elétron) no ar é uma quantidade bem determinada e vale $W_{ar} = 33,97$ eV/elétron. Assim, a relação entre exposição (X) e dose absorvida no ar é :

$$D_{ar} = X \left(\frac{W_{ar}}{e} \right) \quad (19)$$

¹ Ver observação a seguir.

onde e é a carga elementar.

Substituindo a expressão (19) na (18), pode-se obter a dose em qualquer material a partir da exposição.

OBSERVAÇÃO:

As expressões (17) e (consequentemente) (18) e (19) são válidas somente quando o volume de massa dm onde se determina a dose estiver em equilíbrio eletrônico, pois parte das ionizações em dm sempre depositam energia externamente ao seu volume. No equilíbrio eletrônico, esta perda é compensada pela absorção de energia de ionizações externas e tudo se passa como se toda a energia liberada (transferida) em dm fosse absorvida no próprio volume.

2.6 Dosimetria em proteção radiológica

A proteção radiológica se encarrega de estudar os efeitos biológicos danosos produzidos pela deposição de energia da radiação no corpo humano, particularmente na região de doses baixas. Conforme discutido anteriormente, estes efeitos não são determinísticos e costuma-se caracterizá-los a partir de sua probabilidade de ocorrência (ou risco).

O estudo destes riscos mostrou que eles não dependem apenas da energia absorvida da radiação, mas também da forma como ela é absorvida pelo corpo. Assim, a dose absorvida não é a grandeza adequada para caracterizar os efeitos biológicos. Sabe-se que os riscos causados quando a dose é absorvida em uma situação onde a densidade de ionizações é elevada são maiores do que seriam caso a mesma dose fosse absorvida em uma situação de densidade de ionizações baixa. Assim, partículas de stopping power ou LET (linear energy transfer) altos, que produzem maiores densidades de ionização, são mais efetivas em produzir danos biológicos.

Define-se a *dose equivalente em um tecido* como a dose absorvida média no tecido ou órgão multiplicada por um fator de ponderação adimensional (w_r) que leva em conta o LET da radiação que provocou a dose absorvida:

$$H_T = D_T \cdot w_r \quad (20)$$

Os fatores de ponderação dos principais tipos de radiação estão apresentados na tabela 2.

Tabela 2 - Fatores de ponderação para os principais tipos de radiação [ICRP, 1991].

Tipo de radiação	w_r
Fótons e elétrons	1
Prótons e Nêutrons	$5 \cdot 10^{-2}$ ²
Partículas alfa	20

A unidade da dose equivalente é o Sv (que tem a mesma dimensão do Gy, isto é, $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg}$).

Uma segunda ponderação para caracterizar os riscos de uma determinada dose absorvida por uma pessoa é considerar quais partes do corpo receberam a dose. Por exemplo, os riscos decorrentes de uma dose equivalente de 1 Sv absorvida em apenas uma parte do corpo são certamente menores do que se a dose fosse absorvida no corpo inteiro.

Define-se a *dose efetiva* em uma pessoa como a soma das doses equivalentes em cada órgão ou tecido multiplicada por um fator de ponderação relacionado à sensibilidade do tecido à radiação

$$H_E = \sum H_{T,i} \cdot w_{T,i} \quad (21)$$

onde a somatória é feita sobre todos os órgãos que receberam dose.

A tabela 3 mostra os valores de w_T para os órgãos mais sensíveis do corpo humano.

Tabela 3 - Fatores de ponderação dos tecidos mais suscetíveis à radiação [ICRP, 1991].

Órgão	w_T
Gônadas	0,2
Medula óssea, pulmões, estômago, cólon	0,12 cada
Bexiga, seios, fígado, esôfago, tiróide	0,05 cada
Restante do corpo	0,07

² Dependendo da energia das partículas

A dose efetiva é considerada a grandeza mais adequada para a avaliação dos riscos decorrentes de irradiações, apesar de existirem autores contrários a esta prerrogativa [Simmons, 1999].

A dose equivalente e dose efetiva só se aplicam a doses de radiação relativamente baixas. Em situações de exposição a altas doses e taxas de dose, como a dos sobreviventes de bombas e acidentes, os conceitos de fator de qualidade da radiação e ponderação dos tecidos não são válidos e a dose deve ser apresentada como dose absorvida [Sumner, 1988].

3 - A RADIAÇÃO AMBIENTAL

Em termos mundiais, a radiação emitida por fontes situadas ou originadas no meio ambiente é a maior responsável pela dose recebida pela população. Em geral, a radiação ambiental tem origem natural e existe desde que o planeta foi formado, embora haja situações onde a ação humana introduz uma componente adicional (áreas contaminadas por radioisótopos ou onde sejam operadas máquinas emissoras de radiação, como aparelhos de radiologia médica e aceleradores de partículas).

3.1 Fontes

As fontes da radiação ambiental são raios cósmicos vindos do espaço e radioisótopos dispersos na terra, água e ar.

Radiação cósmica

A radiação cósmica primária é constituída principalmente de prótons e partículas alfa com espectro de energia entre 10^8 e 10^{20} eV e atinge o planeta continuamente.

Ao incidir sobre a Terra essas partículas são freadas nas primeiras camadas da atmosfera, mas este processo dá origem a uma série de partículas secundárias, algumas delas com livre caminho médio no ar suficientemente grande para atingir as altitudes habitadas. Nestes locais, as principais partículas responsáveis pela dose na população são múons (50 a 70%) e nêutrons (10 a 25%) [UNSCEAR, 2000].

Radioisótopos naturais

Dentre os cerca de trezentos isótopos existentes naturalmente no ambiente terrestre, algumas dezenas são radioativos. Esses elementos podem ser classificados em dois grupos, de acordo com sua origem.

Os radionuclídeos *cosmogênicos* são formados continuamente a partir da interação da radiação cósmica com núcleos de elementos presentes na Terra. O caso mais significativo é o do ^{14}C , sintetizado através de uma reação (n,p) com o ^{14}N na atmosfera. Outros exemplos são o ^7Be , ^3H e ^{22}Na . Estes elementos encontram-se em concentrações relativamente baixas no ambiente e por isso contribuem pouco para a dose.

Os radionuclídeos *primordiais* foram sintetizados nas estrelas antes da Terra ser formada e constituíam a matéria prima que deu origem ao planeta. Só são encontrados atualmente na natureza aqueles que “sobreviveram” ao decaimento (meia vida da ordem de 10^9 anos), dos quais apenas ^{238}U , ^{232}Th e ^{40}K são suficientemente abundantes para contribuir significativamente para a dose da radiação ambiental. Tanto ^{238}U como ^{232}Th dão origem a séries radioativas, esquematizadas na figura 2. O ^{40}K representa 0,0117% [NIST] de todo o potássio encontrado na Terra.

No processo de resfriamento do planeta e formação da litosfera, os radioisótopos primordiais foram incorporados às rochas e, a partir do desgaste destas, aos solos, rios e oceanos. Assim, praticamente qualquer material contém traços destes elementos em sua composição, particularmente os derivados de minerais, como materiais de construção (concreto, cimento, tijolos de argila, pedras em geral etc).

Radioisótopos artificiais

O desenvolvimento da tecnologia nuclear no último século teve como consequência o lançamento de quantidades consideráveis de material radioativo no ambiente, através da explosão de bombas e vazamentos em usinas nucleares. Em alguns casos extremos, como o de Chernobyl em 1986, os radioisótopos liberados foram transportados a longas distâncias por correntes de ar e seus traços puderam ser observados em praticamente todo o planeta. Em escala global, no entanto, o efeito de radioisótopos artificiais no nível da radiação ambiental é atualmente extremamente pequeno, embora já tenha sido significativo no início da década de 60, período em que os testes nucleares tiveram o seu auge, particularmente no hemisfério norte.

3.2 Exposição à radiação ambiental

De forma geral, a dose recebida pelas pessoas devido a fontes ambientais se divide em componentes externas (radiação cósmica e terrestre) e internas (radioisótopos inalados e ingeridos).

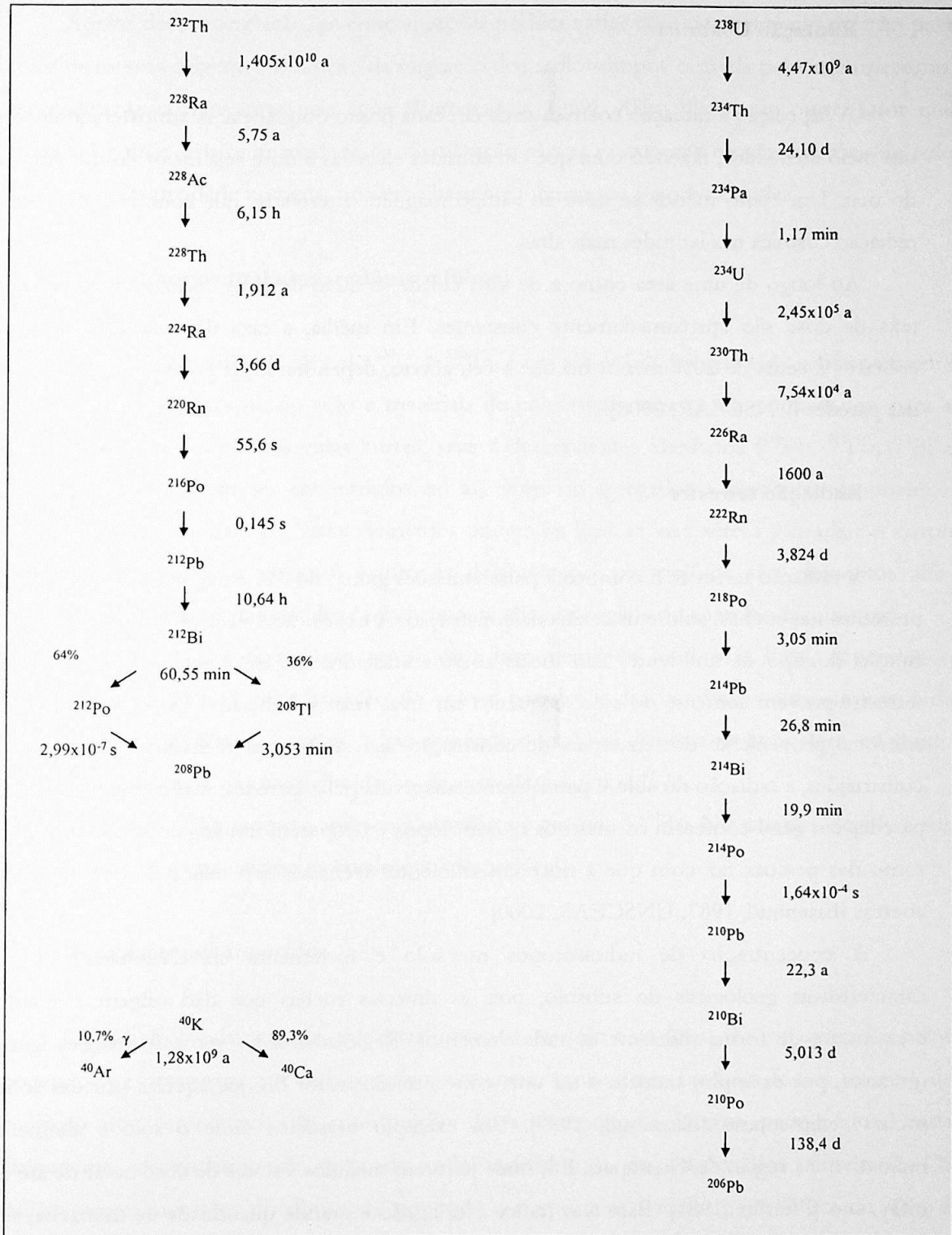


Figura 2 - Decaimento das séries do ^{238}U e ^{232}Th e do ^{40}K . Ao lado das setas estão indicadas as meias vidas [Firestone, 1998].

Radiação Cósmica

A exposição à radiação cósmica varia em cada ponto do planeta. A atmosfera atua como um meio atenuador, fazendo com que em altitudes elevadas a dose seja maior do que no nível do mar. Um efeito menor se deve ao campo magnético terrestre, que concentra o fluxo da radiação cósmica nas latitudes mais altas.

Ao longo de uma área como a de uma cidade, o fluxo de raios cósmicos e a respectiva taxa de dose são aproximadamente constantes. Em média, a taxa de dose em ambientes cobertos é cerca de 20% menor do que a céu aberto, dependendo da espessura e do material das paredes [UNSCEAR, 2000].

Radiação terrestre

A radiação terrestre é composta pelas emissões gama¹ do ⁴⁰K e das séries do ²³⁸U e ²³²Th presentes nas rochas, solo e materiais de construção. A exposição à radiação terrestre varia em função do tipo de ambiente. Em locais abertos afastados de áreas construídas a radiação terrestre provém somente do solo, enquanto em áreas mais urbanizadas há uma componente adicional proveniente dos materiais de construção. Em ambientes fechados, no interior de construções, a radiação do solo é parcialmente absorvida pelas paredes, mas o fato das mesmas paredes em geral conterem os mesmos radioisótopos e ocuparem um ângulo sólido maior em torno das pessoas faz com que a dose em ambientes fechados seja maior do que em locais abertos [Eisenbud, 1987, UNSCEAR, 2000].

A concentração de radioisótopos no solo é fortemente correlacionada com as características geológicas do subsolo, pois as diversas rochas que dão origem aos solos concentram de forma diferente os radioelementos. Regiões situadas sobre formações ígneas (granitos, por exemplo) tendem a ter uma concentração maior do que aquelas situadas sobre rochas sedimentares [Eisenbud, 1987]. Um exemplo brasileiro onde o solo é altamente radioativo é a região de Guarapari, ES, onde já foram medidos valores de dose no ar de até 37 mGy/ano [Pfeiffer, 1981]. Este alto índice está ligado à grande quantidade de monazita, um mineral rico em tório, no subsolo da região.

¹ As partículas alfa e beta emitidas são em geral absorvidas nos próprios materiais ou no ar antes de atingir o corpo humano.

Apesar desta correlação, as concentrações podem variar consideravelmente mesmo para solos de mesma origem, em função da migração dos radioisótopos causada pelo intemperismo, especialmente o transporte pela água [Vinogradov, 1959]. Além disso, um outro fator que contribui para a não uniformidade da distribuição são as constantes movimentações de solo resultantes da atividade humana, processo bastante intenso nas grandes cidades.

Radioisótopos inalados (radônio e filhos)

Um dos elementos da série do ^{238}U , o ^{222}Rn , é um gás nobre de meia vida suficientemente longa para poder escapar do solo e materiais de construção, através de porosidades, para a atmosfera. Devido às meias vidas curtas, seus 4 descendentes imediatos (^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi e ^{214}Po) também podem ser encontrados no ar, livres ou agregados a partículas de poeira e aerossóis. Quando inalados, estes elementos podem se ligar às vias aéreas e irradiar o corpo internamente. Tanto o radônio quanto os dois isótopos do polônio são elementos alfa-emissores, o que acarreta uma dose relativamente alta nos órgãos do aparelho respiratório.

A concentração de radônio no ar varia largamente de local para local, dependendo principalmente da taxa de emanção do solo e paredes e das condições atmosféricas e de ventilação. Em ambientes abertos, o gás emanado do solo se dispersa na atmosfera, enquanto locais fechados onde há pouca circulação de ar tendem a acumulá-lo.

A série do ^{232}Th também apresenta um isótopo gasoso, o ^{220}Rn . No entanto, devido à sua meia vida curta, a emanção é normalmente desprezível.

Radioisótopos ingeridos

Os radioisótopos naturais, por estar presentes no solo e na água, são incorporados pelos vegetais e se propagam por toda a cadeia alimentar, tornando-se também fontes internas de radiação nos seres vivos. A contribuição desta componente interna para a dose varia largamente, dependendo da dieta de cada indivíduo e da origem dos alimentos. Os radioisótopos ingeridos distribuem-se por todo o corpo, mas a maior parte (cerca de 70%) é retida nos ossos [UNSCEAR, 2000].

A tabela 4 mostra a média mundial da dose anual devida à radiação ambiental:

Tabela 4 - Dose efetiva anual média da população mundial [UNSCEAR, 2000].

Fonte	Dose efetiva anual (mSv)	Intervalo típico de variação
Fontes externas		
Radiação cósmica	0,4	0,3 - 1,0
Radiação terrestre (solo e materiais de construção)	0,5	0,3 - 0,6
Fontes internas		
Radônio e filhos absorvidos na respiração	1,2	0,2 - 10
Demais radioisótopos absorvidos na alimentação	0,3	0,2 - 0,8
Total	2,4	1 - 10

4 - O CAMPO DA RADIAÇÃO DO SOLO

4.1 Introdução

O campo de radiação em uma superfície é definido pela distribuição angular e energética de fótons que a atravessam. Conhecendo-o é possível determinar direta ou indiretamente qualquer grandeza dosimétrica. Os primeiros trabalhos sobre o campo de radiação produzido por radioisótopos distribuídos no solo, tanto em situações naturais como de contaminação, foram feitos na década de 60.

O campo da radiação do solo em um determinado local depende de diversos fatores, principalmente da geometria, isto é, da distribuição espacial de radioisótopos em torno do ponto de interesse. Isso cria dificuldades para se estabelecer uma situação padrão na qual as pessoas são irradiadas. Convencionou-se adotar o modelo de geometria semi-infinita para descrever esta situação¹. Embora em nenhuma situação prática se possa dizer que um local esteja rigorosamente em uma geometria semi-infinita, o modelo descreve com boa aproximação situações onde o ponto de interesse esteja sobre uma área plana de algumas dezenas de metros de raio. Em alguns casos podem ser feitas correções geométricas em cima dos resultados baseados no modelo semi-infinito, como será discutido mais adiante.

Beck et al. [Beck, 1968] publicaram o primeiro trabalho utilizando métodos analíticos e numéricos (baseados na solução da equação de transporte de Boltzmann [Bennet, 1967]) para a determinação do campo em diferentes alturas no ar. Os cálculos foram feitos para distribuições uniforme (radioisótopos naturais) e exponencial (radioisótopos artificiais, particularmente o ¹³⁷Cs depositado por *fallout*) de emissões gama no solo. Os resultados foram adotados como referência até recentemente.

Uma segunda abordagem para o mesmo problema foi a aplicação do método de Monte Carlo para simular o transporte da radiação gama no solo [Minato, 1971]. Os resultados da simulação se mostraram totalmente compatíveis com cálculos analíticos (para a componente não espalhada do espectro) e resultados experimentais de espectroscopia gama, indicando a validade do método.

¹ Neste modelo, solo e ar são meios homogêneos separados por um plano infinito.

Nos anos 80 e 90, as simulações por Monte Carlo tornaram-se um método amplamente utilizado na solução de problemas envolvendo transporte de radiação. Saito et al. desenvolveram um código para o cálculo do campo de radiação gerado por diversas distribuições de fontes no solo [Saito, 1985]. Baseados neste programa e em dados atualizados dos decaimentos gama das séries do ^{238}U e ^{232}Th , foram publicados resultados que são atualmente adotados como referência pela ICRU [Saito, 1995, ICRU, 1994]. A comparação com resultados obtidos por outros códigos mostra boa compatibilidade, atestando a confiabilidade do método de Monte Carlo neste tipo de problema [Clouvas, 2000].

4.2 Dependência do campo de radiação com a densidade, composição atômica e teor de umidade do solo

As propriedades de atenuação do solo e do ar, definidas pelas respectivas composições atômicas e densidades, interferem qualitativa e quantitativamente nas interações de fótons e, portanto, influenciam as propriedades do campo. Como estas propriedades do ar são basicamente as mesmas em qualquer lugar, são as propriedades do solo as maiores responsáveis pelas variações locais do campo de radiação.

Em uma geometria semi-infinita, onde as variações do campo só ocorrem na direção vertical, o efeito da variação da densidade do solo equivale exatamente a uma mudança de um fator de escala (na mesma proporção) do livre caminho médio dos fótons no meio. Tomando, por exemplo, N emissões de fótons distribuídas uniformemente em uma camada de solo (com extensão radial infinita) de espessura x e densidade y , o campo de radiação no ar é rigorosamente o mesmo que seria produzido caso as mesmas N emissões estivessem uniformemente distribuídas em uma camada de espessura $x/2$ e densidade $2y$. Portanto, em uma geometria semi-infinita, fixada a concentração da fonte (emissões/massa de solo), o campo é invariante por mudança de densidade.

A composição molecular básica de qualquer tipo de solo (seco) são os óxidos de silício, alumínio e ferro (SiO_2 , Al_2O_3 e Fe_2O_3). A variação típica encontrada na proporção destes três compostos não implica mudanças significativas nos coeficientes mássicos de atenuação do solo e, portanto, praticamente não interfere no campo de radiação [Beck, 1968, Saito, 1995].

O teor de umidade no solo varia consideravelmente de local para local e é o fator mais importante para variações temporais do campo em um dado ponto [Beck, 1972b]. Variações

de 0 a 25% da fração em peso da água não alteram significativamente os coeficientes mássicos de atenuação da mistura óxidos + água [Beck, 1968]. O principal efeito da presença de água nos solos é aumentar a densidade e diminuir, na mesma proporção, a concentração de radioisótopos (atividade/massa). Conseqüentemente, todas as grandezas proporcionais à concentração, como a dose, são alteradas na mesma proporção.

