

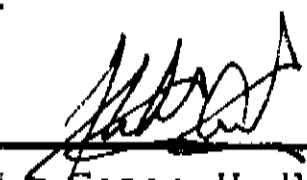
DOSIMETRIA AMBIENTAL DE $Rn-222$ E FILHOS:
MEDIDA DA EFICIÊNCIA ABSOLUTA DO CR-39
LEVANDO-SE EM CONTA OS EFEITOS DO PLATE-OUT
E FATORES AMBIENTAIS

ALUNO: Sérgio Roberto de Paulo

ORIENTADOR: Julio Cesar Hadler Neto

Este exemplar corresponde à redação final da tese
defendida pelo aluno Sérgio Roberto de Paulo e
aprovada pela comissão julgadora.

26/09/91


Julio Cesar Hadler Neto

TESE SUBMETIDA AO INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN
DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS COMO PARTE
DOS REQUISITOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM CIÊNCIAS

UNIDADE IF
 N.º CHAMADA UNICAMP/117
P2A52
 V. _____ EX. _____
 TOMBO BC/ 14719
 PROC. 308191
 C ☐ D ☒
 PREÇO U\$ 8.000,00
 DATA 14-10-91
 N.º CPD _____

CM.00017047.8

I. FÍSICA - UNICAMP

n.º classif. _____

n.º autor _____

ed. _____ v. _____ ex. _____

n.º tombo 147192 ID1833

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Julio Cesar Hadler Neto
IFGW - UNICAMP

Profa. Dra. Carol Collins
Instituto de Química - UNICAMP

Prof. Dr. Dirceu Martins Vizeu
Faculdade de Ciências Farmacêuticas - USP

Prof. Dr. José Bellandi Filho
IFGW - UNICAMP

Prof. Dr. Shiguelo Watanabe
Instituto de Física - USP

SUPLENTE:

Prof. Dr. Edison Hiroyuki Shibuya
IFGW - UNICAMP

Prof. Dr. José Augusto Chinellato
IFGW - UNICAMP

ABSTRACT:

The subject of this work concerns with the measurement of absolute calibration factors for the use of CR-39 as an absolute detector in indoor radon and daughters monitoring. The word "absolute" here means independence on environmental conditions like ventilation, electrostatic fields, size distribution of aerosols, etc. Up to now the usefulness of calibration factors was restricted to environmental conditions equal (or very close) to those worthing during their determinations. This fact is consequence of the difficulties related to the understanding of the plate-out properties of radon daughters activity in the air. So we devoted some time studying the plate-out effects on radon daughters monitoring performed by SSNTDs [Bi(88); Bi(89) - see chapter 5]. Our experimental results are in agreement with those of other authors about the great sensitivity of CR-39 to the plate-out effects, fact that recommended its use in this work. Being succeeded in the employment of CR-39 as an α -spectrometer we concluded that some important informations (like the radon daughters deposition rates on the walls of an environment) can be achieved [Had(91)]. The knowledge about the behavior of plate-out (which is precisely what obstructs the accomplishment of absolute calibration factors) made possible the determination of the ranges in zenital angle and energy where CR-39 can detect α -particles with efficiency of $\sim 100\%$, at our conditions of track observation. In this way, we obtained calibration factors for CR-39 that are weakly dependent on environmental conditions (see chapters 9 and 10). We think that these results can contribute to the improvement of RD detection techniques.

AGRADECIMENTOS:

À Adriana e aos meus pais, pelo Amor que me foi dedicado;

À Ana Maria, pela ajuda que me deu, tanto dentro quanto fora de meu trabalho e pelo importante papel que representa dentro do nosso grupo, quando, mesmo as vezes tendo que lutar contra preconceitos, é capaz de utilizar sua intensa força para nos iluminar e nos encorajar nos momentos difíceis;

Ao Dr. G. Bigazzi, do CNR - Itália, e à Dra. Marília Khouri, do IPEN, pela imensa disposição e interesse, nos ajudando muito, principalmente no início de nosso trabalho;

Ao Biral, pela sua amizade, por todo o auxílio que me deu, especialmente na área de computação e ciência dos aerossóis e principalmente por suas lições de relacionamento humano, mesmo sem se esquecer de que o homem possui uma sombra;

Aos meus amigos de Feira de Santana, César, Fernando, Manoel e Alberto d'Itacaré, por ter desencadeado o meu despertar;

Ao meu pai, Edgar de Paulo, por fornecer grande parte da matéria prima e apoio técnico sem o qual este trabalho não seria possível;

À Lígia - que fez grande parte das medidas que resultaram nesse trabalho - por sempre querer se superar na qualidade, muitas vezes fazendo mais e melhor do que lhe é solicitado;

Ao Julio, que me ensinou praticamente tudo o que eu sei em termos de física experimental e por ter me orientado em prol de qualidades cada vez mais raras dentro de uma sociedade cada vez mais técnica e imediatista; fazendo-me compreender, dentre outras coisas, que o físico, além de OUSAR, deve sempre lutar contra a tendência de "varrer sujeira embaixo do tapete" e também por me fazer ver que a física não está baseada apenas em FATOS, mas também em outros fatores (tais quais o ciúme, o desejo de poder, etc.) que contribuem para o fato de que trabalhos científicos não representam necessariamente a "verdade";

Ao Pedro, por tudo o que me ensinou nesses dez anos de amizade, principalmente por ter expandido os meus horizontes, mostrando-me a importância do "dionisíaco" e impedindo que o "apolíneo" tomasse conta de toda a minha psique. Agradeço também às suas dicas geniais - que muito auxiliaram em meu trabalho - próprias de alguém que, se quizer, está inevitavelmente destinado a ser um dos maiores físicos de todos os tempos;

Agradeço também a todos os funcionários, alunos e professores do Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia, os quais, de uma forma ou outra, contribuíram para a minha tese.

A todas estas pessoas eu dedico este trabalho.

INTRODUÇÃO:

O objetivo desta tese é o de fornecer uma contribuição à dosimetria do Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano. O enfoque do trabalho foi direcionado justamente aos tópicos que, nos dias atuais, representam os maiores focos de dificuldades que devem ser enfrentados pelos pesquisadores, quando a dosimetria é feita com detetores de traços, principalmente no caso de detetores com características semelhantes ao CR-39. O principal desses tópicos é o que se refere aos efeitos do PLATE-OUT, ou depósito dos átomos dos filhos do Rn-222 sobre superfícies materiais. O plate-out provoca uma "perturbação" na detecção da atividade dos filhos do Rn-222, que depende de condições ambientais como a ventilação e a distribuição de tamanhos dos aerossóis presentes no ar. Esse fato faz com que, em geral, os fatores de calibração associados aos detetores de traços (que estabelecem a relação entre a densidade de traços observada nos detetores e a atividade α presente no ar) sejam válidos para condições ambientais restritas. Os mesmos fatores de calibração não podem ser utilizados num número muito grande de ambientes. Assim, se se deseja evitar erros grosseiros, deve-se adotar um fator de calibração diferente para cada tipo diferente de ambiente.

Nesta tese, é demonstrado que essa dificuldade pode ser sanada através do uso do CR-39 como um espectrômetro. Através dessa técnica, é possível a obtenção de fatores de calibração que são "fracamente dependentes" das condições ambientais; além do que é possível

a aquisição de dados sobre as próprias condições ambientais, através, por exemplo, da medida das taxas de deposição dos átomos dos filhos do Rn-222 nas paredes do ambiente.

O tamanho da tese pode parecer pretensiosamente grande, mas ao longo do trabalho procurou-se não negligenciar a abordagem dos diversos aspectos que estão inevitavelmente ligados à dosimetria do Rn-222 e filhos. No capítulo 1, é tratado dos aspectos básicos com relação à contaminação ambiental por Rn-222 e filhos, e de sua importância para a saúde da população. No capítulo 2, é feito um resumo das várias técnicas de detecção do Rn-222 e filhos utilizadas na atualidade e, no capítulo 3, é abordada especificamente a detecção via utilização de detetores de traços. O capítulo 4 trata da questão da eficiência dos detetores plásticos. É abordado ainda, no capítulo 4, o fato de que a questão da eficiência dos detetores plásticos se apresenta como um tópico ainda em aberto, principalmente, como já comentado, devido aos efeitos do plate-out.

Assim, no capítulo 5, é tratado especificamente do plate-out e de sua influência sobre os detetores plásticos. Visando uma descrição teórica dos resultados experimentais apresentados no capítulo 5, no capítulo 6 é feito um estudo teórico sobre a relação entre o plate-out e a distribuição espacial dos átomos do Rn-222 e filhos presentes no ar, com base na teoria de difusão e transporte e em função das condições ambientais.

Tendo em vista os mecanismos pelos quais o plate-out influencia tanto a atividade do Rn-222 e filhos presentes no ar, como o próprio processo de detecção desses radionuclídeos, no capítulo 7 é feita uma avaliação grosseira da relação entre a atividade dos filhos do Rn-222 no ar e a dose recebida pelo aparelho respiratório humano e, nos capítulos seguintes, é tratado da detecção do Rn-222 e filhos (usando-se o CR-39) levando-se em conta os efeitos do plate-out.

O capítulo 8 trata da relação entre a densidade de traços apresentada por um CR-39 e a atividade α presente no ar. No capítulo 9, é constatado que não se pode estimar a atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar, apenas contando-se a densidade de traços. É necessário, então, que se utilize o CR-39 como um espectrômetro α (ou seja, que sejam

medidos os diâmetros dos traços). É explicado também, no capítulo 9, COMO o CR-39 pode ser utilizado como um detetor absoluto por meio da espectrometria α .

O capítulo 10 trata da medida dos fatores de calibração (eficiência) associados à utilização do CR-39 como um detetor absoluto. Finalmente, no capítulo 11, trata-se da utilização, na prática, dos resultados obtidos nos capítulos anteriores, das informações que podem ser obtidas com a técnica proposta nesta tese e também das limitações da mesma.

ÍNDICE:

Capítulo 1:	/
Contaminação ambiental devido a Rn-222 e filhos.....	1
Capítulo 2:	
Técnicas de detecção.....	18
Capítulo 3:	
Detetores plásticos.....	24
Capítulo 4:	
A eficiência dos detetores plásticos.....	38
Capítulo 5:	
O plate-out.....	44
Capítulo 6:	
Aspectos básicos das propriedades de transporte do Rn-222 e filhos através do ar.....	91
Capítulo 7:	
Cálculo de dose.....	163
Capítulo 8:	
Aspectos relacionados à detecção do Rn-222 e filhos via SSNTDs, levando-se em conta os efeitos do plate-out.....	173
Capítulo 9:	
O CR-39 como um detetor absoluto.....	199
Capítulo 10:	
Medida da eficiência absoluta do CR-39 para a detecção do Rn-222 e filhos.....	242
Capítulo 11:	
Observações gerais com respeito à utilização prática dos resultados obtidos.....	303

CAPÍTULO 1

CONTAMINAÇÃO AMBIENTAL DEVIDO A Rn-222 E FILHOS

Dentre todas as contaminações radioativas a que o homem está sujeito (incluindo tanto as naturais quanto as artificiais), a mais insalubre, do ponto de vista da população como um todo, é a que diz respeito à presença de átomos de Rn-222 e filhos no ar, em ambientes de convívio humano [Ma(71),apêndice H; Ker(88)].

A inalação desses radionuclídeos faz com que uma certa dose de radioatividade seja recebida pelo aparelho respiratório humano. A exposição do tecido do aparelho respiratório à radiação (principalmente radiação α) pode ocasionar o surgimento de células cancerígenas. Dependendo da dose de radioatividade recebida, é possível o aparecimento de formas malignas de câncer.

Baseado no que se conhece sobre esse tipo de contaminação, acredita-se que, nos EUA, cerca de 10.000 mortes anuais devido à incidência de câncer no aparelho respiratório se devem, nos dias atuais, à contaminação ambiental devido a Rn-222 e filhos. Essa estimativa coloca esse tipo de contaminação em "primeiro lugar", em termos de insalubridade, excedendo estimativas correspondentes a outras fontes de radioatividade natural (como raios cósmicos e presença de outros elementos radioativos na crosta terrestre e atmosfera), como também artificial [Ma(71),apêndice H]. Incluindo, neste último caso, a contaminação ou dose decorrente da atividade de usinas nucleares (que é cerca de 10.000 vezes menor que a correspondente à inalação de Rn-222 e filhos [Ei(89)]); de acidentes e testes nucleares; e devido ao uso de radioatividade na medicina (raios-X, por exemplo) [Ei(89)].

A "taxa de mortalidade" correspondente à inalação de Rn-222 e filhos pode ser comparável com aquelas originadas de outros fatores, "não-radioativos", excedendo, por exemplo, o "risco de morte prematura" devido à presença de poluentes químicos no ar (ou impurezas em geral). Além disso, a "periculosidade", em termos de risco de vida, correspondente à inalação de Rn-222 e filhos, em ambientes onde esse tipo de contaminação alcança índices acima da média, é comparável à "periculosidade" devido a acidentes automobilísticos, ou mesmo devido a

certas atividades humanas tidas como "mais ou menos voluntárias", como o hábito de fumar [Ker(88)].

Pode ser visto, então, que a contaminação ambiental devido a Rn-222 e filhos é um tópico importante, não só em termos de física nuclear, mas no âmbito da saúde pública em geral. Essa área de pesquisa, nos últimos anos, tem merecido especial atenção de um grande número de pesquisadores, sendo objeto também de um grande número de publicações [Na(88)]. Apesar disso, ainda existem muitas incertezas dentro dessa área de pesquisa, como ficará mais claro ao longo deste trabalho. Isso se deve, em primeiro lugar, a que as medidas da atividade de Rn-222 e filhos em ambientes e também o cálculo da dose no interior das vias respiratórias envolvem tópicos bastantes complicados para que possam ser descritos por meio de teorias simples. Em segundo lugar, o estudo da contaminação ambiental devido a Rn-222 e filhos é um assunto bastante recente, tendo sido desenvolvido durante as últimas décadas, muito embora a presença de radônio no ar seja um fato conhecido desde 1901 [Cl(83)].

O estudo dos efeitos da inalação de Rn-222 e filhos, do ponto de vista da saúde pública, originou-se das investigações de males sofridos por trabalhadores de minas. É bem conhecido, desde o século XVI, que é comum o aparecimento, em mineiros, de problemas pulmonares [Cl(83)]. Nas primeiras décadas do séc. XX, notou-se que existia uma correlação entre altas concentrações de Rn-222 em minas e incidência de câncer pulmonar. Em 1951, foi demonstrado que os verdadeiros responsáveis pela dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório são, na verdade, os FILHOS DO RADÔNIO, os quais são inalados da mesma forma que o próprio Rn-222 [Cl(83)]¹.

¹Em 1955 foram feitas experiências com ratos que foram expostos numa atmosfera de Rn-222 e filhos e em outra atmosfera contendo apenas Rn-222. Observou-se que a radiação γ (que é emitida pelos filhos do Rn-222) nos pulmões dos ratos era maior que o normal apenas naqueles que ficaram expostos à atmosfera que continha filhos do Rn-222. No período de 1953/54 foram reportados uma série de experimentos com ratos, cães e homens que confirmaram que a principal parcela da dose se deve aos átomos dos filhos do Rn-222 [Ch(56)].

O trabalho pioneiro sobre medidas de concentrações de Rn-222 em residências foi feito em 1956, na Suécia. Apesar desse trabalho, antes de 1970, os pesquisadores da área não tinham consciência de que a presença de Rn-222 e filhos em residências poderia ter algum efeito significativo. Mesmo assim, nas décadas de 50 e 60, um grande número de trabalhos foi publicado visando a compreensão de mecanismos que influenciam as concentrações de Rn-222 e filhos, em minas, e também dos efeitos da inalação desses radionuclídeos [Wr(69); Ch(56); Ta(66); Al(64); Raa(69)].

Indicações quanto à insalubridade da inalação de Rn-222 e filhos, do ponto de vista do público em geral, apareceram nos primeiros anos da década de 70, quando houve a conscientização de que o Rn-222 atingia níveis muito altos no interior de residências suecas [Na(88), pag.3]. Na década de 70, então, foram realizados diversos trabalhos envolvendo medidas das concentrações de Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano [Cl(83); Sw(86)].

Através da análise estatística de incidência de câncer em mineiros e também de medidas recentes de concentrações de Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano foi possível a obtenção de uma estimativa grosseira do número possível de mortes anuais, nos EUA [Co(80)], e em outros países [Sw(86)], devido a esse tipo de contaminação.

Somente nas décadas de 70 e 80, portanto, se descobriu que a inalação de Rn-222 e filhos pode ter influência significativa sobre a saúde do público em geral. Nessas duas décadas, um grande número de trabalhos foram publicados, envolvendo pesquisas nas sub-áreas de metodologia de detecção de Rn-222 e filhos; realização de surveys; avaliação teórica de mecanismos que regem o transporte de átomos de Rn-222 e filhos no ar e também em materiais onde o Rn-222 é formado; cálculo da dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório; etc. Hoje em dia, a bibliografia relativa a essa área de pesquisa conta com centenas de publicações, com autores de todo o mundo [Na(88)].

Para se ter uma idéia da importância atribuída ao assunto, nos dias de hoje, basta mencionar que os EUA, em 1988, gastaram aproximadamente 14 milhões de dólares em pesquisa nesse campo de trabalho, e os países da Comunidade Européia pretendem gastar uma quantia equivalente a 12 milhões de dólares, no período de 1992-94 [Ste(89)].

Para compreender, como um todo, os diversos aspectos envolvidos nessa área de pesquisa, podemos dividir o assunto em três tópicos: a) A formação de átomos de Rn-222; b) A presença de Rn-222 e filhos no ar; c) inalação e dose de radioatividade no aparelho respiratório humano.

a) A formação de átomos de Rn-222:

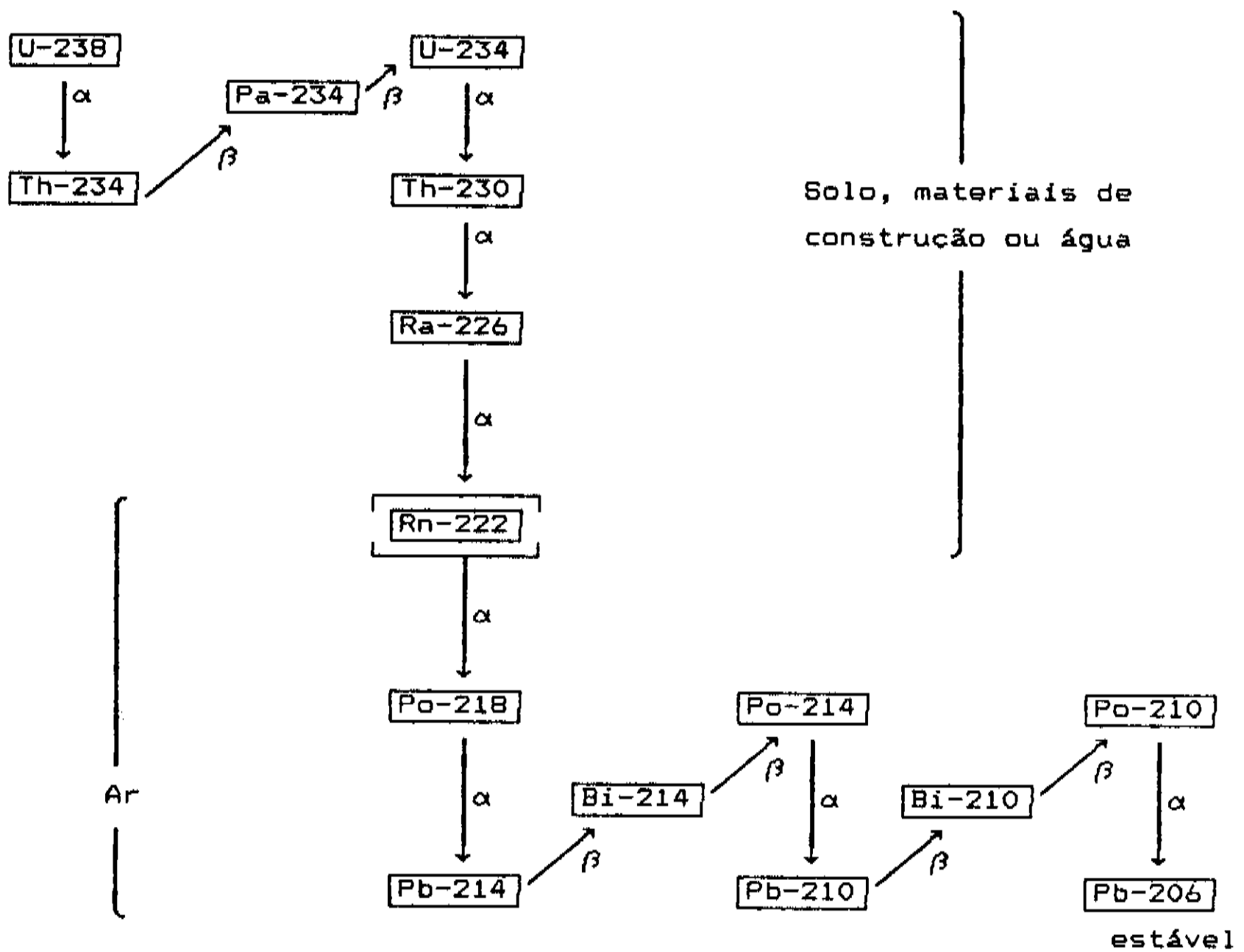
O Rn-222 é formado como um produto da série radioativa do urânio-238, elemento este que compõe a crosta terrestre numa proporção de aproximadamente 5ppm. O esquema da página 5 representa a série radioativa do U-238. α e β denotam os tipos de radioatividade envolvidas nos decaimentos mostrados.

O decaimento do U-238, no solo, então, dá surgimento a vários outros elementos e, dentre eles, está o Rn-222. O Rn-222 é um gás nobre e, assim sendo, ele tem a capacidade de se difundir através do solo, podendo emanar para o interior de ambientes. Desta forma, existe um certo fluxo de átomos de Rn-222 vindo do solo, em toda a crosta terrestre, que depende do conteúdo de U-238 no solo e da maior ou menor resistência que o solo oferece à difusão do Rn-222.

O Rn-222 presente no ar, em ambientes de convívio humano, não se origina, no entanto, apenas no solo, mas sim também em materiais de construção (tijolos, concreto, cerâmica, etc.) que compõem o ambiente, uma vez que esses materiais são fabricados a partir de substâncias retiradas do solo [Jo(83a); In(83a); In(83b); Sc(83)]. Assim sendo, mesmo em apartamentos situados a vários andares do solo pode haver concentrações significativas de Rn-222 [Ges(83)].

A atividade do Rn-222 no solo tipicamente se situa na faixa de 300 a 2.000pCi/l. (10.000 a 75.000 Bq/m³) [Za(83)], o que corresponde a cerca de 2×10^{10} átomos de Rn-222 por m³ de solo. A TAXA DE EMANAÇÃO do Rn-222 do solo para o interior de ambientes tem um valor médio da ordem

de 0,5 pCi l⁻¹ h⁻¹ (20 Bq m⁻³ h⁻¹)². Já a taxa de emissão relativa a materiais de construção tem um valor médio de 0,05 pCi l⁻¹ h⁻¹ [Na(88), pag.20].



Série radioativa do U-238

²Este valor é bastante variável de um ambiente para outro, devendo ser entendido como uma estimativa grosseira da taxa de emissão média.

Uma outra fonte de Rn-222 que pode ser importante em determinados tipos de ambientes é a água [Na(88), pag.21; So(86); Va(88); Sin(84)]. Em certas localidades, a concentração de Rn-222 na água pode assumir proporções tais que a utilização doméstica da água (na cozinha e banheiro, por exemplo) pode proporcionar um aumento significativo na atividade de Rn-222 no ar [He(83)]. Em um survey realizado nos EUA [Co(86b)], verificou-se que, em um grande número de residências, a concentração de Rn-222 na cozinha superava a concentração desse elemento em outras partes dessas residências.

Como vimos, então, a emissão do Rn-222 dessas diversas fontes (solo, materiais de construção e água, principalmente) leva a uma contaminação radioativa tanto do ar interior de ambientes como da atmosfera da Terra como um todo. No interior de ambientes de convívio humano, a concentração de Rn-222 é significativamente maior que no ar externo. Isso se deve ao fato de que o Rn-222 tende a se acumular no interior de ambientes, uma vez que, em geral, a taxa de emissão é maior que a taxa de saída de Rn-222 (pela ventilação ou troca de ar com o meio externo). Sob um outro ponto de vista, o Rn-222 que emana do solo, água e materiais de construção, para o interior de ambientes, pode se distribuir num volume efetivo de ar muito menor que aquele representado pelo ambiente externo. Desta forma, não causa estranheza o fato de que no interior de ambientes, a atividade típica do Rn-222 no ar é cerca de 1 pCi/l. ($\sim 50 \text{ Bq/m}^3$) [Ne(83b)], enquanto que, para o ar externo, essa concentração é grosseiramente 10 vezes menor [Ges(83)].

O acúmulo de Rn-222 no interior de ambientes representa um fator tão mais crítico quanto menor for a ventilação (troca de ar com o meio externo). Em países frios, onde geralmente as residências são mantidas fechadas durante o inverno, a concentração de Rn-222 em residências pode atingir níveis bastante superiores à média mundial ($\sim 1 \text{ pCi/l.}$). Isso não significa, no entanto, que, em países tropicais, a contaminação do ar por Rn-222 não seja significativa. Atualmente, há indicações de que o principal fator que determina o nível de contaminação por Rn-222 no interior de ambientes é a taxa de emissão, e não a taxa de ventilação (o que quer dizer que, mesmo em ambientes bem ventilados, pode haver altas concentrações de Rn-222) [Co(86b), Ne(83a), Ne(83c)].

b) A presença do Rn-222 e filhos no ar:

Uma vez presente no ar no interior de ambientes, o Rn-222, através do seu decaimento radioativo, gera outros elementos (os "filhos do Rn-222"). Quando respiramos, esses elementos são inalados juntamente com o Rn-222. Devido às suas propriedades químicas, os filhos do Rn-222 ficam retidos no interior das vias respiratórias, enquanto que o Rn-222, por ser um gás nobre, é quase que totalmente "devolvido" ao ar por meio da expiração. Assim sendo, os filhos do Rn-222 se constituem nos verdadeiros responsáveis pela dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório humano. Desta forma, é importante que se compreenda os diversos aspectos relacionados às propriedades dos filhos do Rn-222 no ar.

A Tabela I mostra alguns dados com respeito às propriedades nucleares do Rn-222 e filhos. Observa-se, da Tabela I, que as meias-vidas dos primeiros filhos do Rn-222 (do Po-218 ao Po-214) são bastante curtas (da ordem de minutos). Isso contribui para que as atividades dos filhos do Rn-222 no interior de ambientes sejam comparáveis à própria atividade do Rn-222⁹ (pelo menos a mesma ordem de grandeza). Isso já não ocorre com

⁹Com base nas leis de decaimento radioativo [Ev(55), capítulo 15], sabe-se que, quanto menor for a meia vida de um elemento "filho", maior a rapidez ou facilidade com que ele entra em equilíbrio de atividade (número de desintegrações por unidade de tempo) com relação ao átomo "pai". Considerando-se, por exemplo, que em $t = 0$, os filhos do Rn-222 pudessem ser totalmente retirados do interior de um ambiente, em poucas horas os filhos do Rn-222 (do Po-218 ao Po-214) já estariam em equilíbrio de atividades com o átomo pai (Rn-222), se o ambiente permanecer fechado (sem ventilação), durante aquele período de tempo. A ventilação atua como um fator que impede que o equilíbrio de atividades seja estabelecido [Ja(72a); Po(78); Pa(84)]. Quanto maior for a ventilação de um ambiente, menor será a atividade dos filhos do Rn-222 com relação ao próprio Rn-222. Nesse aspecto, a ventilação pode ser considerada "significativa" quando a taxa de renovação de ar (número de trocas de ar de um ambiente por unidade de tempo) é comparável à meia-vida dos filhos do Rn-222.

a atividade do Pb-210 e dos filhos do Pb-210. A atividade do Pb-210 seria comparável à do Rn-222 apenas numa condição em que um ambiente permaneça fechado por um período de tempo (ver nota 3) comparável à meia-vida desse elemento (21 anos). Assim sendo, no que diz respeito à contaminação ambiental devido a Rn-222 e filhos, pode-se desconsiderar o Pb-210 e filhos. Assim sendo, a questão fica reduzida a apenas uma parte da série radioativa do U-238: a parte correspondente aos elementos Rn-222, Po-218, Pb-214, Bi-214 e Po-214.

TABELA I

ISÓTOPO	NOME TRADICIONAL	MEIA-VIDA	λ (seg. ⁻¹)	RADIAÇÃO	ENERGIA
Rn-222	Radônio	3,823 d.	$2,10 \times 10^{-6}$	α	5,49MeV
Po-218	Rádio A	3,05 m.	$3,79 \times 10^{-3}$	α	6,00MeV
Pb-214	Rádio B	26,8 m.	$4,31 \times 10^{-4}$	β, γ	
Bi-214	Rádio C	19,7 m.	$5,86 \times 10^{-4}$	β, γ	
Po-214	Rádio C'	164 μ s.	$4,23 \times 10^9$	α	7,69MeV
Pb-210	Rádio D	21 a.	$1,05 \times 10^{-9}$	β, γ	
Bi-210	Rádio E	5,01 d.	$1,60 \times 10^{-6}$	β	
Po-210	Rádio F	138,4 d.	$5,80 \times 10^{-8}$	α	5,30MeV
Pb-206	Rádio G	estável.			

c) Dose de radioatividade no aparelho respiratório:

Como já foi dito, quando os filhos do Rn-222 (Po-218, Pb-214, Bi-214 e Po-214) são inalados eles podem ficar retidos no interior das vias respiratórias. A dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório deve-se, principalmente, à emissão de radioatividade α . Sabe-se, através de resultados experimentais, que uma partícula α com determinada energia é cerca de 20 vezes mais danosa aos

tecidos pulmonares que uma partícula β de mesma energia⁴.

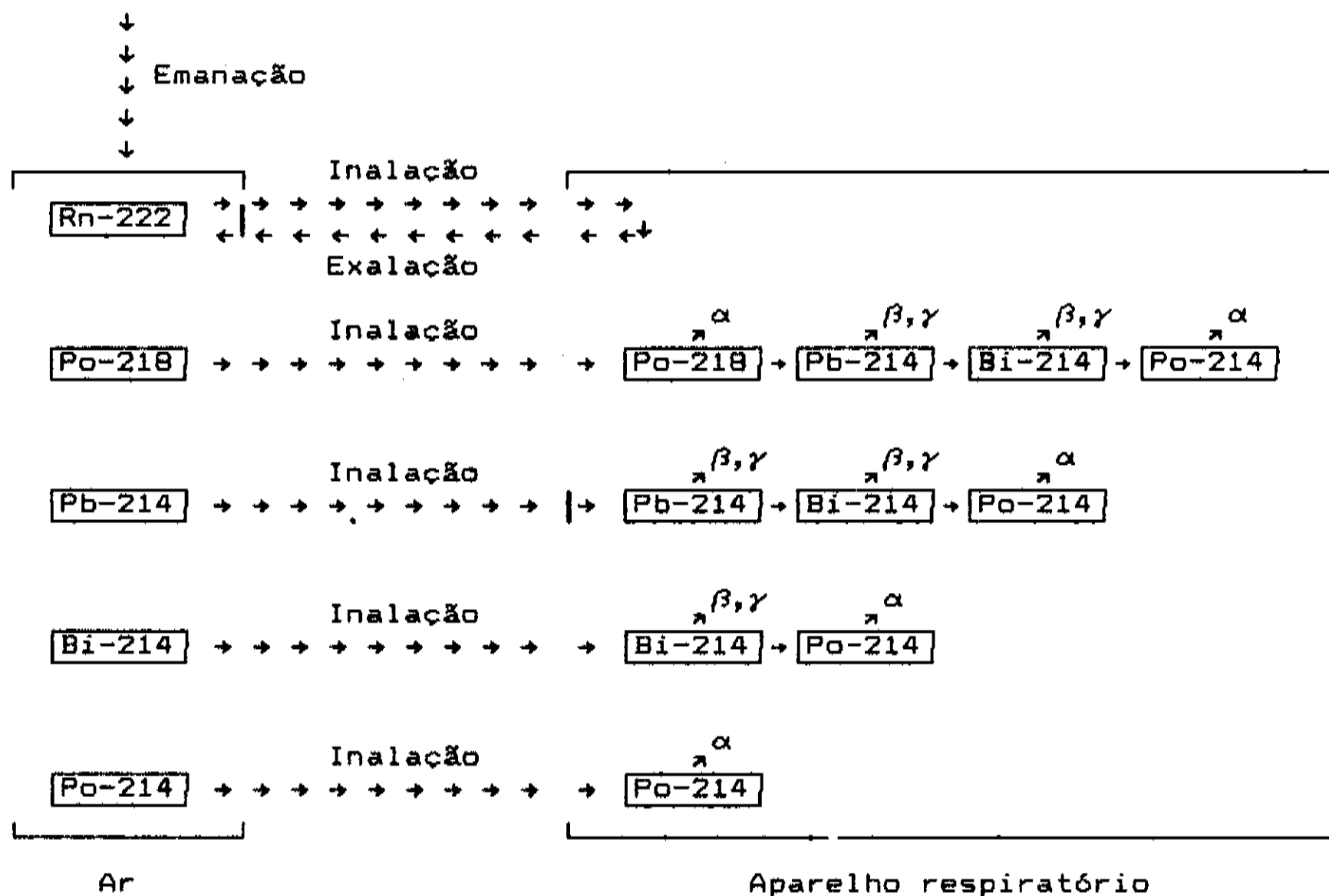
No caso em que os filhos do Rn-222 estão retidos no tecido pulmonar, a contribuição à dose total devido à radioatividade β pode ser desprezada [Al(64); Ph(80)]. Isso não significa, entretanto, que deve-se simplesmente desconsiderar a inalação dos átomos de Bi-214 e Pb-214, que são emissores β (e γ). Uma vez presentes no interior das vias respiratórias, esses dois tipos de átomos, pelo decaimento radioativo, se transformam em átomos de Po-214 (emissor α). Assim sendo, POTENCIALMENTE, os átomos de Bi-214 e Pb-214 são emissores α , no que diz respeito à dose de radioatividade recebida pelos tecidos pulmonares.

Para efeito de cálculo, define-se ENERGIA POTENCIAL como sendo a energia que é transferida ao tecido pulmonar, em decorrência da inalação de um determinado tipo de radionuclídeo [Fr(77); Ja(72b)]. A energia potencial relacionada a átomos de Pb-214, Bi-214 e Po-214 é igual a 7,69MeV, que é a energia com que são emitidas as partículas α do Po-214. Para os átomos de Po-218, a energia potencial é igual a 13,69MeV (6,00 + 7,69MeV), pois cada átomo de Po-218 (que emite uma partícula α de 6,00MeV) acaba se transformando, dentro do pulmão, em um átomo de Po-214 (que emite outra partícula α de 7,69MeV). O esquema na página 10 representa os processos que ocorrem desde a emissão de Rn-222 até a radioatividade α recebida pelo aparelho respiratório.