4.3 Dosimetria

Do ponto de vista da dosimetria, o interesse em conhecer o campo de radiação vem da possibilidade de, a partir dele, determinar a dose que uma pessoa recebe em uma situação típica de exposição. Conhecendo o campo gerado por uma distribuição de radioisótopos, é possível estabelecer fatores de conversão entre esta distribuição e a dose por ela gerada. Para uma distribuição uniforme de radioisótopos naturais no solo, estes fatores podem ser expressos em unidades de taxa de dose (em algum material, em geral o ar) por unidade de concentração ($\text{nGy}\cdot\text{h}^{-1}/\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$, por exemplo).

O campo de radiação nos primeiros metros de ar acima do solo apresenta pouca variação [Beck, 1968, Saito, 1995]. Assim, convencionou-se adotar a altura de 1 m para se determinar a dose recebida pelas pessoas. Na tabela 5 estão apresentados os fatores de conversão entre concentração e dose para os radioisótopos naturais presentes no solo, levadas em conta todas as emissões gama e respectivas intensidades. Na hipótese de equilíbrio secular (ver Apêndice 1) nas séries do ^{238}U e ^{232}Th , a atividade de todos os isótopos é a mesma e pode-se estabelecer um coeficiente único para toda a série.

A maior parte das diferenças entre os valores obtidos por Saito e Beck se deve à diferença de dados sobre os decaimentos nucleares das séries do ^{238}U e ^{232}Th [Saito, 1995]. Para o ^{40}K , que tem apenas uma emissão gama, os valores são bastante próximos, demonstrando a confiabilidade de ambos os métodos.

Tabela 5 - Fatores de conversão entre concentração do radioisótopo no solo e a dose no ar a 1 m de altura, em uma geometria semi-infinita [Saito, 1995].

Radioisótopo	Fator de Conversão (nGy·h ⁻¹ /Bq·kg ⁻¹)	
	Saito	Beck
Série do ²³⁸U		
²³⁸ U	4,33x10 ⁻⁵	
²³⁴ Th	9,47x10 ⁻⁴	
²³⁴ Pa ^m	4,30x10 ⁻³	
²³⁴ Pa	4,49x10 ⁻⁴	
²³⁴ U	5,14x10 ⁻⁵	
²³⁰ Th	6,90x10 ⁻⁵	
²²⁶ Ra	1,25x10 ⁻³	
²²² Rn	8,78x10 ⁻⁵	
²¹⁴ Pb	5,46x10 ⁻²	4,72x10 ⁻²
²¹⁴ Bi	4,01x10 ⁻¹	3,78x10 ⁻¹
²¹⁰ Tl	1,51x10 ⁻⁴	
²¹⁰ Pb	2,07x10 ⁻⁴	
Total	4,63x10⁻¹	4,3x10⁻¹
Série do ²³²Th		
²³² Th	4,78x10 ⁻⁵	
²²⁸ Ra	5,45x10 ⁻⁵	
²²⁸ Ac	2,21x10 ⁻¹	2,78x10 ⁻¹
²²⁸ Th	3,44x10 ⁻⁴	
²²⁴ Ra	2,14x10 ⁻³	
²²⁰ Rn	1,73x10 ⁻⁴	
²¹² Pb	2,77x10 ⁻²	2,12x10 ⁻²
²¹² Bi	2,72x10 ⁻²	2,12x10 ⁻²
²⁰⁸ Tl	3,26x10 ⁻¹	3,21x10 ⁻¹
Total	6,04x10⁻¹	6,66x10⁻¹
⁴⁰ K	4,17x10 ⁻²	4,22x10 ⁻²

Beck et al. [Beck, 1972a] desenvolveram uma metodologia com detectores de germânio e iodeto de sódio para a determinação das concentrações de radioisótopos no solo a partir do espectro medido *in situ*. Com estas concentrações e os fatores de conversão da tabela 5 pode-se determinar a dose, o que tornou a espectroscopia gama *in situ* uma técnica usada em dosimetria ambiental. Mais recentemente, os detectores de germânio hiperpuro (HPGe) de alta resolução vêm sendo empregados nesta técnica [Amaral, 2000].

Outra técnica amplamente utilizada para determinação da concentração de radioisótopos no solo é a espectroscopia gama *em laboratório* de amostras coletadas no local de interesse [Quindos, 1994, Míreles 2003]. Neste caso, a hipótese mais crítica assumida na conversão da concentração para a dose é que a amostra coletada seja representativa do restante do solo de onde ela foi tirada.

Tanto a espectroscopia *in-situ* como a realizada em laboratório possuem a limitação de depender de fatores de conversão que trazem embutido um modelo, que eventualmente pode não ser válido em situações práticas.

Distribuição angular da dose

A contribuição de fótons vindos de diferentes direções para a dose 1 m acima do solo está apresentada na figura 3, para a série do ^{238}U . Tanto a série do ^{232}Th quanto o ^{40}K apresentam comportamento similar [Saito, 1995]. O ângulo 0° é tomado na direção vertical, sentido para baixo. É interessante notar que a contribuição de ângulos maiores do que 90° (a parcela do campo conhecida como *skysshine*) é de aproximadamente 10% e para ângulos menores do que 90° a distribuição é aproximadamente uniforme.

Dependência da dose com a profundidade do solo

A atenuação da radiação no próprio solo faz com que as camadas situadas abaixo de alguns livres caminhos médios dos fótons emitidos não contribuam para a dose. No gráfico da figura 4 está apresentado o comportamento da taxa de dose 1 m acima do solo em função da espessura da camada de solo, para uma composição atômica típica [Beck, 1972b]. A escala inferior mostra a variação da profundidade em termos da massa de solo sobre uma superfície de área unitária. Desta forma, a profundidade se torna independente da densidade do solo. No

caso particular de $\rho = 1,6 \text{ g/cm}^3$, que é um valor típico de densidade, a escala superior está apresentada em cm.

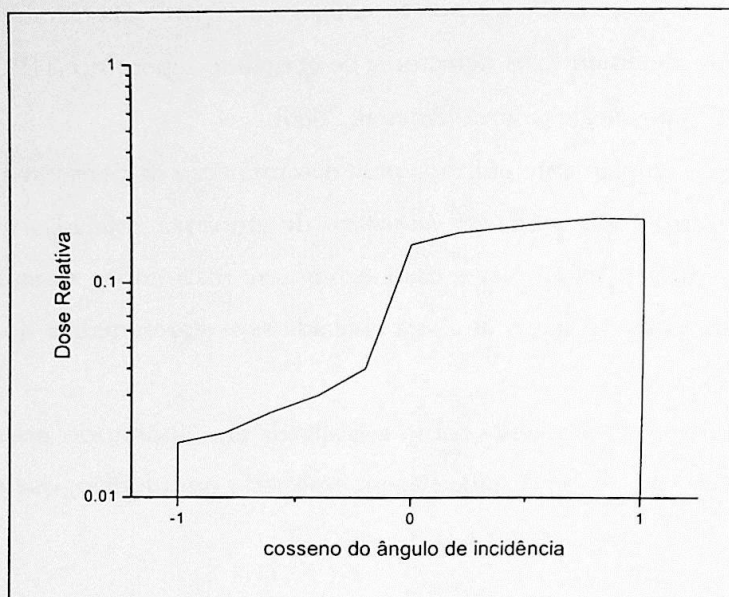


Figura 3 - Distribuição angular da dose no ar 1 m acima do solo para a série de ^{238}U [Saito, 1995].

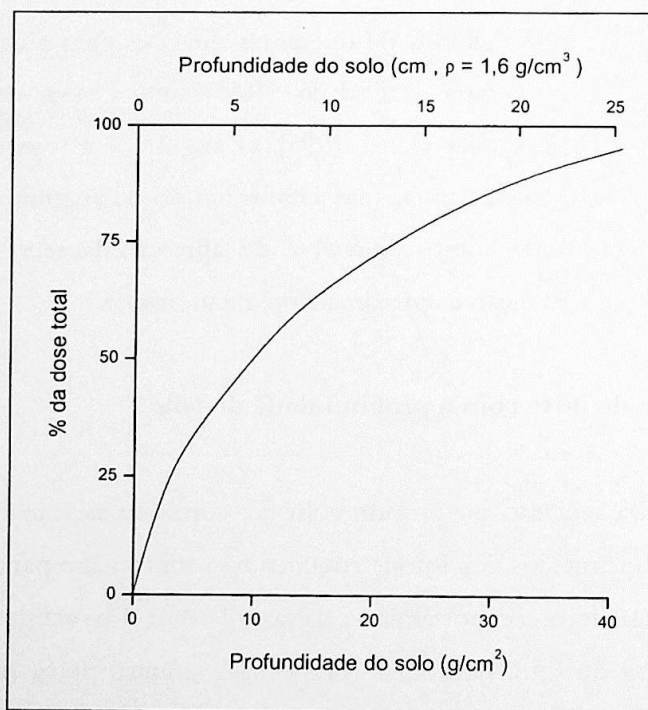


Figura 4 - Dose total a 1 m de altura em função da espessura da camada de solo considerada [Beck, 1972b].

4.4 Variações do modelo de geometria semi-infinita

Os fatores de conversão da tabela 5 trazem embutida as hipóteses de geometria semi-infinita e distribuição uniforme dos radioisótopos naturais no solo, mas estas condições não são rigorosamente encontradas em situações práticas. A seguir, serão discutidos alguns aspectos da diferença entre o modelo e as condições reais.

Homogeneidade do solo e uniformidade da distribuição de radioisótopos

O solo é um meio bastante exposto ao intemperismo e à atividade humana e por isso pode apresentar variações locais em sua composição e concentração de radioisótopos. Como o campo a 1 m de altura representa a contribuição de um grande volume de solo, em uma medida de espectro ou dose nesta posição as inhomogeneidades locais normalmente se compensam e o conjunto pode ser considerado homogêneo com boa aproximação [Beck, 1972b].

Influência da topografia

Conforme citado anteriormente, o modelo de geometria semi-infinita não descreve rigorosamente as condições usuais em que as pessoas estão expostas à radiação do solo. Em geral, a topografia não é plana e as irregularidades modificam o ângulo sólido com que o solo envolve os diferentes pontos de interesse sobre o terreno, que podem apresentar taxas de dose diferentes ainda que estejam sobre um solo de mesma composição radioativa. Esta situação está ilustrada na figura 5.

Saito e Miller [Miller, 1999, Saito, 2000] mostraram que, mesmo considerando a atenuação da radiação no ar, a fluência de fótons e a dose seguem com boa aproximação a proporcionalidade com o ângulo sólido de solo em torno do ponto de medida. Portanto, para fins de comparação de doses medidas em pontos situados em diferentes geometrias, deve-se fazer esta normalização.

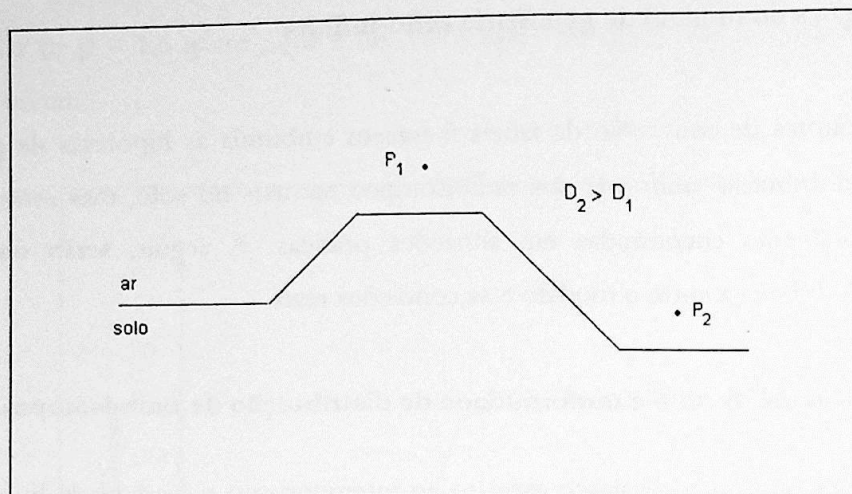


Figura 5 - Influência da topografia na dose 1 m acima do solo. A dose no ponto 2 é maior do que no ponto 1 devido ao maior ângulo sólido de solo ao redor.

Radônio no ar

O ^{222}Rn da série do ^{238}U , conforme discutido anteriormente, pode emanar do solo e ser encontrado no ar. Embora a emanação dependa de diversos fatores como temperatura, teor de umidade no solo e circulação de correntes de ar, estima-se que em média a contribuição do ^{222}Rn e filhos no ar para a dose de radiação gama seja muito pequena (1-2%) [Beck, 1972b].

Parte II - Materiais e Métodos

5 - METODOLOGIA

Em uma área urbanizada como a cidade de São Paulo, a principal dificuldade em medir a taxa de dose causada pelos radioisótopos no solo é encontrar locais onde a medida não seja influenciada pelos mesmos radioisótopos presentes em materiais de construção. Além disso, a grande área da cidade, o desconhecimento do "histórico" de formação do solo superficial e a variação natural da concentração de radioisótopos no solo fazem com que sejam necessárias muitas medidas para a obtenção de um resultado representativo.

Inicialmente, planejou-se fazer as medidas nos parques da cidade, por serem locais relativamente afastados de edificações, onde o solo é a única fonte de radiação gama. Entretanto, o número de parques é relativamente pequeno e as taxas de dose medidas neles poderiam não ser representativas do solo de toda a cidade.

Para ampliar o número de pontos de medida, foi desenvolvida uma segunda metodologia, cujos detalhes estão explicados no apêndice 2. Os cálculos mostraram que, em uma geometria semi-infinita com distribuição uniforme dos radioisótopos naturais no solo, existe uma razão bem definida de 46% entre as taxas de dose medidas a 1 m de altura e em profundidade no solo. Assim, mesmo em locais onde a medida externa é influenciada por outras fontes que não o solo (principalmente materiais de construção), é possível avaliar somente a contribuição do solo a partir da medida em profundidade. Com isso, puderam ser incluídos no espaço amostral quaisquer locais onde fosse possível cavar um buraco. Estas medidas adicionais foram feitas em praças e canteiros da cidade, tornando o total de pontos de medida certamente mais representativo do solo da cidade.

Uma terceira metodologia foi adotada com o objetivo de relacionar as taxas de dose medidas às concentrações dos radioisótopos naturais no solo. Foram determinadas, por meio de espectroscopia gama, as atividades específicas de ^{226}Ra , ^{232}Th e ^{40}K em amostras de solo coletadas nos parques. Através destas atividades é possível calcular, pelos fatores de conversão da tabela 5, as taxas de dose a 1 m e compará-las aos valores medidos diretamente, testando a validade dos dois métodos.

5.1 Medidas in situ das taxas de dose

Neste trabalho, as medidas de taxa de dose foram feitas com um espectrômetro portátil de iodeto de sódio (Hamamatsu Photonics Spectrum Surveyor Model C3475),

que consiste em um cristal cilíndrico de NaI de 25 mm de diâmetro por 50 mm de altura ligado a uma fotomultiplicadora e à eletrônica usual de aquisição. O número de canais do espectro é 128 e a faixa de energia é de 50 a 1670 keV. São permitidos ajustes manuais do ganho para a calibração em energia (feita com uma fonte de ^{40}K). O uso deste tipo de detector na medida da radiação gama ambiental é amplo e bem estabelecido [Beck, 1972a, Minato, 1971]. Apesar da baixa resolução em energia, este material apresenta alta eficiência de detecção e não necessita de resfriamento, o que o torna bastante prático para medidas de campo.

A figura 6 mostra uma foto do espectrômetro.

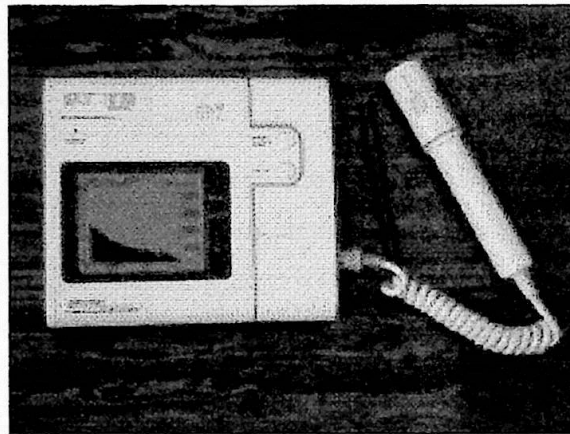


Figura 6 - Espectrômetro portátil de NaI.

O equipamento tem uma calibração interna que permite, a partir do espectro medido, determinar a taxa da grandeza dosimétrica *equivalente de dose ambiente*¹, $H^*(10)$. Embora o manual do produto não deixe claro de que forma é feita a conversão entre o espectro e a taxa de $H^*(10)$, testes realizados em condições controladas indicaram a confiabilidade dos valores fornecidos pelo aparelho [Yoshimura, 2002]. Neste mesmo trabalho, a incerteza estatística do valor de dose (desvio padrão de um conjunto de 50 medidas com tempo de aquisição de 2 minutos) foi estimada em 1,4 %.

Apesar de ser a grandeza recomendada pela ICRU para caracterizar a exposição à radiação ambiental, a determinação do $H^*(10)$ é relativamente complexa, como se vê na própria definição da grandeza, e depende de fatores de conversão fornecidos pela própria ICRU, que relacionam, para cada energia, $H^*(10)$ à fluência ou à dose no ar. Na literatura

¹ "O equivalente de dose ambiente em um ponto em um campo de radiação é o equivalente de dose que seria produzido pelo campo alinhado e expandido correspondente em uma esfera da ICRU a uma profundidade d , no raio oposto ao sentido do feixe de radiação incidente." [ICRU]. Para irradiação com fótons é recomendado o uso de $d=10\text{mm}$, de forma que $H^*(d)=H^*(10)$.

sobre radiação gama ambiental, os dados em geral são expressos em dose absorvida (ou kerma) no ar, que são grandezas mais facilmente mensuráveis e operacionais.

Yi et al. [Yi, 1997] propuseram um método para determinação da taxa de $H^*(10)$ a partir do espectro medido com um detector de NaI de 3" por 3". O procedimento foi calcular a função resposta do detector e aplicá-la na correção de espectros experimentais. A partir dos espectros corrigidos (verdadeiros), calculou-se canal a canal o kerma no ar (K_{ar}) e o respectivo equivalente de dose ambiente, usando os coeficientes da ICRU que relacionam K_{ar} e $H^*(10)$. Adotando este procedimento para diversos espectros de radiação terrestre, os autores estabeleceram a conversão média

$$H^*(10) = 1,21K_{ar} + 1,26 \quad (22)$$

onde as unidades dos coeficientes angular e linear são, respectivamente, Sv/Gy e Sv.

5.2 Espectroscopia gama de amostras de solo

Foram medidos os espectros gama das amostras de solo dos parques e de amostras-padrão calibradas (de atividade conhecida). As atividades de ^{226}Ra (série do ^{238}U), ^{228}Th e ^{228}Ra (série do ^{232}Th) e ^{40}K nas amostras dos parques foram determinadas através da comparação das taxas de contagem nos fotopicos de 609 keV (^{214}Bi), 583 keV (^{208}Tl), 911 keV (^{228}Ac) e 1,46 MeV, respectivamente, com as taxas das amostras-padrão, garantida a condição de equilíbrio secular nas duas séries (ver Apêndice 1).

As amostras-padrão, preparadas no Laboratório de Geofísica Nuclear do IAG-USP, consistem em uma quantidade conhecida do radioelemento de interesse (Ra, Th ou K) distribuída uniformemente em uma matriz de óxido de silício (SiO_2), que tem com boa aproximação as mesmas propriedades de atenuação da radiação que o solo (densidade e composição atômica). Os padrões foram colocados em recipientes iguais aos das amostras. Nestas condições, onde padrões e amostras em princípio diferem somente na concentração do radioelemento, as atividades específicas (atividade por unidade de massa) das amostras (A_{am}) podem ser determinadas a partir da expressão:

$$A_{am} = \frac{I_{am} / m_{am}}{I_{pad} / m_{pad}} A_{pad} \quad (23)$$

onde A_{pad} e m_{pad} (atividade e massa do padrão) são conhecidas e I_{am} , I_{pad} e m_{am} (taxas de contagem nos fotopicos da amostra e do padrão e massa da amostra) são medidas.

Na verdade, há uma correção a ser feita caso haja diferença de densidade entre o padrão e a amostra. Se a amostra apresentar densidade maior (ou menor) do que o padrão, a autoabsorção de fótons será também maior (ou menor). Assim, a equação (23) deve ser corrigida por um fator k :

$$A_{am} = k \frac{I_{am} / m_{am}}{I_{pad} / m_{pad}} A_{pad} \quad (24)$$

onde $0 < k < 1$ ou $k > 1$ se a densidade da amostra for menor ou maior do que a do padrão, respectivamente. Se as densidades forem iguais, $k=1$ e não há necessidade de correção. O cálculo deste fator será descrito mais adiante.

A escolha dos fotopicos de análise foi feita levando em conta a intensidade da emissão, para que se tivesse uma estatística adequada, e sua energia (preferencialmente alta, para que a atenuação de fótons fosse pouco dependente da composição atômica exata do solo). Nas energias escolhidas, os coeficientes μ/ρ não variam significativamente com o número atômico, de forma que pequenas diferenças de composição atômica entre o solo dos parques e a matriz de SiO_2 não significam mudanças significativas na atenuação de fótons na própria amostra (autoabsorção).

5.3 Dosimetria termoluminescente

Além do espectrômetro, foram usados (para fins de comparação de métodos) dosímetros termoluminescentes (TL) para a medida da taxa de dose em profundidade nos parques. Uma descrição sucinta do fenômeno TL e sua aplicação à dosimetria estão apresentadas no Apêndice 3.

Neste trabalho foi usada a fluorita verde natural (CaF_2), extraída da região de Criciúma-SC e pulverizada em laboratório. A caracterização deste material é bem estabelecida [Okuno, 1971, Yoshimura, 1980 e Trzesniak, 1985] e seu uso dosimétrico vem sendo feito na rotina do Laboratório de Dosimetria do IFUSP há vários anos. Uma característica importante da fluorita é a sua alta sensibilidade à radiação UV, o que obriga toda a manipulação a ser feita em ambiente escuro. Devido ao número atômico relativamente alto, a fluorita é bastante sensível para fótons de baixa energia.

O princípio da dosimetria TL reside na proporcionalidade entre a dose absorvida pelo material irradiado e a intensidade de luz emitida por ele ao ser aquecido. Para estabelecer quantitativamente esta proporcionalidade, é necessária uma calibração que relacione as duas grandezas.

O levantamento da curva de calibração consiste em irradiar o material termoluminescente com doses conhecidas (dosímetros de calibração) e efetuar as leituras. A curva obtida é uma reta, devido à linearidade entre a TL e a dose absorvida no material². É importante enfatizar que a curva de calibração refere-se à dose absorvida no material dosimétrico, e, portanto, todas as determinações feitas a partir da TL também se referem a esta dose. Como, em geral, o interesse é conhecer a dose em outro material (o ar, por exemplo), deve-se usar a conversão dada pela equação (18). Esta conversão depende da razão entre os coeficientes μ_{ab}/ρ , que por sua vez depende da energia dos fótons com que o dosímetro foi irradiado.

Na prática, o espectro de fótons que atinge os dosímetros enterrados no solo, é bastante complexo e se estende de energias de centenas de keV até alguns MeV. Assim, em princípio, a razão entre os coeficientes μ_{ab}/ρ deveria ser ponderada pela intensidade de cada energia do espectro que, entretanto, não é conhecido. Um procedimento alternativo, consiste em, através da razão entre as intensidades TL de dosímetros irradiados com e sem filtro de chumbo, determinar uma única energia representativa do espectro, a *energia efetiva*³ [Yoshimura, 1980]. Os coeficientes μ_{ab}/ρ da equação (18) seriam, então, os correspondentes a esta energia efetiva.

Há ainda dois detalhes técnicos importantes para se fazer a conversão correta entre a intensidade TL e a dose a partir da curva de calibração:

i) As leituras dos dosímetros de calibração e de dose desconhecida devem ser feitas sob as mesmas propriedades de eficiência do sistema leitor. Verifica-se que, mediante mudanças significativas de temperatura ou após ligar e desligar a tensão nos equipamentos, leituras de dosímetros irradiados com a mesma dose fornecem intensidades TL diferentes. Assim, as leituras devem ser feitas na mesma série de medidas.

ii) Os dosímetros de calibração e de dose desconhecida devem ser submetidos ao mesmo tratamento térmico pré-irradiação [Okuno, 1971, Trzesniak, 1985]. Isto significa

² A linearidade é observada ao longo de um grande intervalo de doses. No entanto, para doses da ordem de kGy, ela pode deixar de existir devido a efeitos de saturação das armadilhas no cristal.

³ Esta energia é definida como a energia do feixe monoenergético que possui a mesma camada semi-redutora do espectro incidente no dosímetro.

que, após um tratamento térmico, não pode haver reaquecimento de apenas um dos grupos de dosímetros.

6 - PROCEDIMENTO

Os pontos de medida foram 23 parques públicos e 65 praças e canteiros da cidade de São Paulo. Os locais, indicados na figura 7, foram escolhidos de forma a cobrir de uma maneira razoavelmente uniforme a área da cidade.

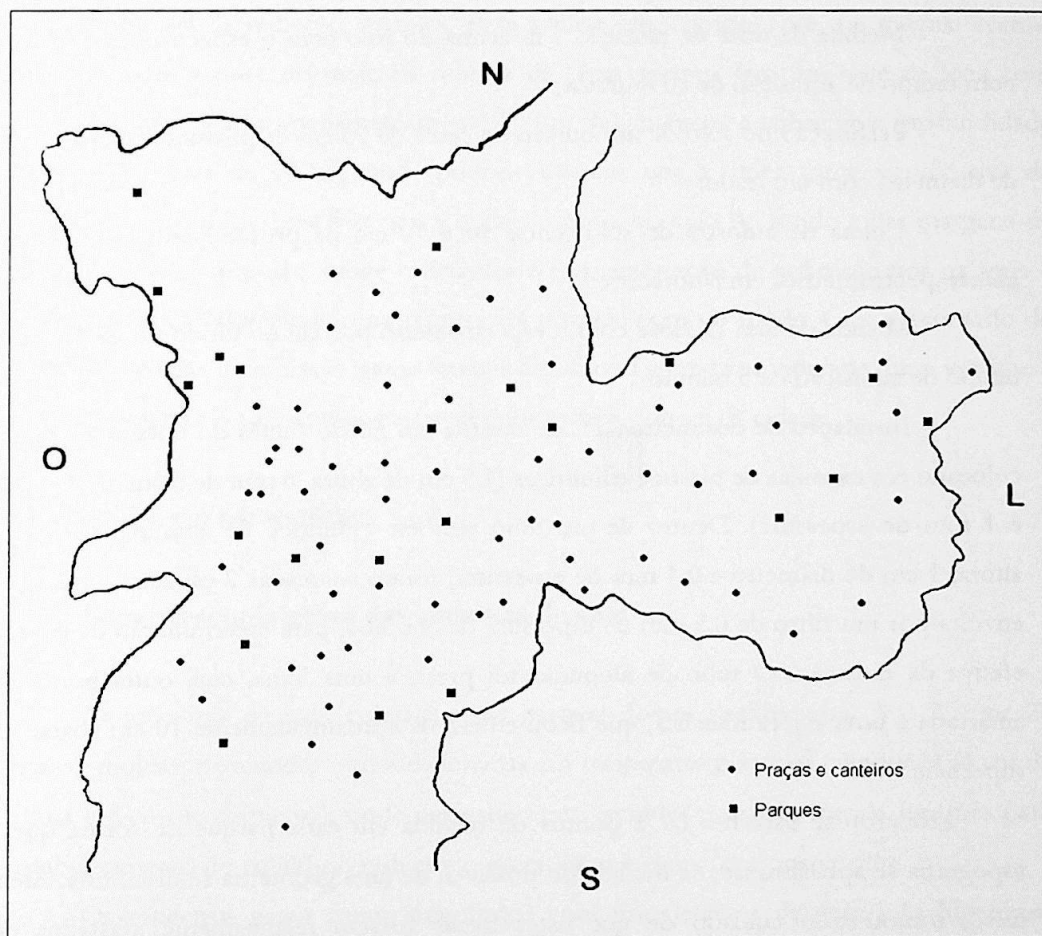


Figura 7 - Localização dos pontos de medida na cidade de São Paulo

6.1 Medidas de Campo

Parques

Para fazer as medidas nos parques, foram solicitadas autorizações à Secretaria Municipal do Verde e Meio Ambiente - SMMA (parques municipais) e ao Instituto Florestal da Secretaria do Meio Ambiente do Estado (parques estaduais).

Em cada parque, exceto os muito pequenos, foram escolhidos dois pontos de medida, onde foi adotado o seguinte procedimento :

- Medida da dose de radiação 1 m acima do solo com o espectrômetro portátil, com tempo de aquisição de 10 minutos;
- Perfuração no solo de um buraco de cerca de 70 cm de profundidade por 7 cm de diâmetro com um trado;
- Coleta de amostra de solo (entre 50 e 70 cm de profundidade) para análise gamaespectrométrica em laboratório;
- Medida da taxa de dose com o espectrômetro portátil no fundo do buraco com tempo de aquisição de 5 minutos;
- Instalação de dosímetros TL de fluorita em pó no fundo do buraco. O pó foi colocado em cápsulas de plástico cilíndricas (1,5 cm de altura, 6 mm de diâmetro externo e 1 mm de espessura). Dentro de um tubo também cilíndrico de alumínio (5 cm de altura, 1 cm de diâmetro e 0,4 mm de espessura) foram colocadas 2 cápsulas, uma delas envolta por um filtro de 0,5 mm de espessura de chumbo, para determinação da energia efetiva da radiação. O tubo de alumínio foi preso a uma linha, cuja outra ponta foi amarrada a uma espira metálica, que ficou enterrada aproximadamente 10 cm abaixo da superfície.

Procurou-se escolher os 2 pontos de medida em cada parque de forma que a topografia se aproximasse, na medida do possível, de uma geometria semi-infinita. Além disso, tomou-se o cuidado de que estes locais fossem relativamente afastados do movimento de pessoas para reduzir as chances de interferência. Pelo mesmo motivo, optou-se por não sinalizar visivelmente os locais.

Aproximadamente 8 meses após a instalação foi feita a retirada dos dosímetros TL. Usando o detector de metais, as espiras foram localizadas e os dosímetros levados ao laboratório para leitura.

Praças e canteiros

Nas praças foram feitas medidas de dose 1 m acima do solo e em profundidade com o espectrômetro de iodeto de sódio. O procedimento foi o mesmo descrito para os parques. Para realizar estas medidas, não foi solicitada nenhuma autorização.

Avaliação da contribuição da radiação cósmica

A dose medida com o espectrômetro nos parques e praças tem uma contribuição não desprezível da radiação cósmica. Para avaliar esta componente, foi medida com o espectrômetro a dose no meio da represa de Guarapiranga (em um bote de lona com duas pessoas, distante aproximadamente 300 m das margens e sobre uma profundidade de água de mais de 10 m), onde pode-se assumir que a única fonte significativa de radiação é a cósmica, uma vez que a radiação gama do solo do fundo e das margens da represa praticamente não atinge o detector e a concentração de radioisótopos na água é muito baixa. O valor medido na represa foi tomado como o fundo a ser descontado de todas as medidas de radiação gama feitas a céu aberto e em profundidade (uma vez que a radiação cósmica é altamente penetrante) nos outros pontos da cidade.

6.2 Medidas em laboratório

Espectroscopia gama das amostras de solo

As amostras de solo coletadas nos parques foram desidratadas (100 °C por 24 horas), moídas, peneiradas e acondicionadas em recipientes plásticos cilíndricos (4 cm de altura e 8 cm de diâmetro), onde permaneceram lacradas por pelo menos um mês para estabelecimento do equilíbrio radioativo do radônio e elementos posteriores.

Os espectros gama foram adquiridos com um detector de germânio hiperpuro (HPGe Canberra GMX 15200-S) com cristal cilíndrico de 50 mm de diâmetro e 44 mm de altura e resolução de aproximadamente 2,3 keV em 1,33 MeV. O sistema foi operado em 2000 V e mantido sob resfriamento constante com nitrogênio líquido. O sinal de saída do detector foi ligado a um módulo amplificador (Ortec) conectado a uma placa de

aquisição MCB em um microcomputador⁴. A amostra a ser medida e a região sensível do detector foram colocadas dentro de uma blindagem de chumbo de aproximadamente 15 cm de espessura, mantendo-se sempre a mesma geometria. As figuras 8, 9 e 10 mostram a montagem experimental.

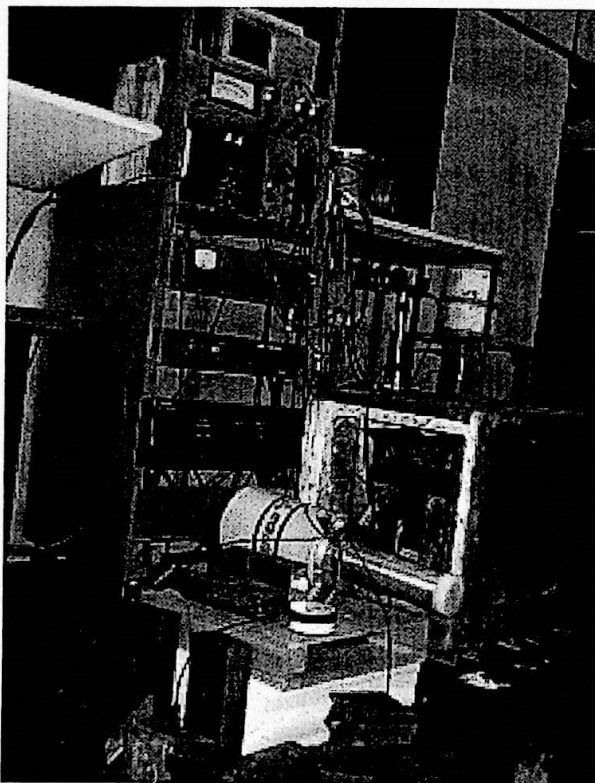


Figura 8 - Visão geral do arranjo experimental da espectroscopia gama com o detector fora da blindagem.

⁴ O detector e o equipamento de aquisição foram gentilmente cedidos pelo Grupo Gama do Departamento de Física Nuclear do IFUSP.

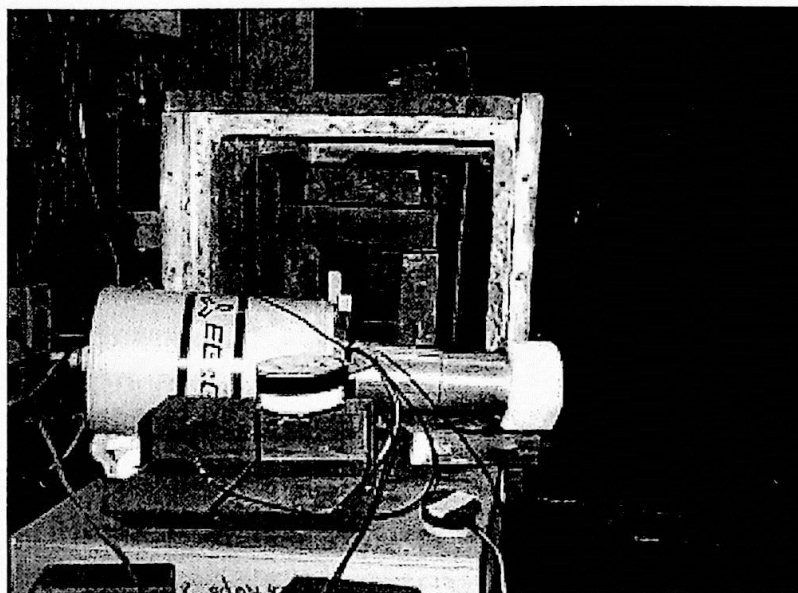


Figura 9 - Detalhe da montagem mostrando o detector, uma amostra-padrão e a blindagem de chumbo.

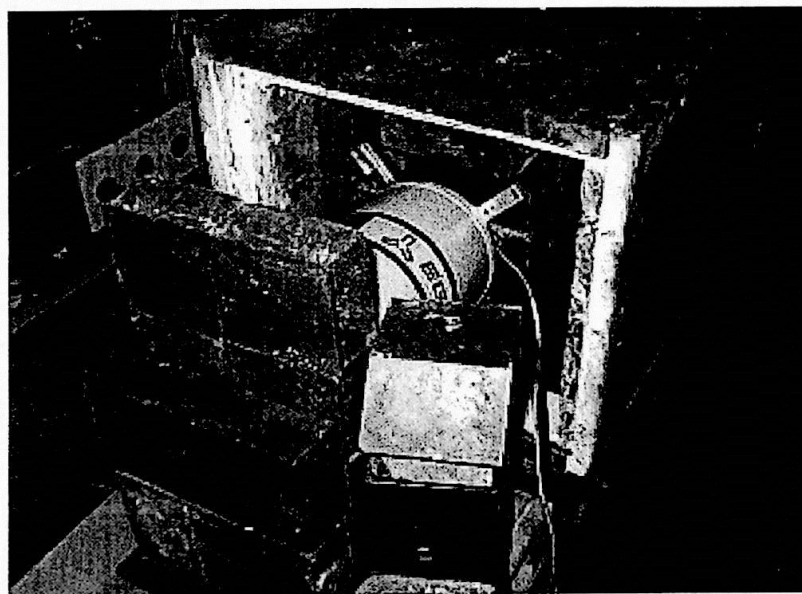


Figura 10 - Detector na situação de aquisição.

O tempo de aquisição para cada amostra foi de aproximadamente 12 horas. A análise dos espectros (cálculo das áreas e posições dos picos) foi feita com o programa DAMM [Milner, 1986].

O fator k da equação (24) foi determinado através de simulações pelo método de Monte Carlo com o código MCNP [Briesmeister, 1993]. As simulações consistiram em reproduzir a amostra de solo cilíndrica, com emissões gama de cada energia de análise distribuídas uniformemente pelo seu volume, e calcular, em função da densidade do solo, a fração dos fótons primários que atravessa a face superior do cilindro (ou seja, que incide no detector).

Leitura dos dosímetros TL

Todo o pó de fluorita usado neste trabalho recebeu um único tratamento térmico (600 °C por 20 minutos, 400 °C por 2 horas) um dia antes da primeira medida nos parques. Após isso, o pó a ser usado posteriormente nos outros parques e na calibração permaneceu em um recipiente de chumbo (castelinho) para redução da dose de fundo.

Após o recolhimento nos parques os dosímetros foram lidos no laboratório. Para reduzir a incerteza nas áreas dos picos TL, cada valor foi calculado sobre uma média de 10 a 20 leituras. A quantidade de pó usada em cada leitura (aproximadamente 20 mg) foi controlada com um dosador, que consiste em um cilindro de latão com um pequeno furo a ser preenchido com o pó. Para avaliar a variação da massa de pó usada em cada leitura, foi feita a pesagem de 20 amostras com uma balança analítica.

Devido à grande quantidade de leituras e ao tempo relativamente longo tomado por cada uma, o conjunto de dosímetros dos parques foi lido em 8 séries de medida. Devido a flutuações significativas da eficiência do sistema leitor entre uma série e outra, para cada série foi levantada uma curva de calibração. As doses de calibração foram dadas no intervalo de 0,5 a 2,5 mGy em uma fonte de ^{60}Co (atividade de aproximadamente 8 Ci, a uma distância de 4 m) e medidas com uma câmara de ionização (Radcal Corp. 9060) com capa de acrílico para garantir o equilíbrio eletrônico.

Em cada leitura, o aquecimento do pó foi feito a uma taxa de 10 °C/s partindo da temperatura ambiente até 350 °C. O arranjo experimental foi o mesmo usado na rotina de pesquisa do Laboratório de Dosimetria, descrito, por exemplo, em [Yukihara, 2001]. O pico TL usado para determinação da dose foi o da região em torno de 250 °C e a análise das áreas foi feita com o programa TLTools⁵. As leituras foram feitas em ambiente escuro para eliminar a sensibilização da fluorita pela luz visível e UV.

⁵ Desenvolvido por E. G. Yukihara.

Parte III - Resultados,
Discussão e Conclusões

7 - APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS

Os resultados das medidas nos parques serão apresentados com os índices 1 e 2, referindo-se a um dos dois pontos de medida.

7.1 Dosimetria termoluminescente

Dos 42 dosímetros enterrados nos 23 parques, 24 foram recuperados (o restante não foi localizado com o detector de metais). Dos 24, três foram perdidos durante a leitura por problemas operacionais, de forma que apenas 21 valores de dose puderam ser determinados.

A figura 11 mostra uma leitura TL típica de um dosímetro enterrado.

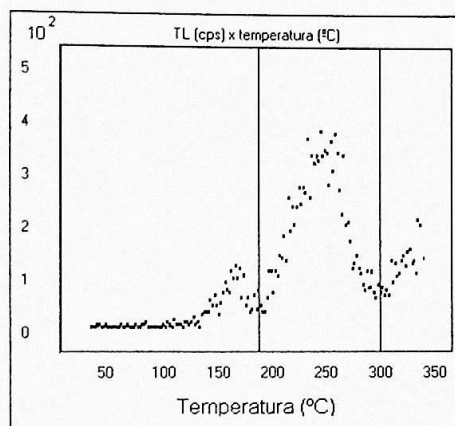


Figura 11 - Curva TL típica.

O cálculo da área do pico TL foi feito tomando o total bruto de contagens entre o início e o final do pico, determinados visualmente, conforme indicado na figura. A incerteza foi estimada como o desvio-padrão da média das leituras (entre 10 e 20 leituras, dependendo do valor da dose).

A partir das intensidades de luz (TL) dos dosímetros de calibração irradiados com dose D , foi ajustada uma reta para cada série de medidas pelo Método dos Mínimos Quadrados:

$$TL_{calib} = aD_{fluorita} + b \quad (25)$$

O coeficiente linear da reta fornece as contagens relativas à dose de fundo que o pó de calibração recebeu enquanto ficou guardado no "castelinho" de chumbo. Assim, a partir da leitura dos dosímetros dos parques (TL_{campo}) a dose na fluorita foi determinada pela expressão

$$D_{fluorita} = \frac{1}{a} \cdot (TL_{campo} - b \cdot f) \quad (26)$$

onde f é a razão entre o tempo que o dosímetro ficou guardado no castelinho e o tempo total entre o tratamento térmico e a leitura. Assim, $b \cdot f$ é a intensidade TL resultante da dose recebida no castelinho enquanto o dosímetro não esteve enterrado, que deve ser descontada da TL total para que se tenha apenas a TL resultante da irradiação nos parques.

Os dosímetros lidos em cada série de medida e os coeficientes ajustados estão apresentados na tabela 6.

Tabela 6 - Coeficientes angular (a) e linear (b) das retas de calibração ajustadas em cada série de medida.