A DOSE de radioatividade, falando de uma maneira simplista, representa a quantidade de energia que é transferida, por meio da radioatividade, a uma certa MASSA de tecido. Para calcular a dose recebida pelo aparelho respiratório em função da atividade dos filhos do

⁴A extensão e intensidade dos danos devidos a um determinado tipo de radiação são medidas por um parâmetro chamado de FATOR DE QUALIDADE (Q). Q é tomado como sendo igual a 1 para radiação γ . Para partículas β , Q também vale 1. Para partículas α , o valor que é tradicionalmente usado é 10 [La(75), pag.373]. No entanto, este valor corresponde a apenas uma referência geral e não representa as diferentes suscetibilidades associadas a tecidos orgânicos distintos. Baseado em evidências experimentais [Ste(83); Ne(83b)], tem-se optado por utilizar o valor de 20, quando a radioatividade α se dá no tecido pulmonar.

Rn-222 presentes no ar, deve-se, então, levar em conta a energia potencial correspondente a cada um dos radionuclídeos em questão. Para isso, estabeleceu-se como unidade de dose o "working level".



Transferência de radioatividade do ar ao aparelho respiratório

O "WORKING LEVEL":

Na década de 50, quando se descobriu efetivamente que, nos EUA, os filhos do Rn-222 causavam problemas pulmonares em trabalhadores de minas, houve a necessidade da adoção de um limite legal, ou seja, um limite que pudesse ser inserido na legislação vigente naquele país, para regular a exposição de mineiros aos filhos do Rn-222. Em 1955, o Public Health Service (EUA), baseado em estatísticas disponíveis sobre a incidência de câncer em mineiros, estabeleceu o limite de exposição a filhos do Rn-222 como sendo igual a $1,3 \times 10^5$ MeV de energia α potencial por cada litro de ar ambiental [Al(64)]. Foi criado, então, uma unidade a partir da qual se pode avaliar, pelo conhecimento das atividades (em pCi/l.) dos átomos dos filhos do Rn-222 presentes no ar, o quanto que a energia potencial recebida, no aparelho respiratório de um mineiro, excede o valor de $1,3 \times 10^5$ MeV.

Com base no conhecimento do valor das meias-vidas dos filhos do Rn-222, sabe-se que 1 pCi/l. de atividade corresponde a 9,78 átomos de Po-218 por litro⁵ ou 85,7 átomos de Pb-214 por litro ou 63,1 átomos de Bi-214 por litro ou $\sim 10^{-5}$ átomos de Po-214 por litro [Fr(77)]. A partir dessa informação, tem-se que a energia α potencial por, pCi/l., correspondente a cada um dos filhos do Rn-222 é:

Po-218	→	134 MeV por pCi/l.
Pb-214	→	659 MeV por pCi/l.
Bi-214	→	485 MeV por pCi/l.
Po-214	→	desprezível.

⁵O número de átomos por litro de Po-218, por exemplo, correspondente a 1 pCi/l. pode ser calculado da seguinte maneira: A atividade A de um radionuclídeo, segundo as leis de decaimento radioativo [Ev(55), capítulo 15] é igual a $N\lambda$ onde N = número de átomos por litro e λ é a constante de decaimento ($\approx 3,79 \times 10^{-9} \text{ seg}^{-1}$, para o Po-218). Sabendo-se que 1 pCi/l. corresponde a 0,037 desintegrações por segundo por litro, temos que: $N (3,79 \times 10^{-9} \text{ seg}^{-1}) = 0,037 \text{ seg}^{-1} \text{ l}^{-1} \Rightarrow N \approx 9,78 \text{ átomos/litro}$.

Assim sendo, o "working level" é definido como:

$$\begin{aligned} \text{WL} &= (134 C_A + 659 C_B + 485 C_C) / (1,3 \times 10^5) \\ \rightarrow \text{WL} &= 0,00103 C_A + 0,00507 C_B + 0,00373 C_C \quad (1.1) \end{aligned}$$

onde C_A , C_B e C_C são as atividades do Po-218, Pb-214 e Bi-214 respectivamente, dadas em pCi/l.

Em 1.1, nota-se que a contribuição dos átomos de Po-214 que são inalados não é considerada. Ela é desprezível porque, sendo muito pequena a meia-vida desse elemento, também o número desses átomos por litro de ar é bastante inferior ao número de átomos por litro dos outros filhos do Rn-222.

Em 1960, o WL foi adotado pela American Standards Association como o nível máximo permitido para mineiros [Al(64)]. Desde então, essa unidade tem sido adotada por um grande número de pesquisadores, tendo sido publicados muitos trabalhos visando tanto o estudo do WL como índice adequado à medida da dose devido à inalação de filhos do Rn-222, como o desenvolvimento de metodologias de detecção desses radionuclídeos baseadas na adoção do WL como unidade padrão [Mor(69); Har(74); Fr(77); Na(80); Gr(73); Ab(81)].

No intuito de se levar em conta o tempo que uma pessoa fica exposta a um determinado nível de atividade dos filhos do Rn-222, foi definido o "working level month" (WLM) [Fr(77); Tot(72)]. Postula-se que um mês de trabalho corresponde a 170 horas, se nessas 170 horas uma pessoa esteve exposta a 1 WL, então o nível de exposição correspondente foi de 1 WLM.

Apesar do fato de que o WL e o WLM são unidades definidas para serem utilizadas em minas, o seu uso foi extendido a ambientes de convívio humano, tais como as residências. Para o público em geral, adota-se normalmente um valor para a dose máxima permitida igual a cem vezes menor que a dose máxima relativa a trabalhadores. Assim sendo, adotou-se 0,01 WL como o nível máximo de exposição permitido para o público em geral [Fr(77)]. Esse limite equivale a 1 pCi/l. de Rn-222 em equilíbrio de atividade com os seus filhos, o que equivale grosseiramente ao nível médio de Rn-222 e filhos encontrado em ambientes de convívio

humano (o que quer dizer que não é pequena a probabilidade de se encontrar ambientes cujos níveis de atividade devido a Rn-222 e filhos excedam ao limite estipulado).

Alguns autores [Co(80); Na(88)] estimam os níveis de exposição da população admitindo que, em média, uma pessoa passa apenas 80% do tempo no interior de ambientes. Assim, tem-se que 1 WLM corresponde à exposição de 1 WL durante um período de tempo de $(170)(0,8)$ horas em cada mês. Desta forma, tem-se que [Co(80)]:

$$1 \text{ WL} \leftrightarrow 41 \text{ WLM/ano} \quad (1.2)$$

A exposição de pessoas aos filhos do Rn-222, dada em WLM/ano, mede a quantidade efetiva de energia α potencial que as pessoas recebem durante um ano. A correspondência entre o WL e o WLM/ano, dada acima, indica que, se o nível de energia α potencial em um dado ambiente é igual a 1 WL, a exposição será igual a 41 WLM/ano.

O WL, apesar de bastante utilizado no cálculo de dose, para exposições em ambientes de convívio humano, tem sido bastante questionado por pesquisadores da área [Fr(77); Ja(72b)]. A utilização do WL representa uma forma excessivamente simplificada de calcular a dose devido à inalação de filhos do Rn-222 (ver capítulo 7). Como vimos, no WL somente se leva em conta a energia α que potencialmente é transferida ao aparelho respiratório, considerado como um todo. Na realidade, o mecanismo de transferência de energia, devido à radiação, aos tecidos pulmonares é um processo bastante complicado (conforme veremos no capítulo 6). Conforme tem sido mostrado por alguns autores [Ja(72b); Al(64); Har(72); Ha(67); Ta(66); Ph(80); Ch(56); Ge(67)], a dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório depende, dentre outras coisas: i) dos locais do aparelho respiratório em que os filhos do Rn-222 ficam retidos, o que por sua vez depende das condições do ar que se respira (respirar uma certa quantidade de átomos de filhos do Rn-222 num ar limpo resulta numa dose diferente daquela relativa à inalação da mesma quantidade daqueles átomos num ambiente poluído) e de mecanismos de transporte dos átomos retidos, no interior das vias respiratórias, por meio da ação de células ciliadas e de locomoção de mucos; ii) da própria morfologia do aparelho respiratório e dos coeficientes de retenção de

átomos, relativos a cada parte do sistema respiratório; iii) da maior ou menor resistência que cada parte do aparelho respiratório apresenta à radioatividade α . Assim sendo, a dose de radioatividade, recebida pelo aparelho respiratório humano, devido à inalação de filhos do Rn-222 se apresenta como um processo por demais complexo para ser expresso em termos do WL.

A complexidade dos diversos tópicos relacionados ao cálculo da dose é ainda mais acentuada quando se acrescenta o problema relacionado ao hábito de fumar. Sabe-se hoje em dia que o hábito de fumar é o principal causador de câncer pulmonar. Entretanto ainda parece pouco esclarecida a questão da relação entre o hábito de fumar e a maior ou menor resistência do aparelho respiratório à radioatividade α [Ne(83a); Gi(86); Cr(84)]. Sabe-se que a incidência de câncer em mineiros fumantes é estatisticamente maior que em não-fumantes, mas não se sabe se é o fumo que causa o câncer diretamente ou se o fumo faz com que o pulmão apresente menor resistência à ação da radioatividade α . Tem sido adotado por parte de alguns pesquisadores, nos dias de hoje, a opinião de que o hábito de fumar reduz o PERÍODO DE LATÊNCIA, associado ao aparecimento de câncer devido à inalação dos filhos do Rn-222 [Ne(83a); Ste(83)]. O período de latência é definido como o intervalo de tempo que é necessário para a manifestação de câncer, após o início da exposição de pessoas a ambientes contendo filhos do Rn-222.

Ainda se sabe muito pouco com respeito ao risco de aparecimento de câncer em função da dose de radioatividade recebida devido à inalação de filhos do Rn-222 [Ste(83)]. Apesar de terem sido feitas tentativas de se correlacionar estatísticas de aparecimento de câncer em certas localidades com medidas das concentrações de filhos do Rn-222 em ambientes [He(83)], os dados obtidos até os dias de hoje ainda não são claros, do ponto de vista estatístico [Ne(88), pag.358]. Assim sendo, os únicos dados efetivamente disponíveis sobre riscos de aparecimento de câncer são os que se baseiam em dados obtidos em minas [Ste(83); Th(85); Ne(83a); Co(80)]. Com base na análise estatística desses dados, tem-se estimado grosseiramente que a chance de aparecimento de câncer no aparelho respiratório para a exposição de 1 WLM varia entre $(130 \text{ e } 1.050) \times 10^{-6}$, sendo que o valor mais provável se encontra entre $(200 \text{ e } 450) \times 10^{-6}$ [Ne(83a)]. Esses valores são reconhecidos como válidos para as condições existentes em minas, onde a atividade dos filhos do Rn-222 é cerca de uma ordem de grandeza maior que em ambientes de convívio humano. Na ausência de outros tipos de dados confiáveis, os pesquisadores se vêm obrigados a extrapolar os dados obtidos em minas para as condições ambientais e, para isso, têm que supor que a relação entre risco de aparecimento de câncer e dose é LINEAR, suposição esta que não é suportada por nenhuma evidência experimental segura. Apesar disso, o valor de $200 - 450 \times 10^{-6}/\text{WLM}$ tem sido utilizado para se estimar o número anual de mortes devido à contaminação ambiental por Rn-222 e filhos. Nos EUA, por exemplo, estima-se que a exposição média anual da população a filhos do Rn-222 é igual a 0,2 WLM/ano. Como resultado, obtem-se que cerca de 10.000 mortes anuais podem estar ocorrendo devido a esse tipo de contaminação ambiental [Co(80); Ne(83a)]. Apesar das incertezas inerentes a esse tipo de estimativa, o resultado obtido é, pelo menos, preocupante, o que justifica a "colocação" da contaminação ambiental devido a Rn-222 e filhos como a mais nociva em termos da população como um todo.

Apesar de ser significativo o valor estimado para o risco de incidência de câncer na população, há indícios de que essa estimativa subestime a real intensidade dos danos causados pelos filhos do Rn-222, no interior do organismo humano. A estimativa das 10.000 mortes anuais

nos EUA foi calculada levando-se em conta somente os efeitos dos filhos do Rn-222 no aparelho respiratório. No entanto, determinados resultados experimentais indicam que a ação nociva dos filhos do Rn-222 pode se estender a outros órgãos.

Em 1964, Palmer, Perkins e Stuart [Pal(64)] fizeram medidas da atividade γ devido ao Bi-214 depositado no interior do aparelho respiratório. A radiação γ atravessa facilmente o organismo humano. Assim se pode determinar a distribuição espacial dos átomos de Bi-214 no interior do corpo humano, medindo-se a atividade γ através de detetores situados fora do organismo. Através desse experimento, verificou-se, em muitos pacientes que haviam inalado uma certa quantidade de filhos do Rn-222, que a atividade γ não se limitava ao aparelho respiratório, mas também atingia a cabeça e a região estomacal. Esse tipo de resultado indica que os filhos do radônio podem também atingir outros órgãos do corpo humano, além do aparelho respiratório.

Esse tipo de resultado parece ter sido esquecido por parte da comunidade científica. Na maioria dos trabalhos sobre cálculo de dose devido à inalação dos filhos do Rn-222, disponíveis na literatura sobre o assunto, não são mencionados experimentos sobre medida de radiação γ devido aos filhos do Rn-222 no interior do organismo humano.

O fato de haver uma possibilidade de que os filhos do Rn-222, como o Bi-214, atinjam outras partes do organismo merece um estudo mais profundo, pois a inalação desses radionuclídeos pode estar correlacionada a outras formas de câncer, além do câncer das vias respiratórias.

Um outro tópico que merece especial atenção (mas que não tem sido alvo de muitos trabalhos), é a ação dos filhos do Po-214 no organismo humano. Conforme foi mostrado no esquema da página 5, o Po-214 decai transformando-se em Pb-210. Isso significa que os átomos de Po-214 presentes no interior das vias respiratórias geram, ali, átomos de Pb-210. Conforme se conhece da literatura sobre o assunto [Hu(69)], os átomos de chumbo depositados no aparelho respiratório são dali retirados, em questão de horas, por meio do metabolismo orgânico. Os átomos de chumbo, então, são jogados no sangue e a maioria desses átomos é englobada por glóbulos vermelhos. Aliado a isso, sabe-se [Hu(69)] que o organismo humano não produz a eliminação total (excreção) de átomos de chumbo com facilidade. O que ocorre então com os átomos de Pb-210? A

resposta é que esses átomos podem ser transferidos, pelos glóbulos vermelhos, a outras partes do organismo humano e ali podem ficar retidos por um período de tempo muito longo (possivelmente por anos). É conhecido que, entre mineiros, além de alta incidência de câncer pulmonar, há um número significativo de casos de câncer nos rins e nos ossos [Ste(89)]. Recentemente tem-se notado uma correlação significativa entre casos de incidência de leucemia e níveis de radioatividade devido a Rn-222 e filhos [Rea(90)]. Os átomos de Pb-210, transportados através do sangue podem se depositar na coluna vertebral, onde são produzidos os glóbulos vermelhos. O decaimento do Pb-210 pode gerar, na coluna, o aparecimento de átomos de Po-210 (emissores α), que podem ser responsáveis por danos de radiação nos glóbulos vermelhos, o que pode provocar a leucemia.

Os exemplos acima mencionados de sinergismo entre contaminação devido a Rn-222 e filhos e o aumento da probabilidade de incidência de câncer, permitem que se dê ao assunto em estudo nesta tese uma importância crescente. É um campo de trabalho importante, onde há ainda muito a ser feito. Dentro desse campo de trabalho, o aperfeiçoamento das próprias técnicas de detecção do Rn-222 e filhos presentes no ar que se respira aparece como um tópico bastante importante, uma vez que o aumento da estatística sobre os níveis de contaminação devido a esses radionuclídeos (aliado a pesquisas médicas) pode permitir uma melhor avaliação dos riscos relacionados à inalação de filhos do Rn-222 e, a partir disso, adotar-se providências contra esse tipo de contaminação nas localidades onde sejam mais críticos os níveis de atividade desses radionuclídeos.

CAPÍTULO 2

TÉCNICAS DE DETECÇÃO

Com o estudo das propriedades do Rn-222 e filhos desenvolvido ao longo das últimas décadas, foi possível o aperfeiçoamento de diversos tipos de técnicas de detecção. Cada uma dessas técnicas tem vantagens e desvantagens.

Conforme ficará mais claro ao longo do corpo deste trabalho, o processo de medida da atividade do Rn-222 e filhos é um processo bastante delicado, o que faz com que a precisão com que se obtém os resultados das medidas seja bastante limitada. Como este trabalho tem caráter metodológico, é importante que se compreenda, de um modo geral, o funcionamento das técnicas mais utilizadas, incluindo a técnica baseada na utilização de materiais plásticos sensíveis à radiação alfa, que é o tema deste trabalho.

As técnicas de detecção mais comumente utilizadas podem ser divididas em dois grupos (fig. 2-1) [Boc(89)]:

- 1) Detecção Ativa
- 2) Detecção Passiva

Cada uma dessas duas técnicas pode ser utilizada de duas formas diferentes (fig. 2-1):

- a) Detecção apenas do Rn-222
- b) Detecção dos filhos do Rn-222

1a) Detecção ativa (do Rn-222):

Este termo designa as formas de detecção onde é coletada uma amostra de vários litros de ar, pertencente ao ambiente onde se deseja efetuar a medida. A amostra de ar coletada é posteriormente colocada em contato com um sistema de detecção de radioatividade, após ter sido filtrada (para a retirada de átomos de filhos do Rn-222, ou após se deixar passar um tempo de espera de 3 ou 4 horas tempo necessário para

que praticamente todos os átomos de filhos do Rn-222 desapareçam por meio do decaimento radioativo). Após a filtragem (ou o tempo de espera), na amostra de ar coletada, resta apenas o Rn-222 e os filhos do Rn-222 que são produzidos APÓS a coleta de ar. Através do conhecimento da eficiência de detecção, do volume de ar coletado e da fração de átomos do Rn-222 que decaem no intervalo de tempo entre a coleta e a detecção, pode-se estabelecer uma relação entre a atividade medida e a concentração de átomos de Rn-222 existente no ambiente.

Os principais exemplos desse tipo de técnica de detecção são as CÉLULAS DE LUCAS e as CÂMARAS DE IONIZAÇÃO. No caso das Células de Lucas, o ar coletado é colocado em contato com um recipiente (normalmente com um volume de aproximadamente 0,1 litros [Lu(57)]) cujas paredes internas são recobertas por um material cintilador (ZnS(Ag)). As cintilações produzidas pela incidência de partículas α sobre as paredes internas da célula são detetadas por uma fotomultiplicadora instalada numa das extremidades do recipiente [Lu(57)]. No caso das câmaras de ionização, o processo de medida é análogo ao da Célula de Lucas. A diferença consiste em que, no lugar do material cintilador, sobre as paredes internas do recipiente é colocado um material que produz uma corrente elétrica quando há a incidência de partículas α [Boc(89); Go(72); Wa(86)].

Um outro método bastante utilizado para se medir ativamente o Rn-222 é o chamado "Método de Dois Filtros". Nesse método, uma certa quantidade de ar é bombeada através de um filtro (que retém os átomos dos filhos do Rn-222) até um recipiente que contém um outro filtro. Após um certo período de coleta de ar, o segundo filtro é retirado do recipiente e colocado em contato com um sistema de detecção. São detetadas, assim, as emissões ocorridas devido aos átomos dos filhos do Rn-222 que se formaram durante o trânsito entre os dois filtros e que foram coletados no segundo filtro. Desta forma, a atividade detetada é proporcional à quantidade de gás radônio que foi bombeada [Boc(89); Au(71)].

1b) Deteção ativa (dos filhos do Rn-222):

A deteção ativa dos filhos do Rn-222 também se baseia na utilização de filtros. Nesse caso, uma certa quantidade de ar é bombeada através de um filtro, o qual é levado até um sistema de deteção. O que é detetado, então, é a atividade dos filhos do Rn-222 que são retidos no filtro.

As quantidades relativas de cada um dos filhos do Rn-222 podem ser obtidas separadamente ou por meio de espectroscopia α [Ab(81); Jo(74b)], ou então por meio de uma técnica conhecida como "Método de Contagem Integrada" ("Integrated Count Method") ou "Técnica de Contagem Tripla" ("Three-Count Technique"). Essa técnica se baseia na deteção da atividade α apresentada pelos filtros durante três intervalos de tempo diferentes (normalmente de 2 a 5 minutos, de 6 a 20 min. e de 21 a 30 min., após o período de coleta dos filhos do Rn-222 [Tho(72)]). Através das leis de decaimento radioativo, pode-se estabelecer uma relação entre a atividade de cada um dos filhos do Rn-222 (Po-218, Pb-214 e Bi-214(Po-214)) e as medidas obtidas nos três períodos de contagem [Ku(56); Tho(72); Mar(69); Jo(74b); Jo(74c); Na(84)].

Uma outra técnica para se medir ativamente as concentrações dos filhos do Rn-222 em ambientes, que está sendo desenvolvida recentemente, baseia-se na utilização de campos eletrostáticos negativos, que atraem átomos de filhos do Rn-222. Assim, pode-se coletar átomos de filhos do Rn-222, da mesma forma que quando filtros são utilizados [Kh(84); Bu(83); Sr(84)]. Esta técnica permite a medida da atividade dos filhos do Rn-222 mesmo em condições onde a concentração desses átomos é muito pequena, como no caso da atmosfera terrestre (ambiente externo) [Per(84)].

2a) Deteção passiva (do Rn-222):

Na deteção passiva não existe um processo de coleta de ar; os detetores são simplesmente expostos ao ar ambiental. Quando através da deteção se objetiva medir apenas o Rn-222, a técnica que é mais comumente empregada é a técnica baseada na utilização de "câmaras de difusão". As câmaras de difusão são recipientes que são permeáveis apenas ao Rn-222,

ou seja, o Rn-222 penetra nesses recipientes, mas não os seus filhos. O detetor situado no interior da câmara de difusão (que geralmente é um detetor de traços - em inglês "Solid State Nuclear Track Detector", ou SSNTD), registra apenas as emissões α devido ao Rn-222 que penetrou na câmara e também devido aos filhos do Rn-222 que foram produzidos no interior da câmara. Através de um fator de calibração, pode-se estabelecer uma relação entre a quantidade de traços detetados e a atividade do Rn-222 no ar ambiental [Tom(86); Has(86); Ab(88); Maj(86)].

Uma outra técnica, desenvolvida recentemente, que visa a medição passiva do Rn-222, se baseia na utilização de carvão ativado ("Charcoal Adsorption Technique"). Uma amostra de carvão ativado é deixada em contato com o ar ambiental durante um certo período de tempo (normalmente utiliza-se um tempo de exposição de alguns dias). O carvão ativado tem a propriedade de absorver átomos de Rn-222. Após o tempo de exposição, a amostra de carvão é levada até um detetor γ (normalmente NaI). A detecção da atividade γ dos filhos do Rn-222 (Pb-214 e Bi-214), formados pelo decaimento do Rn-222 no interior da amostra de carvão, permite que seja avaliada a concentração de Rn-222 presente no ar ambiental [Co(83); Pr(85); Co(86a)].

2b) Detecção passiva (dos filhos do Rn-222):

Nesse tipo de técnica de detecção, os detetores (comumente SSNTDs) são simplesmente expostos ao ar ambiental sem qualquer restrição quanto aos filhos do Rn-222. O SSNTD deteta, então, a atividade α devido ao Rn-222 e aos seus filhos.

Apesar desta técnica ser muito simples do ponto de vista operacional (pois ela não exige o emprego de bombas de ar, filtros e detetores de alto custo), ela apresenta problemas quanto à calibração (eficiência do detetor). Conforme veremos adiante (capítulos 5, 6 e 8), esse tipo de detecção é criticamente dependente das condições ambientais, o que torna inviável a aplicação de um único fator de calibração em quaisquer ambientes. Muitos autores têm frequentemente optado por medir exclusivamente o Rn-222, por suporem que as técnicas relacionadas com a sua medida não apresentam grandes problemas quanto aos fatores de calibração. Para a obtenção das concentrações dos filhos do Rn-222 (os

verdadeiros responsáveis pela dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório humano), aqueles autores assumem que a atividade de cada filho do Rn-222 é cerca de metade da atividade do próprio Rn-222; hipótese esta que está baseada numa média grosseira obtida em vários países do mundo [So(84); Cl(83); Sw(83); Ne(83a); Co(80)]. Além disto, como veremos adiante, a existência de certos fenômenos, relacionados com as propriedades dos filhos do Rn-222 no ar, levanta a suspeita de que a detecção ativa também é afetada por limitações relacionadas com as condições ambientais, calibração e reproduzibilidade das medidas.

Resta salientar ainda que o âmbito em que essas técnicas de detecção podem ser aplicadas não se reduz apenas à contaminação ambiental devido aos filhos do Rn-222. A detecção de Rn-222 tem sido empregada na pesquisa de minas de urânio (onde há bastante urânio também há bastante emanção de Rn-222 do solo) [Mos(88); Kh(89); Has(86)] e também na predição de abalos sísmicos, já que tremores de terra fazem com que a taxa de emanção do Rn-222 do solo também seja aumentada [Ki(89); Th(89); Pe(89)]. Além disso a detecção de Rn-222 no ambiente externo tem grande importância no estudo de grande número de fenômenos relacionados à atmosfera terrestre [Ja(63); Ro(72); Mat(70); Jo(72a); Jo(70)].

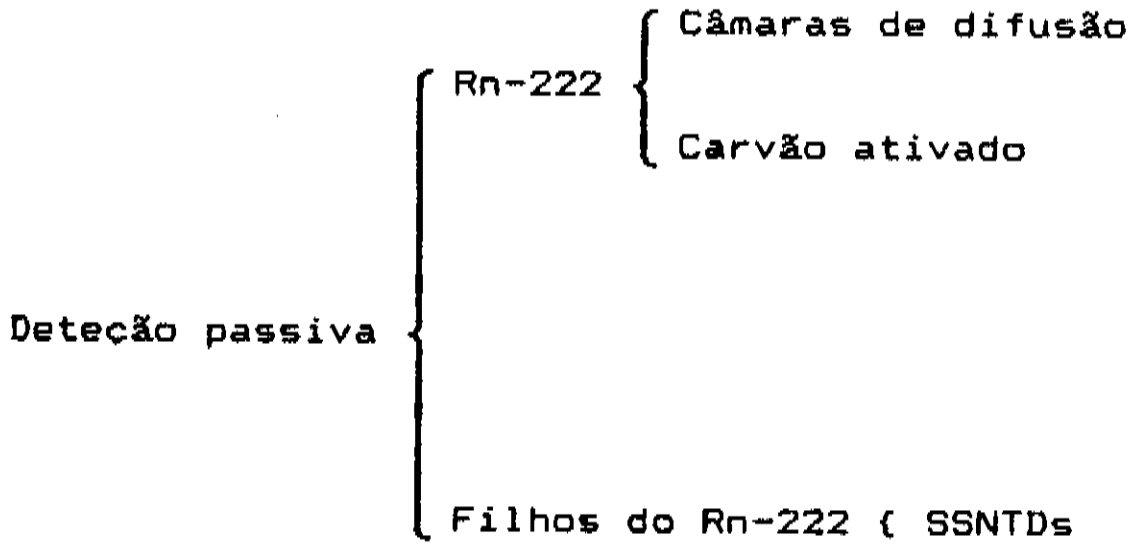
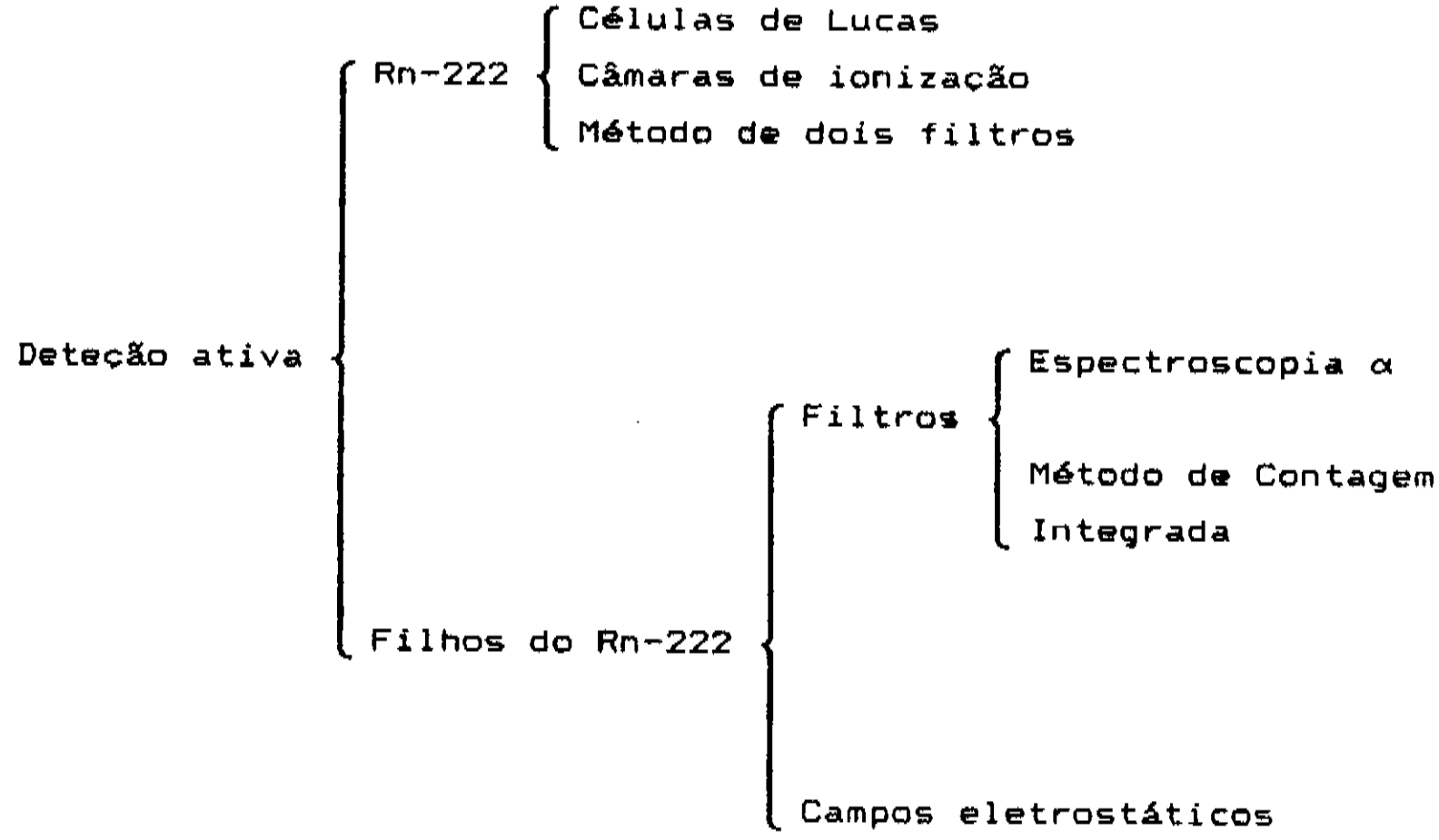


Figura 2-1: Técnicas de detecção mais utilizadas

CAPÍTULO 3

DETETORES PLÁSTICOS

A utilização de detetores plásticos de traços é uma das técnicas mais frequentemente utilizadas nos dias atuais para a detecção da atividade α devido à presença de átomos de Rn-222 e filhos no interior de ambientes de convívio humano.

O desenvolvimento metodológico dessa técnica de detecção surgiu em decorrência do estudo das propriedades de materiais sólidos, em geral, como detetores de radiação fortemente ionizante (fragmentos de fissão, núcleos em geral, partículas α e prótons). O estudo dos SSNTDs iniciou-se em tempos relativamente recentes: No final da década de 50, D.A.Young [Yo(58)] observou que cristais de fluoreto de lítio (LiF) registravam os danos provocados por fragmentos de fissão de urânio-235 induzida por neutrons. Em 1959, E.C.H.Silk e R.S.Barnes [Si(59)] obtiveram as primeiras fotos (via microscopia eletrônica) de danos devido a fragmentos de fissão em micas. A partir de então, o desenvolvimento dessa área de pesquisa se deu de uma forma bastante rápida, impulsionado principalmente pelo trabalho pioneiro de R.L.Fleischer, P.B.Price e R.M.Walker desenvolvido no início dos anos 60 [Fl(75)].

O rápido desenvolvimento dessa área de pesquisa (somente até 1975, essa área contava com cerca de 1.300 publicações, por parte de aproximadamente 100 pesquisadores) deveu-se principalmente à simplicidade do manuseio dos SSNTDs, além de seu baixo custo. Nos dias atuais, esses detetores são empregados em praticamente todas as áreas de pesquisa relacionadas à Física Nuclear (ver proceedings dos congressos sobre SSNTDs, publicados na Nuclear Tracks and Radiation Measurements, volumes 8, 12 e 15).

Nos primeiros anos dessa área de pesquisa foi observado que podia-se constatar, por meio da microscopia eletrônica, a ocorrência de fissões de urânio em diversos minerais, através dos danos provocados pelas fissões nesses materiais. No entanto, logo constatou-se que a microscopia eletrônica não poderia ser utilizada de forma eficiente como método de obtenção de dados quantitativos, com respeito à utilização de minerais como detetores de fragmentos de fissão. Isso se deve ao fato de que o feixe de elétrons utilizado nesse tipo de análise faz com que a

região do mineral danificada pelos fragmentos de fissão (que é chamada de TRAÇO LATENTE) seja rapidamente reconstituída, ou seja: a microscopia eletrônica tem a propriedade de apagar os traços de fragmentos de fissão nos minerais. Esse fenômeno, no entanto, não representou um obstáculo de difícil transposição, pois logo se descobriu que, por meio de um tratamento químico adequado, os traços latentes nos minerais podem ser alargados ou expandidos de tal forma a ser possível a sua observação por meio da microscopia óptica, desde que os minerais fossem translúcidos. Atacando-se quimicamente os minerais, os traços latentes, cujo diâmetro é da ordem de ângstrons, são ampliados até a dimensão de microns. Os traços "revelados" (os traços atacados quimicamente) possuem estabilidade e nitidez suficientes para que a sua observação seja a base para a utilização de SSNTDs como detetores de radiação fortemente ionizante.

Ainda na década de 60, constatou-se que outros materiais, além dos minerais, podiam ser utilizados como detetores (como vidros, por exemplo). Além disso, verificou-se que enquanto vidros e minerais detetam apenas fragmentos de fissão de elementos pesados, mas outros materiais, como certos plásticos (nitratos de celulose e policarbonatos), têm a capacidade de registrar radiações mais "leves", como prótons e partículas α [F1(75)].