Série	Dosímetros lidos	a (cont/mGy)	b (cont)
1	Carmo 2 e Chico Mendes 2	1109 (56)	993 (89)
2	Raul Seixas, Anhanguera 1 e Jaraguá 1	806 (28)	959 (34)
3	Aclimação 1, Luz 2 e Piqueri 1	1023 (30)	767 (33)
4	S. Domingos 1, Ibirapuera 1, Ibirapuera 2 e Piqueri 2	1035 (24)	789 (26)
5	Aclimação 2, Burle Marx 1, V. Remédios 1 e V. Remédios 2	1116 (41)	868 (37)
6	Cantareira 1, Guarapiranga 1, IAG 1 e Alfredo Volpi 1	1151 (29)	721 (29)
7	Guarapiranga 2	985 (31)	828 (32)

Os valores de dose na fluorita sem filtro determinados pela expressão (26) estão apresentados na tabela 7.

Em princípio, a partir da razão (filtro/sem filtro) poderia ser determinada a energia efetiva, através da curva levantada por [Yoshimura, 1980] e reproduzida na figura 12.

Tabela 7 - Resultados da dosimetria termoluminescente.

Parque	Intensidade TL (contagens)	Dose na fluorita (mGy)	Taxa de dose na fluorita (nGy/h)	Razão (filtro/sem filtro)
Carmo 2	1246 (70)	1,04 (8)	172 (13)	-
Chico Mendes 2	1947 (74)	1,68 (10)	278 (17)	-
Raul Seixas	1427 (114)	1,64 (15)	271 (25)	0,79 (9)
Anhanguera 1	1502 (30)	1,68 (7)	290 (12)	1,05 (3)
Jaraguá 1	1725 (33)	1,90 (7)	350 (13)	0,75 (2)
Aclimação 1	1474 (30)	1,29 (4)	228 (17)	0,87 (3)
Luz 2	2716 (88)	2,53 (11)	429 (19)	0,96 (5)
Piqueri 1	2386 (43)	2,21 (7)	376 (12)	0,97 (3)
São Domingos 1	1639 (56)	1,44 (6)	249 (10)	1,38 (9)
Ibirapuera 1	2256 (37)	2,03 (6)	351 (10)	0,88 (3)
Ibirapuera 2	4991 (120)	4,68 (16)	809 (28)	0,38 (2)
Piqueri 2	2042 (41)	1,84 (6)	313 (10)	1,17 (8)
Aclimação 2	2128 (51)	1,74 (7)	307 (12)	0,88 (4)
Burle Marx 1	1698 (45)	1,36 (6)	238 (11)	0,93 (3)
Vila dos Remédios 1	2370 (39)	1,97 (8)	341 (14)	0,81 (3)
Vila dos Remédios 2	1671 (37)	1,35 (5)	233 (9)	0,98 (3)
Cantareira 1	1391 (62)	1,04 (6)	194 (11)	1,00 (7)
Guarapiranga 1	2137 (36)	1,72 (5)	301 (9)	0,97 (4)
LAG 1	1473 (24)	1,06 (3)	226 (6)	0,91 (4)
Alfredo Volpi 1	1460 (23)	1,14 (3)	197 (5)	1,22 (4)
Guarapiranga 2	1874 (65)	1,72 (8)	301 (14)	0,93 (5)

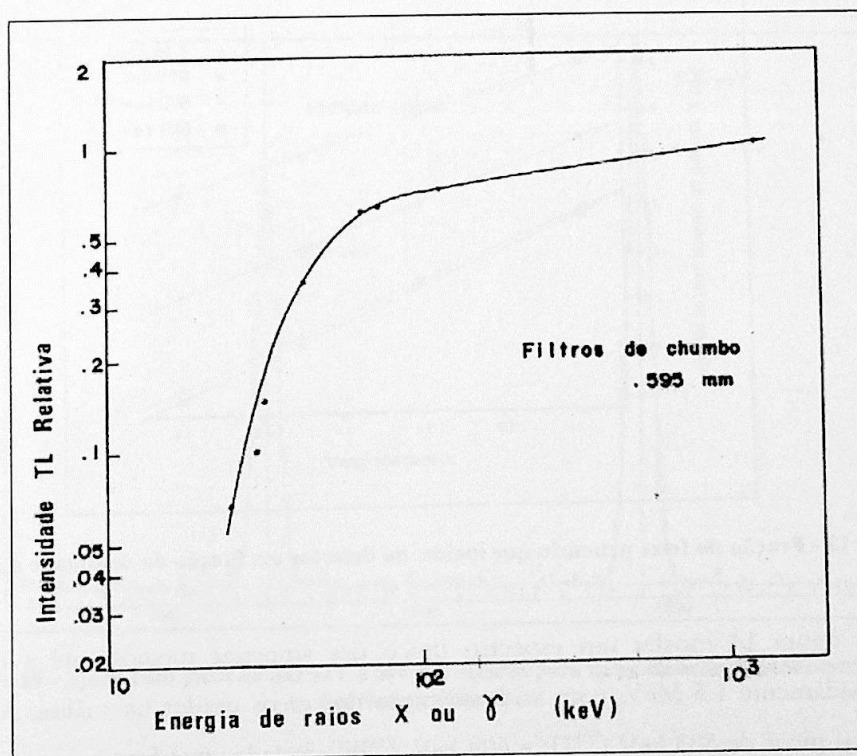


Figura 12 - Determinação da energia efetiva a partir da razão entre as intensidades TL entre dosímetros com e sem filtro de chumbo [Yoshimura, 1980].

Entretanto, a conversão da dose na fluorita para a dose no ar não foi feita em função das incertezas envolvidas (ver *Análise e discussão dos resultados*).

7.2 Espectroscopia gama de amostras de solo

O resultado das simulações pelo método de Monte Carlo para o cálculo do fator k da equação (24) necessário para a correção pela densidade das amostras está apresentado na figura 13. O eixo Y do gráfico refere-se à fração do feixe primário, F , que atravessa a superfície superior da amostra cilíndrica, ou seja, que incide no detector. O fator k de cada amostra foi determinado a partir da razão entre as intensidades correspondentes à amostra e ao padrão. As correções típicas variaram em torno de $\pm 5\%$.

$$k = \frac{F_{pad}}{F_{am}} = \frac{a\rho_{pad} + b}{a\rho_{am} + b} \quad (27)$$

onde a e b são os coeficientes ajustados das retas da figura 13.

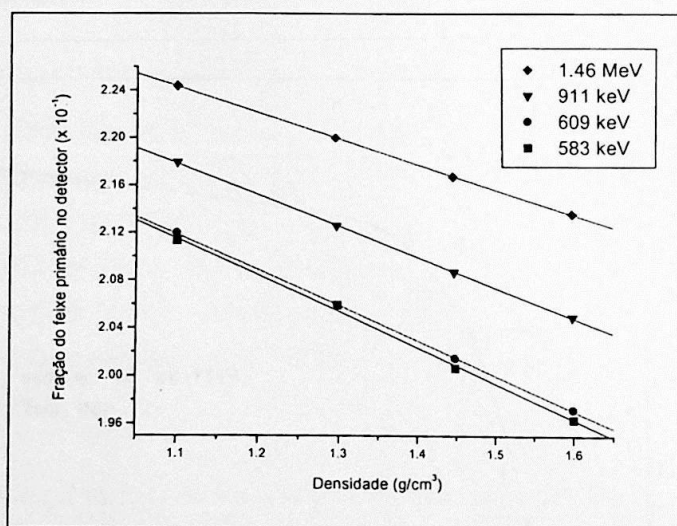


Figura 13 - Fração do feixe primário que incide no detector em função da densidade da amostra.

A figura 14 mostra um espectro típico das amostras medidas até a energia de aproximadamente 1.5 MeV, com a identificação dos picos usados na análise. A figura 15 mostra os picos de 583 keV (^{208}Tl) e 609 keV (^{214}Bi) ajustados por funções gaussianas pelo programa DAMM. O ajuste fornece a área do pico e sua incerteza.

Os resultados da análise gamaespectrométrica das amostras de solo coletadas nos parques estão apresentados na tabela 8. Os números em *itálico e negrito* em cada coluna indicam respectivamente os menores e maiores valores encontrados.

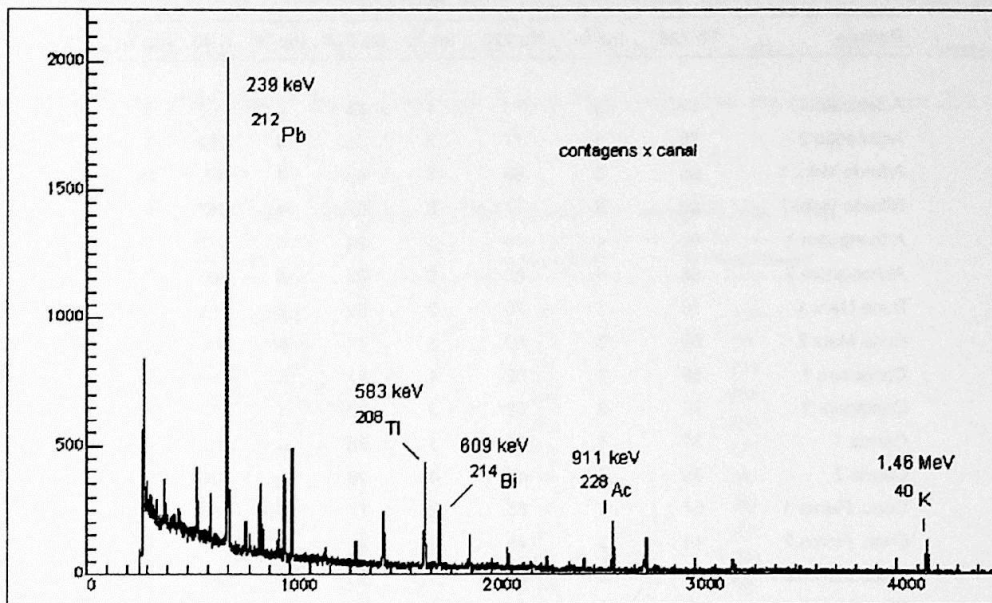


Figura 14 - Espectro parcial (até 1,5 MeV) de uma amostra de solo (amostra Tietê 2).

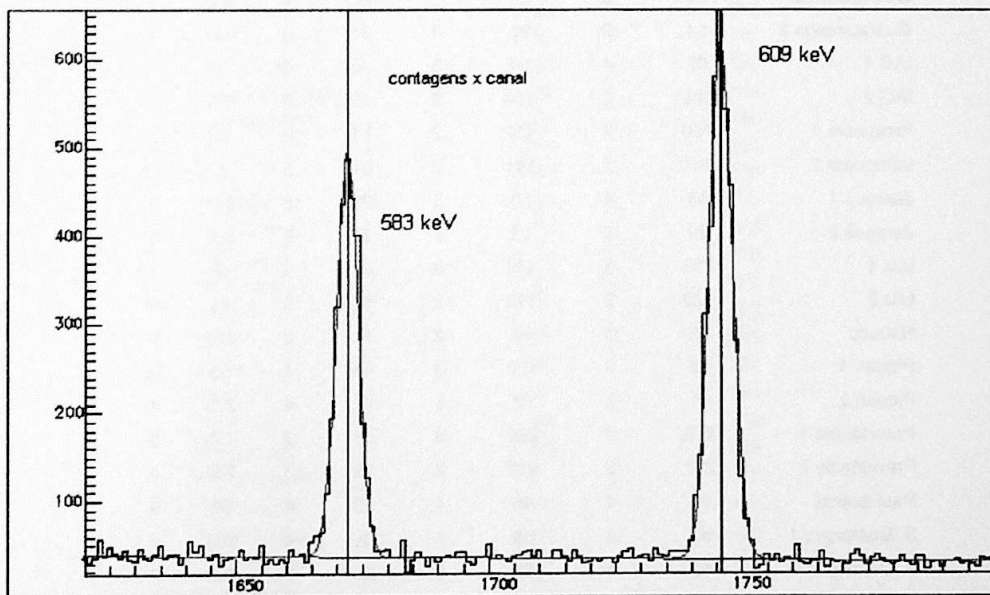


Figura 15 - Ajustes dos picos de 583 keV e 609 keV usados para determinação das concentrações das séries radioativas.

Tabela 8 - Atividades específicas dos radioisótopos naturais nas amostras de solo coletadas nos parques da cidade, em Bq/kg de solo seco.

Parque	Th 228	Inc %	Ra 228	Inc %	Ra 226	Inc %	K 40	Inc %
Aclimação 1	62	3	70	4	28	4	262	4
Aclimação 2	78	3	77	3	35	4	262	5
Alfredo Volpi 1	85	3	88	3	45	4	97	10
Alfredo Volpi 2	80	3	77	3	57	4	267	6
Anhanguera 1	52	4	49	5	24	6	577	4
Anhanguera 2	58	4	62	5	28	5	365	4
Burle Marx 1	76	3	70	3	52	5	105	9
Burle Marx 2	69	3	69	3	47	4	44	10
Cantareira 1	56	4	52	4	27	5	259	4
Cantareira 2	72	3	69	3	39	4	387	4
Carmo 1	32	5	31	3	38	6	13	41
Carmo 2	39	4	42	4	26	6	15	38
Chac. Flores 1	57	4	55	2	77	5	168	5
Chac. Flores 2	46	3	46	3	41	4	57	8
Chico Mendes 1	63	3	59	5	20	5	24	23
Chico Mendes 2	111	3	115	4	35	4	40	18
Cid. Toronto 1	58	4	54	4	33	5	192	6
Cid. Toronto 2	58	4	58	4	32	5	427	4
Guarapiranga 1	79	3	83	2	103	4	640	4
Guarapiranga 2	94	3	92	2	81	3	127	7
IAG 1	67	4	68	3	46	5	184	7
IAG 2	109	2	104	3	59	4	102	9
Ibirapuera 1	150	2	152	2	71	3	26	23
Ibirapuera 2	141	2	141	2	81	3	12	33
Jaraguá 1	53	4	50	5	23	5	946	3
Jaraguá 2	23	5	23	5	15	7	456	3
Luz 1	136	3	141	3	63	3	19	29
Luz 2	120	2	110	3	57	3	45	14
Nabuco	85	3	94	3	43	3	127	7
Piqueri 1	98	3	100	3	44	4	53	11
Piqueri 2	91	3	88	3	41	4	283	4
Previdência 1	275	2	265	3	66	3	455	5
Previdência 2	216	2	212	2	69	3	263	5
Raul Seixas	41	4	40	4	23	6	67	9
S. Domingos 1	53	4	58	4	32	4	264	5
S. Domingos 2	63	4	66	5	26	5	188	7
Stá. Amélia	52	4	52	3	57	6	289	5
Tietê 1	109	3	109	3	41	4	240	6
Tietê 2	94	3	95	3	41	4	865	2
V. Guilherme	76	3	80	4	31	5	74	9
V. Remédios 1	164	2	165	4	36	3	26	26
V. Remédios 2	132	2	133	4	35	3	23	24

7.3 Medidas in situ com o espectrômetro portátil

As medidas de dose com o espectrômetro Hamamatsu nos parques estão apresentadas na tabela 9. A medida da radiação cósmica na represa forneceu o valor de $13,7 \text{ nSv}\cdot\text{h}^{-1}$, que foi descontado de todas as medidas tanto a céu aberto quanto dentro dos buracos. A incerteza em cada medida feita com o espectrômetro foi estimada em 2%.

Tabela 9 - Taxas de $H^*(10)$ medidas nos parques, em nSv/h .

Parque	1 m de altura	Profundidade
Aclimação 1	35	85
Aclimação 2	43	94
Alfredo Volpi 1	78	171
Alfredo Volpi 2	86	206
Anhanguera 1	58	169
Anhanguera 2	61	135
Burle Marx 1	39	90
Burle Marx 1	38	89
Cantareira 1	44	104
Cantareira 2	58	165
Carmo 1	34	98
Carmo 2	43	91
Chac. Flores 1	90	191
Chac. Flores 2	60	179
Chico Mendes 1	45	106
Chico Mendes 2	82	189
Cid. Toronto 1	51	95
Cid. Toronto 2	61	139
Guarapiranga 1	58	153
Guarapiranga 2	55	140
IAG 1	48	161
IAG 2	94	236
Ibirapuera 1	98	270
Ibirapuera 2	60	153
Jaraguá 1	88	175
Jaraguá 2	57	93
Luz 1	109	283
Luz 2	115	299
Nabuco	42	105
Piquerí 1	111	204
Piquerí 2	98	232
Previdência 1	180	505
Previdência 2		400
Raul Seixas	55	93
S. Domingos 1	65	139
S. Domingos 2	66	140
Sta. Amélia	73	162
Tietê 1	104	184
Tietê 2	121	229
V. Guilherme	94	180
V. Remédios 1	96	280
V. Remédios 2	83	227

Medidas equivalentes realizadas nas praças estão apresentadas na tabela 10.

Tabela 10 - Taxas de H*(10) medidas nas praças, em nSv/h.

Praça	1 m de altura	Profundidade
Pça da Reitoria 1 - Cidade Universitária	100	200
Pça da Reitoria 2 - Cidade Universitária	103	268
CEPEUSP - Cidade Universitária	88	197
Maria do Céu Correia	-	244
Vinicius de Moraes	88	161
Nicolau Davi	92	176
Serra dos Tapés	106	193
Crispim Jaques	98	169
R. Prof. Antonio de Castro Lopes	90	166
Aires Souza	95	264
Dilva Gomes Martins	105	338
Antonio Otavio Feliciano	64	163
Fortunato da Silveira	99	140
Craveiro do Campo	92	214
Galeão	73	197
José Fortuna	101	165
R. da Passagem Funda c/ Femão Carrilho	61	113
Capuchinhos	104	203
Serafino Correia	102	206
Maria Reis Costa	72	187
Av. Sapopemba c/ Gen Porfírio da Paz	105	179
Virgílio Lucio	102	196
Aparecida Pedra Kopcak	95	129
José Enio da Silveira	79	165
Haroldo Daltro	97	218
Centenário	100	210
Campo de Bagatelle	87	229
Pres. Jânio da Silva Quadros	85	126
Memória do Jaçanã	78	133
Lions Clube Tucuruvi	83	150
Vitoriano Rodrigues Xavier	81	98
Antonia Maturano Lago	76	119
R. Gil Vicente c/ Fernando Pessoa	93	142
R. Acalanto (Horto Florestal)	72	110
Quinta do Sumidouro	90	176
Sr. do Bonfim	90	139
Boca de Dragão	127	247
Afonso Albuquerque	80	149
Vicente Arienzo	75	163
Valentim Guzzo	94	183
Alcides Franco de Lima	63	127
Prof. Mário Bulcão	63	155
Nami Jafet	68	135
Maj. Guilherme Barbosa	68	166
João Rodrigues	70	133
Prof. Américo Portugal Gouveia	87	151
João Pais Malio	119	209
R. Augusto de Moraes Sarmento	99	72
Augusto de Toledo Barros	113	282
Hermann José de Revoredo	110	220
Luiza Leite Araújo	89	168
Jacques Magalhães	106	229
R. Zike Tuma c/ José Fugulin	129	347
Batista Botelho	95	188
Friedrich Naumann	95	141
R. Lucrecia Maciel c/ Av. Diederichsen	122	212
Província de Saitama	87	182
José Roberto Leite Penteado	108	240
Amadeu Decome	-	229
Waldir Azevedo	-	198
Joanópolis	-	215
Pq. Trianon	95	231
Buenos Aires	-	204
Pq. Água Branca	-	266
Miguel Dell' erba	-	165
Inácio Pereira	116	165
N. Sra. Aparecida	137	266
Prof. Resende Puech	104	163
Sé	82	142

8 - ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

8.1 Dosimetria TL

A análise do gráfico da figura 12 e dos dados da tabela 7 mostra que as incertezas nas razões entre os dosímetros com e sem filtro correspondem a incertezas na energia efetiva muito grandes, cobrindo uma faixa de energia onde a razão dos coeficientes de absorção do ar e da fluorita varia mais de uma ordem de grandeza. Além disso, o fato de algumas razões serem significativamente maiores do que 1 indica a ocorrência de um *build-up* de dose no dosímetro com filtro, o que significa falta de equilíbrio eletrônico no dosímetro sem filtro e, portanto, impossibilidade de conversão entre as doses nos dois materiais. A tabela 6 mostra que a eficiência do sistema leitor, dada pelo coeficiente angular da reta de calibração, variou em até 40% de uma série para outra. A dose de fundo no pó de calibração, dada pela razão entre os coeficientes da reta de calibração (b/a) deveria ser a mesma para todas as séries. Entretanto, foram obtidos alguns valores incompatíveis (levadas em conta as incertezas).

Por estes motivos, o método não demonstrou confiabilidade e a dose no ar não foi determinada. As incertezas finais tornariam o resultado sem qualquer significado. A dose na fluorita, apesar de bem determinada, não oferece informações relevantes do ponto de vista dosimétrico, uma vez que ela tem composição atômica bastante diferente dos materiais de interesse (ar, água, tecidos). A investigação da origem das discrepâncias e inconsistências na dosimetria TL necessitaria uma revisão cuidadosa de todas as (muitas) etapas da metodologia

Apesar disso, o prejuízo se deu apenas para a comparação da dosimetria TL com as demais técnicas adotadas. O principal objetivo, que era a determinação das doses, não foi prejudicado, pois foram feitas medidas confiáveis por outros métodos.

8.2 Medidas de dose com o espectrômetro portátil

As distribuições dos valores medidos nos parques e praças (tabelas 9 e 10) estão apresentadas nos histogramas das figuras 16 e 17. Os valores médios e desvios-padrão das taxas de $H^*(10)$ estão apresentados na tabela 11.

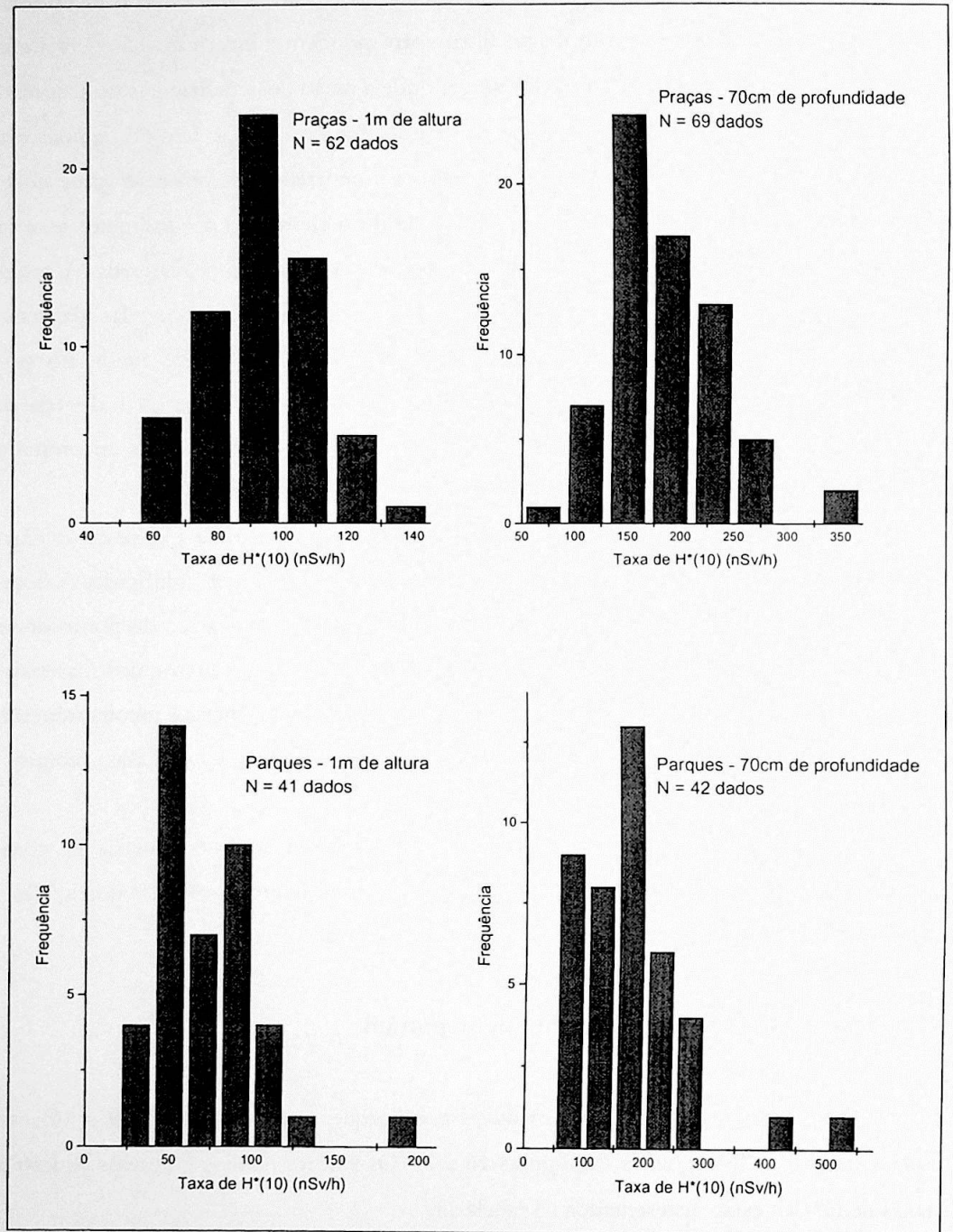


Figura 16 - Histogramas das taxas de $H^*(10)$ medidas nos parques e praças.

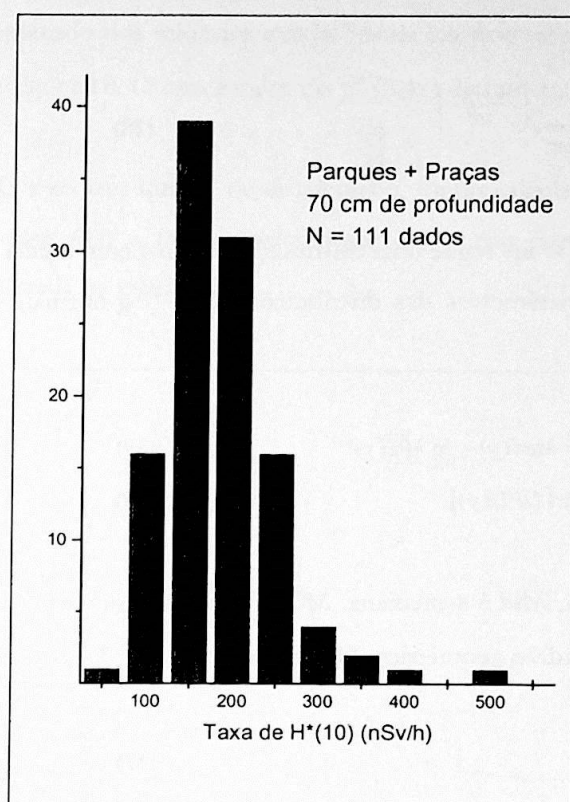


Figura 17 - Histograma das taxas de $H^*(10)$ medidas em profundidade no conjunto parques+praças.

Tabela 11 - Valores experimentais obtidos nos diferentes conjuntos de dados ($nSv \cdot h^{-1}$)

Conjunto	Mediana	Média	Desvio-padrão amostral	Desvio-padrão da média
Parques - 1m acima	61	73	30	4,7
Parques - profundidade	164	177	86	13
Praças - 1m acima	94	93	17	2,2
Praças - profundidade	179	186	52	6
Praças + Parques - profundidade	171	183	67	6

É observada, particularmente no conjunto parques+praças onde a estatística é melhor, uma assimetria nas distribuições (os valores mais altos ocupam um intervalo maior). Quantitativamente, ela pode ser verificada através da comparação entre a média e a mediana (em quatro dos cinco conjuntos a mediana é menor do que a média). Isto poderia ser um indício de que os dados seguem uma distribuição log-normal, o que é frequentemente relatado na literatura [Zalewski, 2001, UNSCEAR, 2000].

A função densidade de probabilidade log-normal de uma variável y é definida como:

$$f(y) = \frac{1}{y\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\left[-\frac{(\ln y - \mu)^2}{2\sigma^2}\right]} \quad (28)$$

A variável $z = \ln y$ segue uma distribuição normal com média μ e desvio-padrão σ . A relação entre os parâmetros das distribuições de y (log-normal) e de z (normal) são as seguintes:

$$\mu = M(z) = \ln \text{Med}(y) = \ln MG(y) \quad (29)$$

$$\sigma = DP(z) = \ln[DPG(y)] \quad (30)$$

onde M é a média, Med é a mediana, MG é a média geométrica, DP é o desvio-padrão e DPG é o desvio-padrão geométrico. O q -ésimo percentil (θ_q) da log-normal é dado por

$$\theta_q = e^{\mu + t_q \sigma} \quad (31)$$

onde t_q é o valor da variável gaussiana t (de média 0 e desvio-padrão 1) para o qual a área de $-\infty$ a t sob a gaussiana normalizada é igual a $q/100$. Por exemplo, para o segundo quartil ($q=50$), $t_q=0$, pois para $t=0$ a área vale de $-\infty$ a t vale 0,5. Assim, o 50º percentil (mediana) vale

$$\theta_{50} = e^{\mu} \quad (32)$$

[Aitchison, 1957].

Os estimadores de MG e DPG em um conjunto de N dados são dados por:

$$MG = \exp\left[\frac{1}{N} \sum \ln x_i\right] = \left[\prod x_i\right]^{\frac{1}{N}} \quad (33)$$

$$DPG = \exp\left[\frac{1}{N-1} \left(\sum (\ln x_i)^2 - \frac{1}{N} (\sum \ln x_i)^2\right)\right]^{\frac{1}{2}} \quad (34)$$

O ajuste pelo método dos mínimos quadrados da log-normal ao histograma da figura 17 está mostrado na figura 18. O baixo valor do χ^2 (0,41) demonstra a validade da hipótese da log-normal.

A MG, o DPG e os três quartis da distribuição, foram calculados a partir dos dados experimentais (equações (33) e (34)) e pelo ajuste da função (equações (29) e (30)). A comparação está mostrada na tabela 12.

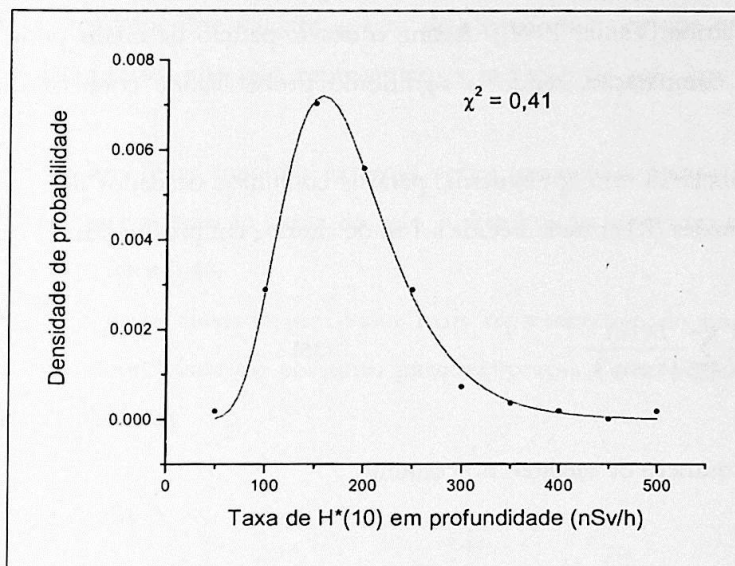


Figura 18 – Ajuste da função log-normal ao histograma da figura 17.

Tabela 12 -Parâmetros estimados a partir do conjunto das taxas de dose em profundidade nos parques e praças (nSv·h⁻¹).

	MG	DPG	1° quartil	Mediana	3° quartil
Dados experimentais	172	1,42	140	171	213
Ajuste	175,8 (14)	1,395 (9)	141	176	220

Uma segunda indicação de que a distribuição destes valores é de fato uma log-normal é a proximidade entre a mediana e a média geométrica (171 e 172, respectivamente). Para uma log-normal ideal, ambas são iguais (analogamente à igualdade entre a mediana e a média aritmética em uma distribuição normal ideal).

A partir dos dados da tabela 11 pode-se afirmar que as taxas de $H^*(10)$ a 1 m de altura são significativamente diferentes nos conjuntos de parques e praças. Isto reflete um fato já esperado de que nas praças existe uma influência da radiação gama de construções próximas (casas, prédios, muros) certamente maior do que nos parques.

A taxa em profundidade, ao contrário, mostrou-se compatível em ambos os conjuntos, o que valida o modelo desenvolvido no apêndice, que mostra que fontes externas ao solo não contribuem para a dose na profundidade onde foram feitas as medidas¹.

Estas comparações entre os conjuntos de praças e parques foram feitas assumindo que as *médias* obtidas em cada conjunto obedecem a distribuições normais, embora cada valor individualmente possa obedecer a outra distribuição, como a log-normal (teorema central do limite [Vanin, 1994]). Assim, o desvio-padrão da média pode ser usado como critério de comparação, tendo o significado probabilístico conhecido de uma variável gaussiana.

Na tabela 13 está apresentada, para os conjuntos de dados dos parques e praças, a média das razões (R) entre a medida a 1 m de altura e em profundidade:

$$R = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{D(1m)_i}{D(\text{prof})_i} \quad (35)$$

onde N é o número de medidas no conjunto.

Tabela 13 – Média das razões entre as taxas a 1 m de altura e em profundidade.

Conjunto	R	Desvio-padrão amostral	Desvio-padrão da média
Parques	0,43	0,07	0,011
Praças	0,54	0,15	0,019

É bastante interessante notar que a razão média obtida no conjunto dos parques é bastante próxima, considerando as limitações experimentais, do modelo desenvolvido no apêndice 2, que prevê a existência de uma razão bem definida de aproximadamente 46% entre as taxas de dose medidas a 1 m de altura e em profundidade. Isto significa que, em média, os locais escolhidos nos parques estão bastante próximos do modelo de geometria semi-infinita com distribuição uniforme de radioisótopos no solo e séries em equilíbrio.

No conjunto das praças a razão não é tão bem definida e se distancia do modelo. Os próprios dados explicam essa diferença. Enquanto a dose em profundidade é basicamente a mesma em parques e praças, a dose a 1 m de altura é significativamente maior nas praças,

¹ Na verdade, o apêndice mostra que o raio de saturação para a energia de 2,614 MeV e densidade do solo de 1,6 g/cm³ é de aproximadamente 1 m, 30 cm a mais do que os 70 cm de profundidade onde se mediu a dose. No entanto, esta emissão representa apenas uma pequena fração da dose total dos radioisótopos naturais, o que, aliado ao fato de que a "calota" faltante também tem pouca contribuição na dose total, permite dizer que a 70 cm de profundidade a dose já é saturada.

pelos motivos já mencionados, o que torna a razão, em média, maior. Além disso, a flutuação da razão (verificada através do desvio padrão) também é maior no conjunto de praças, uma vez que a geometria encontrada nos pontos de medida variou mais do que nos parques, em função da própria natureza dos locais.

Os resultados experimentais nos parques, portanto, validam a extrapolação da taxa de dose a 1 m de altura proveniente do solo a partir da medida em profundidade usando um fator multiplicativo de 0,46. Este procedimento foi considerado mais adequado do que adotar os valores medidos diretamente a 1 m de altura, uma vez que em alguns casos (principalmente nas praças) eles não representam a radiação do solo em uma geometria plana.

Assim, se fossem feitas medidas externas sobre geometrias planas na cidade, cuja única contribuição fosse a radiação gama do solo, a distribuição esperada seria a mesma da figura 17, a menos do fator 0,46.

Tomando a mediana ajustada (um valor mais representativo do que a média) das taxas medidas em profundidade do conjunto parques+praças e extrapolando o resultado para a taxa externa, obtemos:

$$H^*(10)_{\text{med}} = 81 \text{ nSv/h}$$

Adotando-se a conversão entre a grandeza $H^*(10)$ e a dose absorvida (ou o kerma, dada a existência de equilíbrio eletrônico) no ar dada pela equação (22), obtemos a seguinte mediana:

$$D_{\text{med, ar}} = 66 \text{ nGy/h}$$

sendo os valores do 1° e 3° quartis 53 e 83 nGy/h, respectivamente.

O procedimento adotado possui uma limitação. O valor da taxa de dose tem uma variação temporal que pode ser não desprezível, em função principalmente da variação do teor de umidade do solo. Apesar de não ter sido observada uma diferença significativa nas taxas em profundidade nos conjuntos de parques (medidas entre maio e julho de 2002) e praças (medidas entre abril e maio de 2003), um resultado mais representativo poderia ser obtido com medidas em várias épocas do ano.

8.3 Espectroscopia gama das amostras de solo

Os histogramas dos dados da tabela 8 estão apresentados na figura 19. O número total de dados em cada um é 42. Observa-se na figura 20 que em todas as amostras a série do ^{232}Th está em uma situação muito próxima do equilíbrio, ou seja, há uma separação pouco significativa entre o ^{228}Ra e os dois isótopos do tório. Assim, na figura 19 foi apresentado apenas um histograma representando a série do ^{232}Th (foram tomadas as médias entre as atividades do ^{228}Ra e ^{228}Th). Deve-se lembrar que as atividades específicas se referem ao solo seco.

Foi encontrada a mesma tendência de assimetria encontrada nos resultados de medidas da taxa de dose. A tabela 14 mostra alguns parâmetros das distribuições.

Tabela 14 – Resultados da determinação de atividade por espectroscopia gama ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ de solo seco).

Radioisótopo	Média	Desvio-padrão amostral	Mediana	1° quartil	3° quartil
^{228}Ra	87	48	74	56	103
^{228}Th	88	49	76	57	106
^{226}Ra	44	19	41	31	57
^{40}K	222	223	176	47	279

A concentração de potássio no solo dos parques apresenta variações de até duas ordens de grandeza, o que provavelmente está relacionado com a grande solubilidade e mobilidade deste elemento. Os valores mais baixos apresentam incertezas percentuais relativamente grandes, uma vez que as taxas de contagem destas amostras praticamente se equivalem à do fundo. Uma blindagem mais espessa seria necessária para medidas mais precisas de concentrações tão baixas.

Uma informação relevante do ponto de vista geológico é a proporção entre as atividades de ^{232}Th e ^{226}Ra . O gráfico da figura 21 mostra que esta razão varia em torno de 2 no solo da cidade.

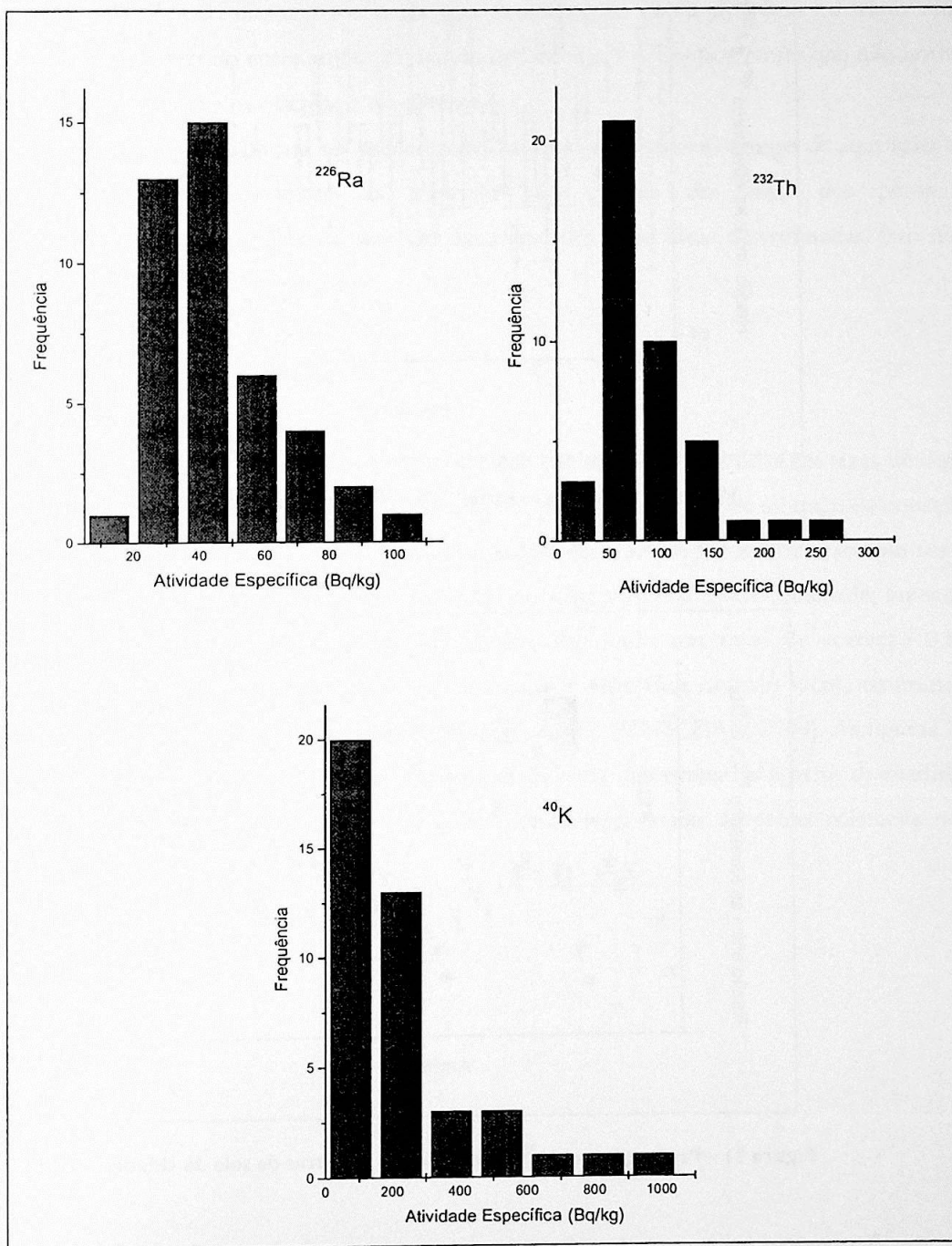


Figura 19 - Histogramas das atividades específicas dos radioisótopos naturais medidas nas amostras de solo dos parques.

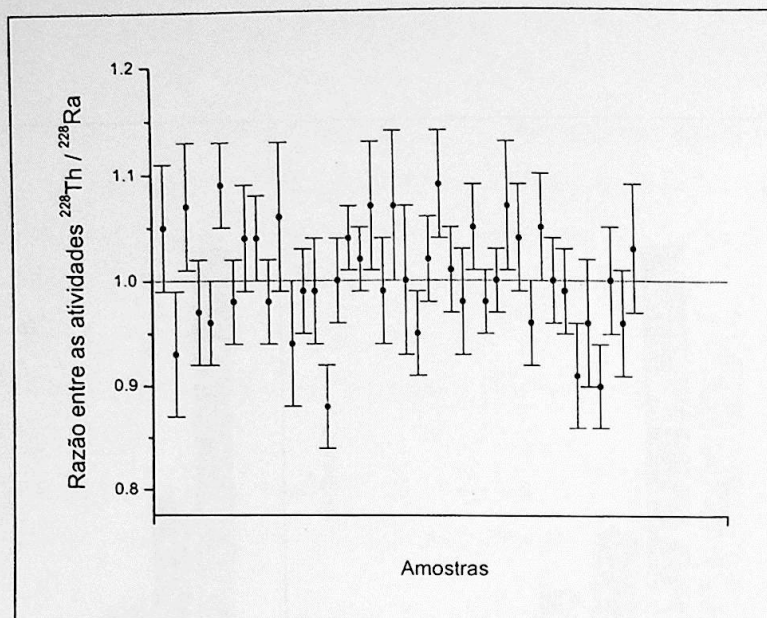


Figura 20 - Equilíbrio entre ^{228}Th e ^{228}Ra na série do ^{232}Th .