O processo de formação e revelação dos traços:

A compreensão dos mecanismos de formação de traços em materiais sólidos deu-se ao longo do desenvolvimento operacional dos SSNTDs, ou seja, somente após o início da utilização de SSNTDs como detetores. O modelo mais aceito nos dias atuais para a descrição do processo de formação de traços num SSNTD é o seguinte:

Uma partícula "pesada" (fragmentos de fissão, partículas α , prótons, etc.) quando incide sobre um SSNTD provoca um desarranjo na estrutura molecular do mesmo (traço latente), o qual pode se estender (dependendo da energia da partícula incidente) por vários microns (ver figura 3-1). Esse traço, que tem um diâmetro da ordem de ângstrons [En(80)], deve ser atacado quimicamente para poder se tornar observável ao microscópio óptico. O ataque químico corrói, então, a superfície do



Figura 3-1: Traco latente num SSNTD

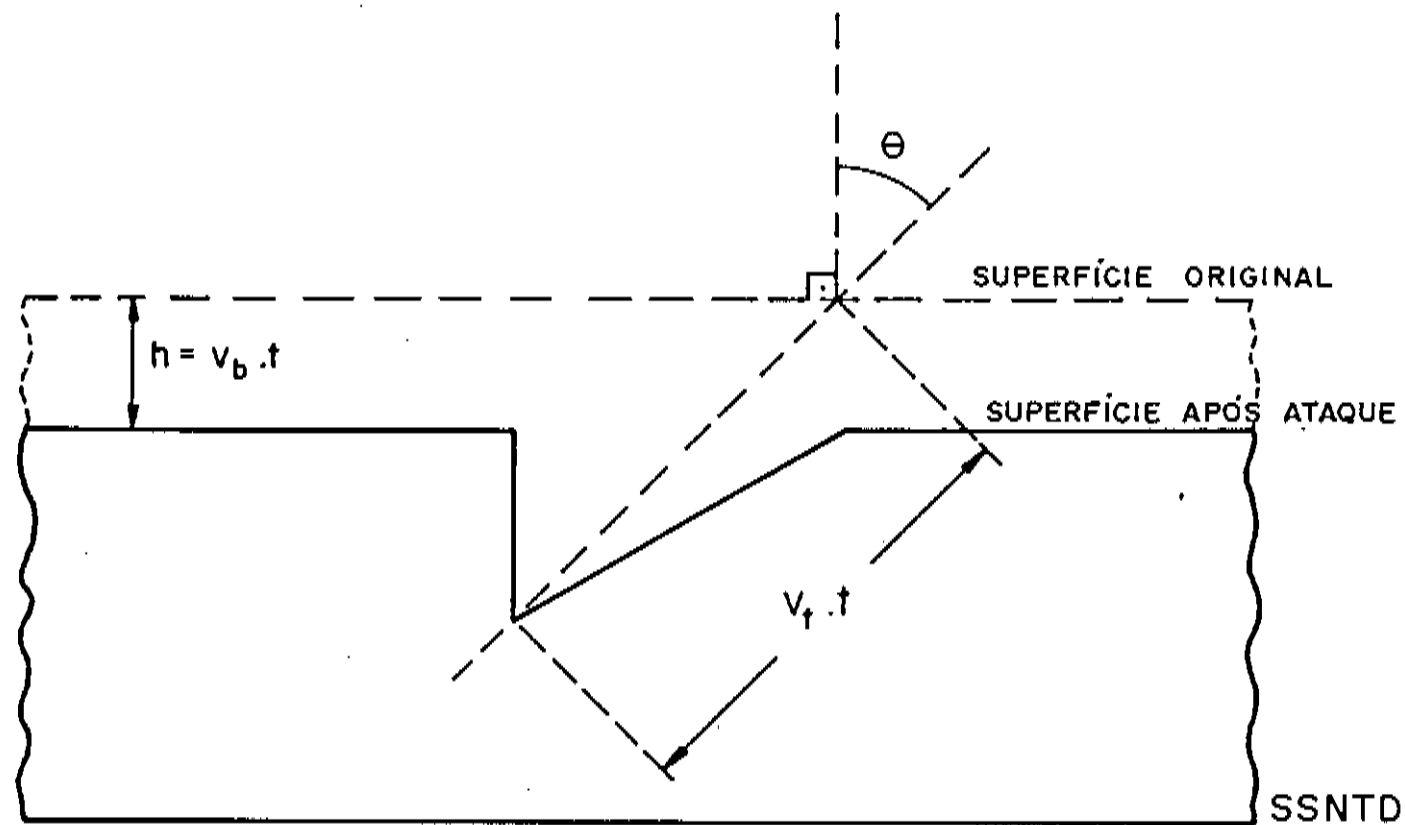


Figura 3-2: Traco após o ataque químico

SSNTD, dissolvendo uma camada h (ver figura 3-2) da mesma, com uma certa "velocidade de ataque", chamada de V_b , que pode ser expressa como $V_b = h/t$, onde t é o tempo de ataque. O traço latente torna-se observável ao microscópio óptico porque a velocidade de ataque AO LONGO DO TRAÇO (V_t) é maior que V_b (figura 3-2). Isso se deve ao fato de que, na região do traço - onde ocorreu um dano na estrutura molecular do SSNTD -, há menor resistência ao ataque químico do que no "corpo" do SSNTD. Assim, ao longo do traço, o ataque químico corrói o SSNTD até uma extensão (L) dado por $V_t t$ (figura 3-2) [En(80); So(73)].

O traço formado após o ataque químico, visto de perfil (como na figura 3-2), assemelha-se a um cone. Como a observação ao microscópio óptico é feita SOBRE a superfície do plástico, a aparência do traço, visto ao microscópio, assemelha-se a uma elipse ou círculo (dependendo do ângulo de incidência), ou mesmo a figuras alongadas, semelhantes a clavas (ver fotos - figuras 3-4 e 3-6) [En(80); Il(89)].

Um outro processo utilizado para a revelação dos traços, proposto por Tommasino [Tom(70); Il(89)] em 1970, é o chamado ATAQUE ELETROQUÍMICO. Nesse processo, junto com o ataque químico habitual, aplica-se alta voltagem no material a ser analisado. Os traços formados assemelham-se, de perfil, a uma depressão formada por inúmeras ramificações, tais quais os galhos de uma árvore [Il(89)]. Esse tipo de revelação, apesar de prejudicar de certa forma a regularidade do formato dos traços, facilita a análise dos detetores por meio de processos automáticos.

Na década de 60 e 70, foram desenvolvidos diversos tipos de materiais plásticos para a detecção de partículas α , como os policarbonatos LEXAN, fabricado pela General Elétric (EUA), e MAKROFOL, fabricado pela Bayer AG (Alemanha) e os nitratos de celulose: DAICEL, fabricado pela Daicel (Japão) e Kodak-Pathé (França) e CA 80-15 e LR-115, fabricados também pela Kodak-Pathé (França) [En(80)].

Cada um desses plásticos possui características diferentes, tais como sensibilidade (eficiência) para o registro de partículas α , formato dos traços, etc. Assim, cada um deles necessita de um ataque químico adequado. De um modo geral, os reagentes utilizados no ataque químico dos plásticos são soluções básicas (para o ataque de minerais e vidros, utiliza-se soluções ácidas), principalmente soluções de NaOH. Contudo, a concentração (normalidade) do reagente na solução, temperatura

e tempo de ataque são parâmetros que são otimizados para cada tipo diferente de plástico.

Na atualidade, os plásticos mais utilizados como detetores de partículas α (pelo menos no que se refere à monitoração de Rn-222 e filhos) são o LR-115 e o policarbonato CR-39. Nessa tese, trataremos apenas desses dois tipos de plásticos.

O LR-115:

O LR-115 é um nitrato de celulose ($C_5H_8O_7N_2$ [Il(89)]) de cor avermelhada (mas translúcido) disponível comercialmente em lâminas de $\approx 13\mu m$ de espessura, montadas sobre uma base de plástico transparente comum (o mesmo que é utilizado em filmes fotográficos).

A condição de ataque químico ideal para o LR-115 [Du(84)] é obtida utilizando-se uma solução 2,5N¹ NaOH a 60°C. Essas condições de ataque podem ser consideradas como recomendadas [Il(89)] e são utilizadas pela maioria dos pesquisadores da área. O tempo de ataque é adequado aos objetivos dos experimentos utilizados e da condição de observação a ser utilizada por cada pesquisador. Por exemplo, se se deseja contar os traços por métodos automáticos, é preferível utilizar um tempo de ataque tal que a camada sensível do detetor ($\approx 13\mu m$) seja quase que totalmente corroída, de forma que os traços se transformem em buracos, nessa camada sensível. Essa condição garante um grande contraste entre a camada vermelha de LR-115 e os próprios buracos (ou traços). Se, por outro lado, a observação é feita "manualmente" (ou seja, por um observador humano), é preferível um ataque de duração mais curta, pois ataques prolongados têm a propriedade de deformar os traços e, portanto, de dificultar a distinção entre os traços e outras figuras de ataque que aparecem após o ataque químico, devido a falhas ou imperfeições na própria estrutura do plástico.

¹2,5N corresponde, por exemplo, à mistura de 20 gramas de NaOH com água até que o volume total da solução seja de 200ml (10% em massa-volume, portanto).

Para encontrar o tempo de ataque químico mais adequado às nossas condições (a nossa observação é feita manualmente), construiu-se uma CURVA DE ATAQUE para o LR-115, exposto a uma atmosfera contendo Rn-222 e filhos, relacionando o tempo de ataque com o número de traços observados por unidade de área da superfície do plástico (figura 3-3 - nesta figura e nas posteriores, os termos "campo" e "field" designam uma área correspondente a $8,42 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$). A curva b foi obtida contando-se todos os traços encontrados dentro da área de observação, sem qualquer critério de distinção entre traços e figuras de ataque. Pode-se observar que a curva é sempre crescente. De 0 a 90 minutos, a curva é mais íngreme que para tempos maiores que 90 minutos. A densidade de traços (número de traços por unidade de área) aumenta devido à revelação gradativa dos traços, ou seja, o tempo necessário para que um traço se torne observável

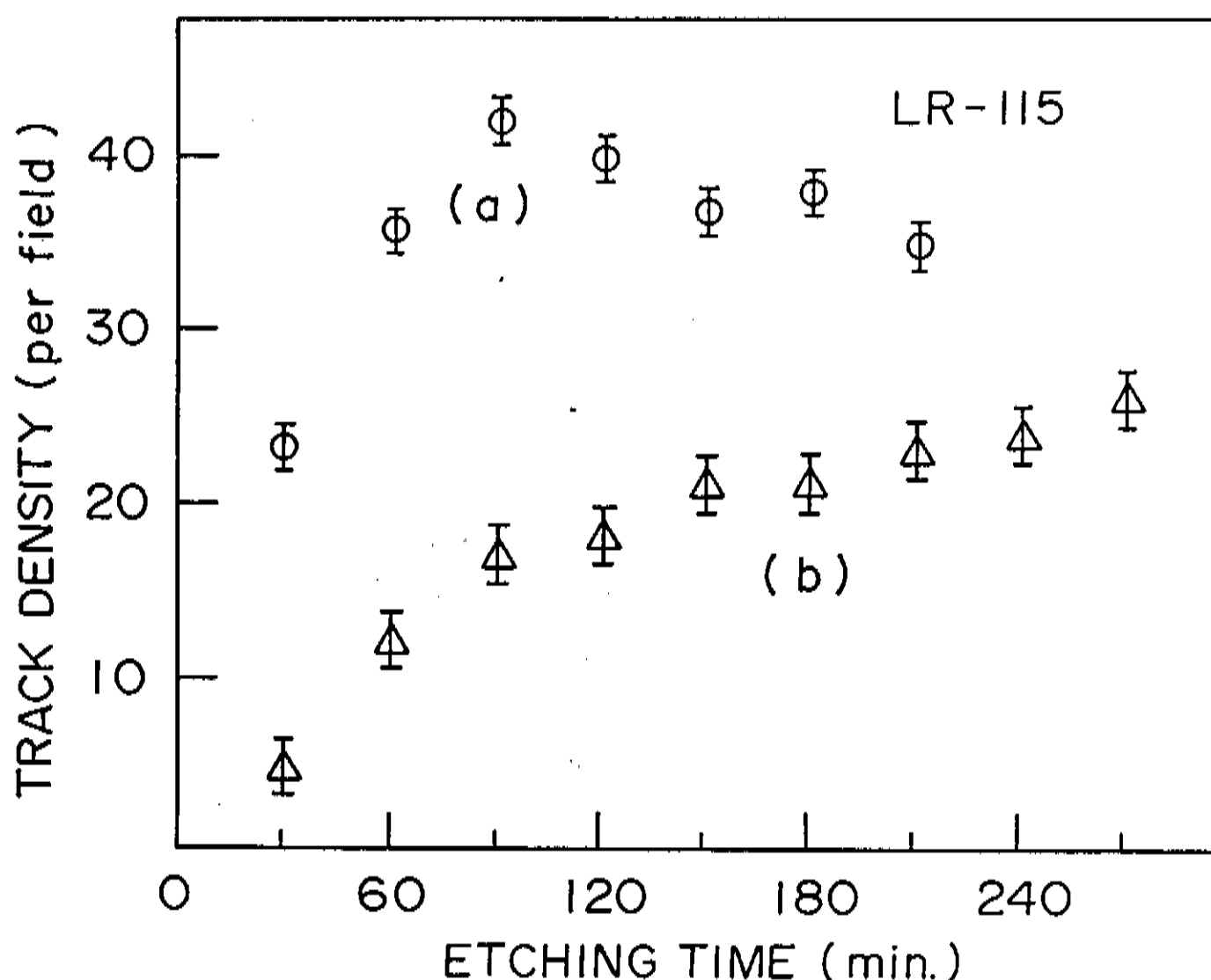


Figura 3-3: Curva de ataque para o LR-115 (2,5N NaOH 60°C)

ao microscópio óptico não é fixo. Devido à eficiência do próprio plástico, conforme veremos no capítulo seguinte, o tempo necessário para a revelação de um traço observável deve depender da energia e do ângulo de incidência da partícula α que formou o traço latente.

Na curva a, a curva de ataque foi obtida contando-se apenas os traços (de uma outra amostra de LR-115) que tinham uma certa regularidade, que são os traços cujas bordas são mais ou menos suaves (figura 3-4). Observa-se que, após aproximadamente 90 minutos, a densidade de traços regulares passa a diminuir, indicando que os traços tendem a se tornar mais irregulares devido ao ataque químico.

Com base nos resultados obtidos na figura 3-3, então, optou-se pela adoção de um tempo de ataque de 100 minutos. Nessa condição (ver foto na figura 3-4), os traços são suficientemente regulares para que se possa distingui-los com facilidade de possíveis figuras de ataque devido a imperfeições na estrutura do plástico.

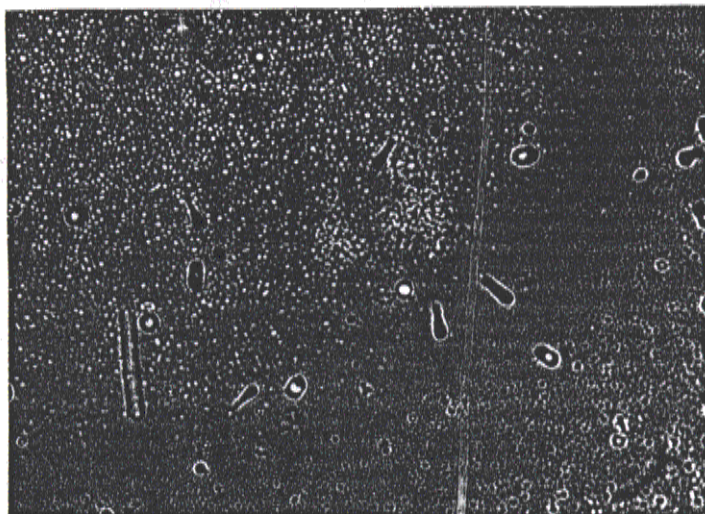
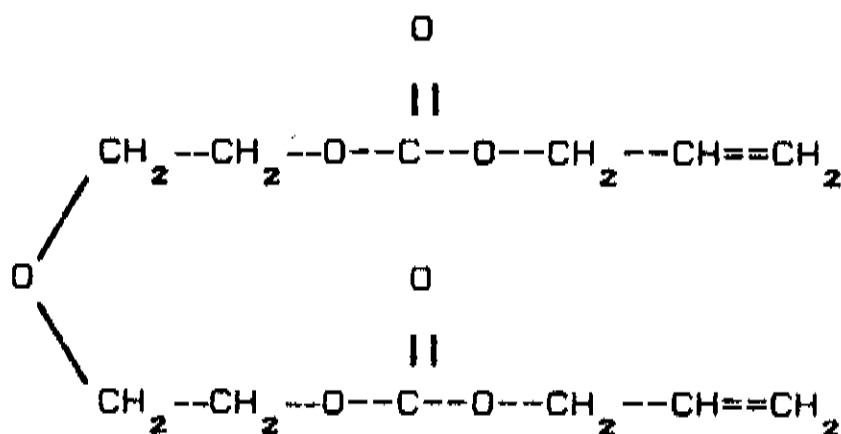


Figura 3-4: Fotomicrografia de traços de partículas α de Rn-222 e filhos no LR-115 (2,5N NaOH 60°C - 100min.) - microscópio Leitz, aumento de 40x12,5.

O CR-39 (allyl diglycol-carbonate - $C_{12}H_{18}O_7$) é o detetor plástico de maior eficiência, pelo menos dentre aqueles que são disponíveis comercialmente. A sua fórmula estrutural é a seguinte [Cas(78)]:



O seu desenvolvimento, como detetor de traços, deu-se após 1975. Os primeiros trabalhos publicados sobre esse tipo de detetor datam de aproximadamente 1978 [Ca(78); Cas(78)]. Uma das grandes vantagens do CR-39, além de sua eficiência, é, segundo os especialistas [Ca(78); Cas(78)], o fato dele ser totalmente amorfo. Isso faz com que os traços sejam muito regulares. Além disso, o CR-39 é muito transparente, sendo que existe um contraste ideal entre os traços e o próprio corpo do plástico, facilitando bastante a observação ao microscópio óptico. E, ainda, o CR-39 é um dos plásticos mais resistentes contra possíveis danos ocasionados por condições ambientais, como temperatura, umidade, ação corrosiva de poluentes, etc. [Cas(78)].

Apesar de ser fabricado por um grande número de companhias (esse plástico é um componente de lentes de contato), o CR-39, como detetor plástico, encontra-se disponível comercialmente (em placas normalmente com 500µm de espessura) em apenas algumas indústrias do mundo [Il(89)]:

- American Acrylics, EUA
- Homalite, EUA
- Persshore Moldings, Inglaterra
- Baryotrack, Japão.

A condição de ataque químico ideal para o CR-39 [Gre(82)] é: 6,25N² NaOH - 70°C. Essa condição de ataque também é utilizada pela maioria dos pesquisadores da área [Il(89)]. Com respeito à adequação do tempo de ataque às nossas condições, também foi obtido uma curva de ataque para o CR-39. A amostra utilizada também foi exposta a uma atmosfera de Rn-222 e filhos. Verifica-se (fig.3-5) que a densidade de traços aumenta até tempos de ataque entre 200 e 300 minutos. A partir daí configura-se um *plateau*, onde a densidade de traços é constante. O tempo de ataque mais adequado é aquele que se situa no plateau (onde a

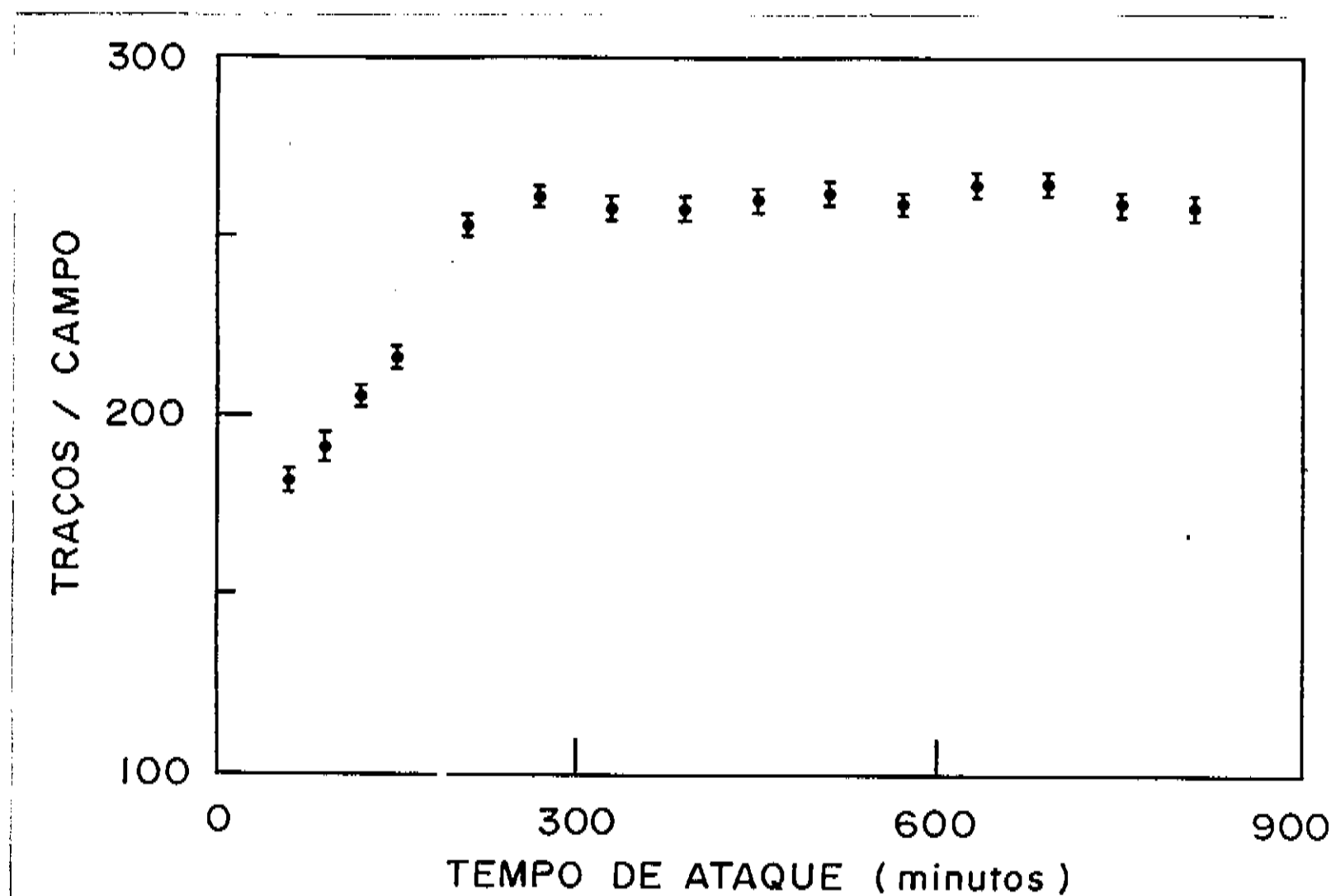


Figura 3-5: Curva de ataque para o CR-39 (6,25N NaOH 70°C)

²Corresponde, por exemplo, à mistura de 50 gramas de NaOH com água até que o volume total da solução seja de 200ml (25% massa-volume).

eficiência do detetor é máxima) e que representa uma boa condição de observação, no que diz respeito à aparência dos traços. O tempo escolhido foi de 400 minutos. A aparência dos traços de partículas α devido ao Rn-222 e filhos, para esse tempo de ataque, pode ser vista na figura 3-6.

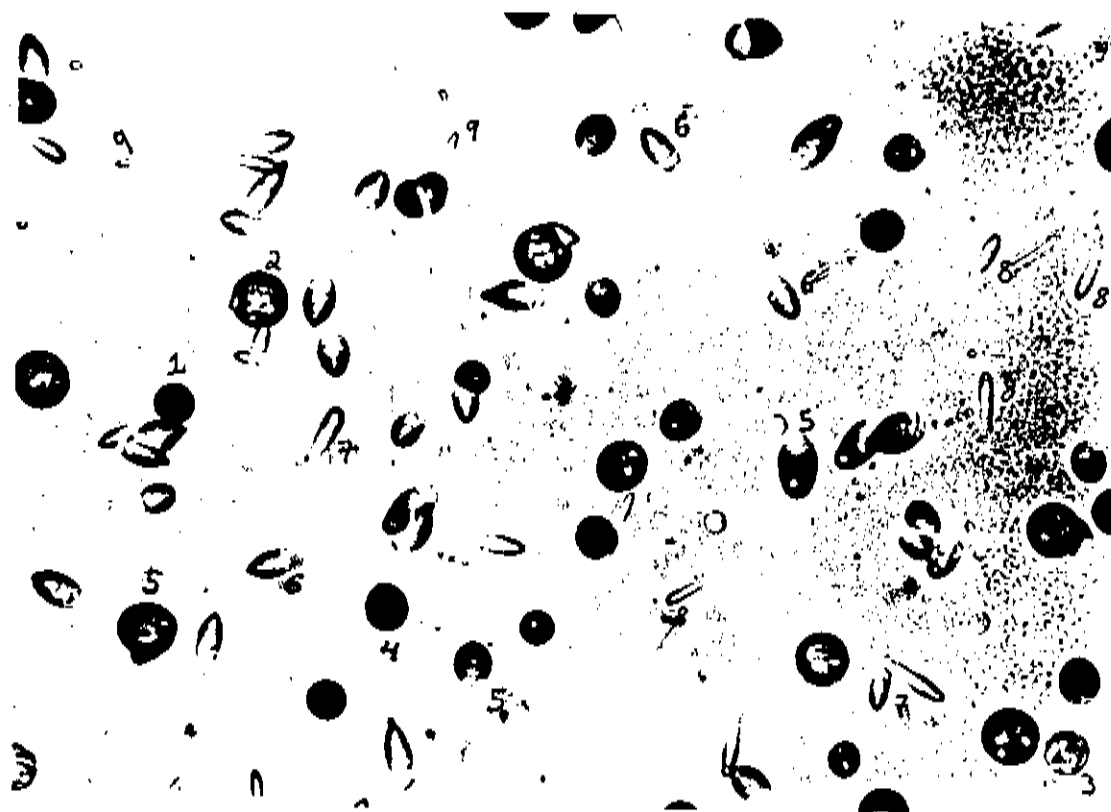


Figura 3-6: Fotomicrografia de traços de partículas α de Rn-222 e filhos no CR-39 (6,25N NaOH 70°C - 400min.) - microscópio Leitz, aumento 40x12,5.

O background:

A partir do momento em que os detetores plásticos são fabricados, eles já podem detetar tanto componentes pesados da radiação cósmica como também a radiação α devido ao Rn-222 e filhos, presentes nos ambientes onde os detetores são guardados. Isso significa que, quando o detetor for utilizado ele já terá uma certa quantidade de traços latentes. A essa quantidade de traços presentes no detetor, antes de sua utilização, denominamos simplesmente de "background".

Não há a possibilidade de se evitar totalmente o processo

de formação de traços latentes durante o período em que os detetores são guardados, mas existem certos procedimentos que podem amenizar o problema, como o de embalar as placas de detetores com várias camadas de papel e/ou plástico comum, para se diminuir o contato do Rn-222 com os detetores, e o estoque das placas na vertical, para amenizar a incidência de partículas da radiação cósmica.

Em nosso laboratório foram feitas tentativas de se eliminar o background do CR-39 antes de sua utilização, mas nenhuma delas deu resultado. Numa dessas tentativas, procurou-se provocar "fading" nos traços latentes de background. "Fading" significa apagamento de traços latentes devido à recombinação molecular provocada por agitação térmica. Sabe-se [Bi(67)], por exemplo, que traços latentes de fragmentos de fissão em vidros e minerais podem ser apagados pela agitação térmica das moléculas desses materiais. Assim sendo, algumas amostras de CR-39 foram submetidas, numa estufa, a temperaturas variando entre 70 e 100°C, durante algumas horas. Esse tratamento térmico não foi capaz de diminuir o número de traços de background. Além disso, obteve-se que esse tipo de tratamento faz com que a superfície do detetor, após o ataque químico, se apresente de uma forma mais irregular (enrugada), prejudicando o aspecto dos traços. Temperaturas acima de 100°C não foram tentadas, porque, sendo o CR-39 um material orgânico, poderia haver alterações (cozedura) na estrutura do mesmo.

Uma outra forma de se tentar eliminar o background no CR-39 foi feita atacando-se duas amostras desse plástico, antes de sua utilização como detetor (o objetivo seria corroer toda a camada do detetor em que os traços de background estivessem contidos). Foi constatado (figuras 3-7 e 3-8) que a densidade de traços de background não diminuía com o tempo de ataque, mas sim aumentava. Além da própria constatação de que a densidade de traços de background aumenta com o ataque químico, os gráficos 3-7 e 3-8 apresentam um aspecto interessante: Entre os tempos ~ 5 e ~ 15 horas, existe um plateau que coincide com o plateau observado no gráfico 3-5. Após esse plateau, a densidade de traços passa a aumentar de uma forma mais acentuada. Esse tipo de resultado levá-nos a acreditar que possivelmente, para tempos de ataque < 15 horas, há a revelação de traços de partículas α (como no gráfico 3-5). A partir daí ($t > 15$ horas) outros traços aparecem, traços estes formados a maiores profundidades. Esses traços não podem ser devido a partículas α

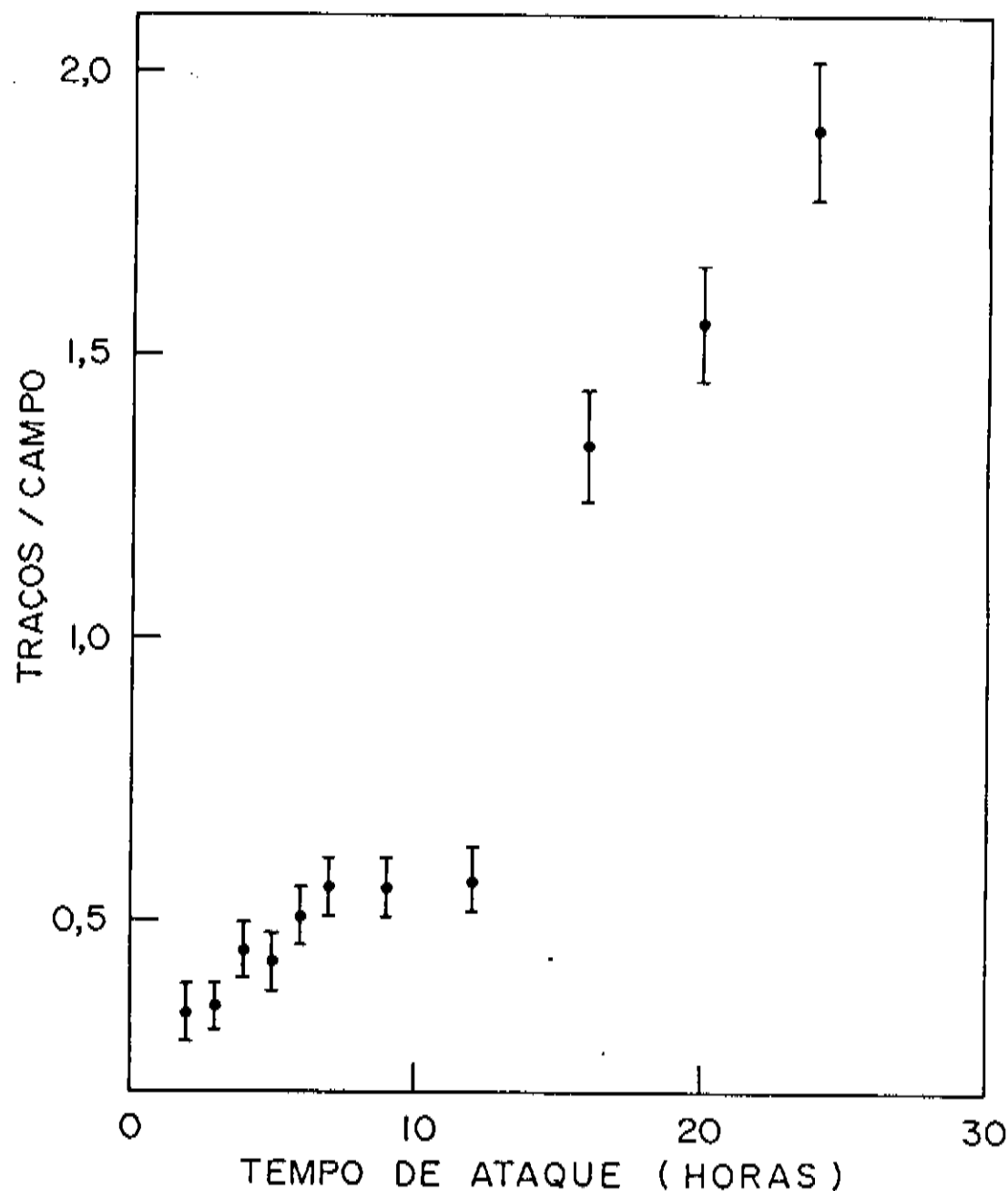


Figura 3-7: Densidade de traços de background no CR-39 em função do tempo de ataque

de Rn-222 e filhos, os quais se formam a apenas algumas dezenas de microns da superfície do plástico (o alcance máximo de uma partícula α devido a Rn-222 e filhos no CR-39 é de $\sim 60 \mu\text{m}$ [Il(89)]); mas, muito provavelmente, se devem a partículas da radiação cósmica, cujo alcance no CR-39 é bem maior que o alcance das partículas α devido a Rn-222 e filhos. Daí, conclui-se que não é eficaz a utilização de um ataque químico prévio, com o objetivo de eliminar o background, uma vez que, na medida em que o ataque químico ao corroer a camada de plástico onde as partículas α devido ao Rn-222 e filhos se situam, vai também revelar traços de partículas da radiação cósmica, que se formam a maiores

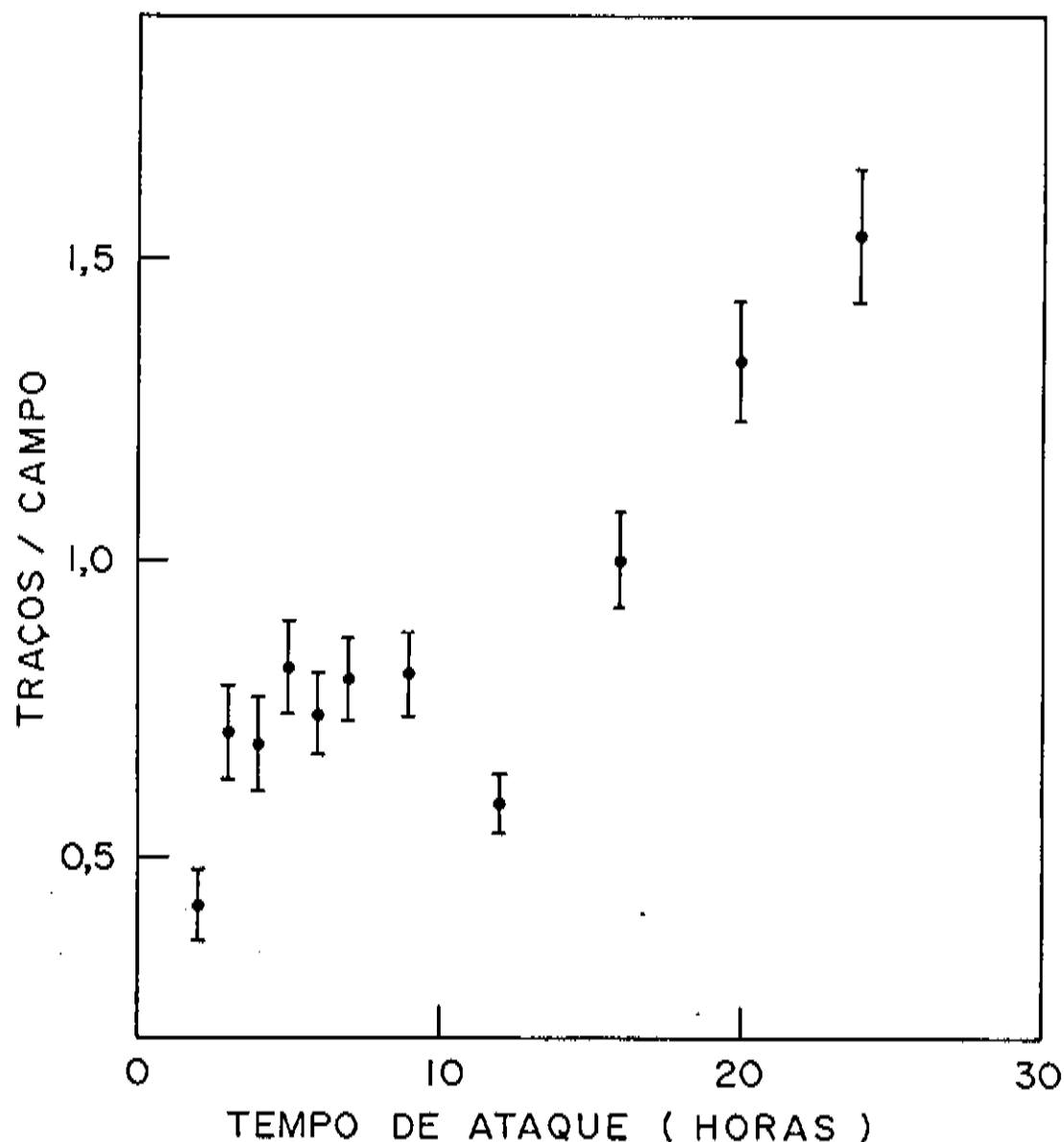


Figura 3-8: Densidade de traços de background no CR-39 em função do tempo de ataque

profundidades (ver capítulo seguinte).

A técnica de se atacar o plástico antes de sua utilização como detetor poderia dar bons resultados numa condição em que a amostra de CR-39 não contivesse traços de partículas da radiação cósmica. Contudo, mesmo assim, verifica-se que, conforme o CR-39 é atacado, sua superfície torna-se cada vez mais rugosa, da mesma forma que ocorre com o tratamento térmico desse plástico, conforme descrito anteriormente; o que torna, também, o ataque químico desinteressante, como forma de eliminar o background.

Apesar de difícil de ser eliminado, o background não se constitui num grande problema para a utilização dos detetores plásticos: Basta descontar o número de traços que se devem ao background das

contagens feitas em detetores expostos a Rn-222 e filhos. Quando é necessario a utilização de detetores plásticos em condições onde a atividade α é muito baixa, de forma que o background passe a ser um fator crítico, é preferível a utilização de amostras jovens de plásticos, ou seja, amostras recém fabricadas, onde o background é menos pronunciado.

Nos resultados obtidos nessa tese, o background sempre será levado em conta. Ele estará descontado, nas densidades de traços apresentadas (a menos que a densidade de traços nos detetores expostos seja tão alta que a consideração do background seja irrelevante).

CAPÍTULO 4

A EFICIÊNCIA DOS DETETORES PLÁSTICOS

A eficiência dos plásticos para a detecção tanto de partículas α como de outras partículas não é igual a 100%. Conforme afirmamos anteriormente, a eficiência de detecção depende das próprias características do plástico. Apesar disso, a descrição dos processos que são relevantes à questão da eficiência dos plásticos pode ser feita de uma forma geral, qualquer que seja o tipo de plástico em questão. A eficiência de detecção dos plásticos não é igual a 100% por dois motivos:

a) Limite de energia crítica de detecção:

O desarranjo na estrutura molecular dos plásticos causado pela passagem de uma partícula α é uma função da própria energia E da partícula α . Dependendo do valor de E , o desarranjo na estrutura molecular do plástico pode ser tão pouco intenso, que o ataque químico não consiga revelá-lo, ou seja, ampliá-lo até que seja possível a sua observação ao microscópio óptico, como um traço de partícula α . Isso significa que os detetores plásticos são ineficientes para o registro de partículas α cujas energias se situam em certas faixas de valores específicos.

Ao contrário do que se esperaria intuitivamente, os danos na estrutura dos plásticos, de um modo geral, são tão mais intensos quanto MENOR for a energia das partículas α [Fl(75)]. Isso se deve ao fato de que, grosseiramente falando, a taxa de perda de energia (energia perdida no plástico, por unidade de comprimento: $-dE/dx$ ¹) é inversamente proporcional à energia E da partícula α [Fl(75); Lov(69); Hus(80); Be(55)]. Isso significa que partículas α com "grande" energia transferem "pouca" energia ao plástico, por unidade de comprimento. O plástico só registra efetivamente o traço (isto é, de forma que o traço

¹ - dE/dx é igual à quantidade de energia que a partícula α transfere AO PLÁSTICO, por unidade de comprimento, medida em sua própria trajetória.

latente possa ser revelado pelo ataque químico) se o $-dE/dx$ da partícula α for maior que um certo valor crítico, que depende do tipo de plástico em questão.

b) Ângulo crítico de detecção:

Mesmo que a energia de uma partícula α seja suficientemente pequena, a detecção pode não se dar, dependendo do ângulo de incidência da partícula α . Havíamos afirmado no capítulo anterior, que o ataque químico desenvolve os traços latentes porque, em geral, $V_i > V_b$, conforme pode ser mostrado através da figura 3-2. Analizando a figura 3-2, pode ser observado que, se θ , o ângulo de incidência em relação à normal à superfície do plástico, for muito grande, então a distância $V_i t$ estará totalmente contida no interior da camada corroída do plástico, de espessura $V_b t$. Nessa condição, o traço não se forma. O ataque químico torna-se ineficiente para a revelação de traços, mesmo que o dano na estrutura do plástico seja considerável. O ângulo crítico de detecção será então [So(73); Qa(76)]:

$$\theta_c = \arccos (V_b/V_i) \quad (4.1)$$

Partículas α que incidem no plástico com ângulos maiores que θ_c não serão então registradas pelo plástico.

Além das próprias características dos plásticos, tanto o ângulo crítico de detecção, como também o limite de energia de detecção, dependem das condições de ataque químico utilizadas. Daí a importância de se utilizar as condições de ataque que sejam as mais adequadas para a otimização da eficiência dos detetores.

Eficiência dos detetores plásticos para a monitoração de Rn-222 e filhos:

Para a medida das atividades do Rn-222 e filhos presentes em ambientes de convívio humano, a questão da eficiência dos plásticos se torna bastante importante, pois é através da eficiência que se pode

correlacionar a densidade de traços (ρ) apresentada por um detetor plástico à atividade α média (A_α) presente no ar durante o período de exposição.

Para a monitoração de Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano, os detetores plásticos comumente são expostos colocados sobre as paredes do ambiente. A superfície do detetor fica assim em contato direto com os átomos do Rn-222 e filhos presentes no ar (ver "detecção passiva dos filhos do Rn-222", no capítulo 2). Nessa condição, para se correlacionar ρ com A_α , utiliza-se a seguinte expressão [Lov(69); Fr(77)]:

$$\rho = \frac{1}{4} R_\alpha A_\alpha t \varepsilon \quad (4.2)$$

onde R_α é o alcance médio das partículas α no ar, t é o tempo de exposição e ε é a eficiência do detetor, definida por:

$$\varepsilon = \frac{\text{número de traços, por unidade de área, sobre o detetor}}{\text{número de partículas } \alpha \text{ incidentes, por unid. de área, sobre o detetor}} \quad (4.3)$$

R_α aparece na expressão 4.2 porque o volume efetivo de ar, dentro do qual as partículas α emitidas têm possibilidade de atingir a superfície do detetor, é delimitado pelo alcance das partículas α no ar. Assim, o valor $(1/4)R_\alpha$ representa um fator geométrico (eficiência geométrica) para a conversão da atividade α por cm³ de ar em número de traços por cm² sobre a superfície do plástico.

Com a utilização da equação 4.2, a monitoração do Rn-222 e filhos via detetores plásticos parece um procedimento bastante trivial: basta apenas determinar ε para cada tipo de detetor. No entanto, apesar da equação 4.2 ser utilizada por pesquisadores da área [Is(85)], ela apresenta problemas, conforme veremos ao longo desse trabalho, principalmente porque ela é válida apenas quando A_α está homogeneamente distribuída no ar. Na verdade, o âmbito onde a equação 4.2 pode ser empregada, como uma boa aproximação, é muito restrito.

A questão da eficiência dos detetores plásticos para a

medida do Rn-222 e filhos é um tópico que não se apresenta de forma clara na literatura sobre o assunto. Trabalhos publicados sobre medidas de Rn-222 e filhos em ambientes ou relatam apenas as densidades de traços observadas sobre os detetores [Se(84)] ou então se limitam à publicação dos valores de A_α obtidos, sem, no entanto, se referirem, de forma clara, como A_α foi obtido [Is(85); Co(86)]. Se se fizer um apanhado de todos os trabalhos da área, será constatado, muito provavelmente, que nenhum artigo se refere, de forma clara, à questão da eficiência dos plásticos para a detecção do Rn-222 e filhos.

Existem, contudo, trabalhos cujo tema principal é a medida da eficiência dos detetores plásticos; no entanto, o resultado obtido por todos eles (incluindo entre eles um trabalho de nossa própria autoria [Bi(86)]) tem aplicabilidade bastante restrita.

Por exemplo, há trabalhos que medem a eficiência do LR-115, mas a intervalos restritos de ângulos de incidência [Cos(75)]. Resultados desse tipo não resolvem a questão da eficiência dos plásticos, pois, na detecção do Rn-222 e filhos, o plástico está sujeito à incidência de partículas α vindas de todas as direções. Seria necessário, em princípio, se saber a eficiência dos plásticos para todos os ângulos de incidência de partículas α .

Há trabalhos mais completos nesse sentido, como o de Gaqish e Besant [Qa(76)], que determina a eficiência do LR-115 para vários ângulos de incidência e energias (abaixo de 6,0 MeV). No entanto, esse trabalho utiliza um ataque químico que não é utilizado por pesquisadores que trabalham com dosimetria de Rn-222 e filhos: 2,5N NaOH a 18°C (além do que seria necessário o conhecimento da resposta do detetor para partículas α com energias entre 6,0 e 7,7 MeV, que corresponde às emissões provenientes do Po-214).

O problema da eficiência dos plásticos torna-se mais sério quando analisado sob o ponto de vista de uma detecção absoluta (isto é, quando se deseja não apenas determinar a ordem de grandeza da atividade do Rn-222 e filhos em ambientes, mas sim proceder uma medição absoluta com uma certa precisão). Os valores publicados da eficiência dos plásticos são valores RELATIVOS a outras técnicas de detecção, como detetores cintiladores, barreiras de superfície, etc. Ou seja, há dados sobre a eficiência dos plásticos em relação a essas outras técnicas, mas uma questão que permanece aberta diz respeito à própria eficiência dessas

outras técnicas de detecção.

A maioria dos pesquisadores, ao utilizar essas outras técnicas de detecção, tem optado por definir a eficiência dos plásticos na forma de um FATOR DE CALIBRAÇÃO (χ), definido por meio da seguinte fórmula [Ab(82)]:

$$\rho = \chi A_{\alpha} \quad (4.4)$$

χ é obtido contando-se a densidade de traços em detetores expostos a uma atmosfera de Rn-222 e filhos, cuja atividade α , A_{α} , é conhecida através de outras técnicas de detecção [Maj(86); Tha(88); Sin(86); Her(86); Ab(86)]. Muitos autores, inclusive, obtêm χ utilizando, para A_{α} , os valores nominais das fontes de Rn-222 e filhos que eles possuem [Na(88), apêndice]. Num grande número de trabalhos, valores de χ são publicados sem, no entanto, uma explicação clara sobre a forma como ele foi obtido [Fr(77); Ran(86); Lov(69); Jon(86); Mak(86)].

Sobre a eficiência ϵ (equação 4.3) dos detetores LR-115 e CR-39, como já foi mencionado, há um trabalho de nossa autoria [Bi(86)]. Esse trabalho foi realizado com o objetivo de fornecer uma contribuição à questão da eficiência dos detetores plásticos mais comumente utilizados. ϵ foi obtido em relação à emulsão nuclear (KO da Ilford), que é um detetor que apresenta uma eficiência intrínseca de detecção de partículas α próxima de 100%². Amostras de emulsões nucleares e plásticos CR-39 e LR-115 foram expostos conjuntamente no interior de cilindros de aço de 3,4 cm de diâmetro e 11 cm de comprimento. Os cilindros foram colocados num recipiente que continha uma atmosfera de Rn-222 e filhos. Nesse caso, ϵ é igual à razão entre ρ observado nos plásticos e ρ observado na emulsão. Os valores obtidos foram $\epsilon = (0,683 \pm 0,011)$ para o CR-39 e $(0,312 \pm 0,006)$ para o LR-115. As condições de ataque químico utilizadas são aquelas que foram especificadas no capítulo anterior (ver figuras 3-4 e 3-6).

Para se ter uma idéia de como a questão da eficiência dos plásticos ainda é um tópico em aberto, cópias do trabalho acima referido

²Sobre características da emulsão nuclear, ver capítulo 5.

[Bi(86)] foram requisitadas, antes de sua publicação, por cerca de 30 autores (o trabalho havia sido apresentado na 13TH International Conference on SSNTDs).

Na verdade, os resultados obtidos nesse trabalho têm aplicação, também, bastante restrita, conforme ficará claro ao longo dos próximos capítulos desta tese. O que se pode afirmar, até o momento, é que a questão da eficiência dos plásticos se constitui num ponto que "carece de clareza". Conforme veremos adiante, as razões dessa falta de clareza parece não ser bem compreendida por um grande número de autores da área.

Na época em que publicamos o trabalho [Bi(86)] também não compreendíamos muito bem esse fato. A questão da eficiência dos plásticos tornou-se mais clara à medida em que investigamos a possibilidade de se melhorar a medida de ϵ (ou χ) e, se possível, se determinar seu(s) valor(es) de forma absoluta.

O motivo da falta de clareza quanto à eficiência dos plásticos está relacionado à própria complexidade do comportamento dos filhos do Rn-222 no ar, principalmente no que diz respeito ao fenômeno conhecido como "plate-out".

CAPÍTULO 5

O PLATE-OUT

Como foi comentado no capítulo anterior, havíamos obtido uma medida de eficiência do CR-39 e LR-115 relativa à emulsão nuclear [Bi(86)]. Nesse estágio do nosso trabalho, tínhamos consciência de que esse resultado poderia ser melhorado se se pudesse obter a eficiência desses plásticos de forma absoluta, ou seja, sem que o resultado final estivesse vinculado à própria eficiência da emulsão nuclear.

A emulsão nuclear é uma espécie de filme fotográfico, que contém moléculas de AgBr suspensas numa espécie de gel, que se constitui no corpo da emulsão. Na passagem de radiação ionizante, as ligações entre átomos de Ag e Br são rompidas, dando surgimento a grãos de prata metálica (Ag^0), os quais, após um processo de revelação adequado¹, podem ser observados ao microscópio óptico.

Muito embora a produção de grãos de prata na emulsão K0 da Ilford se dê com uma eficiência praticamente igual a 100%, na passagem de partículas α com energias situadas na faixa correspondente à atividade α devido a Rn-222 e filhos (~0 a 7,7 MeV), a EFICIÊNCIA DE OBSERVAÇÃO desses grãos não é absoluta. Isso se deve ao fato de que partículas α com energia < 1 MeV produzem traços² tão pequenos, que é difícil a sua observação ao microscópio óptico. Assim sendo, traços podem ser perdidos

¹As principais etapas do processo de revelação, utilizado em nosso laboratório, estão resumidas na tabela 5-I. Esse é o processo ideal de revelação de traços devido a partículas α , para o tipo de emulsão que utilizamos (K0 da Ilford), e foi estabelecido após testes exaustivos [Had(79)].

²Um "traço", na emulsão nuclear, corresponde à figura formada pelos grãos de prata alinhados ao longo da trajetória da partícula incidente. Como, após a revelação, o corpo da emulsão torna-se transparente, os traços são observáveis em toda a sua extensão. Além da própria contagem do número de traços, pode-se medir o próprio comprimento do traço e a inclinação do traço em relação à normal à superfície da emulsão. Isso pode ser feito medindo-se as componentes horizontal (através de uma régua acoplada à ocular) e vertical (através de um relógio acoplado ao foco) do traço.

REVELAÇÃO

1 hora a 20°C

COMPOSIÇÃO DO REVELADOR:

(em 1 litro de água)

6 gr. de ácido bórico

3,5 gr. de sulfito de sódio

0,1 gr. de brometo de potássio

1,25 gr. de amidol

FREIAMENTO

5 min. a 20°C

COMPOSIÇÃO DO FREIADOR:

(em 1/2 litro de água)

5,0 gr. de sulfito de sódio

- colocar ácido acético até
que o pH seja $\approx 4,0$ -

FIXAÇÃO

a 20°C, durante um
tempo igual a 2 vezes
o tempo de clareamen-
to da emulsão.

COMPOSIÇÃO DO FIXADOR:

(em 1/2 litro de água)

5,0 gr. de sulfito de sódio

400 gr. de hipossulfito de sódio

2 BANHOS COM ÁGUA

a 15°C, durante 20 min.

BANHO COM UM PREPARADO

água/álcool/glicerina

a 15°C, durante 20 min.

COMPOSIÇÃO DO PREPARADO:

-5% glicerina, 75% álcool,
20% água.

durante a contagem. Nessas condições, evidentemente a eficiência da emulsão não é efetivamente igual a 100%.

Como os traços que podem ser perdidos durante a contagem correspondem apenas a partículas α de baixa energia (< 1 MeV), a emulsão nuclear pode ser considerada um detetor absoluto, se se dispuser de uma condição tal que todas as partículas α incidentes tenham energia > 1 MeV. Essa condição pode ser obtida expondo-se a emulsão nuclear numa geometria que limite a incidência de partículas α de baixa energia, como por exemplo colocando-se a emulsão nuclear sobre uma placa plana e outra placa alguns milímetros acima da superfície da emulsão, delimitando, assim, uma fina camada de ar sobre a mesma. O efeito desta geometria é permitir que partículas α , devido a Rn-222 e filhos do ar, incidam na emulsão com energias próximas às suas energias de emissão (5,5, 6,0 e 7,7 MeV - ver tabela I, capítulo 1); uma vez que as partículas α perdem uma parcela muito pequena de sua energia ao longo de apenas alguns milímetros de ar (sobre a perda de energia das partículas α no ar, ver capítulo 9).

Nessa condição, a emulsão nuclear registra as emissões ocorridas na fina camada de ar com eficiência absoluta. Então, conhecendo-se a espessura da camada de ar delimitada pela geometria e supondo-se que os emissores α estão homogeneamente distribuídos tanto dentro quanto fora da montagem de placas paralelas, a atividade do Rn-222 e filhos pode ser medida de forma absoluta. Assim, se nessa atmosfera de Rn-222 e filhos também expusermos detetores plásticos, a eficiência absoluta destes pode ser obtida comparando-se a densidade de traços por eles apresentada com a atividade do Rn-222 e filhos obtida (de forma absoluta) pela emulsão nuclear.

Uma configuração possível para esse tipo de experiência pode ser vista na fig. 5-1. Nessa figura está representado um recipiente (R) que contém uma atmosfera de Rn-222 e filhos. Há uma emulsão nuclear (E) instalada numa montagem de placas (P) paralelas que delimita uma fina camada de ar sobre a emulsão. A atividade do Rn-222 e filhos seria obtida, assim, de forma absoluta pela emulsão, enquanto que um detetor plástico (DP) registra essa mesma atividade, exposto numa geometria (2π , no caso da figura 5-1) em que ele é comumente empregado (se se desejasse medir a eficiência absoluta do plástico para uma geometria cilíndrica, bastaria expor o DP no interior de um cilindro instalado no recipiente R).

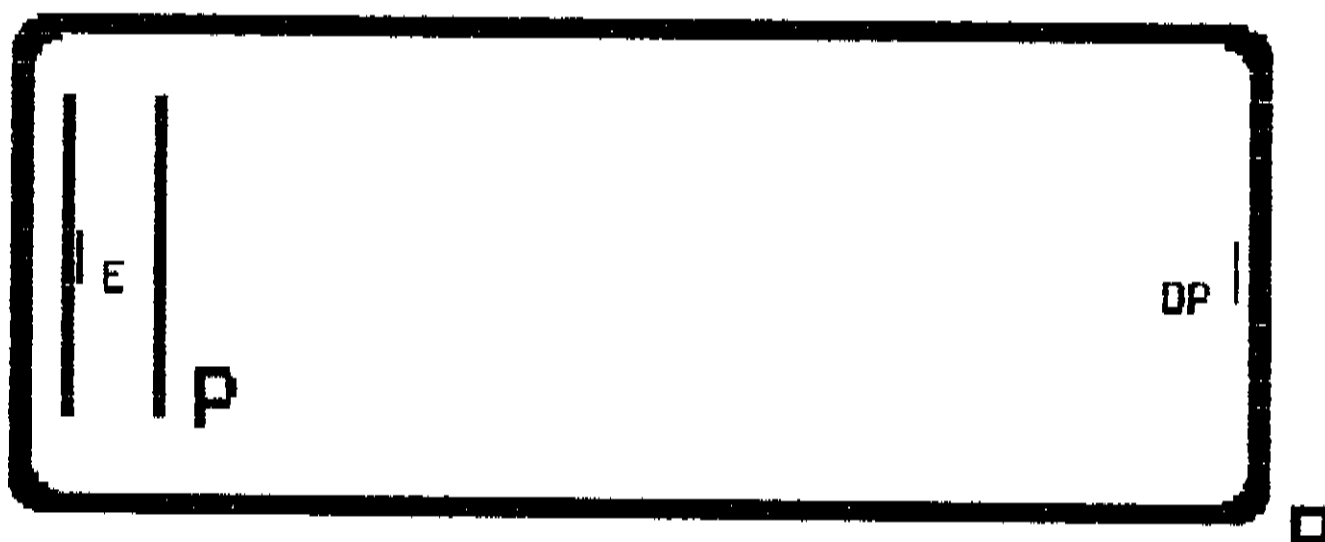


Fig. 5-1: Configuração hipotética para um experimento de medida da eficiência absoluta dos detetores plásticos.

Com o intuito de efetuar um experimento desse tipo, foi confeccionado um recipiente que pudesse conter uma atmosfera de Rn-222 e filhos (fig. 5-2). Tal recipiente é constituído por uma campânula de vidro (diâmetro de 17,2 cm e altura de aproximadamente 25 cm) de aproximadamente 6 litros, montada sobre uma base de alumínio que pode conter uma fonte de 3 μCi de Ra-226⁹.

Como já foi dito, um dos pré-requisitos básicos para a realização da medida da eficiência absoluta dos detetores plásticos, tal como mostrado na fig. 5-1, é que a atmosfera de Rn-222 e filhos seja HOMOGÊNEA, isto é, que tanto a emulsão nuclear quanto o detetor plástico estejam expostos a uma mesma atividade α , por cm^3 de ar, de cada um dos emissores (Rn-222, Po-218 e Po-214). Assim sendo, a primeira coisa que foi feita foi a exposição de amostras de CR-39 em vários pontos no interior do recipiente. Foram expostos CRs-39 instalados sobre as paredes internas do recipiente e também pendurados em fios, de forma que esses detetores pudessem registrar a atividade α na parte central do recipiente.

O que se obteve, após um grande número de exposições, foi que os detetores situados na parte central da campânula registravam uma quantidade de traços significativamente maior (cerca de 30 a 40%) que os

⁹O Rn-222 é filho do Ra-226. Assim sendo, há uma taxa de emissão de Rn-222 dessa fonte.

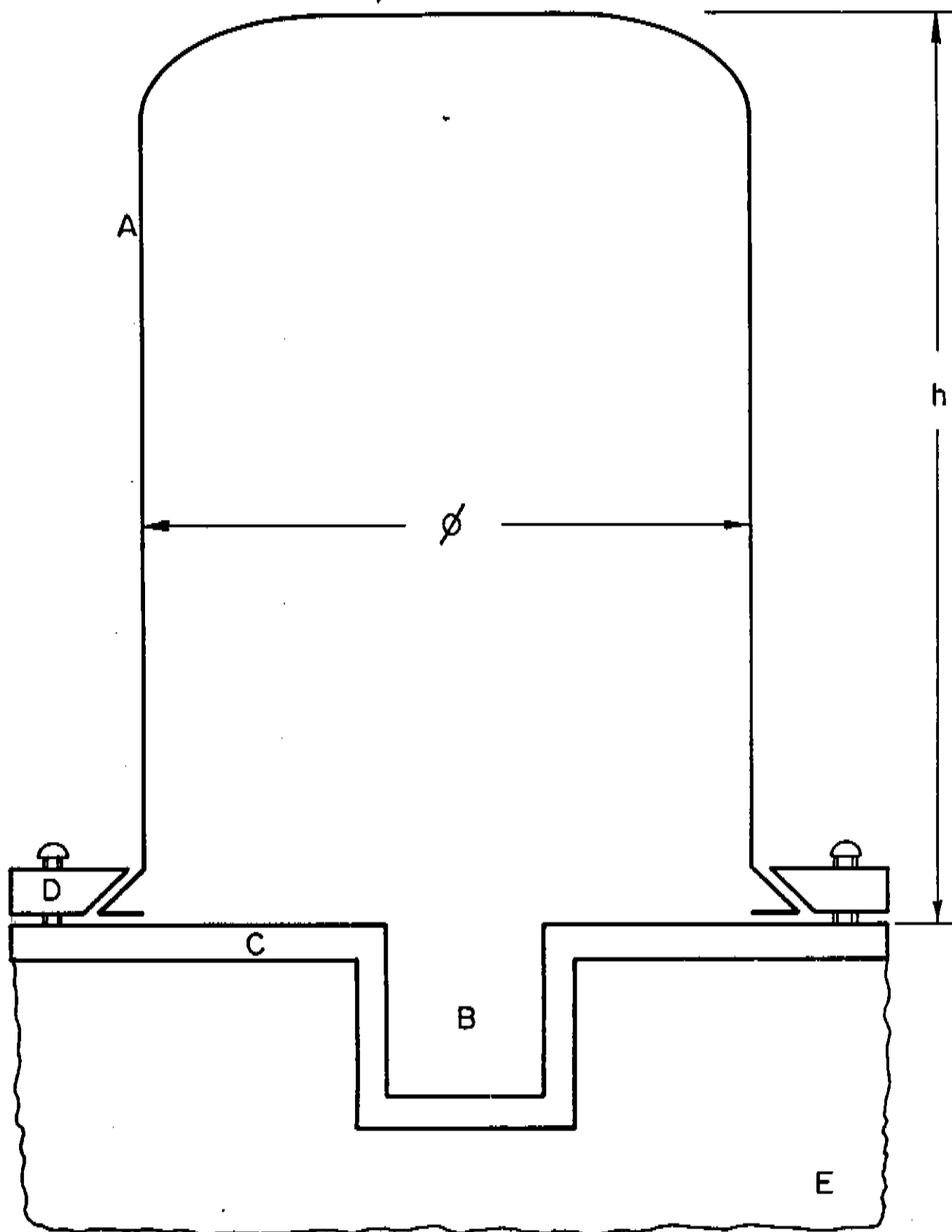


Fig. 5-2: Recipiente confeccionado para a realização das medidas de eficiência dos detetores plásticos: $\phi = 17,2$ cm; $h \sim 25$ cm; A = campânula de vidro; B = abrigo para a fonte de Ra-226; C = tampa de alumínio; D = anel de fixação da campânula; E = suporte de isopor.

detetores instalados sobre as paredes, indicando assim que a atividade α não se distribuía homogeneamente no interior do recipiente.

No princípio, imaginávamos que essa desomogeneidade poderia ser atribuída a condições particulares do nosso recipiente. Assim, foram feitos vários testes colocando-se CRs-39 em vários pontos no interior da campânula sob condições diferentes:

1) A fonte de Ra-226 foi retirada do abrigo B e colocada num dos cantos do recipiente. Os CRs-39 colocados na parte central da campânula continuaram registrando mais traços que os colocados sobre as paredes internas.

2) A posição do recipiente em relação ao solo foi mudada, colocando-se a campânula na horizontal. Também não foram observadas mudanças significativas.

3) Controlou-se a umidade na campânula colocando-se, em seu interior, uma solução de H_2SO_4 . Sabe-se que o H_2SO_4 é capaz de alterar a umidade relativa do ar. Tomando-se um certo volume limitado de ar e uma quantidade suficientemente grande de H_2SO_4 , temos que a relação entre a umidade relativa desse volume de ar e a densidade da solução de H_2SO_4 é:

DENSIDADE DA SOLUÇÃO DE H_2SO_4

UMIDADE RELATIVA

1,00	100
1,05	97,5
1,10	93,9
1,15	88,8
1,20	80,5
1,25	70,4
1,30	58,3
1,35	47,2
1,40	37,1
1,50	18,8
1,60	8,5
1,70	3,2

A partir desses dados, instalou-se no interior da campânula 200 ml de uma solução de H_2SO_4 correspondente a 50% de umidade relativa (200 ml representa um volume suficientemente grande para que a umidade fosse controlada em TODO o interior da campânula - Prof. Julio Cesar Hadler Neto, comunicação pessoal). Observou-se, mesmo nessas condições, que a desomogeneidade da atividade α no interior da campânula não se modificava.

4) Foram instalados CRs-39 em vários pontos no interior de um outro recipiente, que era feito de aço e tinha um volume menor (cerca de meio litro). Observou-se que a diferença entre a densidade de traços, apresentada por detetores instalados na região central do recipiente sobre as paredes do mesmo, era semelhante à correspondente ao recipiente de 6 litros.

Como resultado desses experimentos, concluiu-se que a desomogeneidade na atividade α não poderia ser atribuída a condições específicas do recipiente de 6 litros, mas sim a algum fato relacionado ou às propriedades de detecção do CR-39 ou então às propriedades dos emissores α .

Como a homogeneidade da distribuição espacial dos emissores α é um pré-requisito básico para a realização de uma medida da eficiência absoluta dos plásticos, fomos, de certa forma, obrigados a tentar compreender o fenômeno responsável pela falta de homogeneidade. Sendo assim, empenhamo-nos, então, no estudo da própria desomogeneidade e dos possíveis fatores que a provocavam. Uma hipótese que ora se apresentava, e que merecia especial atenção, é a propriedade que os filhos do Rn-222 têm de se depositar sobre superfícies materiais; um fenômeno que é conhecido pelo termo "PLATE-OUT" na literatura relacionada a Rn-222 e filhos.

O conhecimento que tínhamos com respeito ao assunto "plate-out", na época, era bastante limitado. Vários artigos publicados mencionavam aspectos relacionados ao plate-out, mas quase todos tratavam o tema considerando que, em ambientes contendo Rn-222 e filhos, existe uma certa TAXA DE DEPOSIÇÃO, de átomos de filhos do Rn-222 sobre superfícies materiais, sem, no entanto, se referirem à possível

existência de desomogeneidades na distribuição espacial de átomos de filhos do Rn-222 provocadas pelo plate-out. Os artigos que dizem respeito à detecção de Rn-222 e filhos por meio do uso de SSNTDs nem mesmo chegavam a mencionar, em sua maioria, qualquer aspecto relacionado ao plate-out.

Assim, devido à escassez de informações na literatura sobre o assunto, tivemos que investigar, através dos nossos próprios experimentos, a possibilidade de uma relação entre a desomogeneidade da atividade α e o plate-out.

O que havíamos constatado até então era que detetores situados sobre as paredes do recipiente registram menos traços. Uma questão que se apresentava era o que aconteceria com a densidade de traços apresentada pelos CRs-39 se aumentássemos gradativamente a distância desses detetores às paredes.

Essa questão foi investigada instalando-se, no interior da campânula, uma longa tira de CR-39 que se estendia de um ponto da parede vertical do recipiente a outro diametralmente oposto, como está ilustrado na fig. 5-3.

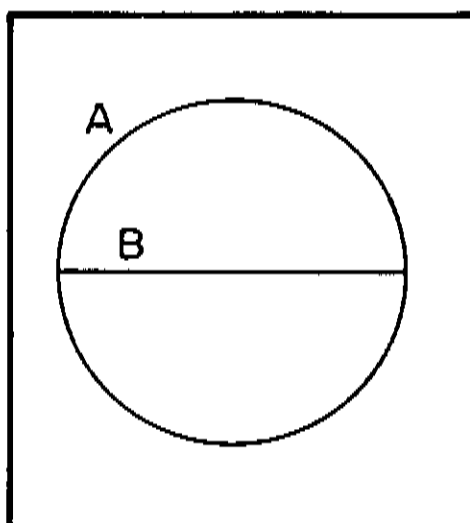


Figura 5-3: Visão superior da campânula: A = parede de vidro; B = tira de CR-39

Após um período de exposição de aproximadamente 1 semana, contou-se a densidade de traços ao longo de toda a tira. Em condições normais, era de se esperar que a densidade de traços tendesse a diminuir

para aproximadamente a metade nas proximidades das paredes da campânula, em decorrência da limitação física do ângulo sólido de detecção. No entanto isso não foi observado. O gráfico 5-4 mostra a densidade de traços média ($\bar{N}$) obtida ao longo da tira de CR-39. Pode-se observar, através desse gráfico, que, dentro dos erros experimentais, a densidade de traços não diminui nos extremos da tira, mas permanece aproximadamente constante.