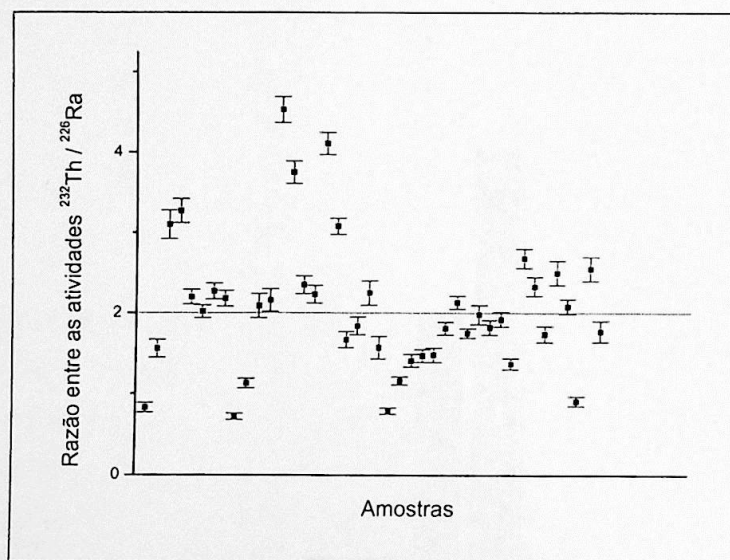


Figura 21 - Proporção entre ^{226}Ra e ^{232}Th nas amostras de solo da cidade.

A principal crítica ao procedimento da espectroscopia é que não foi feito nenhum teste para verificação de possíveis alterações na eficiência do sistema de detecção entre uma medida e outra. Este teste poderia ser feito com medidas de uma fonte de atividade constante em uma geometria fixa. Antes de cada medida, foi usada uma fonte de ^{60}Co para calibração em energia e verificação da resolução, mas a geometria certamente não se

manteve fixa. Poderia ser usada qualquer uma das amostras ou padrões para verificar a variação da eficiência, mas isso acarretaria um aumento no tempo de medida significativo (e indisponível). Apesar disso, medidas da taxa de contagens de fundo feitas no início e no final da série (intervalo entre ambas de aproximadamente 1 mês) mostraram que não houve alteração significativa na eficiência do sistema.

Uma segunda melhoria no procedimento seria o aumento do tempo de aquisição de cada amostra. Isto reduziria as incertezas no cálculo das áreas dos picos e conseqüentemente aumentaria a precisão das atividades específicas determinadas. Isto não foi feito também por falta de tempo.

8.4 Comparação dos métodos

As concentrações dos radioisótopos naturais podem ser convertidas em taxas de dose no ar, usando os fatores de conversão da tabela 5, para a taxa a 1 m de altura, e da equação (45), para a taxa em profundidade. As concentrações da tabela 8 são relativas ao solo seco, mas no meio ambiente a presença de umidade no solo aumenta a sua densidade, fazendo com que a atividade específica diminua. Assim, foi usado um fator de correção 0,81 (atividade específica no solo *in situ* = 0,81 x atividade específica no solo seco), assumindo que a fração em volume de água no solo *in situ* é de 30% [UNSCEAR, 2000]. As figuras 22 e 23 mostram a comparação entre as taxas de dose no ar determinadas a partir de medidas diretas (com o espectrômetro portátil) e das concentrações nas amostras coletadas nos parques.

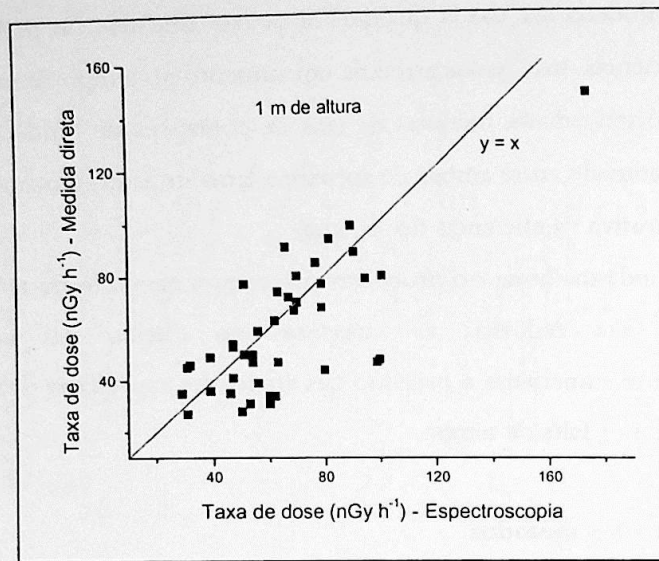


Figura 22 - Comparação entre as taxas de dose no ar a 1 m de altura medidas diretamente e determinadas a partir das concentrações dos radioisótopos naturais.

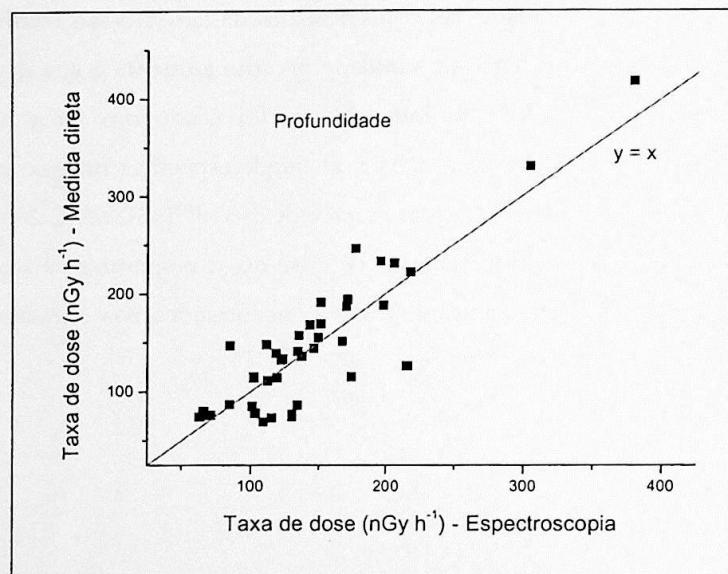


Figura 23 - Comparação entre as taxas de dose no ar em profundidade medidas diretamente e determinadas a partir das concentrações dos radioisótopos naturais.

Deve-se considerar a série de limitações e hipóteses necessárias para comparar um método ao outro. No caso da dose a 1 m de altura, a medida direta e a determinação pelas concentrações só devem ser equivalentes se a geometria for semi-infinita, a distribuição de radioisótopos em todo o solo for uniforme e igual à da amostra e se o fator de correção pela umidade for de fato 0,81, isto é, se a fração em volume da água for 30%. No caso da dose em profundidade, as considerações são semelhantes, exceto pela independência de

eventuais variações da geometria plana (semi-infinita). Além disso, a região de solo que influencia a medida em profundidade é bem menor do que a responsável pela taxa de dose a 1 m de altura, de forma que a representatividade da amostra pode se limitar a uma quantidade menor de solo.

Levando em conta que estas hipóteses certamente não são encontradas na prática e que por isso os dois métodos não têm nenhuma obrigação de fornecer os mesmos resultados, pode-se dizer que, apesar da dispersão dos pontos em relação à reta $y=x$, existe a correlação linear entre os dois métodos de determinação da taxa de dose, que pode ser verificada pelos coeficientes de correlação das figuras 22 e 23 (0,75 e 0,87, respectivamente). Uma segunda verificação quantitativa da correlação é que ao tomar as medianas das distribuições de concentração de cada radioisótopo e calcular a respectiva taxa de dose no ar a 1 m de altura, é obtido o valor de 58 nGy/h, que está próximo dos 66 nGy/h relativos à mediana das medidas diretas. Em pesquisas semelhantes feitas em outras partes do mundo, também é verificada a tendência da determinação da taxa de dose a partir das concentrações ser subestimada em relação às medidas diretas [UNSCEAR, 2000].

8.5 Comparação com trabalhos anteriores na cidade de São Paulo e no mundo

Existem trabalhos anteriores sobre a dose da radiação gama ambiental na cidade de São Paulo usando o mesmo espectrômetro. Oliveira mediu taxas de dose em ambientes abertos espalhados pela cidade, escolhidos de forma a priorizar o fator ocupação humana [Oliveira, 2001]. Apesar dos ambientes serem abertos, os locais se encontravam em áreas urbanizadas e próximas a construções. Otsubo fez medidas no interior de estabelecimentos comerciais [Otsubo, 2001]. Em ambos os trabalhos, foi encontrada uma distribuição normal das taxas de dose. Os valores médios obtidos estão apresentados na tabela 15.

Tabela 15 – Comparação com resultados relatados em trabalhos anteriores na cidade de São Paulo [Oliveira, 2001, Otsubo, 2001].

	Taxa de $H^*(10)$ (nSv·h ⁻¹)
Este trabalho (mediana)	81
Ambientes abertos (média)	96,1
Ambientes fechados (média)	173,8

Considerando que os resultados de Oliveira são aproximadamente 12 nSv/h², pode-se afirmar que os seus maiores do que os encontrados neste trabalho. Isto mostra abertos, a contribuição de construções é ainda maior. Em ambientes fechados, esta contribuição é ainda maior. O UNSCEAR publica periodicamente resultados de medidas ao redor do mundo. A tabela 16 compara dados relativos à radiação gamma em um ângulo sólido ocupado pela fonte (paredes) em torno do ponto de última publicação aos obtidos neste trabalho.

Tabela 16 - Comparação entre as medianas obtidas neste trabalho e ao redor do mundo.

Medidas diretas (nGy·h ⁻¹)	Mundial		
	São Paulo	Int	17-0
Concentração <i>in situ</i> (Bq·kg ⁻¹)			
⁴⁰ K	57	66	14
²³² Th	400	143	11
²²⁶ Ra	30	61	17-0
	35	33	

Observa-se que as taxas de dose relacionadas à radiação gama do solo em São Paulo estão um pouco acima da média mundial, em função do teor de tório significativamente alto (em apenas um dos países relacionados na publicação do UNSCEAR a concentração média é maior). Os resultados, no entanto, estão dentro do intervalo típico de variação ao redor do mundo.

COMENTÁRIO SOBRE A ANÁLISE DE DADOS

Uma interessante análise complementar dos dados poderia ser feita através de técnicas de geoestatística, visando identificar possíveis correlações espaciais nos valores de taxa de dose e concentração de radioisótopos ao longo da cidade.

² A contribuição da radiação cósmica nas medidas foi avaliada em 25,7 nSv/h⁻¹ neste trabalho.

estão subestimados em valores são significativamente que, mesmo em ambientes a intensa urbanização da, em função do maior medida. da radiação ambiental gama apresentados na

do mundo.

Intervalo de variação

(mundial)

18-93

0-850

-64

0

Paulo

ente

ção

Resultados, Análise e Conclusões - Conclusões

9. CONCLUSÕES

Neste trabalho foram usadas e comparadas três metodologias para de radioisótopos naturais no solo de São Paulo e da taxa de dose corretas diretas da taxa de dose a 1 m de altura, a 70 cm de profundidade, e atividade específica por espectroscopia gama. Levada em conta a limitação de hipóteses necessárias para que os três métodos pudessem ser comparados, os cada um se mostraram bastante coerentes entre si. O procedimento de conversão taxa de dose medida em profundidade para aquela correspondente 1 m acima inédito na literatura.

A distribuição de radioisótopos nas amostras de solo da cidade se revelou relativamente larga e assimétrica, coerente com a distribuição dos valores de taxa de dose com as mesmas características. A exemplo de outras pesquisas ao redor do mundo, distribuições seguem com boa aproximação a função log-normal.

Os valores de taxa de dose no ar a 1 m de altura para a radiação gama do solo estão ligeiramente acima da média mundial. Através da análise de espectroscopia, pode-se atribuir este resultado à concentração relativamente alta de tório no solo da cidade. As concentrações de potássio variaram até duas ordens de grandeza entre as amostras analisadas, revelando uma distribuição altamente inhomogênea na cidade. Tório e rádio apresentaram variações menores, sendo a atividade específica do primeiro cerca de duas vezes a do segundo, em média. O desequilíbrio entre ^{228}Ra e ^{228}Th na série do ^{232}Th não se mostrou significativo, com desvios de no máximo 10% em relação ao equilíbrio secular.

Quando comparados a valores de dose obtidos anteriormente em áreas urbanizadas da cidade, os resultados deste trabalho indicam que as construções aumentam significativamente (cerca de 33% em ambientes abertos e 115% em ambientes fechados) a dose da radiação gama ambiental em relação a uma situação onde o solo é a única fonte.

Em relação a outros países onde foram feitas pesquisas semelhantes, a radiação gama do solo da cidade apresenta níveis acima da média, mas dentro dos intervalos típicos de variação.

A dosimetria TL realizada neste trabalho precisa de uma análise mais aprofundada para identificação de possíveis falhas metodológicas.

Parte IV - Apêndices

A.1 - EQUILÍBRIO EM SÉRIES DE DECAIMENTO RADIOATIVO

O decaimento no tempo de um conjunto de n núcleos radioativos de uma dada espécie é governado pela distribuição de Poisson (satisfeitas as propriedades de que n seja muito grande e a probabilidade de um único núcleo decair seja muito pequena):

$$\frac{dn}{dt} = n'(t) = -\lambda n(t) \quad (36)$$

onde λ é a chamada constante de decaimento.

Esta equação diferencial é totalmente análoga à equação (1). A constante de decaimento, analogamente à constante de atenuação, representa a probabilidade por unidade de tempo de que ocorra um decaimento.

A resolução pode ser feita por integração direta. No entanto, um método alternativo que se revelará útil mais adiante, consiste na resolução da equação pela técnica da transformada de Laplace.

A transformada de Laplace é definida como um operador que atua em uma função da seguinte maneira

$$L \{f(x)\} = \int_0^{\infty} e^{-sx} f(x) dx = F(s) \quad (37)$$

A transformada inversa de Laplace, L^{-1} , é o operador inverso de L :

$$\begin{aligned} L^{-1} L &= I \quad (\text{operador identidade}) \\ \therefore L^{-1} \{F(s)\} &= f(x) \end{aligned} \quad (38)$$

L é um operador integral e, portanto, linear. Para a maior parte das funções físicas, que não apresentam problemas críticos de descontinuidade, L^{-1} é também um operador linear [Butkov, 1988].

Aplicando L a ambos os lados da equação (36), temos

$$L \{n'(t)\} = -\lambda L \{n(t)\} \quad (39)$$

A transformada da derivada pode ser feita através de integração por partes

$$L \{n'(t)\} = \int_0^{\infty} e^{-st} n'(t) dt = e^{-st} n(t) \Big|_0^{\infty} + s \int_0^{\infty} n(t) e^{-st} dt = 0 - n(0) + sL \{n(t)\} \quad (40)$$

$$\therefore L \{n'(t)\} = sL \{n(t)\} - n(0)$$

onde pressupõe-se que $e^{-st} \cdot n(t) = 0$ para $t = \infty$ (condição de existência da transformada).

Chamando $L \{n(t)\} = N(s)$ e substituindo a equação (40) na (39), temos:

$$sN(s) - n(0) = -\lambda N(s)$$

$$N(s) = \frac{n(0)}{s + \lambda} \quad (41)$$

Aplicando a transformada inversa de Laplace a ambos os lados temos:

$$n(t) = n(0) L^{-1} \left\{ \frac{1}{s + \lambda} \right\} \quad (42)$$

onde foi usada a linearidade do operador L^{-1} .

A transformada inversa de $\frac{1}{s + \lambda}$ é encontrada em tabelas e vale

$$L^{-1} \left\{ \frac{1}{s + \lambda} \right\} = e^{-\lambda t} \quad (43)$$

o que pode ser verificado calculando a transformada da função exponencial.

A solução da equação (36) é, portanto, dada por

$$n(t) = n(0) e^{-\lambda t} \quad (44)$$

de forma exatamente análoga à equação (3).

A *meia vida* do radioelemento, $T_{1/2}$, é definida como o tempo necessário para que o número de núcleos radioativos de uma amostra diminua pela metade. A partir da equação (44), pode-se verificar que

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (45)$$

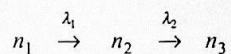
A meia vida é um conceito bastante usado no estudo do decaimento de radioisótopos. Quanto maior $T_{1/2}$ (ou quanto menor λ), mais lento é o decaimento. Outro conceito útil é o de atividade, A , definida como

$$A(t) \equiv \lambda n(t) \quad (46)$$

Como λ é a probabilidade de decaimento de um núcleo por unidade de tempo, a atividade significa a *taxa de decaimento* de um conjunto de n núcleos. A equação (46) mostra que a atividade varia com o tempo da mesma forma que n .

Generalização

Em muitas situações na natureza, um elemento radioativo pode decair para um outro também radioativo, que por sua vez decai para um terceiro elemento estável:



A equação diferencial que rege o número de núcleos $n_1(t)$ é a equação (36):

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = -\lambda_1 n_1(t) \quad (47)$$

cuja solução é exatamente a mesma desenvolvida anteriormente:

$$n_1(t) = n_1(0)e^{-\lambda_1 t} \quad (48)$$

A taxa de variação de n_2 é um balanço da taxa com que ele é produzido e da taxa de perda por decaimento. Em um sistema fechado onde não haja troca de núcleos com o meio externo, a taxa de produção de n_2 é exatamente a atividade de n_1 , e a taxa de perda é a própria atividade. Portanto:

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = \lambda_1 n_1(t) - \lambda_2 n_2(t) \quad (49)$$

A solução desta equação diferencial pode ser feita pelo mesmo método descrito para o decaimento simples. Aplicando a transformada de Laplace a ambos os lados, temos:

$$\begin{aligned} sN_2(s) - n_2(0) &= \lambda_1 N_1(s) - \lambda_2 N_2(s) \\ \therefore N_2(s) &= \frac{n_2(0) + \lambda_1 N_1(s)}{(s + \lambda_2)} \end{aligned} \quad (50)$$

$N_1(s)$ é calculado diretamente pela definição de $L\{n_1(t)\}$, o que já foi feito na equação (41). Portanto:

$$N_2(s) = \frac{n_2(0)}{(s + \lambda_2)} + \frac{\lambda_1 n_1(0)}{(s + \lambda_2)(s + \lambda_1)} \quad (51)$$

Finalmente, aplicando a transformada inversa aos dois lados :

$$n_2(t) = n_2(0)e^{-\lambda_2 t} + \lambda_1 n_1(0) \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (52)$$

onde

$$L^{-1} \left\{ \frac{1}{(s + \lambda_1)(s + \lambda_2)} \right\} = \frac{e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (53)$$

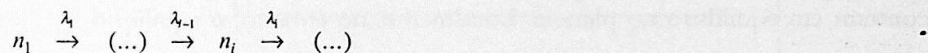
foi resolvida pelo teorema de convolução [Butkov, 1988]

Muitas informações importantes podem ser tiradas da expressão (52). Um caso particular de interesse é quando a meia vida do elemento 1 ("pai da série") é muito maior do que a do elemento 2 ("filho"), ou seja, $\lambda_1 \ll \lambda_2$. Neste caso $\lambda_2 - \lambda_1 \approx \lambda_2$ e, após um intervalo de tempo suficiente, $(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \approx e^{-\lambda_1 t}$. Supondo $n_2(0) = 0$, a equação (52) se reduz, então, a

$$\begin{aligned} n_2(t) &\approx \frac{\lambda_1 n_1(0)}{\lambda_2} e^{-\lambda_1 t} \\ \therefore A_2(t) &\approx A_1(t) \end{aligned} \quad (54)$$

isto é, a atividade do filho passa a ser a mesma do pai e decair mais lentamente do que o esperado pela sua meia-vida. Formalmente, a aproximação $(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \approx e^{-\lambda_1 t}$ só se torna uma igualdade para $t = \infty$, mas para $t \approx 7T_{1/2}$ a razão entre elas já é, em geral, maior do que 99%. Diz-se que, após este tempo, o filho entra em *equilíbrio secular* com o pai.

Pode-se generalizar o cálculo desenvolvido acima para uma série com qualquer quantidade de elementos:



Através da aplicação sucessiva da transformada de Laplace às equações de $n_i(t)$

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \lambda_{i-1}n_{i-1}(t) - \lambda_i n_i(t) \tag{55}$$

e assumindo que no instante $t=0$ só existam átomos do pai da série (isto é, $n_m(0)=0$ para $m \neq 1$), chega-se à expressão geral para $n_i(t)$, calculada pela primeira vez por Bateman em 1910:

$$n_i(t) = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{i-1} n_1(0) \sum_{j=1}^i \frac{e^{-\lambda_j t}}{\prod_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^i (\lambda_k - \lambda_j)} \tag{56}$$

Pode-se verificar que a expressão (52) é um caso particular da (56).