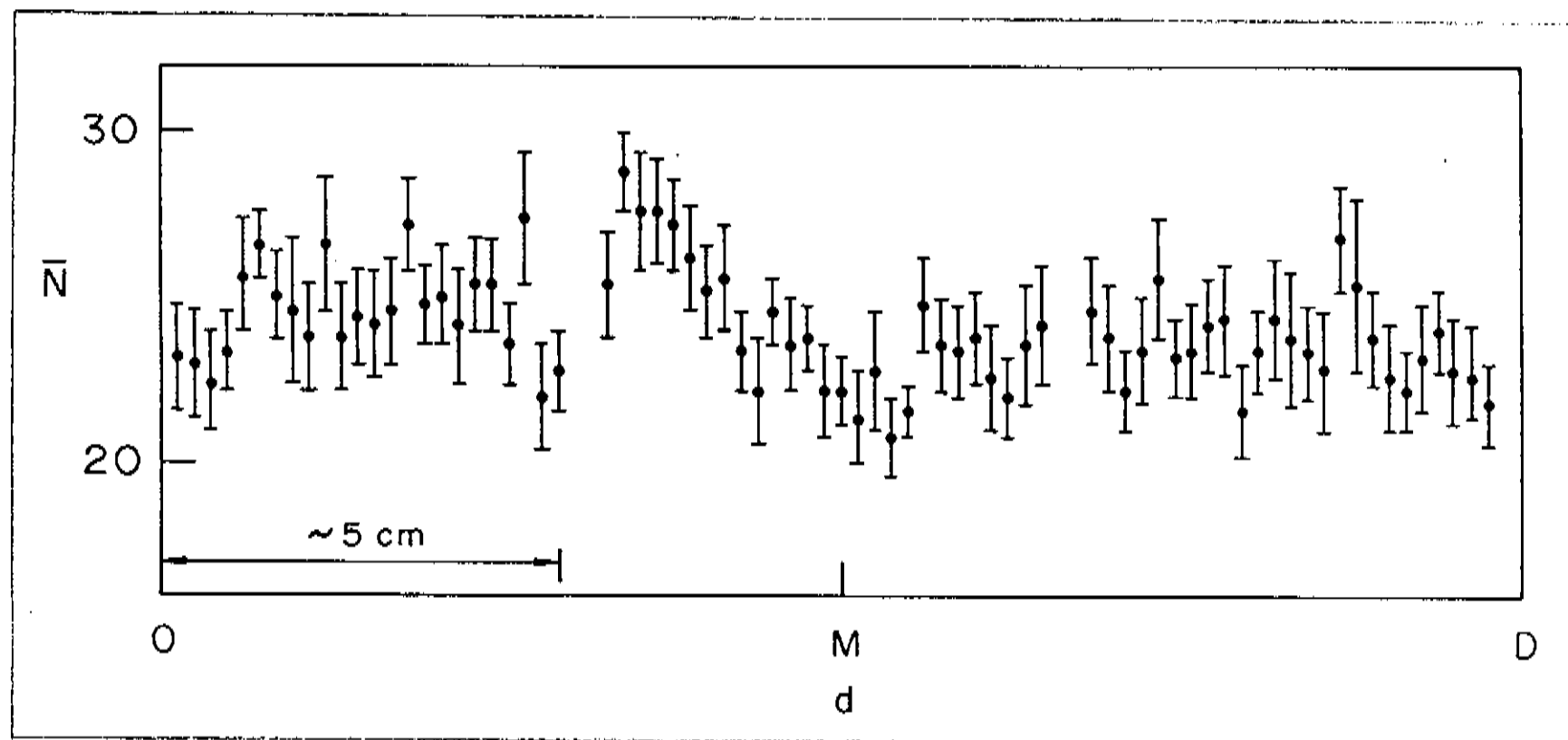


Figura 5-4: Densidade média de traços ($\bar{N}$), em unidade de traços por campo, em função da distância (d) à extremidade "esquerda" da tira de CR-39, em unidades de $\sim 250 \mu\text{m}$. M e D simbolizam a metade da tira e a sua extremidade "direita". "Campo" é a área de observação do microscópio, nas condições de microscopia utilizadas, e vale $8,42 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$.

Além desse experimento foram expostas amostras de CR-39, LR-115 e emulsões nucleares no interior da campânula, a várias distâncias (d) das paredes. Os resultados são apresentados na fig. 5-5. Observa-se que, no caso das amostras de CR-39 e emulsão nuclear, a(s) densidade(s) de traços diminui(m) abaixo de ~ 2 cm das paredes. No caso do LR-115, a densidade de traços permanece aproximadamente constante.

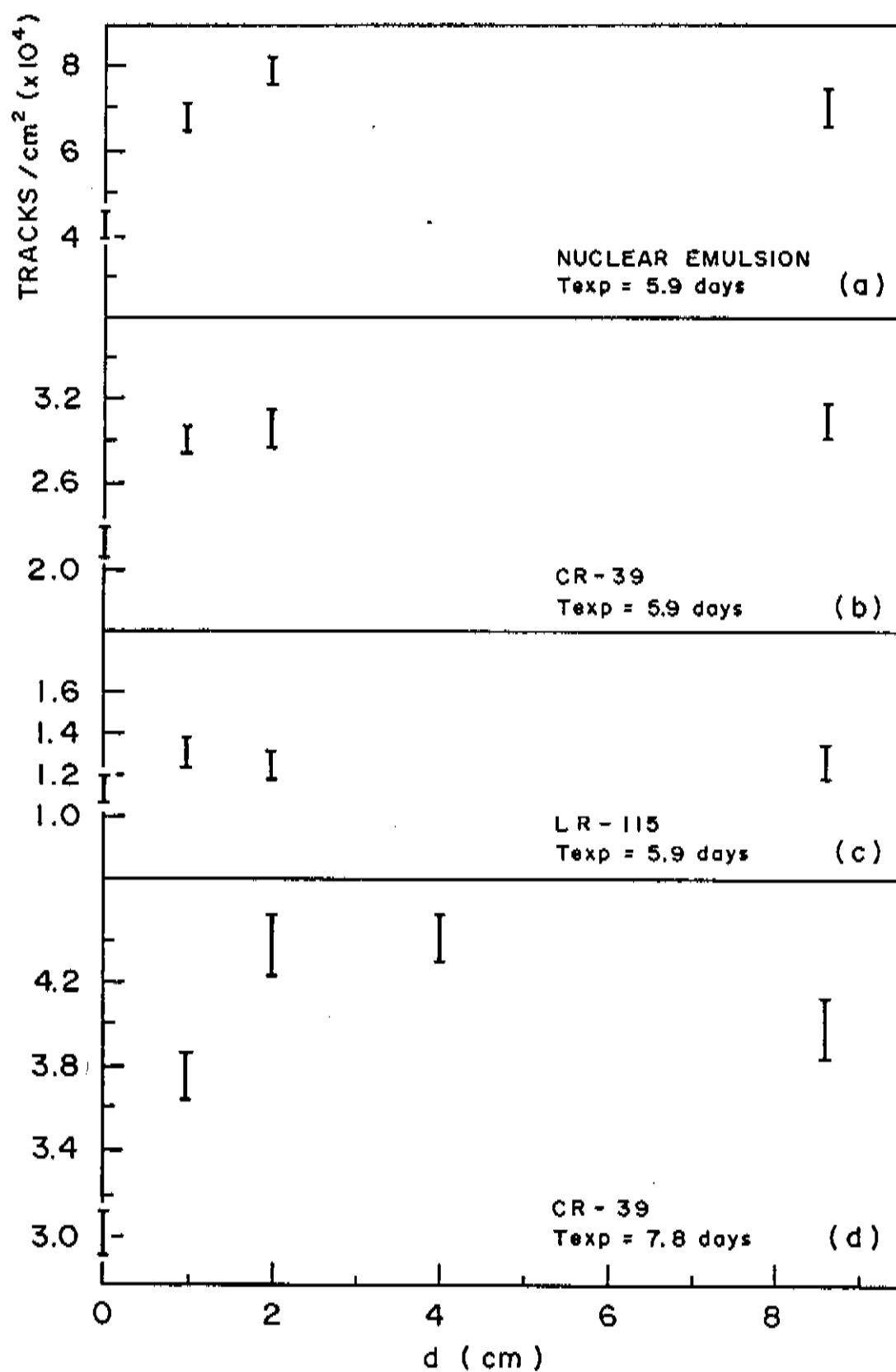


Figura 5-5: Densidade de traços observada em diversos tipos de detetores situados a várias distâncias das paredes da campânula. T_{exp} = tempo de exposição [Bi(88)]

Esses resultados experimentais podem ser compreendidos à luz do fenômeno do plate-out, ou seja, por meio dos efeitos do depósito dos filhos do Rn-222 sobre as paredes da campânula. Os efeitos do plate-out, tendo em vista os resultados experimentais obtidos, podem ser descritos sucintamente da seguinte forma:

- 1) Os átomos de Rn-222 e filhos deslocam-se aleatoriamente através do ar com uma certa velocidade média ($\bar{v}$);
- 2) Dado que esses átomos têm uma certa meia-vida (T), a distância que eles podem percorrer no ar, antes de se desintegrarem, é limitada. Por exemplo, metade desses átomos percorrem uma distância máxima igual a $\bar{v} \cdot T$, mas menos de 10% desses átomos chegam a percorrer uma distância máxima equivalente a $4 \bar{v} T$;
- 3) De acordo com o movimento aleatório desses átomos através do ar, num dado intervalo de tempo, um certo numero de átomos se chocam contra as paredes do recipiente;
- 4) Dado que algum dos filhos do Rn-222 se choque contra uma parede, existe uma certa probabilidade dele ali ficar retido (os filhos do Rn-222 são elementos metálicos que têm certa facilidade de estabelecer ligações químicas). O mesmo não acontece com o Rn-222, pois, sendo um gás nobre, ele não pode ser retido por meio de ligações químicas;
- 5) Assim sendo, as paredes do recipiente e, em princípio, qualquer superfície material, atuam como "absorvedores" de átomos de filhos do Rn-222;
- 6) Dado que os filhos do Rn-222 que eventualmente se chocam contra uma superfície têm uma certa probabilidade de ficar nela retidos, temos que a quantidade desses átomos retirados do ar é proporcional à probabilidade que eles têm de se chocar contra a referida superfície;
- 7) Os itens 5 e 6 indicam que deve haver uma DEPLEXÃO (ou diminuição) na atividade α dos filhos do Rn-222 nas imediações de superfícies materiais e que essa deplexão é tão maior quanto maior for a proximidade à parede;

8) O ítem 2 indica que a depleção se estende até uma "distância máxima efetiva" (DME), visto que, conforme a distância à parede aumenta, menor é a probabilidade de um átomo de filho do Rn-222 atravessar essa distância, dentro de seu tempo de existência.

Desta forma, os resultados da fig. 5-5 podem ser claramente compreendidos como uma consequência do plate-out, se este fenômeno implica na existência de uma depleção na atividade α dos filhos do Rn-222, para distâncias menores que aproximadamente 2 cm das paredes da campânula. Essa depleção não influencia de forma significativa o LR-115 (ver fig. 5-5) devido ao seu limite crítico de energia para a detecção de partículas α . Conforme é conhecido na literatura [Du(84)], o LR-115 é ineficiente para o registro de partículas α com energia > 4 MeV. Como as partículas α emitidas pelos filhos do Rn-222 presentes no ar, nas proximidades da superfície de um LR-115, incidem sobre esse detetor com energia > 4 MeV, tem-se, então, que o LR-115 é ineficiente para a detecção da atividade α devido aos filhos do Rn-222 justamente na região onde a depleção é mais significativa; daí a densidade de traços apresentada por esse detetor permanecer aproximadamente constante, mesmo para amostras instaladas nas proximidades das paredes da campânula.

Para compreender, contudo, o resultado obtido da análise da tira de CR-39, é necessário levar em consideração que a densidade de traços num determinado ponto da tira deve-se, além da atividade α total - número de desintegrações por cm^3 por segundo - presente no ar (F), a uma contribuição adicional devido à atividade (G) - número de desintegrações por cm^2 por segundo - correspondente aos átomos de Po-218 e Po-214 depositados sobre as paredes da campânula, uma vez que partículas α emitidas por esses átomos podem incidir sobre as partes da tira que estão nas proximidades das paredes.

Levando-se em conta as condições de GEOMETRIA em que a tira de CR-39 foi exposta (como o formato da campânula, e tendo-se em vista que o alcance das partículas α no ar tem um valor finito), pode-se estabelecer uma relação entre F e G e a densidade de traços sobre a tira (sobre a relação entre a atividade α presente no ar e a densidade de

traços (N) sobre um SSNTD, ver capítulo 9)⁴:

$$N(\rho) = \frac{1}{4} F t R_{\alpha} \varepsilon - \frac{F t \varepsilon}{2\pi R_{\alpha}} \psi_1(\rho) + \frac{G t \varepsilon}{2\pi R_{\alpha}} \psi_2(\rho) \quad 5.1$$

onde: ε = eficiência de detecção do CR-39;

R_{α} = alcance médio das partículas α do Rn-222 e filhos no ar;

t = tempo de exposição;

R = raio da campânula (8,6 cm);

ρ = distância de um ponto da tira ao centro da campânula;

$$\begin{aligned} \psi_1(\rho) = & \frac{R_{\alpha}}{4\rho} (R^2 - \rho^2) \ln \left[\frac{R_{\alpha} - \delta}{R_{\alpha} + \delta} \right] + \frac{R_{\alpha}^2}{2} \arcsen \left[\frac{\delta}{R_{\alpha}} \right] + \\ & + \frac{\delta}{2\rho} \left[R_{\alpha}^2 + \rho(R - \rho) \right] - \frac{\delta^3}{3\rho} \end{aligned}$$

$$\psi_2(\rho) = \int_0^{R_{\alpha}} \frac{\left[1 - y / \sqrt{R^2 - y^2} \right] y \sqrt{R_{\alpha}^2 - y^2} - \left[\sqrt{R^2 - y^2} - \rho \right]^2}{y^2 + \left[\sqrt{R^2 - y^2} - \rho \right]^2} dy$$

$$\text{e } \delta = \left[R_{\alpha}^2 - (R - \rho)^2 \right]^{1/2}$$

⁴A equação 5.1 foi obtida considerando-se que a atividade α presente no ar (F) é homogênea, apesar do fato de que os resultados da fig. 5-5 indicarem que a depleção é um fenômeno real. Isso faz com que a equação 5.1 tenha validade questionável. No entanto, os objetivos desse cálculo visam investigar, apenas A GROSSO MODO, se a existência de uma atividade α devido aos átomos dos filhos do Rn-222 depositados sobre as paredes da campânula pode ou não explicar os resultados da fig. 5-4.

Pela equação 5.1, é possível se observar que se a distância de um ponto da tira à parede mais próxima ($R - \rho$) é maior que R_α , então simplesmente:

$$N^* = \frac{1}{4} F t R_\alpha \varepsilon$$

que se refere à região da tira em que as partículas α emitidas por átomos de filhos do Rn-222 depositados sobre as paredes da campânula não conseguem chegar a produzir traços na tira de CR-39. Se dividirmos a equação 5.1 por N^* , temos:

$$\frac{N(\rho)}{N^*} = 1 - \frac{2}{\pi R_\alpha^2} \psi_1(\rho) + \frac{2}{\pi R_\alpha^2} \frac{G}{F} \psi_2(\rho) \quad (5.2)$$

Na figura 5-6, $N(\rho)/N^*$ está graficado para $G/F = 2,0 \text{ cm}^5$.

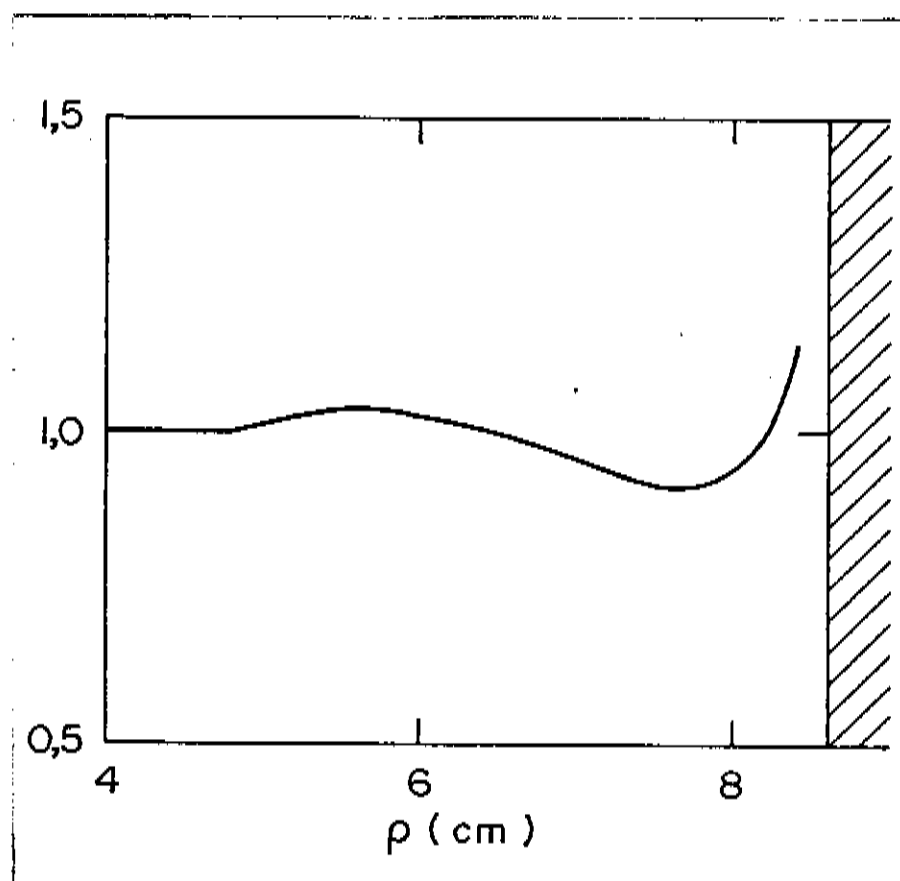


Figura 5-6: Distribuição teórica de traços para a região da tira de CR-39 situada próxima à parede do recipiente (8,6 cm).

⁵Notar que, como F tem dimensão de $\text{seg}^{-1}\text{cm}^{-3}$ (atividade/ cm^3) e G tem dimensão de $\text{seg}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (atividade/ cm^2), G/F deve ter dimensão de comprimento (cm).

Esta figura mostra claramente que $N(\rho)/N^*$ não tende a $1/2$ nas proximidades da parede ($\rho = 8,6$ cm). Tomando-se o limite da equação 5.1 para quanto ρ tende a R , pode-se mostrar que $N(\rho)/N^*$ somente tende a $\sim 1/2$ se o terceiro termo dessa equação for nulo ($G = 0$). Isso quer dizer que, no caso em que $G \neq 0$, a atividade G pode COMPENSAR a parcela dos traços devido a F , que devem ser perdidos pela limitação do ângulo sólido como consequência da presença física das paredes. Como conclusão, temos então que o fato de se observar (fig. 5-4) uma densidade de traços aproximadamente constante, ao longo da tira de CR-39, indica que é provável que exista uma certa quantidade de átomos de filhos do Rn-222 depositados nas paredes da campânula.

Como resultado desses dois experimentos (figuras 5-4 e 5-5) pode-se dizer então que o plate-out tem duas características principais:

- 1) Existe um depósito de filhos do Rn-222 sobre superfícies materiais. Consequentemente, ao longo do tempo, deve existir uma certa TAXA DE DEPOSIÇÃO, associada àquele fenômeno;
- 2) O plate-out provoca uma DEPLEXÃO na atividade α dos filhos do Rn-222 presentes no ar, nas imediações de superfícies materiais.

Essas duas características (taxa de deposição e deplexão) indicam que o plate-out é responsável pela quebra do equilíbrio de atividades entre o Rn-222 e seus filhos. À medida em que o plate-out se constitui na RETIRADA de átomos de filhos do Rn-222 do ar, a atividade destes, por cm^3 de ar, deve ser menor que a atividade/ cm^3 do próprio Rn-222. Esse fato trás consequências diretas sobre o processo de medida da atividade desses átomos no ar, pois, para se estabelecer a relação entre a densidade de traços registrada por um SSNTD (ou o número de eventos registrados por qualquer outro tipo de detetor) e a atividade α presente no ar é necessário o conhecimento da DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL dos radionuclídeos (ver capítulo 9) em questão; ítem este que, em princípio, é desconhecido, devido à influência das condições ambientais (ventilação, umidade, etc.), conforme veremos no capítulo 6.

Desta forma, pode-se afirmar que a medida do Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano torna-se, então, um problema bastante delicado: os efeitos do plate-out devem ser bem conhecidos, para que erros grosseiros sejam evitados durante a monitoração de Rn-222 e filhos.

Como vimos, o plate-out se caracteriza pelo fato de que os filhos do Rn-222, quando eventualmente colidem contra uma superfície material, podem ficar retidos, ou seja, podem estabelecer ligações químicas com átomos que compõem o material. Nesse aspecto, uma questão que se coloca é se o plate-out depende ou não do material.

Essa questão foi investigada, em primeiro lugar, repetindo-se a experiência com a tira de CR-39 forrando-se as paredes internas da campânula com plástico. O resultado da contagem de traços ao longo da tira pode ser vista na figura 5-7.

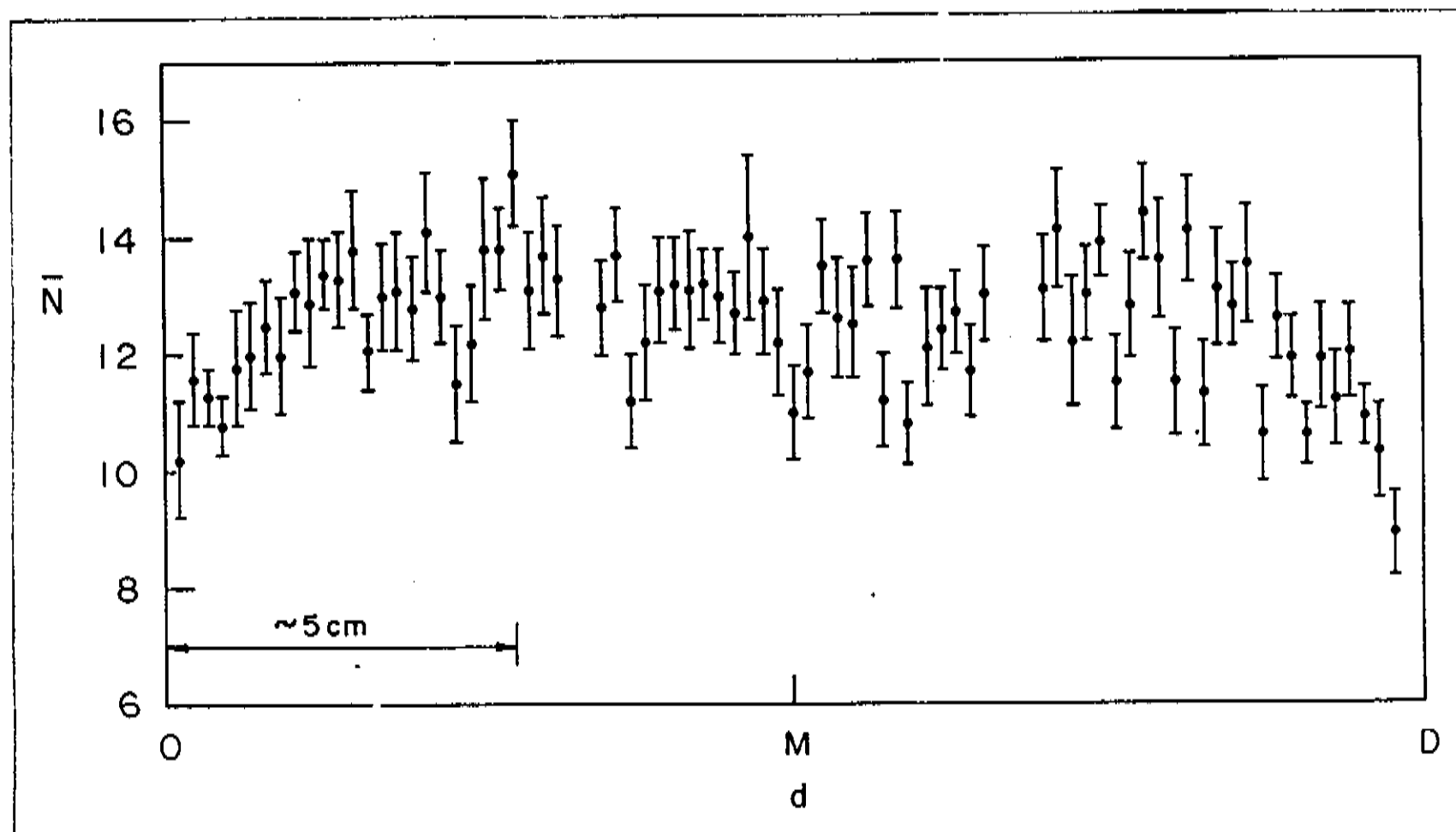


Figura 5-7: Idem à fig. 5-4. As paredes da campânula foram forradas com plástico.

Observa-se, nesse caso, uma diminuição da densidade de traços nas extremidades da tira (região próxima das paredes da campânula), que é um indício de uma possível diferença entre o plate-out dos filhos do Rn-222 sobre o plástico (fig. 5-7) e sobre o vidro (fig. 5-4).

Em 3 experimentos complementares a esse, amostras de diversos tipos de materiais (com áreas $> 7 \times 7 \text{ cm}^2$) foram instaladas sobre as paredes da campânula. Amostras de CR-39 foram colocadas sobre as superfícies desses materiais e também na parte central da campânula, longe (distância $> 5 \text{ cm}$) de qualquer superfície material. Foi medido, então, a razão entre a densidade de traços dos detetores expostos sobre os materiais e a densidade de traços média dos detetores expostos na parte central da campânula (ver tabela 5-II).

TABELA 5-II

	Exp. 1	Exp. 2	Exp. 3
PVC	$0,66 \pm 0,05$	$0,73 \pm 0,06$	$0,57 \pm 0,05$
CARTOLINA	$0,62 \pm 0,05$	$0,74 \pm 0,06$	$0,63 \pm 0,05$
MADEIRA	$0,63 \pm 0,05$	$0,68 \pm 0,05$	$0,63 \pm 0,05$
AZULEJO	$0,62 \pm 0,05$	$0,74 \pm 0,06$	$0,58 \pm 0,05$
VIDRO	$0,66 \pm 0,05$	$0,60 \pm 0,05$	
ALUMÍNIO	$0,73 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,06$
PLÁSTICO COMUM	$0,66 \pm 0,06$	$0,66 \pm 0,05$	

Razão entre as densidades de traços observadas em CRs-39 expostos sobre diversos materiais e CRs-39 expostos longe de qualquer superfície [Bi(88)].

Os resultados da tabela 5-II indicam que existem pequenas diferenças entre o efeito do plate-out sobre diferentes materiais. Contudo, essas diferenças não são muito significativas, visto que os

valores obtidos se situam nas proximidades do intervalo 65-70%. Assim sendo, a diferença entre os resultados das tiras (figs. 5-4 e 5-7) parece não se refletir significativamente sobre a resposta de CRs-39 instalados sobre diversos materiais. Conclui-se daí que, em nossas condições, as possíveis diferenças entre o plate-out sobre diversos materiais, podem, em termos práticos, ser negligenciadas. Isso não significa, entretanto, que o efeito do plate-out sobre diversos tipos de materiais seja sempre equivalente, quaisquer que sejam as condições. Voltaremos a esse assunto no capítulo 6.

A prova definitiva de que átomos de filhos do Rn-222 se depositam sobre diversos materiais, em nossos experimentos, foi obtida quando se justapôs emulsões nucleares a materiais que permaneceram no interior da câmpnula por um certo período de tempo. Durante esse período de tempo, diversos materiais permaneceram em contato com a atmosfera de Rn-222 e filhos gerada pela fonte de Ra-226. Assim, enquanto a câmpnula permaneceu fechada, átomos de filhos do Rn-222 se depositaram sobre esses materiais, de forma que, quando a câmpnula foi aberta, houvesse uma certa quantidade desses átomos sobre os materiais. Logo após a abertura da câmpnula, após um intervalo de tempo de 1 a 3 minutos, emulsões nucleares foram acopladas a esses materiais, ou seja, a face sensível das emulsões foi colocada em contato com a superfície dos materiais, ali permanecendo por um período de aproximadamente 4 horas; tempo este necessário para que decaíssem praticamente todos os átomos dos filhos do Rn-222 até o Po-214 [Ev(55), p.492]. Assim, as emulsões registraram o decaimento dos emissores α que estavam depositados sobre essas superfícies.

Durante a análise dessas emulsões ao microscópio óptico, foram observados traços cujo comprimento correspondia ao alcance das partículas α do Po-214. Não foi observada uma quantidade de traços de Po-218 que fosse significativamente maior que o background. Este fato (presença de traços de Po-214 e não-presença de traços de Po-218) está em plena concordância com as leis de decaimento radioativo, pois não só os átomos de Po-214 que estavam depositados sobre os materiais são responsáveis pela emissão das partículas α observadas nas emulsões, mas também os átomos de Po-218, Pb-214 e Bi-214, os quais, ao longo das 4 horas em que as emulsões permaneceram acopladas aos materiais, se transformam em átomos de Po-214. Isso quer dizer que a quantidade de partículas α emitidas por meio da desintegração de átomos de Po-214 deve ser significativamente maior que o número correspondente às desintegrações de átomos de Po-218. Admitindo-se que os átomos dos filhos do Rn-222, depositados sobre os materiais, estivessem em equilíbrio de atividades, o número de traços/cm² devido a partículas α do Po-218 nas

emulsões seria:

$$\rho_1 = \frac{1}{2} N_1 \quad 5.3$$

onde N_1 = número de átomos, por cm^2 , de Po-218 depositados sobre um dado material, e o fator $1/2$ expressa o fato de que metade das emissões α ocorrem no sentido da superfície da emulsão e metade ocorrem no sentido inverso - ou seja, apenas metade das emissões são efetivamente registradas pela emulsão.

Já a densidade de traços devido a desintegrações de átomos de Po-214 seria:

$$\rho_9 = \frac{1}{2} (N_1 + N_2 + N_9 + N'_9) \quad 5.4$$

onde: N_2 = número de átomos/ cm^2 do Pb-214 sobre o material;
 N_9 = número de átomos/ cm^2 do Bi-214 sobre o material;
 N'_9 = número de átomos/ cm^2 do Po-214 sobre o material.

Mas, admitindo-se o equilíbrio de atividades:

$$N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2 = N_9 \lambda_9 = N'_9 \lambda'_9$$

Assim sendo, de 5.3 e 5.4, temos que:

$$\rho_9/\rho_1 = (1 + \lambda_1/\lambda_2 + \lambda_1/\lambda_9 + \lambda_1/\lambda'_9) \simeq 16,3$$

ou seja, espera-se que a quantidade de traços devido a desintegrações de átomos de Po-214 seja cerca de 16 vezes maior que a quantidade de traços devido a desintegrações de átomos de Po-218. Na realidade, essa razão deve ser ainda maior, pois, como já foi mencionado, era gasto um tempo de 1 a 3 minutos desde a abertura da campânula até o acoplamento de uma emulsão sobre algum material. Isso ocasionava que uma fração não desprezível dos átomos de Po-218 (que tem uma meia vida de 3,05 minutos) decaísse antes que a emulsão nuclear fosse acoplada.

A densidade de traços do Po-214 observada nas emulsões estava na faixa de 250 a 400 traços/ cm^2 , para os diversos tipos de

materiais estudados (não se observou diferenças significativas quando se comparava os resultados de um tipo de material aos de outro). Esse resultado poderia ser utilizado para se calcular as atividades (em equilíbrio) dos filhos do Rn-222 depositados sobre os materiais (sabendo-se que, durante o intervalo de tempo de 1 a 3 minutos antes do acoplamento das emulsões, é perdida uma fração não significativa de emissões devido a desintegrações de átomos de Po-214 - ver [Ev(55), p.492]). No entanto, pela utilização da equação 5.4, chegou-se a resultados que são incompatíveis com aqueles apresentados por emulsões que permaneceram no interior da câmara enquanto ela permaneceu fechada. Levando-se em conta que, apesar dos filhos do Rn-222 estarem em equilíbrio de atividades com o Rn-222, a atividade deste último aumenta com o tempo (pois o tempo em que a câmara normalmente fica fechada - aproximadamente 1 semana - não é muito maior que a meia vida do Rn-222 - 3,8 dias); em alguns casos obtinha-se que, se a atividade dos filhos do Rn-222 depositados sobre a própria superfície das emulsões nucleares (autoplate-out), que permaneceram no interior da câmara enquanto ela estava fechada, fosse equivalente à atividade dos filhos do Rn-222 depositados sobre os materiais (obtidos a partir da equação 5.4), então a densidade de traços das emulsões que permaneceram na câmara fechada deveria ser maior que o observado (admitindo-se, é claro, que as emulsões registram o autoplate-out).

Como esse tipo de resultado não podia ser explicado até então, optamos por não utilizar as densidades de traços observados nas emulsões acopladas a diversos tipos de materiais para a obtenção de dados quantitativos com respeito ao plate-out.

Na verdade, conforme veremos no capítulo 8, não se pode admitir que os filhos do Rn-222 depositados sobre uma superfície material qualquer estejam em equilíbrio de atividades. Além disso, é possível que, durante a abertura da câmara, sejam produzidos deslocamentos de ar que fazem com que átomos de filhos do Rn-222 presentes no ar sejam "atirados" contra as paredes e contra as superfícies dos materiais, aumentando assim, além do esperado, a quantidade de átomos depositados.

A primeira tentativa de se avaliar quantitativamente os efeitos do plate-out foi feita através de um cálculo relativamente grosseiro, no qual se considerou que a distribuição espacial dos filhos do Rn-222 nas imediações de uma superfície material qualquer é uma função linear da distância a essa superfície. Apesar das limitações inerentes a essa aproximação matemática simplista, esse cálculo nos permitiu a obtenção de importantes conclusões com respeito ao plate-out.

Vamos considerar, em primeiro lugar, que a deplexão, ou a quantidade de átomos de um certo radionuclídeo que é retirado do ar, depende de dois fatores principais:

1) P_1 = probabilidade que um certo átomo tem em se chocar contra uma superfície material;

2) P_2 = probabilidade que um átomo tem em ficar retido sobre uma dada superfície material, dado que o átomo em questão tenha se chocado contra essa superfície.

P_2 deve depender, em princípio, das propriedades químicas dos átomos dos filhos do Rn-222 e dos átomos que compõem a superfície em questão, ou seja, da maior ou menor facilidade com que esses átomos estabelecem ligações químicas. Já P_1 deve depender da própria distância (d) que separa o átomo da superfície: Quanto mais longe estiver o átomo da superfície, menor a probabilidade dele vir a se chocar contra a mesma dentro do seu período de existência. Vamos admitir, por simplicidade, que $P_1(d)$ é uma função linear de d : $P_1 = ad + b$, onde a e b são constantes.

De acordo com os resultados experimentais (fig. 5-5), a deplexão se estende até uma distância máxima efetiva (DME). Isso significa que um átomo situado a uma distância $d > DME$ de uma certa superfície tem probabilidade $P_1 = 0$ de vir a se chocar contra a mesma. Já um átomo situado a uma distância infinitamente próxima da parede ($d \rightarrow 0$)

0) tem $P1 \rightarrow 1^0$. Assim sendo, dentro de uma aproximação linear, temos que:

$$P1(d) = 1 - \frac{d}{DME}, \text{ para } d < DME \quad 5.5$$

$$P1(d) = 0, \text{ para } d \geq DME$$

Como havíamos mencionado, a deplexão depende de $P1$ e $P2$, ou seja:

$$DEPLEXÃO = P1(d) P2$$

Assim, a atividade A_i , de um radionuclídeo i , pode ser tida como:

$$A_i(d) = A_i^{\infty} [1 - P1(d) P2] \quad 5.6$$

onde A_i^{∞} é a atividade do i -ésimo filho do Rn-222 longe de qualquer superfície material. Das equações 5.5 e 5.6, temos então que:

$$A_i(d) = A_i^{\infty} \left\{ 1 - P2 \left[1 - \frac{d}{DME} \right] \right\}, \text{ para } d < DME \quad 5.7$$

$$A_i = A_i^{\infty}, \text{ para } d \geq DME$$

A partir dessas fórmulas simples, podemos avaliar teoricamente a densidade de traços apresentada por um detetor plástico situado a uma distância d de uma superfície infinita (como uma parede, por exemplo).

Devido ao plate-out, pode-se considerar que a densidade de traços (ρ) apresentada por um SSNTD se compõe de cinco frações:

⁰Devido ao movimento aleatório dos átomos dos filhos do Rn-222 através do ar (difusão), semelhante ao movimento browniano, um átomo que esteja situado, num tempo t , a uma distância infinitesimal da parede, fatalmente irá se chocar contra ela.

$$\rho = \rho_A + \rho_B + \rho_C + \rho_D + \rho_E$$

onde: ρ_A = número de traços/cm² devido ao Rn-222 presente no ar;
 ρ_B = número de traços/cm² devido ao Po-218 presente no ar;
 ρ_C = número de traços/cm² devido ao Po-214 presente no ar;
 ρ_D = número de traços/cm² devido ao Po-218 depositado sobre a própria superfície do detetor (autoplate-out);
 ρ_E = número de traços/cm² devido ao Po-214 depositado sobre a própria superfície do detetor (autoplate-out).

Como a atividade do Rn-222 presente no ar é em princípio constante, ρ_A pode ser simplesmente calculada pela equação 4.2, ou seja:

$$\rho_A = \frac{1}{4} A_0 R_0 \epsilon_0 t \quad 5.8$$

onde: A_0 = atividade/cm³ do Rn-222;
 R_0 = alcance das partículas α do Rn-222 no ar;
 ϵ_0 = eficiência do plástico para a detecção do Rn-222;
 t = tempo de exposição.

ρ_D e ρ_E podem ser calculados admitindo-se que todos os átomos dos filhos do Rn-222, retirados do ar pela depleção causada pela própria superfície do detetor, estão depositados sobre o detetor, e que a relação entre a densidade de traços e a atividade depositada (G_i) é, de acordo com a equação 5.3, simplesmente:

$$\rho_i = \frac{1}{2} G_i \epsilon_{pi} t \quad 5.9$$

onde ϵ_{pi} é a eficiência de detecção do autoplate-out do elemento i .

ρ_B e ρ_C podem ser calculados através de uma integração no espaço delimitado pelo alcance das partículas α no ar - ver capítulos 9 e 10 - levando-se em conta a distribuição espacial do Po-218 e Po-214 como uma aproximação linear (equação 5.7). Mas, para isso, temos que fazer uma série de suposições:

1) Vamos imaginar que a superfície infinita (parede) esteja situada no plano xy (em $z = 0$) de forma que a depleção causada PELA PAREDE possa ser dada por:

$$A_i(z) = A_i^{\infty} \left\{ 1 - P_2 \left[1 - \frac{z}{DME} \right] \right\} \quad 5.10$$

2) Além da depleção causada pela parede, há a depleção causada pela própria superfície do detetor (autoplate-out). Vamos supor que a probabilidade de retenção de átomos dos filhos do Rn-222 na superfície do detetor seja dada por P_{2_0} e que a depleção causada pelo autoplate-out se estenda até uma distância DME_0 , EM TODAS AS DIREÇÕES, isto é, que a depleção ocorra num certo volume, nas proximidades do detetor, tal qual mostrado na figura 5-8. A depleção devido ao autoplate-out, dentro da

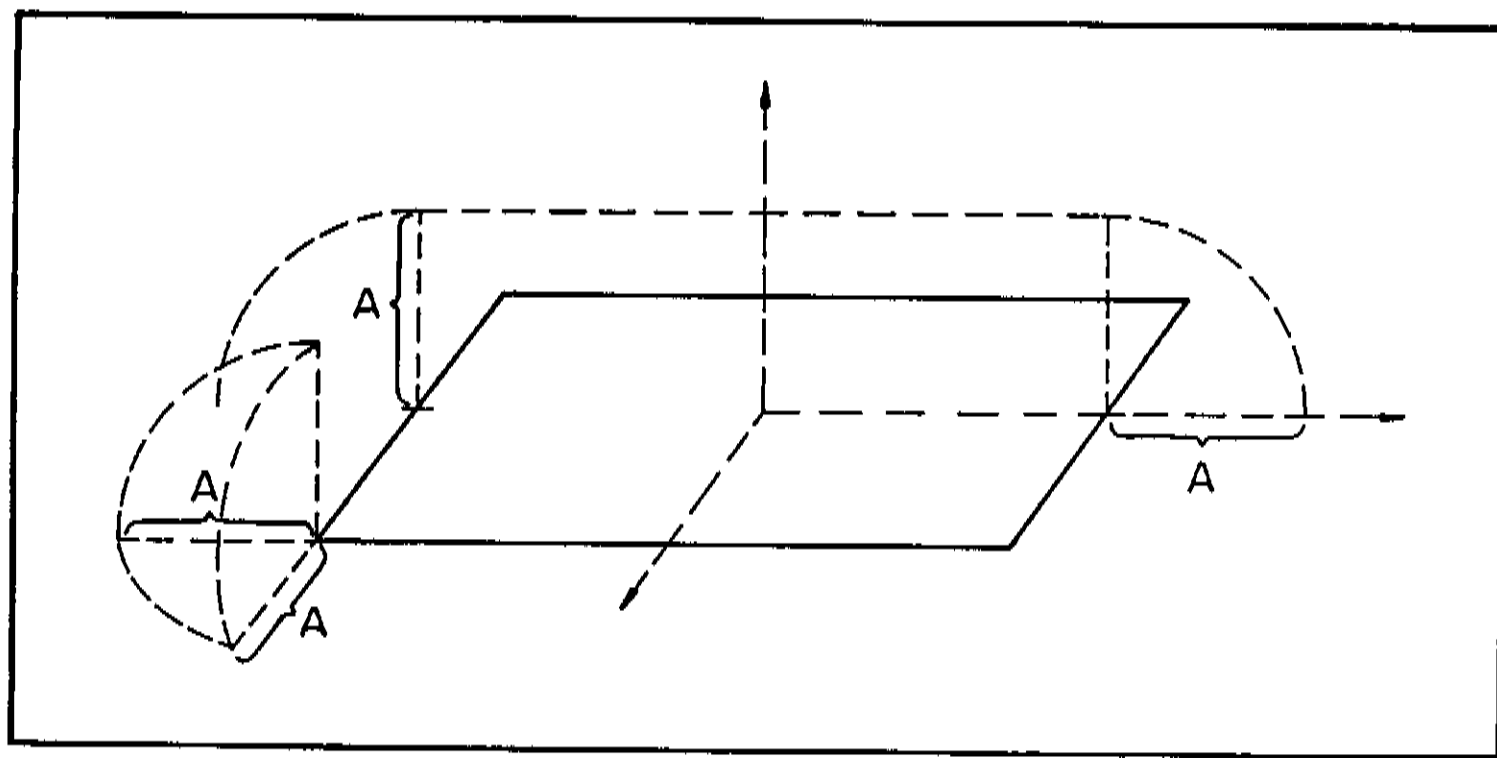


Figura 5-8: Volume, nas proximidades da superfície de um SSNTD, onde ocorre a depleção (autoplate-out) na atividade α dos filhos do Rn-222 presentes no ar. A denota a distância máxima efetiva, que, dentro de uma aproximação de primeira ordem, delimita a depleção em todas as direções.

aproximação de primeira ordem, pode, então, ser escrita como:

$$A_i(r) = A_i^{\infty} \left\{ 1 - P_2 \left[1 - \frac{r}{DME} \right] \right\} \quad 5.11$$

onde r é a distância de um dado ponto (do ar) ao mais próximo ponto pertencente à superfície do detetor.

3) Conforme pode ser visto na fig. 5-8, o volume onde há a depleção devido ao autoplata-out depende das próprias dimensões da superfície do detetor. Vamos supor que o detetor plástico tenha formato retangular com largura e comprimento dados por X e Y (a forma mais comum de se utilizar os detetores plásticos é em pequenas amostras cortadas em formato retangular).

4) Vamos supor, ainda, que o único fenômeno que pode causar um desequilíbrio de atividades entre o $Rn-222$ e seus filhos seja o fenômeno do plate-out. Isso significa que, longe de qualquer objeto (distância $> DME$), deve haver equilíbrio, ou seja: $A_i^{\infty} = A_0$.

5) Quanto aos fatores de eficiência de detecção, vamos adotar um valor grosseiro de 0,5, e supor que o detetor em questão é o CR-39⁷.

⁷O valor da eficiência do CR-39 relativa à emulsão nuclear é de 68%. [Bi(86)]. No entanto, esse valor é válido para a geometria cilíndrica. Quando os detetores são expostos sem qualquer limitação geométrica (geometria 2π), a eficiência do CR-39 deve ser diferente. O valor de 50% é mais coerente com a comparação entre a densidade de traços apresentada por CRs-39 e emulsões nucleares, expostos na geometria 2π (ver figura 5-5).

Levando em consideração, portanto, todas as suposições acima descritas, sendo d a distância do detetor até a parede, temos:

No caso em que $DME_o < DME - d$:

$$\begin{aligned} \rho_B = \rho_C = A_o \cdot t(0,5) \left\{ D_o + \frac{P2}{DME} \left[\frac{1}{3R_\alpha} \left[(DME - d)^3 - \right. \right. \right. \\ \left. \left. - P2_o DME_o^2 \left[(DME - d) - \frac{DME_o}{2} \right] \right] - \right. \\ \left. \left. - \left[(DME - d)^2 - P2_o DME_o \left[(DME - d) - \frac{DME_o}{3} \right] \right] \right] \right\} \end{aligned} \quad 5.12$$

onde R_α é o alcance das partículas α do Po-218 (ou Po-214) no ar e:

$$D_o = R_\alpha - P2_o DME_o + \frac{P2_o}{3} \frac{DME_o^2}{R_\alpha} \quad 5.13$$

Para $DME_o > DME - d$:

$$\begin{aligned} \rho_B = \rho_C = A_o \cdot t(0,5) \left\{ D_o + \frac{P2(DME - d)^2}{DME} \left[\frac{(DME - d)}{3R_\alpha} \left[(1 - P2_o) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{P2_o}{2} \frac{(DME - d)}{DME_o} \right] - (1 - P2_o) + \frac{P2_o}{3DME_o} (DME - d) \right] \right\} \end{aligned} \quad 5.14$$

Utilizando-se a equação 5.9, pode-se calcular ρ_D e ρ_E . G_i é dado por:

$$G_i = \frac{Q_A + Q_B + Q_C}{2S} A_o \quad 5.15$$

onde $S = XY$ (área do detetor).

Para $DME_o < DME - d$:

$$Q_A = S \frac{P2_o}{3} DME_o \left\{ (1 - P2) + P2 \frac{d}{DME} + \frac{P2}{3} \frac{DME_o}{DME} \right\} \quad 5.16$$

$$Q_B = (X + Y) \frac{P2_o}{9} DME_o^2 \left\{ \pi \left[1 - P2 + P2 \frac{d}{DME} \right] + P2 \frac{DME_o}{DME} \right\} \quad 5.17$$

$$Q_C = P2_o \frac{\pi}{3} \left\{ \frac{(1 - P2)}{3} DME_o^3 + \frac{P2}{3} d \frac{DME_o^3}{DME} + \frac{P2}{10} \frac{DME_o^4}{DME} \right\} \quad 5.18$$

Para $DME_o > DME - d$:

$$Q_A = S \frac{P2_o}{3} \left\{ DME_o - P2 \frac{(DME - d)^2}{DME} + \frac{P2}{3} \frac{(DME - d)^3}{DME DME_o} \right\} \quad 5.19$$

$$Q_B = (X + Y) \frac{\pi}{9} DME_o^2 P2_o +$$

$$+ 4(X + Y) \frac{P2_o P2}{3} \left\{ \left[\frac{1}{3} - \frac{3DME+d}{12DME} \right] \frac{(DME-d)^3}{2DME_o} \ln \left[\frac{1 + d/\sqrt{DME_o^2 - (DME-d)^2}}{1 - d/\sqrt{DME_o^2 - (DME-d)^2}} \right] \right.$$

$$\left. - \frac{DME_o^2}{6DME} \left[(DME - d) \left(\frac{\pi}{2} - \arccos \frac{DME-d}{DME_o} \right) \right] + \frac{DME_o^3}{12DME} + \right.$$

$$+ \sqrt{DME_o^2 - (DME-d)^2} \left[\left(\frac{5DME+3d}{24DME} - \frac{1}{3} \right) (DME - d) - \frac{DME_o^2}{12DME} \right] \right\} \quad 5.20$$

$$Q_c = \frac{\pi}{9} P2_o \left\{ \left[(1 - P2) DME_o^3 + P2 d \frac{DME_o^3}{DME} \right] \frac{(DME - d)}{DME_o} + \right.$$

$$+ \frac{3}{10} P2 \frac{DME_o^2}{DME} (DME - d)^2 + DME_o^3 \left(1 - \frac{DME - d}{DME_o} \right) +$$

$$+ \frac{P2}{2} \frac{(DME-d)^4}{DME} \left(1 - \frac{DME_o^2}{(DME-d)^2} \right) - \frac{P2}{5} \frac{(DME-d)^5}{DME DME_o} \left(1 - \frac{DME_o^3}{(DME-d)^3} \right) \left. \right\} \quad 5.21$$

Vamos definir um parâmetro, R_p , que represente, de forma compacta, as equações 5.12 a 5.21, da seguinte maneira:

$$\rho = \rho_A + \rho_B + \rho_C + \rho_D + \rho_E = A_o t R_p \quad 5.22$$

Assim R_p representa a relação entre a densidade de traços, ρ , e a atividade do Rn-222 (R_p tem dimensão de comprimento). Valores de R_p em função de d foram graficados de três formas diferentes: variando-se os valores de DME e DME_o (fig. 5-9); variando-se os valores de X e Y (fig. 5-10) e variando-se os valores de $P2$ e $P2_o$ (fig. 5-11).

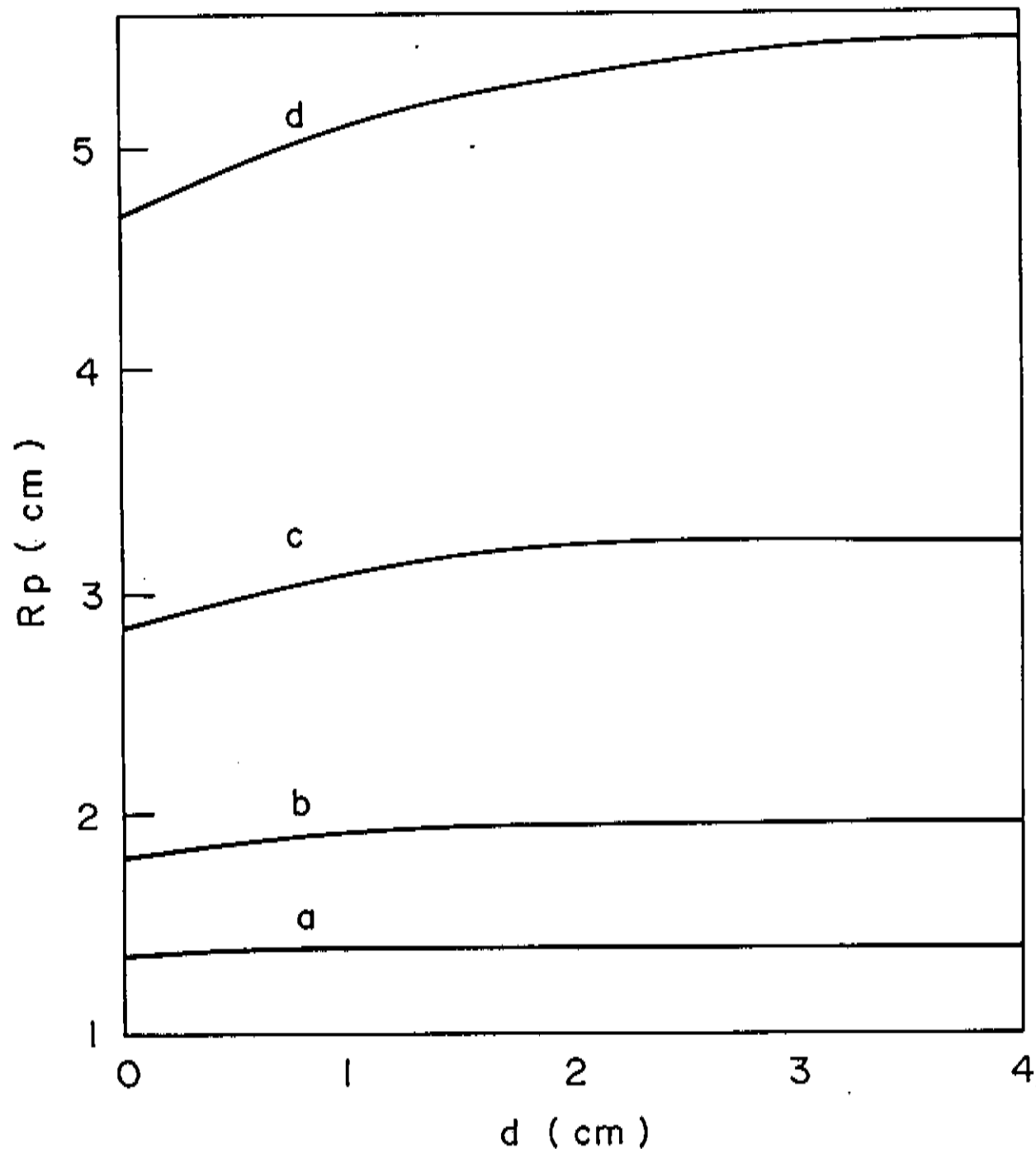


Figura 5-9: Relação entre a densidade de traços apresentada por um CR-39 e a atividade do Rn-222 no ar, em função da distância d a uma superfície infinita (aproximação de primeira ordem).

Curva a: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 1$ cm; $X = Y = 1$ cm

Curva b: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 1$ cm

Curva c: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 3$ cm; $X = Y = 1$ cm

Curva d: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 4$ cm; $X = Y = 1$ cm

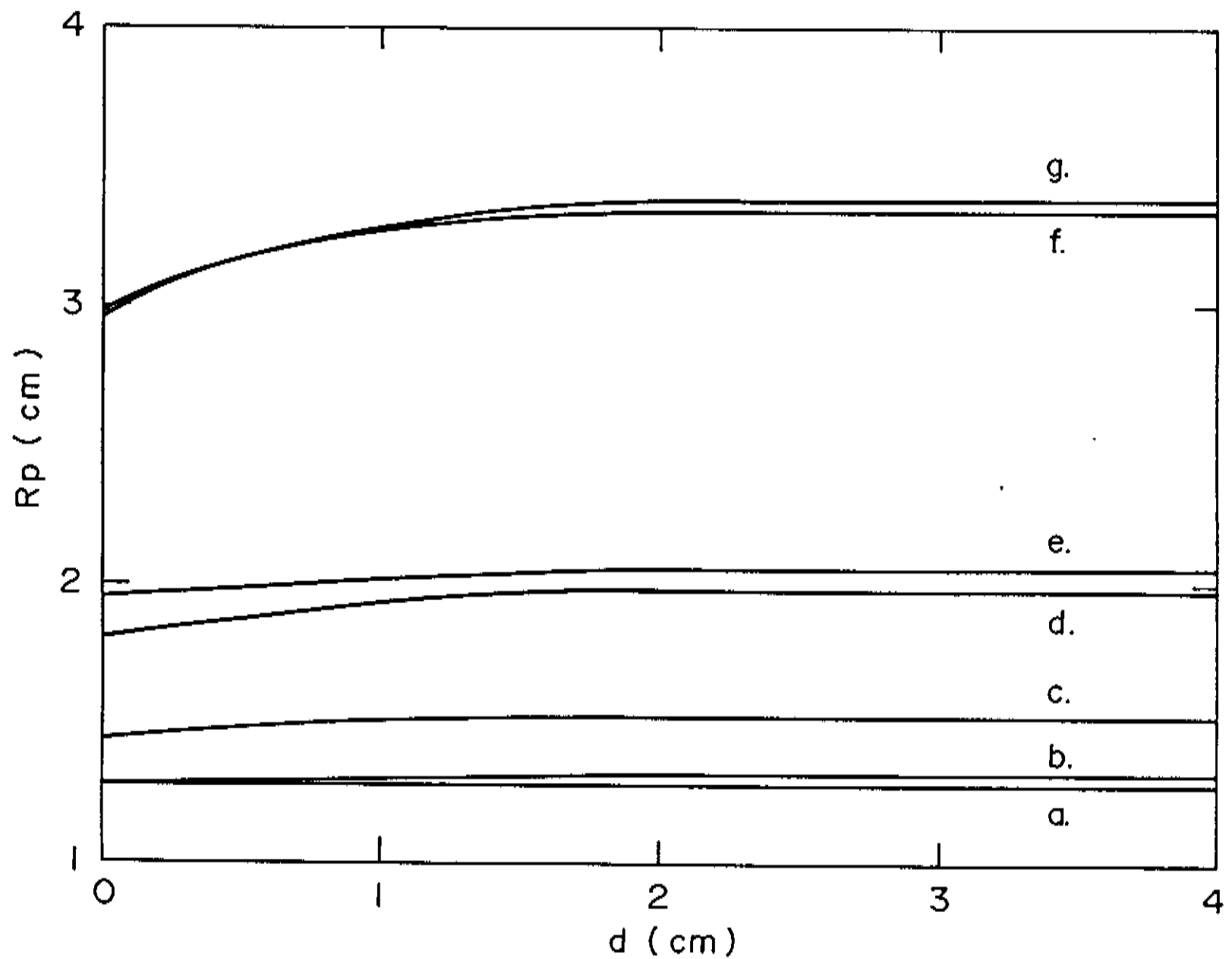


Figura 5-10: Idem.

- Curva a: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 100$ cm
- Curva b: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 10$ cm
- Curva c: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 3$ cm
- Curva d: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = 0,5$ cm; $Y = 1$ cm
- Curva e: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = 0,5$ cm; $Y = 2$ cm
- Curva f: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 0,5$ cm
- Curva g: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = 0,1$ cm; $Y = 10$ cm

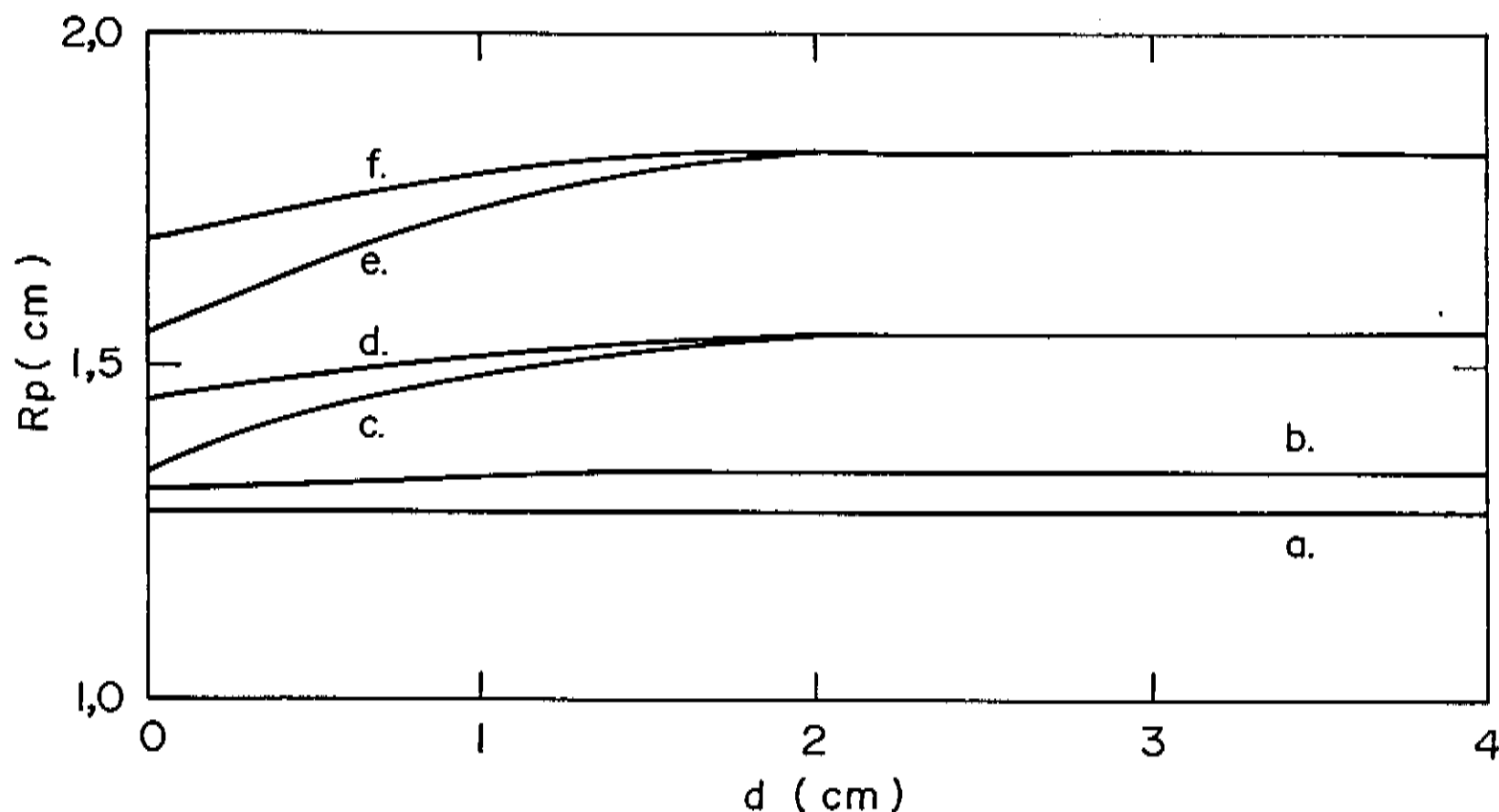


Figura 5-11: Idem.

Curva a: $P_2 = P_{2_0} = 0$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 2$ cm

Curva b: $P_2 = P_{2_0} = 0,05$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 2$ cm

Curva c: $P_2 = 0,5$; $P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 2$ cm

Curva d: $P_2 = P_{2_0} = 0,25$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 2$ cm

Curva e: $P_2 = P_{2_0} = 0,5$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 2$ cm

Curva f: $P_2 = 0,25$; $P_{2_0} = 0,5$; $DME = DME_0 = 2$ cm; $X = Y = 2$ cm

Dos resultados apresentados nesses três gráficos, importantes conclusões podem ser tiradas:

1) A densidade de traços apresentada por um detetor plástico depende das próprias dimensões do detetor⁸ (fig. 5-10). De um modo geral, quanto menor for a superfície de um detetor, maior será a densidade de traços.

2) A diferença relativa entre a densidade de traços dos CRs-39 expostos muito longe e justapostos a qualquer superfície, $(1 - \rho(d=0)/\rho(d \rightarrow \infty))$, é de 30 a 40%, de acordo com os resultados experimentais (fig. 5-5). De acordo com as figuras 5-9 e 5-10, para $P2 = P2_0 = 25\%$, $1 - \rho(d=0)/\rho(d \rightarrow \infty)$ não passa de 15%. Isso sugere que o valor 25% (que foi tomado arbitrariamente⁹) é um valor muito baixo para expressar a probabilidade de retenção dos átomos dos filhos do Rn-222. Na figura 5-11, onde os valores de X, Y e DME são valores que aproximadamente correspondem às reais dimensões dos detetores utilizados no experimento da fig. 5-5 e também ao valor observado da distância máxima efetiva, temos que, quando $P2 = P2_0 = 50\%$, temos uma depleção da ordem de 15%. Isso significa que os valores reais de P2 e P2₀ devem ser significativamente maiores que 50%. Assim, apesar das limitações dos cálculos efetuados, os resultados apresentados nas figuras 5-5, 5-9, 5-10 e 5-11 parecem ser um indício bastante positivo de que a probabilidade de retenção dos átomos dos filhos do Rn-222 sobre superfícies materiais seja de 100%, ou, pelo menos, próxima desse valor. Como o plate-out não deve depender significativamente da composição dos materiais (tabela 5-II), temos que P2 deve ser ~ 1 para qualquer que seja o material. Apesar de não haver uma prova definitiva de que $P2 = 1$, outros autores da área adotam esse valor [Wr(69); Na(88), p.174]. De um modo geral, o valor de 100% para P2 parece ser bastante coerente com os nossos resultados experimentais (inclusive aqueles que não foram comentados até aqui) e com os resultados experimentais que se encontram na literatura. Como veremos no capítulo 6, $P2 = 1$ tem como consequência o fato de que a atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar tende a zero quando d tende a zero.

⁸Entretanto, espera-se que esse efeito não seja significativo no caso do LR-115, devido aos seus limites de energia crítica de detecção, conforme já mencionado.

⁹Na literatura, não existem referências sobre medidas de P2.

O fato de que a densidade de traços depende das dimensões do detetor pode ser observada experimentalmente de forma direta: Para este fim, expôs-se, no interior da campânula, amostras de CR-39 de vários tamanhos, que ficaram longe das paredes internas (para que a depleção causada pelas próprias paredes não perturbasse as medidas) [Bi(89)].

A análise das amostras ao microscópio óptico demonstrou que a densidade de traços não era uniforme. Havia uma tendência - independente do tamanho da amostra - em haver uma maior densidade de traços nas proximidades das bordas do detetor, como mostra a figura 5-12.

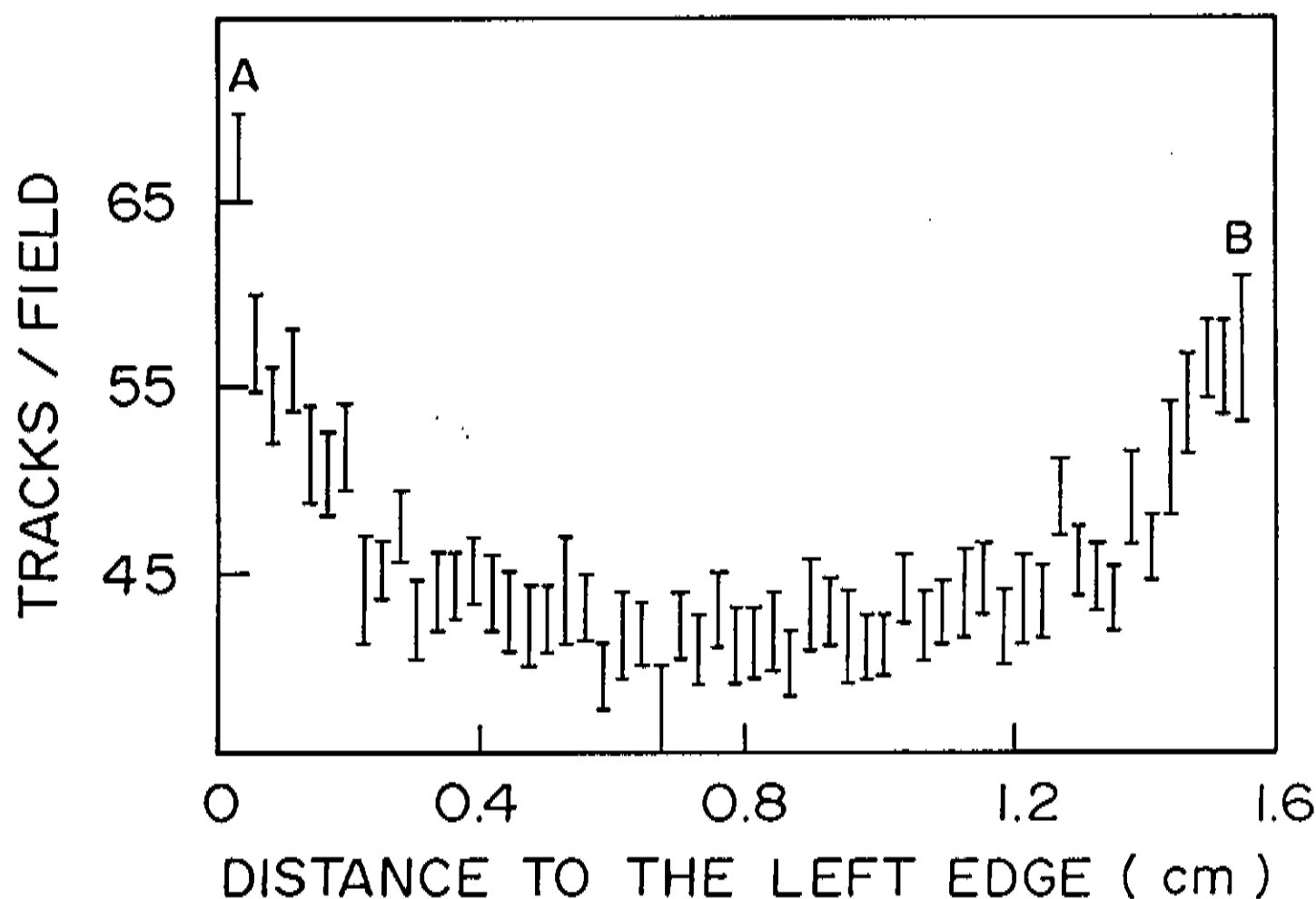


Figura 5-12: Distribuição da densidade de traços sobre a superfície de uma amostra de CR-39 de $(1,6 \times 1,8) \text{ cm}^2$. Cada ponto experimental corresponde a uma média obtida em campos vizinhos de observação ao microscópio ao longo da direção "vertical" de observação da amostra. A e B representam as densidades de traços nas bordas do detetor [Bi(89)].

Foi feita, então, uma contagem de traços em diversas regiões sobre a superfície de cada detetor (figura 5-13): i) Na região central; ii) nas bordas da superfície dos detetores (mas não nas proximidades dos vértices) e iii) perto dos vértices.