Se o pai da série tiver uma meia vida muito longa comparada às dos demais membros, pode-se efetuar as mesmas aproximações usadas na obtenção da equação (54) e verificar que, após aproximadamente 7 meias-vidas do elemento de menor constante de decaimento depois do pai, também é estabelecida uma condição de equilíbrio onde todos os membros decaem com a atividade do pai, quaisquer que sejam as meias vidas intermediárias. Um exemplo prático será discutido a seguir.

Séries radioativas naturais

As séries radioativas do ^{238}U e ^{232}Th estão apresentadas na figura 2. As meias vidas dos pais das séries são muito maiores do que as de qualquer um dos filhos, o que permite o estabelecimento de equilíbrio secular. Os elementos de meia vida mais longa depois do pai da série são, respectivamente, ^{234}U ($T_{1/2}=2,45 \times 10^5$ anos) e ^{226}Ra ($T_{1/2}=5,75$ anos).

Considerando a Terra como um sistema fechado (onde não há troca dos radioelementos com o meio externo) com idade da ordem de 10^9 anos, ambas as séries se encontram em equilíbrio no planeta. Localmente, no entanto, o equilíbrio frequentemente deixa de existir, em função da perda de um ou mais elementos. Uma discussão aprofundada sobre situações de desequilíbrio pode ser encontrada em [Ivanovich, 1992].

Do ponto de vista dosimétrico, os principais elementos gama-emissores da série do ^{238}U que contribuem para a dose são o ^{214}Bi e o ^{214}Pb (ver tabela 5). Estes 2 elementos têm meia vida muito curta e rapidamente entram em equilíbrio com o ^{222}Rn , que por sua vez entra em equilíbrio com o ^{226}Ra (ver figura 2). Nas avaliações de dose através de análise gamaespectrométrica, portanto, a atividade relevante é a do ^{226}Ra , e não a de seus antecessores.

O gráfico da figura 24 ilustra o estabelecimento do equilíbrio entre o ^{226}Ra e filhos, mostrando as respectivas atividades em um sistema contendo inicialmente apenas núcleos de ^{226}Ra ¹. As curvas foram calculadas usando a equação (56).

A atividade do ^{226}Ra permanece praticamente constante, pois decai com uma meia vida de 1600 anos. Em algumas horas, ^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi e ^{214}Po entram em equilíbrio com o ^{222}Rn que, por sua vez, entra em equilíbrio com o ^{226}Ra após aproximadamente 20 dias.

No solo, portanto, se não houver algum processo significativo de perda de ^{222}Rn em um intervalo de tempo de 20 dias, o ^{226}Ra estará em equilíbrio com os 5 filhos posteriores. O ^{210}Pb tem meia vida relativamente longa (22,2 anos), o que faz com que ele e os filhos não necessariamente estejam em equilíbrio com o ^{226}Ra . No entanto, isso não influi em nada na dose ambiental pois estes elementos não têm emissões gama significativas.

¹ Mesmo se as atividades iniciais dos filhos não fossem zero, o equilíbrio seria atingido basicamente da mesma maneira pois, devido às meias vidas curtas, os núcleos iniciais rapidamente desapareceriam.

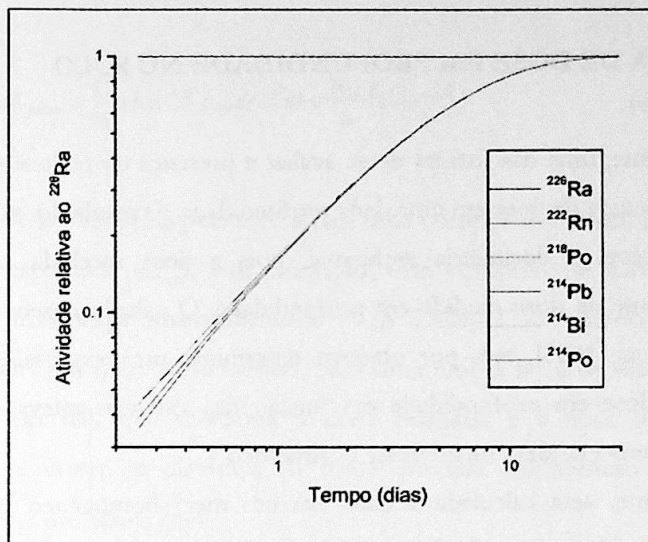


Figura 24 - Estabelecimento do equilíbrio secular a partir do ^{226}Ra .

Na série do ^{232}Th , a discussão é semelhante. Os principais membros que contribuem para a dose são o ^{228}Ac e ^{208}Tl , ambos posteriores ao ^{228}Ra . Em um sistema fechado, após aproximadamente 2 dias o ^{228}Ac entra em equilíbrio com o ^{228}Ra e após 20 dias a mesma condição se estabelece entre ^{228}Th e elementos posteriores, mas, em princípio, nada garante que haja equilíbrio entre ^{228}Th e ^{228}Ra . Havendo em algum momento uma separação entre ambos, leva-se aproximadamente 15 anos para o reestabelecimento do equilíbrio. Em algumas situações na natureza, estes dois elementos podem ser encontrados em situação de desequilíbrio [Ribeiro, 2001].

A.2 - A MEDIDA DE DOSE EM PROFUNDIDADE NO SOLO

Intuitivamente, uma das formas de se avaliar a presença de radioisótopos no solo é através de uma medida de dose em uma dada profundidade. O resultado, no entanto, não é diretamente aplicável à dosimetria ambiental, pois a dose recebida pelas pessoas é certamente diferente da dose medida em profundidade. O cálculo desenvolvido a seguir, baseado em [Evans, 1955], tem por objetivo determinar uma expressão que mostre a dependência da dose em profundidade em função das variáveis relevantes, para então relacioná-la com uma grandeza de interesse dosimétrico.

Primeiramente, será calculada a dose em um meio homogêneo para uma fonte pontual. Em seguida, o resultado será generalizado para uma fonte distribuída uniformemente no meio, uma aproximação bastante próxima da distribuição real de radioisótopos naturais no solo.

I - Cálculo da dose a uma distância R de uma fonte pontual imersa em um meio uniforme

Suponhamos uma fonte pontual emitindo n fótons de energia $h\nu$ em um meio homogêneo infinito. A fluência em energia da *radiação primária* a uma distância r da fonte é

$$\Psi_{prim} = \frac{nh\nu}{4\pi r^2} e^{-\mu r} \quad \mu : \text{coeficiente de atenuação total do meio} \quad (57)$$

A dose da radiação primária na mesma posição é, portanto,

$$D_{prim} = \Psi_{prim} \frac{\mu_{ab}}{\rho} = \frac{nh\nu}{4\pi r^2} e^{-\mu r} \frac{\mu_{ab}}{\rho} \quad \mu_{ab}/\rho : \text{coeficiente mássico de absorção do meio} \quad (58)$$

A energia absorvida por uma casca esférica de raio r , massa dm e espessura dr em torno da fonte é

$$dE_{prim} = D_{prim} dm = D_{prim} 4\pi r^2 dr \rho = nh\nu e^{-\mu r} \mu_{ab} dr \quad (59)$$

A energia absorvida por uma esfera de raio R é obtida integrando-se dE_{prim} entre 0 e R

$$E_{prim} = \int dE_{prim} = \int_0^R nhve^{-\mu r} \mu_{ab} dr = nhv \frac{\mu_{ab}}{\mu} (1 - e^{-\mu R}) \quad (60)$$

A energia *total* absorvida pela esfera tem uma componente adicional devida à radiação secundária, ou espalhada (E_{sec}). Em princípio, esta componente não pode ser calculada analiticamente, mas **experimentalmente** (Van Dilla, 1951, citado em [Evans, 1955]) verifica-se que em um meio homogêneo, para uma ampla faixa de distâncias e energias, o fator de build up (B), que relaciona a dose primária e a dose total, é uma função aproximadamente linear da distância da fonte, medida em número de livres caminhos médios dos fótons primários (μr):

$$B \equiv 1 + \frac{dE_{sec}}{dE_{prim}} \approx 1 + \alpha \mu r \quad \alpha : \text{constante de proporcionalidade a ser determinada} \quad (61)$$

$$dE_{sec} = dE_{prim} \alpha \mu r$$

Substituindo a expressão (59) na (61), temos a energia absorvida da radiação secundária em uma casca esférica de raio r e espessura dr :

$$dE_{sec} = \alpha \mu r \cdot nhve^{-\mu r} \mu_{ab} dr \quad (62)$$

Integrando dE_{sec} entre 0 e R , temos a energia absorvida na esfera de raio R :

$$E_{sec} = \int dE_{sec} = \int_0^R \alpha \mu r nhve^{-\mu r} \mu_{ab} dr = \alpha \frac{\mu_{ab}}{\mu} nhv [1 - e^{-\mu R} (1 + \mu R)] \quad (63)$$

que, somada à energia absorvida da radiação primária, resulta na energia total absorvida por uma esfera que envolve uma fonte pontual.

$$E = E_{prim} + E_{sec} = nhv \frac{\mu_{ab}}{\mu} (1 - e^{-\mu R}) + \alpha \frac{\mu_{ab}}{\mu} nhv [1 - e^{-\mu R} (1 + \mu R)] \quad (64)$$

A constante α pode ser agora determinada considerando a conservação da energia. Se tomarmos uma esfera de raio infinito, toda a energia da radiação emitida pela fonte deverá ser absorvida, isto é,

$$\lim_{R \rightarrow \infty} E = nh\nu \quad (65)$$

Calculando o limite, temos

$$nh\nu \frac{\mu_{ab}}{\mu} + \alpha \frac{\mu_{ab}}{\mu} nh\nu = nh\nu \quad (66)$$

$$\alpha = \frac{\mu}{\mu_{ab}} - 1$$

Substituindo α na expressão (61), obtemos a relação entre as energias absorvidas da radiação primária e secundária por elemento diferencial de volume situado a uma distância r de uma fonte pontual :

$$dE_{sec} = \left(\frac{\mu}{\mu_{ab}} - 1 \right) \mu r dE_{prim} \quad (67)$$

II - Cálculo da dose no centro de uma esfera homogênea com concentração uniforme de material radioativo

Usaremos o resultado da expressão (67) para determinar a dose em uma situação onde a fonte não é mais pontual, mas está espalhada uniformemente por todo o meio. Serão usados os sub-índices 1 e 2 para designar as propriedades do meio e do material em que se determina a dose, respectivamente.

Tomando como fonte de radiação uma casca esférica de raio r e espessura dr , com atividade específica (atividade/massa) n_1 e densidade ρ_1 , a intensidade da radiação emitida dI (emissões por unidade de tempo) é dada por

$$dI = n_1 \rho_1 4\pi r^2 dr \quad (68)$$

Sua contribuição para a taxa de fluência em energia da radiação primária no centro da esfera é dada pela intensidade emitida atenuada em uma espessura r do meio

$$d\dot{\Psi}_{prim} = h\nu \frac{dI}{4\pi r^2} e^{-\mu_1 r} = h\nu n_1 \rho_1 e^{-\mu_1 r} dr \quad h\nu : \text{energia do fóton} \quad (69)$$

Em um material colocado neste ponto, a taxa de dose é

$$d \dot{D}_{prim} = d \dot{\Psi}_{prim} \frac{\mu_{ab2}}{\rho_2} = h \nu \frac{\mu_{ab2}}{\rho_2} n_1 \rho_1 e^{-\mu_1 r} dr \quad (70)$$

Integrando $d \dot{D}_{prim}$ de 0 a R, obtemos a taxa de dose devida à radiação primária no centro da esfera preenchida uniformemente por material radioativo

$$\dot{D}_{prim} = \int d \dot{D}_{prim} = h \nu \frac{\mu_{ab2}}{\rho_2} n_1 \rho_1 \int_0^R e^{-\mu_1 r} dr = n_1 h \nu \frac{\mu_{ab2} / \rho_2}{\mu_1 / \rho_1} (1 - e^{-\mu_1 R}) \quad (71)$$

Para a radiação secundária, fazemos uso da expressão (67)

$$d \dot{D}_{sec} = \left(\frac{\mu_1}{\mu_{ab1}} - 1 \right) \mu_1 r d \dot{D}_{prim} \quad (72)$$

Substituindo $d \dot{D}_{prim}$ e integrando $d \dot{D}_{sec}$ de 0 a R obtemos

$$\begin{aligned} \dot{D}_{sec} &= \left(\frac{\mu_1}{\mu_{ab1}} - 1 \right) \mu_1 \int r d \dot{D}_{prim} = \left(\frac{\mu_1}{\mu_{ab1}} - 1 \right) \mu_1 n_1 h \nu \frac{\mu_{ab2}}{\rho_2} \rho_1 \int_0^R r e^{-\mu_1 r} dr = \\ &= \left(\frac{\mu_1}{\mu_{ab1}} - 1 \right) n_1 h \nu \frac{\mu_{ab2} / \rho_2}{\mu_1 / \rho_1} \left[1 - e^{-\mu_1 R} (1 + \mu_1 R) \right] \end{aligned} \quad (73)$$

Finalmente, somando $\dot{D}_{prim} + \dot{D}_{sec}$, atingimos o objetivo inicial do cálculo, obtendo a expressão para a taxa de dose total no centro da esfera :

$$\dot{D} = \dot{D}_{prim} + \dot{D}_{sec} = n_1 h \nu \frac{\mu_{ab2} / \rho_2}{\mu_1 / \rho_1} \left(1 - e^{-\mu_1 R} + \left(\frac{\mu_1}{\mu_{ab1}} - 1 \right) \left[1 - e^{-\mu_1 R} (1 + \mu_1 R) \right] \right) \quad (74)$$

Aplicação à dosimetria

O primeiro resultado interessante que se pode tirar da expressão (74) é a dependência da dose com o raio da esfera, medido em unidades de livre caminho médio. O termo $\alpha = \mu_1/\mu_{ab1} - 1$, que representa a razão entre os coeficientes de espalhamento e absorção de energia, depende do meio e da energia $h\nu$, variando entre 0 (energias de alguns keV) e aproximadamente 1 (alguns MeV) para um meio com composição atômica semelhante à do solo [Johns, 1983]. O gráfico da figura 25 ilustra a dependência da taxa de dose em função do raio em ambos os casos.

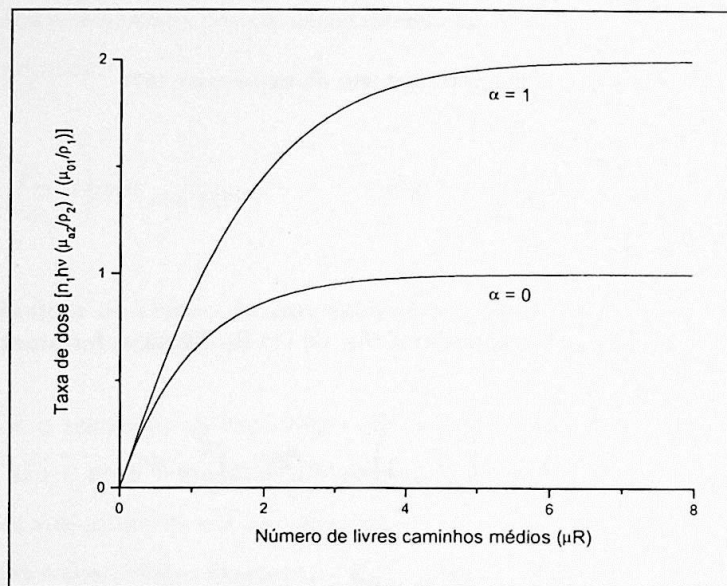


Figura 25 - Comportamento da dose no centro de uma esfera em função do raio

Pode-se observar que, tanto para energias altas ($\alpha=1$) quanto baixas ($\alpha=0$), a partir de $\mu R \sim 6$ a dose satura (>99%) e a esfera pode ser considerada um meio infinito. Nestas condições, em que $\exp(-\mu R) \approx 0$, a equação (74) se reduz a

$$\dot{D} = n_1 h\nu \frac{\mu_{ab2} / \rho_2}{\mu_{ab1} / \rho_1} \quad (75)$$

É interessante notar que se os materiais 1 e 2 não têm composições atômicas muito distintas, a razão entre os seus coeficientes mássicos de absorção praticamente não varia com a energia e a dose é diretamente proporcional a $h\nu$.

Tomando os meios 1 e 2 como solo e ar, respectivamente, a partir da equação (75) pode-se definir um fator de conversão (FC) entre a taxa de dose no ar medida em uma profundidade onde haja a saturação ($> 6\mu\text{R}$) e a concentração n_1 , da emissão $h\nu$ no solo:

$$FC_{prof, h\nu} \equiv \frac{\dot{D}_{prof}}{n_1} = h\nu \frac{(\mu_{ab} / \rho)_{ar}}{(\mu_{ab} / \rho)_{solo}} \quad (76)$$

Usando estes fatores de conversão para cada emissão gama dos radioisótopos naturais, ponderadas pelas respectivas probabilidades de emissão I (assumindo as séries em equilíbrio no solo), pode-se calcular as taxas de dose totais em profundidade, por unidade de concentração, para cada radioisótopo natural:

$$\begin{aligned} \dot{D}_{U, prof} &= \sum I_i FC_{i, prof} \\ \dot{D}_{Th, prof} &= \sum I_i FC_{i, prof} \\ \dot{D}_{K, prof} &= I_{1.46, prof} FC_{1.46, prof} \end{aligned} \quad (77)$$

onde as somatórias são feitas sobre todas as emissões gama i das séries do ^{238}U e ^{232}Th . O ^{40}K possui apenas a emissão de 1,46 MeV.

Para calcular as (77), as intensidades de emissão I_i foram obtidas de [NIST]. Os coeficientes de absorção do ar e do solo, necessários para calcular os $FC_{i, prof}$, também foram obtidos de [NIST], adotando a seguinte composição do solo:

SiO_2 – 50%
 Al_2O_3 – 38%
 Fe_2O_3 – 12%

Esta composição foi baseada no Levantamento de Reconhecimento dos Solos do Estado de São Paulo [Comissão de Solos, 1960] e corresponde ao latosol vermelho escuro da cidade de São Paulo (as porcentagens referem-se às frações em massa).

Calculando as (77), chegamos aos seguintes resultados :

$$\begin{aligned} \dot{D}_{U,prof} &= 0,990 \\ \dot{D}_{Th,prof} &= 1,312 \\ \dot{D}_{K,prof} &= 0,093 \end{aligned} \quad (78)$$

em unidades de $\text{nGy}\cdot\text{h}^{-1}/\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$.

É interessante comparar as taxas de dose em profundidade (por unidade de concentração) com as taxas de dose a 1m de altura, obtidas da tabela 5.

$$\begin{aligned} \dot{D}_{U,1m} &= 0,463 \\ \dot{D}_{Th,1m} &= 0,604 \\ \dot{D}_{K,1m} &= 0,0417 \end{aligned} \quad (79)$$

Definindo R como a razão entre as taxas de dose 1m acima e em profundidade, obtemos

$$\begin{aligned} R_U &= 0,47 \\ R_{Th} &= 0,46 \\ R_K &= 0,45 \end{aligned} \quad (80)$$

Este é um resultado bastante interessante, pois mostra que quaisquer que sejam as proporções entre U, Th e K no solo, a razão entre as doses em cima e em profundidade é aproximadamente 0,46.

A conclusão de todos estes cálculos é que, a partir de uma medida da dose em profundidade, pode-se determinar univocamente a dose que seria medida em cima se a geometria fosse semi-infinita.

Validação do método

Visando testar a validade do cálculo analítico desenvolvido e dos resultados derivados, foram feitas simulações do problema pelo método de Monte Carlo com o código MCNP [Briesmeister, 1993].

As simulações consistiram em :

a) Cálculo da dose em uma pequena massa de água no centro de uma esfera de solo de raio $\mu R = 7$ para várias energias $h\nu$, a fim de testar a equação (75). O valor do raio foi escolhido para que houvesse saturação da dose, conforme a figura 25.

b) Cálculo da dose em uma pequena massa de água no centro de uma esfera de solo de raio variável, com emissões gama de 1 MeV distribuídas uniformemente pelo seu volume, a fim de testar a dependência em R da expressão (74).

A composição atômica do solo usada na simulação foi a mesma citada anteriormente. A densidade adotada foi de $1,6 \text{ g/cm}^3$, que é um valor típico (deve-se lembrar que a alteração de densidade não afeta em nada o valor da dose, desde que se mantenha a atividade específica). As comparações estão mostradas nas figuras 26 e 27.

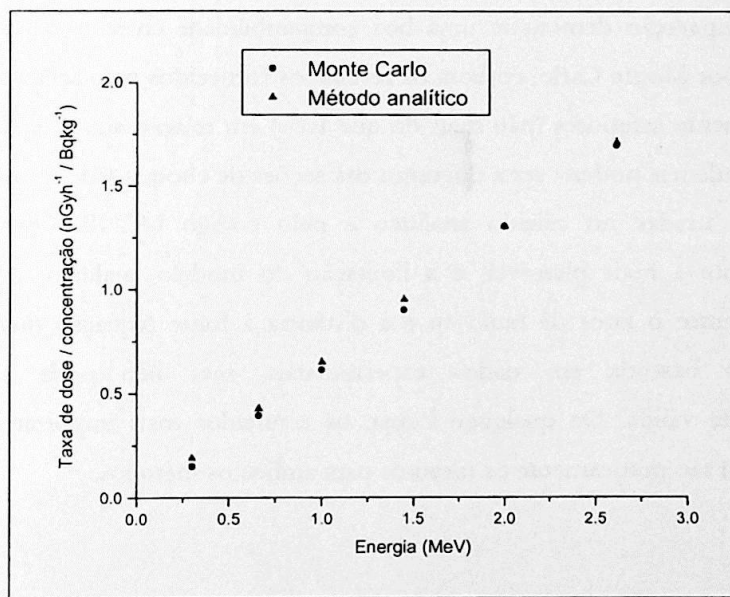


Figura 26 - Taxa de dose na água, por unidade de concentração, no centro de uma esfera de solo de raio de 7 livres caminhos médios, em função da energia do fóton.

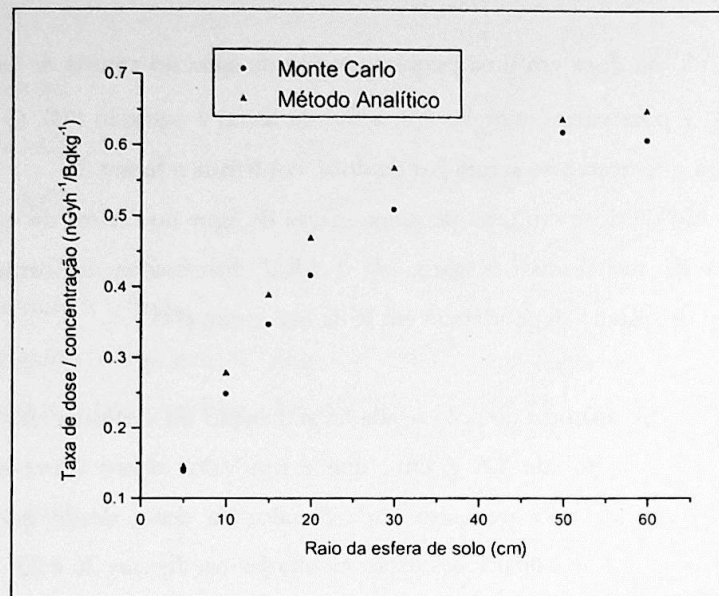


Figura 27 - Taxa de dose na água, por unidade de concentração, no centro de uma esfera de solo em função do raio, para fótons de energia de 1 MeV.

A comparação demonstra uma boa compatibilidade entre o cálculo analítico e as simulações por Monte Carlo, embora os resultados fornecidos pelo segundo método sejam sistematicamente inferiores (não mais do que 10%) em relação aos primeiros. Um motivo para essa tendência poderia ser a diferença das seções de choque (coeficientes de atenuação e absorção) usadas no cálculo analítico e pelo código MCNP. Outra possibilidade, provavelmente a mais plausível, é a limitação do modelo analítico, que se baseia na linearidade entre o fator de build-up e a distância à fonte (equação (61)), o que é uma aproximação baseada em dados experimentais, mas não pode ser considerada rigorosamente válida. De qualquer forma, os resultados mais importantes, dados pelas equações (80) são praticamente os mesmos para ambos os métodos.

Conclusão

Os resultados obtidos indicam a possibilidade de determinação da taxa de dose a 1 m de altura a partir da dose medida em uma profundidade no solo tal que haja saturação, em torno de 6 livres caminhos médios. Nesta profundidade, fontes externas ao solo, como construções, não influem na medida.

A emissão significativamente intensa de energia mais alta das séries naturais é a de 2,6 MeV do ^{208}Tl (série do ^{232}Th), à qual corresponde uma profundidade de saturação de aproximadamente 1 metro, para uma densidade típica de $1,6 \text{ g/cm}^3$.

É importante enfatizar as hipóteses assumidas na conversão da taxa de dose em profundidade para a taxa correspondente a 1m de altura:

- geometria semi-infinita
- homogeneidade do solo
- distribuição uniforme de radioisótopos no solo
- séries em equilíbrio secular

A.3 - TERMOLUMINESCÊNCIA

Termoluminescência (TL) é o fenômeno de emissão de luz, mediante aquecimento, por um material previamente irradiado. Da proporcionalidade entre a dose absorvida no material e a intensidade de luz emitida resulta a aplicação da termoluminescência na dosimetria.

Modelo

A descrição do fenômeno de TL baseia-se na teoria de bandas dos sólidos cristalinos. Esta teoria mostra que em um potencial periódico ideal os níveis de energia dos elétrons são distribuídos continuamente ao longo de certos intervalos, as bandas de energia. No caso de semicondutores e isolantes, estas bandas são separadas por um “gap” onde não há níveis permitidos. A introdução de impurezas na rede cristalina cria estados acessíveis entre as bandas, chamados de defeitos ou armadilhas. É a existência destas armadilhas que possibilita a ocorrência da TL. Em um cristal isolante perfeito, todos os elétrons ocupam a banda de energia mais baixa (banda de valência), deixando a banda de energia mais alta (banda de condução) vazia.

O esquema da figura 28 descreve as 4 etapas básicas do fenômeno de TL para um sistema simplificado onde há somente dois níveis de energia intermediários entre as bandas.

Inicialmente (etapa *a*), todas as armadilhas estão vazias e os elétrons do cristal encontram-se na banda de valência. Durante uma irradiação (etapa *b*), alguns deles absorvem energia e são excitados para a banda de condução, deixando lacunas (buracos) na banda de valência. Na banda de condução, eles podem se movimentar livremente até serem capturados por uma armadilha. Da mesma forma, o buraco deixado na banda de valência pode ser preenchido por um elétron de uma impureza da rede. Assim, o buraco também é capturado por uma armadilha. Se esta situação for estável à temperatura ambiente, há um equilíbrio onde elétrons e buracos permanecem armadilhados (etapa *c*). A medida TL consiste em perturbar este equilíbrio com o fornecimento de calor (etapa *d*). O elétron pode voltar à banda de condução e ser capturado pela armadilha preenchida pelo buraco. Se o nível de energia em que o elétron for capturado for um estado excitado da armadilha, ele se desexcita emitindo luz. Esta luz é a termoluminescência.

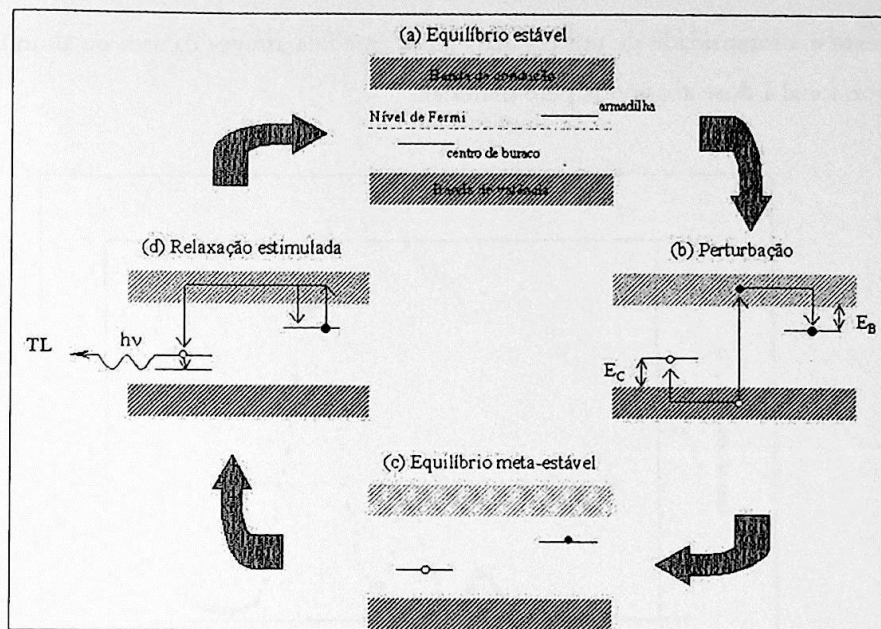


Figura 28 - Descrição das etapas do processo de termoluminescência (figura cedida por G. O. Sawakuchi).

Se for alcançada a temperatura crítica de desarmadilhamento dos elétrons, a absorção de calor durante o aquecimento é em geral suficientemente rápida para que todos os elétrons sejam removidos das armadilhas e se recombinem com os buracos. No final do processo o cristal volta à situação *a*.

A partir do modelo descrito acima, explicam-se duas propriedades importantes dos cristais termoluminescentes. A primeira é perda de toda a informação sobre a irradiação após o aquecimento. A segunda, decorrente da primeira, é a possibilidade de reaproveitamento: após ser aquecido, o cristal volta a um estado onde as armadilhas estão vazias e pode ser novamente irradiado para leitura.

Medida

A medida, ou leitura, da TL consiste em aquecer o material irradiado a uma taxa constante e medir a luz emitida com uma fotomultiplicadora. O resultado é normalmente apresentado através de gráficos como o da figura 29, que mostra a intensidade de luz emitida em função da temperatura da amostra. Cada pico representa uma emissão característica da desexcitação de uma dada impureza na rede. Através da forma e temperatura dos picos e do espectro de energia da luz emitida é possível estudar as características estruturais do cristal e seus defeitos. Para a dosimetria, o parâmetro de

interesse é a intensidade de um ou mais picos (medida através da área ou altura), pois ela é proporcional à dose absorvida pelo material.

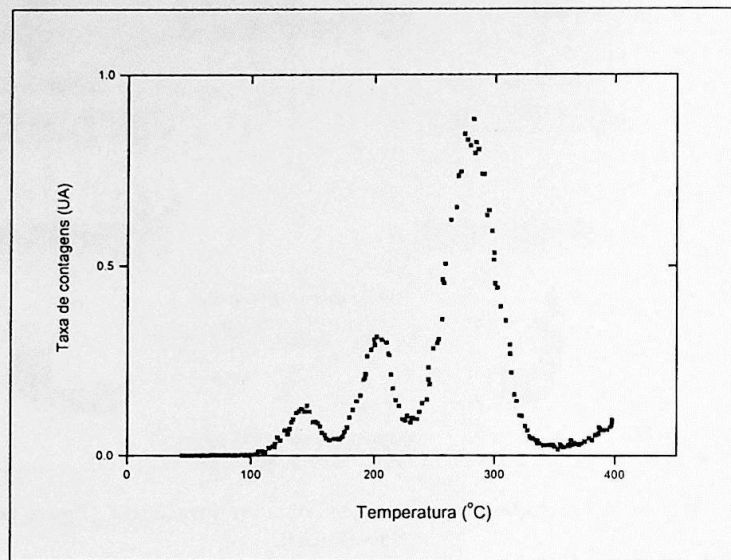


Figura 29 - Curva experimental de emissão TL da fluorita.

Materiais termoluminescentes

Cristais termoluminescentes podem ser crescidos em laboratório ou encontrados na natureza. Os cristais naturais muitas vezes apresentam heterogeneidades significativas de uma amostra para outra, dependendo da região de onde foram extraídos. Isto condiciona a sua aplicação dosimétrica a uma caracterização mais complexa do que os cristais artificiais. Por outro lado, o custo destes materiais é bastante baixo em função de sua abundância.

Referências Bibliográficas

- [Aitchison, 1957] AITCHISON, J.; BROWN J. A. C. **The lognormal distribution, with special reference to its uses in economics.** Cambridge: University Press, 1957. 176 p.
- [Amaral, 2000] AMARAL, E. M. Natural gamma radiation in air versus soil nature in Portugal. /Apresentado ao 10. International Radiation Protection Association Congress (IRPA 10), Hiroshima, 2000/
- [Attix, 1986] ATTIX, F.H. **Introduction to radiological physics and radiation dosimetry.** New York: Wiley, 1986. 607 p.
- [Beck, 1968] BECK, H. L.; DE PLANQUE, G. de The radiation field in air due to distributed gamma-ray sources in the ground. New York: US DOE, Environmental Measurements Laboratory; HASL-195, 1968.
- [Beck, 1972a] BECK, H. L.; DECAMPO, J. E.; GOGOLAK, G. In situ Ge(Li) and NaI(Tl) gamma-ray spectrometry. New York: US DOE, Environmental Measurements Laboratory; HASL-258, 1972.
- [Beck, 1972b] BECK, H. L. The physics of environmental gamma radiation fields. In: The Natural Radiation Environment II, CONF-720805-P1 p.101-134, 1972.
- [Bennet, 1967] BENNET, B. G.; BECK, H. L. Legendre, Tchebyscheff, and half-range Legendre polynomial solutions of the gamma ray transport equation in infinite homogeneous and two media plane geometry. New York: US DOE, Environmental Measurements Laboratory; HASL-185, 1967.
- [Briesmeister, 1993] BRIESMEISTER, J. F. MCNP - A general Monte Carlo N-Particle transport code, version 4A. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, LA-12625, 1993.
- [Butkov, 1978] BUTKOV, E. **Física matemática.** Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1978. 725 p.
- [Comissão de Solos, 1960] COMISSÃO DE SOLOS, SERVIÇO NACIONAL DE PESQUISAS AGRONÔMICAS **Levantamento de reconhecimento dos solos do Estado de São Paulo.** 1960.

- [Clouvas, 2000] Clouvas, A.; Xanthos, S.; Antonopoulos-Domis, M.; Silva, J. Monte Carlo calculation of dose rate conversion factors for external exposure to photon emitters in soil - Response. *Health Physics* n.79, v.5 p.615-616, 2000.
- [Eisenbud, 1987] EISENBUD, M. **Environmental radioactivity: from natural, industrial and military sources**. 3. ed. San Diego: Academic, 1987. 475 p.
- [Evans, 1955] EVANS, R. D. **The atomic nucleus**. New York: McGraw-Hill, 1955. 972 p.
- [Firestone, 1998] FIRESTONE, R.B., V.S. SHIRLEY, C.M. BAGLIN et al. **Table of Isotopes**. 8.ed.. New York: John Wiley & Sons, 1998.
- [Greening, 1985] GREENING, J.R. **Fundamentals of radiation dosimetry**. 2.ed. Bristol; Boston: A. Hilger in collaboration with the Hospital Physicists' Association, 1985. 176 p.
- [HBRRG, 1980] HIGH-BACKGROUND RADIATION RESEARCH GROUP, CHINA Health survey in high background radiation areas in China. *Science* v.209, p. 877-880, 1980.
- [ICRP, 1991] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION - **Publication 60: 1990 Recommendations of the ICRP**. Oxford: Pergamon Press, 1991.
- [ICRU, 1994] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS - **Report 53: Gamma-Ray Spectrometry in the Environment**. Ashford: Nuclear Technology Publishing, 1994.
- [ICRU, 1998] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS - **Report 60: Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation**. Ashford: Nuclear Technology Publishing, 1998.
- [Ivanovich, 1992] IVANOVICH, M.; HARMON, R.S. **Uranium-series disequilibrium: applications to earth, marine, and environmental sciences**. 2. Ed. New York: Oxford University Press, 1992. 910 p.
- [Johns, 1983] JOHNS, H. E.; CUNNINGHAM, J.R. **The physics of radiology**. 4. ed. Springfield: Charles C. Thomas, 1983. 796 p.

[Knox, 1988] KNOX, E. G.; STEWART, A. M.; GILMAN, E. A.; KNEALE, G. W. Background radiation and childhood cancers. **Journal of Radiological Protection**, v.8, n.1, p.9-18, 1988.

[Laurier, 2000] LAURIER, D.; MARTIN, J.M.; HUBERT, P. Etudes épidémiologiques dans des zones à haut niveau de radioactivité naturelle. IPSN - Note technique SEGR/LEADS-2000/91, 2000.

[Miller, 1999] MILLER, K. M. Fluence evaluations for applications of in situ gamma-ray spectrometry in non-flat terrain. New York: US DOE, Environmental Measurements Laboratory; EML-603, 1999.

[Milner, 1986] MILNER, W. T. VAXPAK programs notes - private communications, ORNL - OAK Ridge National Laboratory - USA (1986)

[Minato, 1971] MINATO, S. Terrestrial gamma-radiation field in natural environment **Journal of Nuclear Science and Technology-T** v.8, n.6, p. 342-347, 1971.

[Mireles, 2003] MIRELES, F.; DAVILA, J.I.; QUIRINO, L.L. et al. Natural soil gamma radioactivity levels and resultant population dose in the cities of Zacatecas and Guadalupe, Zacatecas, Mexico. **Health Physics** v.84, n.3, p.368-372, 2003.

[Nair, 1999] NAIR, M. K.; NAMBI, K.S.V.; AMMA, N. S. ET AL. Population study in the high natural background radiation area in Kerala, India. **Radiation Research** v.152, n.6, Suppl. p.S145-S148, 1999.

[NIST] National Institute of Standards and Technology. Site na WWW: <http://www.nist.gov>, 2003.

[Okuno, 1971] OKUNO, E. Propriedades termoluminescentes do fluoreto de cálcio natural. São Paulo, 1971. 141p. Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.

[Oliveira, 2001] OLIVEIRA, R. E. R. Doses populacionais de radiação ionizante na cidade de São Paulo: medidas de dose gama a céu aberto. São Paulo, 2001. 55p. Dissertação (M.S.) - Universidade de São Paulo.

[Otsubo, 2001] OTSUBO, S. M. Contribuição da radiação gama em ambientes fechados para a dose populacional na cidade de São Paulo. São Paulo, 2001. 59p. Dissertação (M.S.) - Universidade de São Paulo.

[Pfeiffer, 1981] PFEIFFER, W.C.; PENNA-FRANCA, E.; RIBEIRO, C.C. et al. Measurements of environmental radiation exposure dose rates at selected sites in Brazil. **Anais da Academia Brasileira de Ciências**, v.53, n.4, p.683-691, 1981.

[Quindos, 1994] QUINDOS, L.S.; FERNANDEZ, P.L.; SOTO, J. et al. Natural radioactivity in spanish soils. **Health Physics**, v.66, n.2, p.194-200, 1994.

[Ribeiro, 2001] RIBEIRO, F.B.; ROQUE, A.; BOGGIANI, P.C.; FLEXOR, J.M. Uranium and thorium series disequilibrium in quaternary carbonate deposits from the Serra da Bodoquena and Pantanal do Miranda, Mato Grosso do Sul State, Central Brazil. **Applied Radiation and Isotopes**, v.54, n.1, p.153-173, 2001.

[Saito, 1985] SAITO, K.; MORIUCHI, S. Development of a Monte Carlo code for the calculation of gamma ray transport in the natural environment. **Radiation Protection Dosimetry**, v.12, n.1, p.21-28, 1985.

[Saito, 1995] SAITO, K.; JACOB, P. Gamma ray fields in the air due to sources in the ground. **Radiation Protection Dosimetry** v.58, n.1, p. 29-45, 1995.

[Saito, 2000] SAITO, K. Variation of the air kerma rate from natural radionuclides in the ground due to the change of source configurations. /Apresentado ao 10. International Radiation Protection Association Congress (IRPA 10), Hiroshima, 2000/

[Simmons, 1999] SIMMONS, J.A. **Radiation protection dosimetry: a radical reappraisal**. Madison: Medical Physics Pub., 1999. 140 p.

[Sumner, 1988] SUMNER, D. **Radiation risks: an evaluation** 2. ed. Glasgow: Tarragon Press, 1988. 209 p.

[Seltzer, 1993] SELTZER, S.M. Calculation of photon mass energy-transfer and mass energy-absorption coefficients. **Radiation Research** v.136, p.147-170,1993.

[Tao, 2000] TAO, Z.; ZHA, Y.; AKIBA, S. et al. Cancer mortality in the high background radiation areas of Yangjiang, China during the period between 1979 and 1995. **Journal of Radiation Research**, v.41, n.SUPPL, (S31-S41), 2000.

[Trzesniak, 1985] TRZESNIAK, P. Dosímetros termoluminescentes sólidos à base de fluorita brasileira. São Paulo, 1985. 115p. Dissertação (M.S.) - Universidade de São Paulo.

[UNSCEAR, 2000] UNITED NATIONS SCIENTIFIC COMMITTEE FOR THE EFFECTS OF ATOMIC RADIATION **UNSCEAR 2000 Report**, disponível em <http://www.unscear.org>

[Vanin, 1994] VANIN, V. R.; GOUFFON, P. **Tópicos avançados em tratamento estatístico de dados em física experimental: edição preliminar**. São Paulo: Laboratório do Acelerador Linear, 1996. 283p.

[Vinogradov, 1959] VINOGRADOV, A. P. **The geochemistry of rare and dispersed chemical elements in soils**. 2. ed., rev. and enl. Translated from Russian. New York: Consultants Bureau, 1959. 209 p.

[Wei, 2000] WEI, L.; SUGAHARA, T. An introductory overview of the epidemiological study on the population at the high background radiation areas in Yangjiang, China. **Journal of Radiation Research**, v.41,n.SUPPL,p.s1-s7.

[Yi, 1997] YI, C.Y.; JUN, J.S.; CHAI, H.S. et al. Measurement of ambient dose equivalent using a NaI(Tl) scintillation detector. **Radiation Protection Dosimetry**, v.74, n.4, p. 273-278, 1997.

[Yoshimura, 1980] YOSHIMURA, E. M. Determinação simultânea de dose e energia efetiva de raios x com dosímetros termoluminescentes de fluorita natural. São Paulo, 1980. 114p. Dissertação (M.S.)- Universidade de São Paulo.

[Yoshimura, 2002] YOSHIMURA, E. M.; UMISEDON, N. K.; OKUNO, E. Assessment of ambient dose equivalent rate: performance of an automatic survey meter as an instrument to quantify the presence of radiation in soils. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 487, n.3, p.457-464, 2002.

[Yukihara, 2001] Yukihara, E. G. Desvendando a cor e a termoluminescência do topázio :um estudo dos defeitos e processos termicamente e opticamente estimulados no cristal natural. São Paulo, 2001. 359p. Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.

[Zalewski, 2001] ZALEWSKI, M.; MNICH, Z.; KARPI_SKA, M. et al. Indoor radon concentrations in poland as determined in short-term (two-day) measurements. **Radiation Protection Dosimetry**, v.95, n.2, p.157-163, 2001.