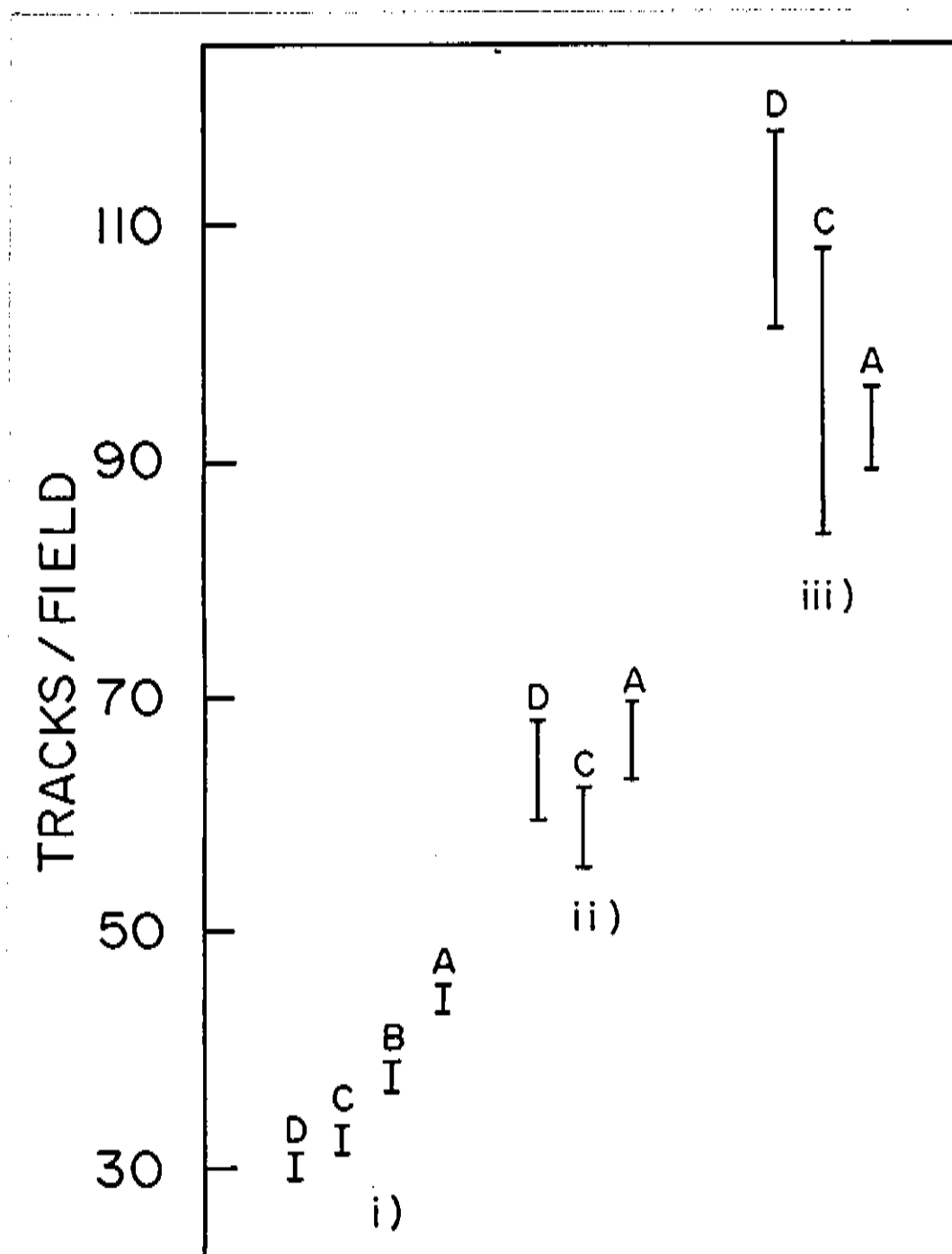


Figura 5-13: Densidade de traços observada em amostras de CR-39 de diversos tamanhos: A $\rightarrow$ (1,0x1,0)cm²; B $\rightarrow$ (1,0x2,0)cm²; C $\rightarrow$ (2,0x2,0)cm² e D $\rightarrow$ (3,0x3,0)cm². Em i) a contagem de traços foi feita na região central da superfície dos detetores; em ii) nas proximidades das bordas e iii) perto dos vértices. Detetores expostos na campânula de 6 litros [Bi(89)].

De um modo geral, o que se pode concluir desses resultados é que a densidade de traços é tão maior quanto menor for a ÁREA DISPONÍVEL para a ocorrência do autoplata-out. Assim sendo, quanto maior for a área superficial do detetor, menor será a densidade de traços por ele apresentada. Pelo mesmo motivo, a densidade de traços nas bordas do detetor deve ser maior que a densidade de traços na região central do mesmo, pois, nas bordas há uma menor área superficial nas imediações do campo observado.

Os resultados experimentais mostrados nas figuras 5-12 e 5-13 não se devem a condições particulares existentes no interior do recipiente que empregamos (campânula de 6 litros), mas refletem um efeito intrinsecamente relacionado ao plate-out. Desta forma, resultados semelhantes devem acontecer também em ambientes de convívio humano.

Em um destes ambientes, que permaneceu fechado por aproximadamente 7 meses, o experimento da figura 5-13 foi repetido, colocando-se amostras de CR-39 de diversos tamanhos, longe de qualquer objeto. Obteve-se, assim, figura 5-14, um resultado bastante semelhante ao anterior.

A análise da distribuição de traços nesses detetores também foi feita de forma semelhante à da figura 5-12, onde se obteve a densidade de traços ao longo de "colunas verticais" (fig. 5-15).

Na figura 5-15 pode-se claramente verificar que existe uma maior concentração de traços nas proximidades das bordas dos detetores e que a densidade de traços diminui conforme nos aproximamos da região central do detetor (i). A densidade de traços em i é tão menor quanto maior for o tamanho do detetor, ou então, falando em outros termos, quanto mais distante as bordas estiverem da região central. Isso sugere, de imediato, que a densidade de traços deve ser MÍNIMA no caso de um CR-39 de tamanho INFINITO. Uma vez que a espessura das amostras de CR-39 é bastante fina (aproximadamente 0,5 mm), uma amostra de CR-39 de qualquer tamanho colocada sobre uma superfície infinita (uma parede, por exemplo) equivale, do ponto de vista do plate-out, a uma amostra de CR-39 de tamanho infinito.

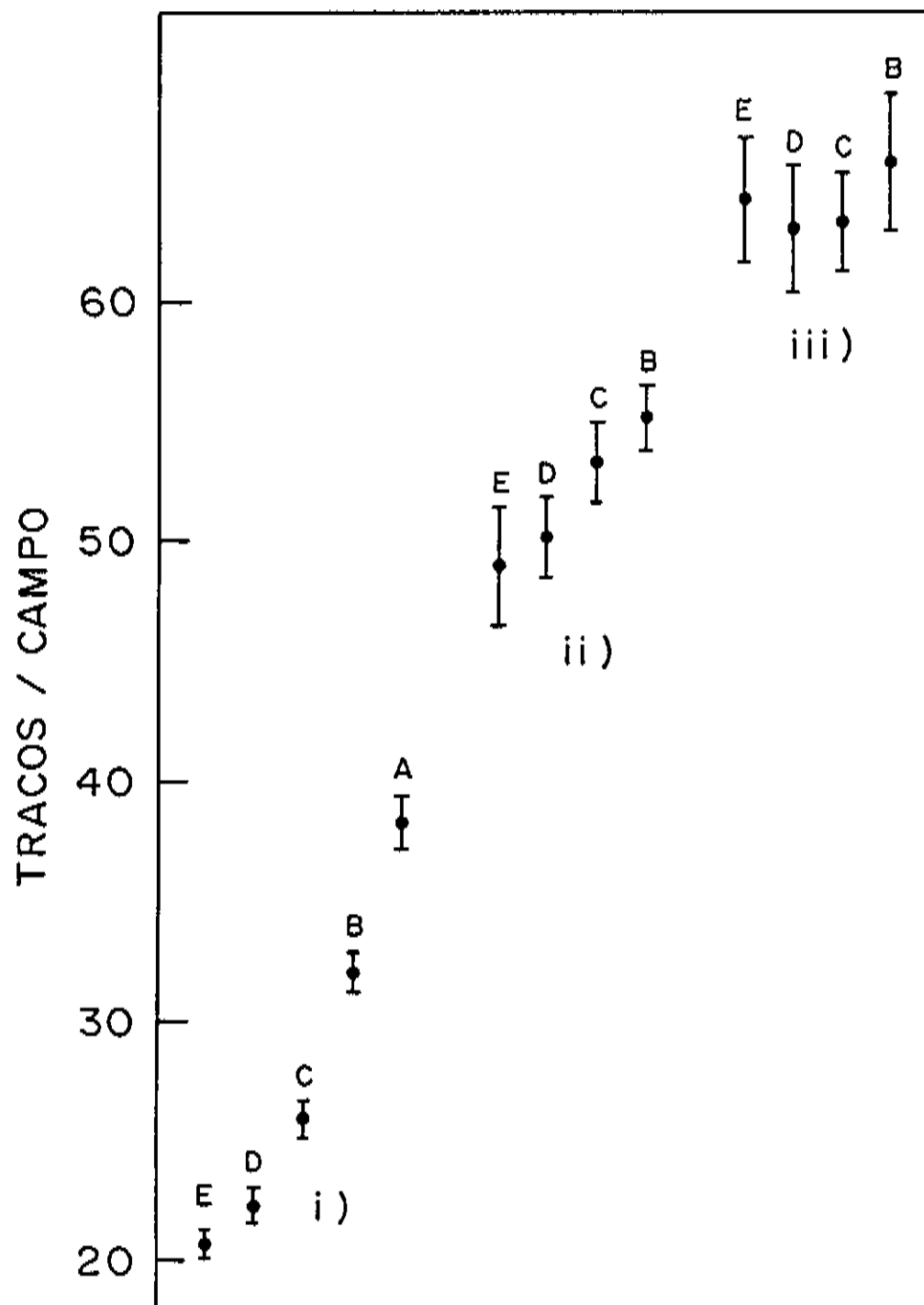


Figura 5-14: Idem à fig. 5-13. A → (0,6x0,6)cm²; B → (1x1)cm²; C → (2x2)cm²; D → (3x3)cm²; E → (4x4)cm². Os CRs-39 foram expostos num ambiente que ficou fechado durante aproximadamente 7 meses.

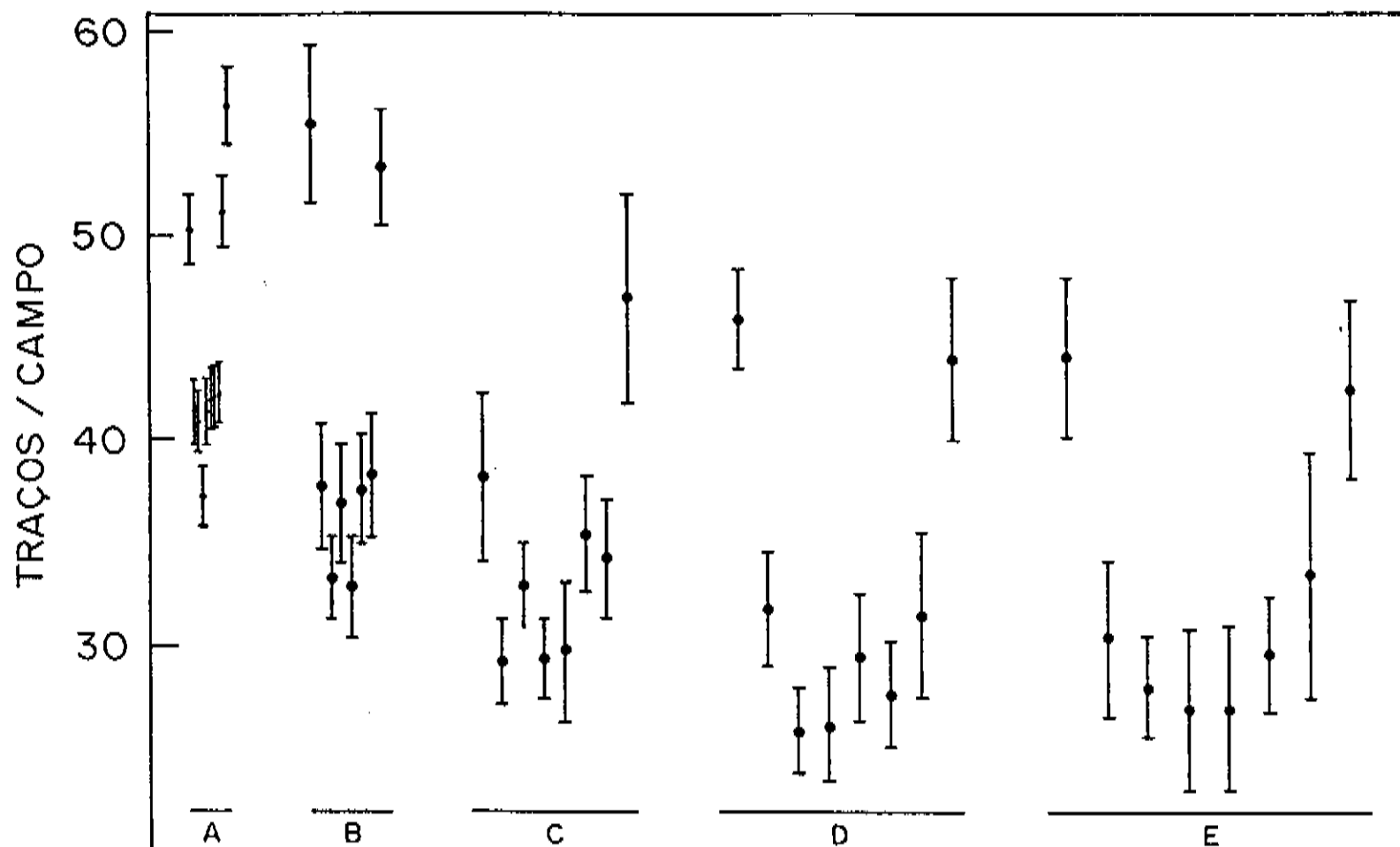


Figura 5-15: Distribuição da densidade de traços sobre a superfície de CRs-39 de vários tamanhos (os mesmos da fig. 5-14).

Na figura 5-16 são comparadas as distribuições de traços obtidas ao longo de "colunas verticais" em 4 amostras de $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$ de CR-39. Duas delas foram colocadas longe de qualquer objeto e as outras duas sobre as paredes de um ambiente.

A densidade de traços MÍNIMA obtida por um CR-39 durante essa exposição seria então de aproximadamente 16 traços por campo (ver fig. 5-16).

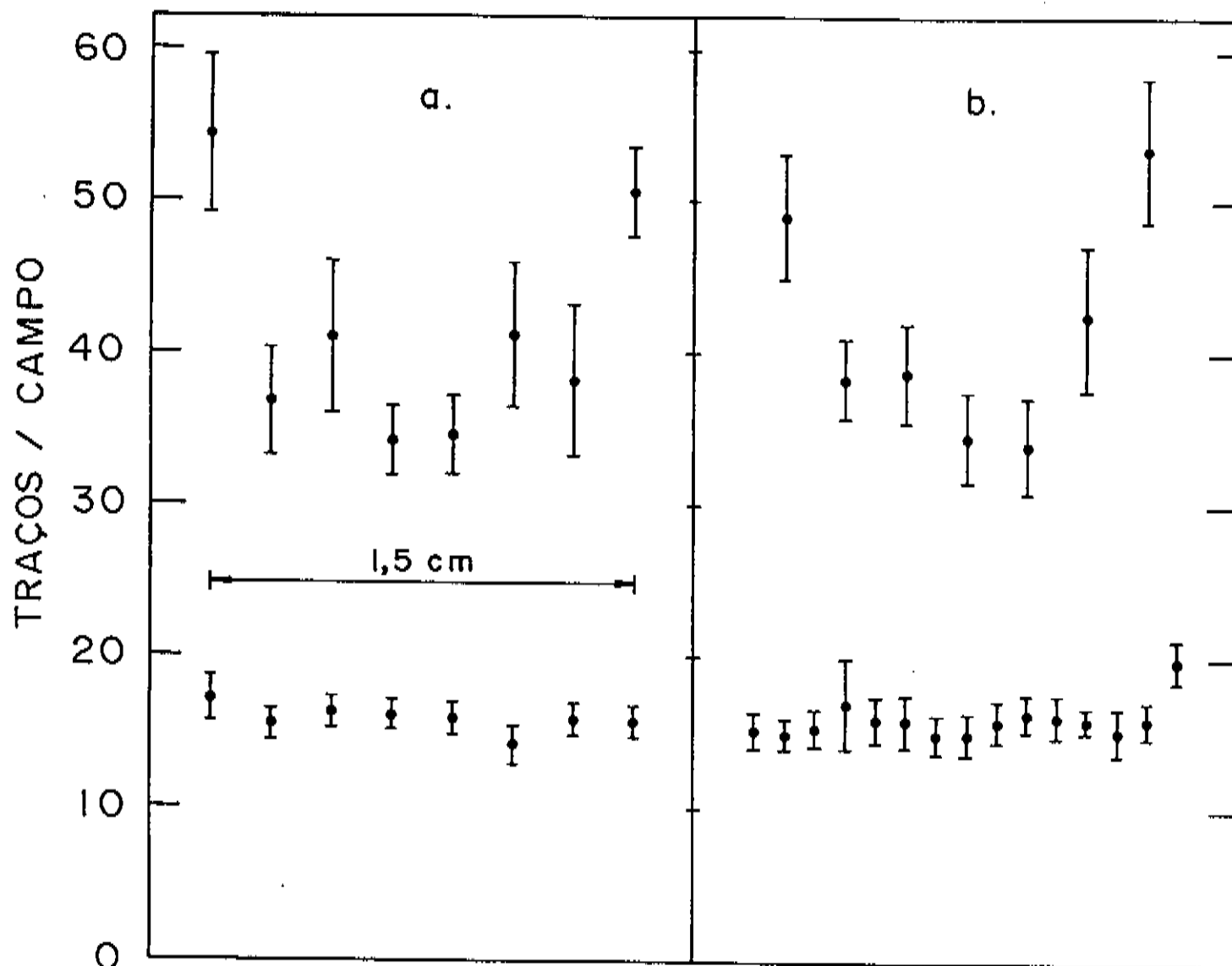


Figura 5-16: Distribuição de traços obtida ao longo de "colunas verticais" em 2 amostras de $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$ de CR-39 colocadas longe de qualquer objeto (pontos em forma de U) e em 2 amostras de CR-39 de mesmo tamanho colocadas sobre as paredes de um ambiente que foi mantido fechado por ~ 7 meses, (pontos entre 10 e 20 traços por campo).

Pode-se observar, também, que a distribuição de traços sobre os CRs-39 expostos sobre as paredes do ambiente é homogênea. Isso é coerente com o fato de que o plate-out faz com que a densidade de traços seja maior onde há pouca área material sobre a qual os filhos do Rn-222 podem se depositar. Para um detetor exposto sobre uma superfície infinita, qualquer campo analisado tem, em sua volta, uma superfície infinita. Assim sendo, do ponto de vista do plate-out, qualquer região da superfície do detetor é equivalente.

Na verdade, a densidade de traços apresentada por um CR-39 exposto longe de qualquer objeto não depende somente das dimensões desse detetor. Existem alguns outros aspectos relacionados ao plate-out que podem influenciar de forma significativa o desempenho dos SSNTDs como detetores de Rn-222 e filhos. Um desses aspectos é o que diz respeito à mobilidade dos átomos dos filhos do Rn-222 presentes no ar.

Conforme já foi mencionado, o plate-out depende da velocidade média de deslocamento dos átomos dos filhos do Rn-222 através do ar, grandeza essa que atua diretamente sobre o valor da DME. Como, em princípio, os átomos dos filhos do Rn-222 se depositam sobre qualquer superfície, eles podem se depositar também sobre partículas de poeira e de outras impurezas, na forma de aerossóis (ver capítulo 6), comumente presentes no ar. Assim os átomos dos filhos do Rn-222 ligados a essas impurezas têm a sua mobilidade condicionada. Sabe-se que os aerossóis que compõem o ar, em ambientes de convívio humano, são muito variados em termos de tamanho, densidade, composição química, etc. Assim sendo, a mobilidade dos filhos do Rn-222 no ar não é um parâmetro fixo, mas pode assumir uma faixa bastante ampla de valores. Como consequência, o efeito do plate-out sobre a resposta dos detetores plásticos pode variar bastante de ambiente para ambiente (sem levar em conta, ainda, que fatores ambientais, tais como a ventilação, podem alterar significativamente a mobilidade dos filhos do Rn-222, o que será visto no capítulo 6).

Esses efeitos podem ser diretamente observados quando se expõe CRs-39 no interior de um ambiente de convívio humano (figura 5-17), mesmo no caso em que o ambiente permaneceu fechado durante o período de exposição (para impedir com que a ventilação se fizesse presente).

Na fig. 5-17 estão mostradas as densidades de traços observadas na região central das superfícies de amostras de $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$ de CR-39 expostas longe de qualquer objeto (A) e sobre as paredes (B) em três ambientes diferentes: a, b e c.

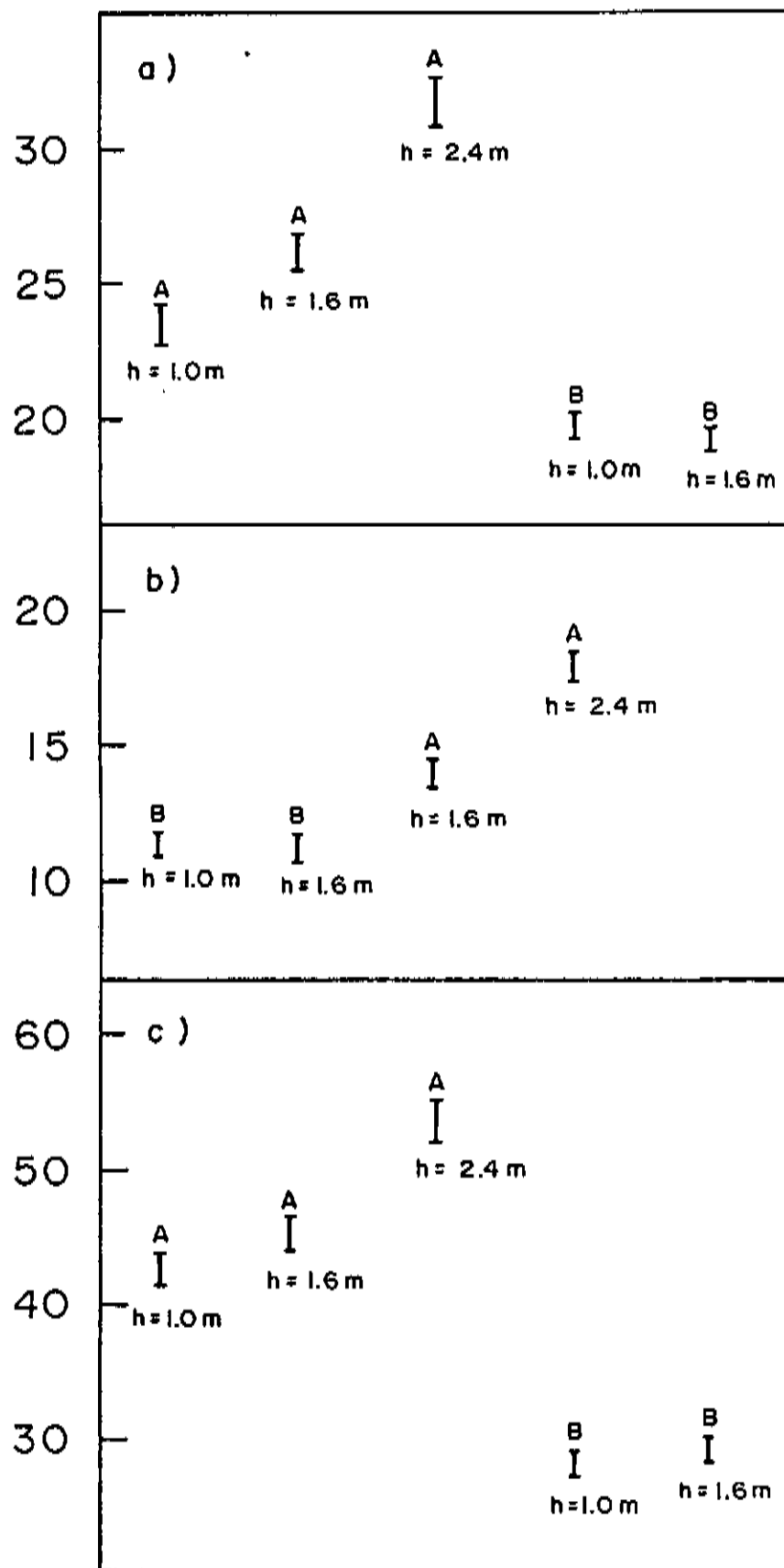


Figura 5-17: Densidades de traços observadas na região central das superfícies de amostras de $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$ de CR-39 expostas longe de qualquer objeto (A) e sobre as paredes (B) em três ambientes diferentes: a, b e c. h é a distância do detetor ao chão [Bi(89)].

Observa-se claramente que, além da existência de uma depleção sistemática nas contagens (detetores expostos sobre as paredes registram menos traços do que aqueles que ficaram longe de qualquer objeto), existe uma variação da densidade de traços com h , a distância do detetor ao chão, o que comprova a possibilidade da existência de variações do efeito do plate-out (e consequentemente variações na própria distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222) no interior de ambientes de convívio humano. É possível que tais variações possam ser atribuídas a diferenças na mobilidade dos átomos dos filhos do Rn-222 atribuíveis, possivelmente, à má distribuição de aerossóis [Bi(89)], ou ainda mesmo a pequenos deslocamentos de ar que possam passar através das frestas das portas e janelas dos ambientes.

O resultado mostrado pela figura 5-17 mostra que a distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222 em ambientes de convívio humano não tem, em geral, uma forma simples, o que certamente dificulta a monitoração desses radionuclídeos. Em condições reais, na verdade, variações na distribuição espacial dos filhos do Rn-222 e nos efeitos do plate-out não ocorrem apenas em diversas POSIÇÕES no interior de um dado ambiente, mas podem ocorrer também TEMPORALMENTE, conforme mostra a figura 5-18.

Observando a fig. 5-18, vemos que, no experimento realizado em certa época (A), a densidade de traços, em média, cresce com h e, em B, ocorre o contrário.

Como se vê, portanto, o comportamento dos átomos dos filhos do Rn-222 em ambientes de convívio humano é um tópico complicado. Os resultados experimentais obtidos atestam que os efeitos do plate-out influenciam significativamente a medida da atividade dos filhos do Rn-222. Sendo assim, é necessário que sejam compreendidos os mecanismos que regem a distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar e também a influência que o plate-out exerce sobre a detecção do Rn-222 e filhos. Sem um conhecimento, ao menos geral, desses mecanismos, a detecção de Rn-222 e filhos, pela utilização de SSNTDs, não pode ser feita sem a garantia de não se estar cometendo erros grosseiros.

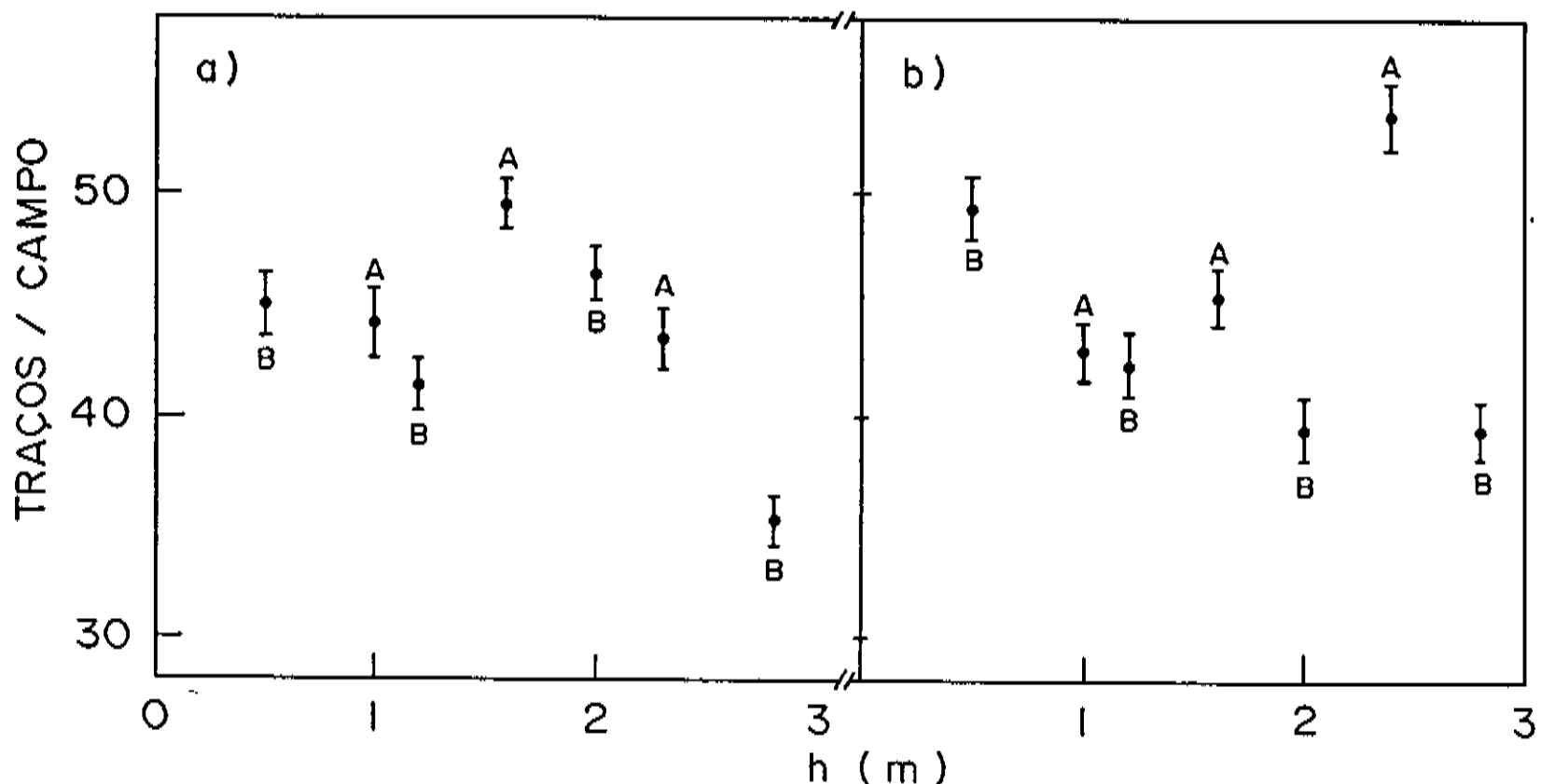


Figura 5-18: Densidade de traços observada na região central de CRs-39 de $(1,5 \times 1,5) \text{ cm}^2$ colocados longe de qualquer objeto como uma função da distância h ao chão. a) e b) se referem a amostras de CR-39 colocadas em duas posições diferentes no interior do mesmo ambiente. A e B denotam experimentos realizados em duas épocas diferentes.

Por exemplo, algumas questões que podem ser feitas, tendo-se em vista os resultados acima expostos, são: De que forma o plate-out faz com que a densidade de traços seja maior nas proximidades das bordas dos CRs-39 do que na região central de suas superfícies? A depleção se deve principalmente à distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar ou ao depósito desses átomos sobre a superfície do detetor? Qual a relação entre a densidade de traços e a atividade α presente no ar?

No capítulo 6, é feito um estudo teórico mais profundo sobre o transporte dos átomos dos filhos do Rn-222 através do ar, tendo em vista o fenômeno do plate-out, e com o objetivo de responder às questões acima.

Uma observação com respeito à obtenção de erros e sobre
a estatística correspondente aos dados experimentais:

É fato conhecido [Ev(55), capítulo 26] que o decaimento nuclear é um fenômeno que obedece à estatística de Poisson. Isso significa que, se um SSNTD é exposto a uma fonte radioativa cujos átomos constituintes estão HOMOGENEAMENTE distribuídos, deve-se esperar que a densidade de traços apresentada por esse detetor obedeça à estatística de Poisson. Evidentemente isso não é esperado no caso em que CRs-39 são expostos a Rn-222 e filhos longe de qualquer objeto, dado que o plate-out faz com que a densidade de traços seja maior nas bordas do detetor (fig. 5-15). No entanto, mesmo para CRs-39 colocados sobre superfícies planas infinitas - caso em que se espera que a densidade de traços seja estatisticamente homogênea - temos observado, através do teste do χ^2 , que a distribuição de traços não é poissoniana. O teste do χ^2 somente dá um resultado considerado "aceitável" em cerca de metade das amostras.

Até o momento, não há evidências experimentais que expliquem esse fato. Contudo o que se pode supor é que a distribuição espacial dos átomos de Rn-222 e filhos nunca pode ser considerada como homogênea. É possível mesmo que existam pequenas inomogeneidades - a nível microscópico - na distribuição espacial desses átomos no ar, tendo consequências diretas sobre a distribuição de traços sobre a superfície de um detetor plástico.

Diante desse fato, não podemos assumir de ante-mão que sejam poissonianos os erros correspondentes aos resultados experimentais por nós obtidos¹. Assim sendo, para evitar o risco de se subestimar os erros, adotamos o critério - válido para todos os resultados desta tese - de tomar o maior valor entre o erro dado pela estatística de Poisson e o erro dado pela variância, o qual pode ser calculado por:

¹O erro percentual, correspondente à estatística de Poisson, é dado simplesmente por $(1/N)^{1/2}$, onde N é o número total de traços observados [Ev(55), capítulo 26].

$$\left\{ \sum_i \frac{(\bar{X} - x_i)^2}{n(n-1)} \right\}^{1/2}$$

5.23

onde: x_i = número de traços observados no i -ésimo campo de visão do microscópio;

$\bar{X}$ = número médio de traços por campo;

n = número total de campos observados.

CAPÍTULO 6

ASPECTOS BÁSICOS DAS PROPRIEDADES DE TRANSPORTE DO Rn-222 E FILHOS ATRAVÉS DO AR

Aspectos básicos das propriedades de transporte do Rn-222 e filhos através do ar:

Como já foi dito, o Rn-222 emana do solo e das paredes que compõem ambientes de convívio humano e vem a contaminar o ar. Como o Rn-222 é um gás nobre, é de se esperar que ele se distribua uniformemente no ar contido no interior de um dado ambiente; consequentemente seria razoável supor-se que também os átomos dos filhos do Rn-222, em condições normais, estivessem distribuídos uniformemente no ar. No entanto, essa suposição não é confirmada por resultados experimentais: Quando se expõe detetores plásticos tipo CR-39 (que é um dos detetores de estado sólido mais eficientes) em diversos pontos no interior de um ambiente ou de um recipiente fechado contendo Rn-222 e filhos, observa-se que os detetores que são expostos longe de qualquer objeto¹ apresentam mais traços do que aqueles que são expostos sobre as paredes do ambiente ou sobre uma superfície material qualquer [Bi(88)]. Observa-se também que, quando se expõe amostras de CRs-39 a várias distâncias das paredes de um ambiente (em experiências realizadas aqui na Unicamp), quanto maior a distância do detetor à parede, maior a densidade de traços por ele apresentada. A densidade de traços aumenta conforme aumenta a distância do detetor à parede até uma distância de 2 a 3cm, a partir daí a densidade de traços passa a ser uma constante (ver figura 6-1).

¹Esses plásticos podem ser expostos pendurados em fios finos, ficando assim livres do contato de qualquer superfície material.

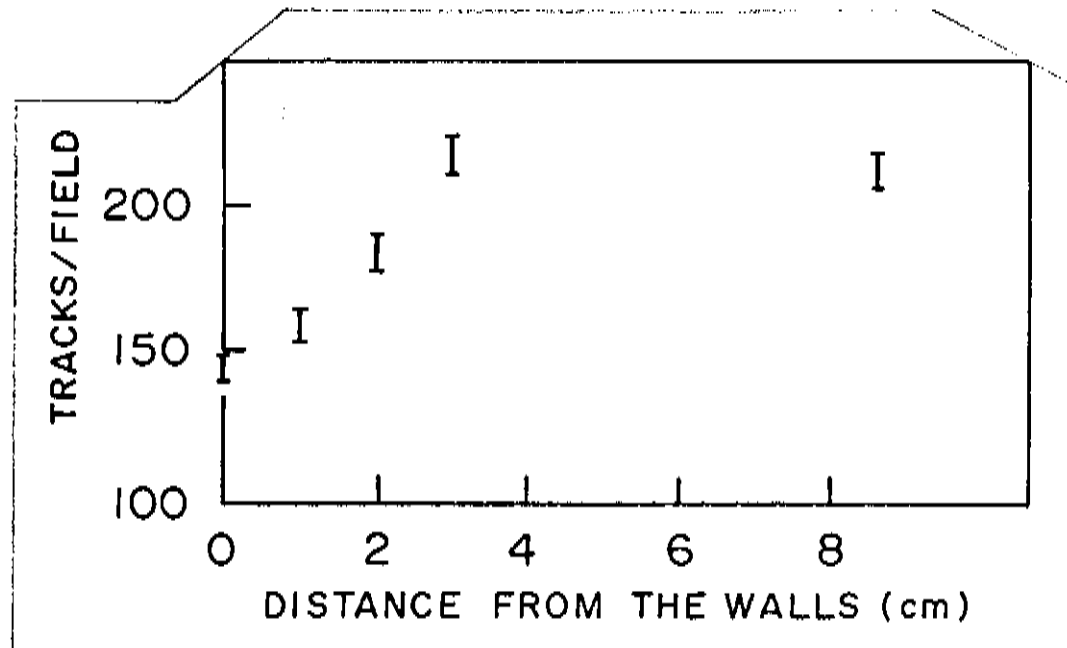


Figura 6-1: Densidade de traços, observada no CR-39, em função da distância a uma parede [Bi(89)].

Esses resultados experimentais sugerem, de imediato, que a concentração de átomos de Rn-222 e filhos (átomos por cm^3) deve sofrer uma espécie de diminuição (ou depleção) nas imediações (distância até 2 ou 3cm) das paredes ou de quaisquer outras superfícies materiais que compõem um ambiente. Esse tipo de resultado pode ser compreendido, em primeiro lugar, com base nas propriedades químicas dos átomos de Rn-222 e filhos: Os filhos do Rn-222 (Po-218, Pb-214, Bi-214 e Po-214) são elementos metálicos e, portanto, estabelecem ligações químicas com muita facilidade. Assim sendo, uma vez que esses átomos, dentro de seu processo de transporte através do ar, venham a colidir contra uma superfície material qualquer, eles podem ali permanecer retidos. Ou seja, as paredes e outras superfícies presentes num ambiente atuam como "coletores" ou "absorvedores" de átomos de filhos do Rn-222. Isso faz com que a concentração desses átomos seja menor nas proximidades de quaisquer superfícies materiais, conforme observado experimentalmente.

A propriedade que os filhos do Rn-222 têm em se depositar sobre superfícies materiais é denominada, na literatura, de "plate-out". O plate-out é um fenômeno que se refere apenas aos filhos do Rn-222. O Rn-222, em si, não estabelece ligações químicas e, portanto, não sofre influência da presença de superfícies materiais. Assim sendo, os resultados experimentais mostrados na figura 6-1 devem ser entendidos como uma consequência da depleção da concentração apenas dos átomos dos filhos do Rn-222.

Como vimos, então, a EXISTÊNCIA da deplexão, como um fenômeno físico, pode ser entendida como consequência das propriedades químicas dos átomos dos filhos do Rn-222. Contudo, para compreender porque a deplexão se estende até 2 ou 3cm, necessitamos considerar aspectos relacionados ao transporte dos filhos do Rn-222 no ar e também levar em conta que os átomos dos filhos do Rn-222 são instáveis do ponto de vista nuclear, ou seja, cada um deles tem uma meia vida característica.

Durante o intervalo de tempo em que esses átomos existem (ou seja, entre sua produção pelo decaimento do seu "átomo pai" até a sua transformação em outros elementos), eles percorrem uma certa distância no ar, de acordo com sua própria mobilidade, ou, em outros termos, a distância que os filhos do Rn-222 podem percorrer no ar é limitada pela suas meias vidas. Isso faz com que os átomos dos filhos do Rn-222 somente possam ser "capturados" pelas paredes de um ambiente (ou por quaisquer outras superfícies) quando esses átomos estão situados a uma distância (à parede) inferior à distância limite que eles podem percorrer através do ar. Isso, então, faz com que a influência de uma superfície material sobre a distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222 se estenda até uma "distância máxima efetiva", que em nosso caso, conforme observado na figura 6-1, corresponde a 2 ou 3 cm.

Dado que T seja a meia vida de qualquer um dos filhos do Rn-222 e $\bar{v}$ sua velocidade média de deslocamento através do ar, temos que, em média, metade desses átomos percorrem uma distância $\bar{v} T$ através do ar durante seu período de existência (pois, de acordo com as leis de decaimento radioativo, metade dos átomos decaem num período de tempo igual a T). Já $4 \bar{v} T$ corresponde a uma distância que é superior à distância percorrida por mais de 90% dos átomos durante sua existência (pois mais de 90% dos átomos decaem dentro de um intervalo de tempo igual a 4 meias vidas). Isso indica que o valor de 3 cm observado experimentalmente (figura 6-1) deve corresponder a aproximadamente $4 \bar{v} T$. Para o Po-218, por exemplo, temos que $T = 3$ minutos, o que implica que:

$$\bar{v} = 0,25 \text{ centímetros/minuto}$$

6.1

Esse valor é extremamente baixo quando comparado com a velocidade térmica dos átomos de Po-218, a qual pode ser calculada igualando-se a energia cinética com a energia térmica:

$$\frac{1}{2} m v_T^2 = \frac{3}{2} k T \quad 6.2$$

$$\rightarrow v_T = 1,1 \times 10^6 \text{ cm/min.} \quad 6.3$$

para uma temperatura de 300K.

Quando obtivemos os resultados mostrados na figura 6-1, surgiu a questão de como seria possível ser tão baixa a velocidade média de deslocamento dos filhos do Rn-222. Essa questão é exatamente a mesma questão que deu origem à Teoria de Difusão, já no século XIX: A velha teoria cinética dos gases, que existia antes de 1850, exigia que fossem enormes as velocidades de propagação das moléculas (velocidade térmica), ao passo que elas não eram observadas (através de seus efeitos diretos, como na figura 6-1) a se propagar tão rapidamente [Lo(61)]. Assim, para explicar a baixa velocidade de propagação das moléculas foi necessário a introdução do conceito de DIFUSÃO.

O conceito de difusão se baseia no conceito de "livre caminho médio" introduzido por RUDOLF CLAUSIUS em 1858 [Bo(64)], e significa, falando de uma forma simplista, "propagação em meio a colisões"; ou seja, moléculas, átomos ou partículas se locomovem num meio, como o ar, colidindo constantemente com as moléculas que compõem o meio. Entre uma colisão e outra, as partículas que se difundem percorrem o "livre caminho médio" com uma velocidade média comparável à velocidade térmica. Contudo, como efeito das colisões, temos que essas partículas mudam constantemente de trajetória, seguindo um caminho aleatório, o que faz com que seu deslocamento efetivo seja muito baixo quando comparado com aquele que se deveria esperar se sua velocidade térmica se propagasse numa só direção.

Após 1858, a Teoria de Difusão foi desenvolvida por Maxwell, Clausius, O.E. Meyer e P.G.Tait [Bo(64), pág.8], mas foi BOLTZMANN, em seu trabalho de 1896 [Bo(64)], quem deduziu a expressão básica (a equação de difusão) que é capaz de descrever fenômenos tais quais a distribuição espacial de átomos ou moléculas no ar e em outros meios (como a distribuição de átomos de filhos do Rn-222 no ar).

BOLTZMANN supõe que as moléculas são esferas elásticas que podem exercer uma força umas sobre as outras apenas a distâncias muito pequenas (colisão). Assim sendo, qualquer fenômeno físico que reflete o movimento de moléculas e partículas (como a temperatura e a condução de eletricidade, por exemplo) pode se propagar ao longo de um meio através do contato, ou colisão, entre moléculas. A forma com que BOLTZMANN deduziu a expressão que descreve o transporte de qualquer grandeza por movimento molecular pode ser exposta da seguinte forma [Bo(64), pág.87]:

Vamos imaginar, num certo meio, um volume V delimitado por uma área unitária (dS) e pelos planos z_1 e z_0 , como mostrado na figura 6-2.

Vamos imaginar também que uma certa grandeza G (que pode ser a temperatura, por exemplo) varie ao longo de z . No plano z_1 , essa grandeza assume o valor G_1 e no plano z_0 , G_0 . Vamos supor que $G_1 > G_0$.

Se G é transportada de uma região para outra do espaço por meio de movimento molecular, devemos calcular a quantidade de moléculas

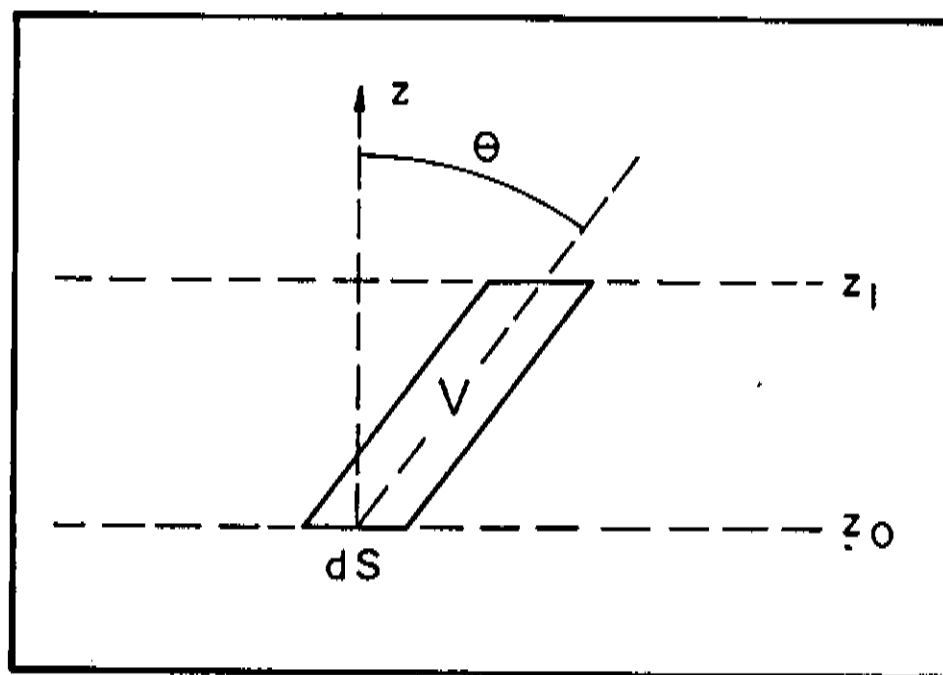


Figura 6-2

que migram do plano z_1 ao plano z_0 (e vice-versa). Para isso, vamos calcular o número de moléculas ($dn_{v,\theta}$) que passam por dS com uma velocidade entre v e $v+dv$ numa trajetória delimitada por um ângulo zenital entre θ e $\theta+d\theta$, que é igual a:

$$dn_{v,\theta} = dn_v p(\theta) d\theta$$

6.4

onde dn_v é o número de moléculas, por unidade de volume, com velocidade entre v e $v+dv$ e $p(\theta) d\theta$ é a probabilidade de uma molécula se movimentar numa direção cujo ângulo zenital se encontre entre θ e $\theta+d\theta$.

$p(\theta) d\theta$ pode ser calculado como a razão entre o ângulo sólido delimitado por θ e $\theta+d\theta$ ($d\Omega$) e o ângulo sólido total (4π), ou seja:

$$p(\theta) d\theta = \frac{d\Omega}{4\pi}$$

6.5

$d\Omega$ pode ser calculado imaginando-se que as partículas que chegam a dS num ângulo situado entre θ e $\theta+d\theta$ delimitam uma figura cônica, no ar, que deve ser girada em 2π radianos para que todos os ângulos azimutais sejam considerados, conforme mostra a figura 6-3:

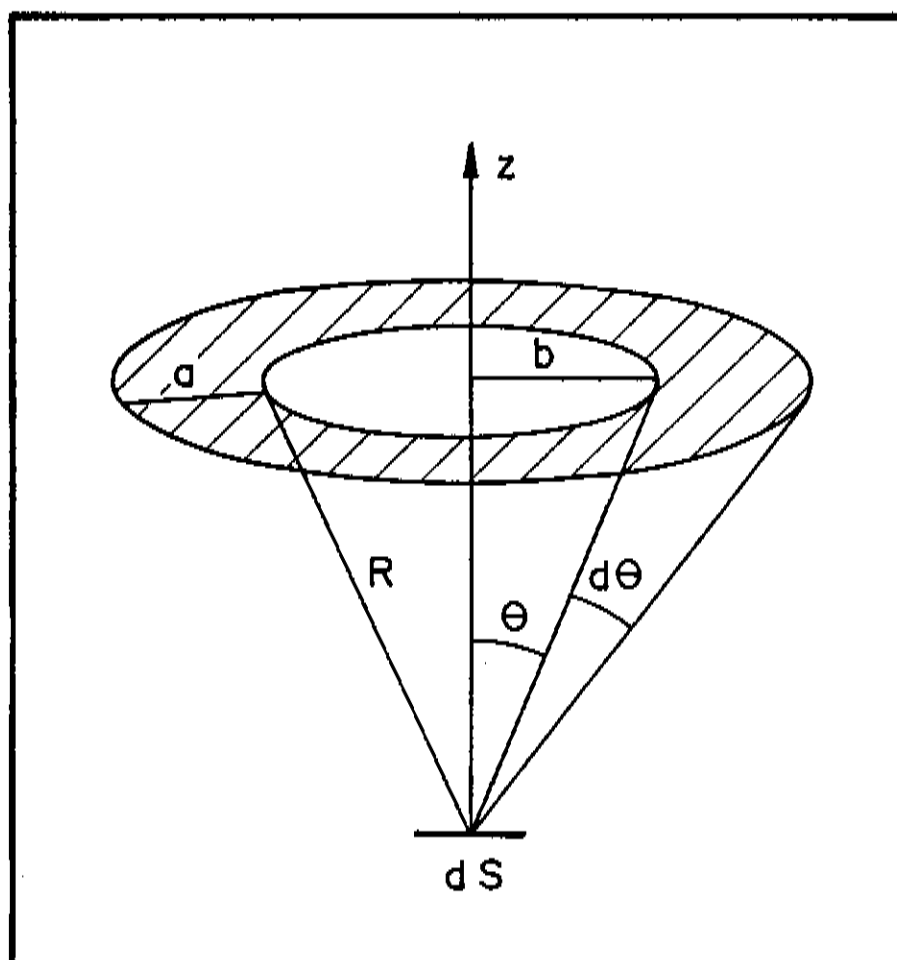


Figura 6-3

$d\Omega$ será igual à área A , indicada por  na figura 6-3, dividido por R^2 (também conforme indicado na figura 6-3). Mas:

$$A = 2\pi R \sin\theta R d\theta \quad 6.6$$

$$\rightarrow d\Omega = \frac{2\pi R \sin\theta R d\theta}{R^2} = 2\pi \sin\theta d\theta \quad 6.7$$

$$\rightarrow p(\theta) d\theta = \frac{1}{2} \sin\theta d\theta \quad 6.8$$

$$\rightarrow dn_{v,\theta} = dn_v \frac{1}{2} \sin\theta d\theta \quad 6.9$$

Vamos considerar agora que as moléculas que se locomovem com velocidade entre v e $v+dv$ percorrem a distância que separa os planos z_0 e z_1 num tempo dt . Assim sendo, o volume V , indicado na figura 6-2, será:

$$V = dS v dt \cos\theta \quad 6.10$$

Então, o número de moléculas, vindas do plano z_1 , que passam através de dS , por unidade de tempo, cujas velocidades estejam entre v e $v+dv$ e trajetórias entre θ e $\theta+d\theta$, será:

$$dR = \frac{1}{2} dn_v v \sin\theta \cos\theta d\theta \quad 6.11$$

Vamos imaginar agora que G represente uma certa grandeza física (como a temperatura) que é "transportada" POR CADA MOLÉCULA. Se nós considerarmos em particular uma dessas moléculas, que passa em dS no tempo t , denotando por λ_i a distância que ela percorre no meio desde sua última colisão, podemos dizer que essa partícula vem de um plano definido por $z_1 = z_0 + \lambda_i \cos\theta$, onde $G = G(z_0 + \lambda_i \cos\theta)$. Se G não varia muito na distância correspondente a λ_i , podemos considerar que, entre z_0 e z_1 , G sofre uma alteração correspondente a:

$$\lambda_i \cos\theta \frac{\partial G}{\partial z} \quad 6.12$$

Ou seja, se λ_i representa uma distância dentro da qual ocorre uma PEQUENA variação de uma grandeza física (G), então as derivadas de ordem superior ($\partial^2 G / \partial z^2$, $\partial^3 G / \partial z^3$, etc.) são desprezíveis em relação à derivada primeira ($\partial G / \partial z$). Em geral, nos casos de interesse (pelo menos no âmbito de física clássica), a variação das grandezas físicas ocorre a distâncias bastante grandes quando comparadas com o livre caminho médio das partículas em questão.

Assim sendo, podemos dizer que a quantidade de G "transportada" por cada molécula i, para dS (situado no ponto (x, y, z_0)), é:

$$G(z) + \lambda_i \cos \theta \frac{\partial G}{\partial z} \quad 6.13$$

Se, por exemplo, G representa a temperatura (T), pode-se dizer que as partículas que sofrem uma colisão em $z = z_0 + \lambda_i \cos \theta$ assumem, em média, uma quantidade de energia (cinética) que corresponde a uma temperatura $T = T(z_0 + \lambda_i \cos \theta)$. Como, conforme a definição de λ_i , essas partículas NÃO sofrem nenhuma colisão até $z = z_0$ (onde se situa dS), essa quantidade de energia é TRANSPORTADA até dS, pois, uma vez que elas não sofrem colisões, elas CONSERVAM a energia que têm.

Se considerarmos todas as dR moléculas que passam por dS por unidade de tempo, temos que a quantidade total (Q) de G transportada para dS, por unidade de tempo, é:

$$Q = dR G(z) + \cos \theta \frac{\partial G}{\partial z} \sum_{i=1}^{dR} \lambda_i \quad 6.14$$

Mas,

$$\sum_{i=1}^{dR} \lambda_i = \lambda dR \quad 6.15$$

onde λ é o livre caminho médio percorrido pelas moléculas no meio considerado.

Assim sendo, temos que a equação 6.14 corresponde a:

$$Q = dR \left\{ G(z) + \lambda \cos\theta \frac{\partial G}{\partial z} \right\} \quad 6.16$$

Utilizando o resultado da equação 6.11:

$$Q = \frac{1}{2} dn_v \vee G(z) \sin\theta \cos\theta d\theta + \frac{1}{2} dn_v \vee \lambda \sin\theta \cos^2\theta \frac{\partial G}{\partial z} d\theta \quad 6.17$$

Integrando Q em θ (entre 0 e $\pi/2$), temos que:

$$Q = \frac{1}{4} \vee dn_v G(z) + \frac{1}{6} \vee \lambda dn_v \frac{\partial G}{\partial z} \quad 6.18$$

Similarmente, se calcularmos a quantidade Q' de G "transportada" pelas moléculas que migram no sentido oposto (de z_0 a z_1), obteremos:

$$Q' = \frac{1}{4} \vee dn_v G(z) - \frac{1}{6} \vee \lambda dn_v \frac{\partial G}{\partial z} \quad 6.19$$

Assim sendo, a quantidade líquida que é "transportada" ($d\Gamma$) é igual a:

$$d\Gamma = - \frac{\vee \lambda dn_v}{3} \frac{\partial G}{\partial z} \quad 6.20$$

que é a equação básica, deduzida por BOLTZMANN, que descreve o transporte de qualquer grandeza por meio de movimento molecular².

²O sinal negativo vem do fato de que o fluxo ($d\Gamma$) da quantidade G se dá no sentido negativo de $\partial G / \partial z$, ou seja: DE onde há maior quantidade de G PARA onde há menor quantidade de G.

Para calcular a quantidade total transportada devemos ainda integrar a equação 6.20 com respeito a todas as possíveis velocidades de propagação das moléculas e, para isso, devemos conhecer a função distribuição de velocidades $f(v) dv$. Assim:

$$\Gamma = - \frac{1}{3} \left\{ \int_0^{\infty} v \lambda f(v) dv \right\} \frac{\partial G}{\partial z} \quad 6.21$$

Conforme G represente uma ou outra grandeza física, a equação 6.21 assume funções diferentes. Por exemplo, quando G representa a temperatura, a equação 6.21 se torna:

$$H = - K \frac{\partial T}{\partial z} \quad 6.22$$

onde H é a quantidade de temperatura que passa por unidade de área por unidade de tempo e K é a condutividade térmica. Quando G representa o potencial elétrico, V, temos:

$$J = - \sigma \frac{\partial V}{\partial z} \quad 6.23$$

onde J é a densidade de corrente e σ é a condutividade elétrica. Quando um plano z_1 se desloca em relação a outro (z_0) com uma certa velocidade relativa u (perpendicular a z), temos que a equação 6.21 representa o fenômeno da viscosidade:

$$P = - \eta \frac{\partial u}{\partial z} \quad 6.24$$

onde P é a pressão e η o coeficiente de viscosidade. Finalmente, quando G representa o número de moléculas por unidade de volume (n), a equação 6.21 representa a EQUAÇÃO DE DIFUSÃO:

$$\Gamma = - D \frac{\partial n}{\partial z} \quad 6.25$$

onde Γ é o número de moléculas que atravessam uma unidade de área por

unidade de tempo (fluxo de moléculas) e D é chamado de COEFICIENTE DE DIFUSÃO.

Analizando a equação de difusão (6.25), podemos obter algumas conclusões importantes com respeito à depleção do número de átomos/cm³ de filhos do Rn-222 nas proximidades de superfícies materiais (figura 6-1): Da equação 6.25 podemos dizer que, de um modo geral, fluxo líquido de partículas (Γ) é sinônimo de depleção ($\partial n / \partial z$). Numa situação em que temos um gás cuja distribuição de moléculas é homogênea em todo o espaço ($\partial n / \partial z = 0$), não há fluxo líquido de moléculas através de uma área unitária dS localizada em algum ponto do espaço. Isso justifica-se pelo fato de que, numa situação em que a distribuição de partículas é homogênea, o número de partículas que atravessam qualquer área unitária da esquerda para a direita é igual ao número de moléculas que atravessam a mesma área da direita para a esquerda ($\Gamma = 0$). Por outro lado, numa situação em que $\partial n / \partial z \neq 0$, deve haver um fluxo líquido de partículas ($\Gamma \neq 0$). No caso dos átomos dos filhos do Rn-222 nas proximidades de superfícies materiais (figura 6-1), sabemos que deve haver um fluxo líquido de partículas NA DIREÇÃO da superfície, pois o número de átomos que se locomovem EM DIREÇÃO À SUPERFÍCIE é superior ao número de átomos que se locomovem em sentido oposto, uma vez que alguns dos átomos que deveriam estar se locomovendo em direção oposta à superfície na verdade se chocaram contra ela e ali ficaram retidos. Assim sendo, como $\Gamma \neq 0$, também $\partial n / \partial z$ deve ser $\neq 0$, ou seja: deve haver uma depleção. O sinal negativo, na equação 6.25, garante que o número de átomos/cm³ de filhos do Rn-222 deve diminuir conforme diminui a distância à superfície.

Como resultado do que foi dito, conclui-se que a equação 6.25 é capaz de descrever a existência da depleção em termos do fenômeno do plate-out, ou seja, em termos do depósito de filhos do Rn-222 sobre superfícies materiais. Contudo, antes de se fazer uma análise mais quantitativa dos resultados apresentados na figura 6-1, em termos da Teoria de Difusão, devemos modificar um pouco, ainda, a equação 6.25.

É possível se transformar a equação 6.25 de forma que a única variável explicitada (além do coeficiente de difusão D) seja o próprio número de átomos/cm³ (n). Para isso vamos imaginar um volume no espaço que é limitado lateralmente por duas áreas unitárias (dS) localizadas em planos paralelos ao plano xy . A largura desse volume é dz ,

conforme mostrado na figura 6-4.

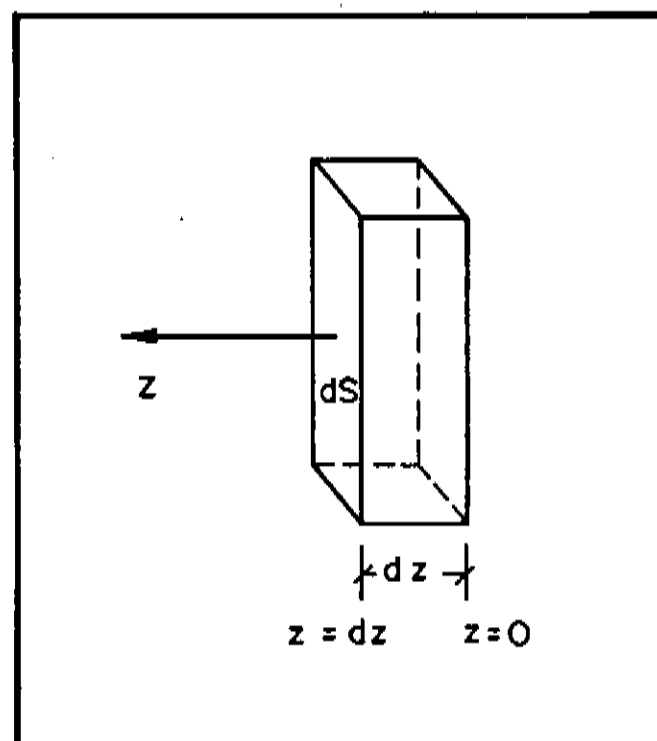


Figura 6-4

Supondo-se que há um fluxo de partículas na direção z ($\Gamma(z)$), vamos calcular qual a taxa de variação do número de partículas NO INTERIOR do volume (número de partículas por cm^3 por segundo), a qual vamos denotar por $\partial n / \partial t$.

Essa quantidade ($\partial n / \partial t$) é igual à diferença entre o fluxo de partículas que existe numa das faces do volume ($z = 0$) e aquele que existe na outra face ($z = dz$), ou seja:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial \Gamma}{\partial z} \quad 6.26$$

O sinal negativo deve-se ao fato de que, se Γ cresce no sentido positivo de z (figura 6-4), menos partículas entram no lado direito do que saem pelo lado esquerdo do volume considerado, de modo que o número total de partículas no interior do volume diminui com o tempo.

Por outro lado, a quantidade $\partial\Gamma/\partial z$, segundo a equação 6.25, é:

$$\frac{\partial\Gamma}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial n}{\partial z} \right) \quad 6.27$$

Assim, no caso em que D não varia no espaço, temos das equações 6.26 e 6.27:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \quad 6.28$$

que é a chamada Lei de Fick, uma expressão que somente envolve, como variável, n.

Obviamente, as equações 6.25 e 6.28 somente são válidas quando existe uma depleção em apenas uma dimensão. Num caso arbitrário em três dimensões, essas equações podem ser escritas como:

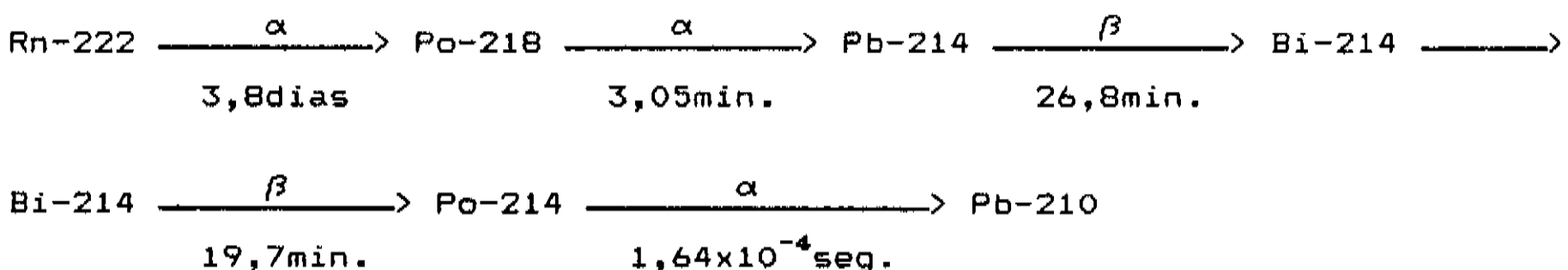
$$\vec{\Gamma} = - D \nabla n \quad 6.29$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n \quad 6.30$$

Essa última equação é a que serve de base para a descrição tanto da depleção de átomos dos filhos do Rn-222 nas imediações de superfícies materiais, como também de outros fenômenos relacionados à questão da presença de Rn-222 e filhos em ambientes, como veremos a seguir.

DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DE ÁTOMOS DE FILHOS DO Rn-222 SE DIFUNDINDO
LIVREMENTE ATRAVÉS DO AR

Vamos então, agora, tentar entender o processo de difusão do Rn-222 e filhos através do ar em termos da equação 6.30. Para isso, precisamos, em primeiro lugar, conhecer a série radiativa, que se processa no ar, a partir do Rn-222:



Os símbolos sobre as setas indicam se o elemento decai emitindo predominantemente radiação α ou β e os números abaixo das setas se referem à meia vida ($T_{1/2}$) de cada elemento³.

Como já foi dito, a distribuição do Rn-222 deve ser homogênea em todos os pontos do espaço, uma vez que esse elemento é um gás nobre que não pode ser removido do ar pelo plate-out. É evidente que a concentração de átomos de Rn-222 no ar (átomos/cm³) não é exatamente homogênea em quaisquer condições; pois correntes de ar podem perturbar a distribuição desses átomos; mas no intuito de se avaliar a atividade média desse elemento presente num ambiente mantido em condições que não são excepcionais, sua distribuição pode ser considerada como aproximadamente homogênea.

Já no caso do Po-218, devemos utilizar a equação 6.30. Vamos indicar as atividades (desintegrações por cm³ por segundo) do Rn-222, Po-218, Pb-214, Bi-214 e Po-214 respectivamente por A_0 , A_1 , A_2 , A_3 e A_4 .

³Como o Pb-210 tem uma meia vida relativamente longa (21 anos), ele, bem como os seus filhos, pode ser desprezado. A atividade desses átomos somente seria significativa em ambientes que permaneçam fechados por um período de tempo comparável a 21 anos.

Vamos considerar o caso de uma sala possuindo paredes retas e que as mesmas estejam nos planos xy, xz e yz. Vamos estudar a depleção dos filhos do Rn-222 nas proximidades de uma parede situada no plano xy. Nessas condições, garante-se que o problema da depleção ocorre numa só dimensão (z), uma vez que, se estamos longe dos cantos do ambiente, a parede pode ser considerada infinita, garantindo assim a simetria do problema. Levando em conta essas considerações, o número de átomos de Po-218 nas imediações dessa parede pode ser descrita pela equação 6.28:

$$\left. \frac{\partial n_1}{\partial t}(z) \right\}_{\text{DIFUSAO}} = D \frac{\partial^2 n_1}{\partial z^2}(z) \quad 6.28$$

Essa equação indica, nesse caso, que a concentração de átomos de Po-218 no ar (n_1) deve sofrer uma alteração no tempo ($\partial n_1 / \partial t$) devido à difusão de átomos para a parede ($D \partial^2 n_1 / \partial z^2$). Contudo, devemos nos lembrar também que n_1 sofre uma alteração no tempo devido à natureza radioativa do Po-218 e do Rn-222, o que é descrito por uma lei do tipo [Ev(55), cap.15]:

$$\left. \frac{\partial n_i}{\partial t} \right\}_{\text{DECAIMENTO}} = \lambda_{i-1} n_{i-1} - \lambda_i n_i \quad 6.31$$

onde λ_{i-1} e λ_i são as constantes de decaimento referentes aos elementos pai e filho (Rn-222 e Po-218, no presente caso), respectivamente.

Levando-se em conta, portanto, tanto o fenômeno de difusão (eq. 6.28), como o de decaimento radioativo (eq. 6.31), espera-se que a distribuição de átomos de Po-218 no ar (n_1) atinja um ESTADO ESTACIONÁRIO, de forma que n_1 independa do tempo; condição esta que faz com que a distribuição desses átomos no ar ($n_1(z)$) se estabeleça numa forma definida. Nesse caso, temos então que [Wr(69)]:

$$\left. \frac{\partial n_1}{\partial t}(z) \right\}_{\text{DIFUSAO}} + \left. \frac{\partial n_1}{\partial t}(z) \right\}_{\text{DECAIMENTO}} = 0 \quad 6.32$$

o que implica que:

$$\lambda_0 n_0 - \lambda_1 n_1(z) + D \frac{\partial^2 n_1}{\partial z^2}(z) = 0 \quad 6.33$$

ou:

$$A_0 - A_1(z) + \frac{D}{\lambda_1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2}(z) = 0 \quad 6.34$$

onde $A_i = \lambda_i n_i$.

Como condições de contorno, devemos considerar o seguinte:

1) Na literatura sobre o assunto [Wr(69)], é assumido que todo átomo de filho do Rn-222 que eventualmente venha a colidir contra qualquer superfície material deve ficar ali retido, devido à facilidade com que esses átomos estabelecem ligações químicas. Isso significa que $n_1(z)$ deve tender a zero quando $z \rightarrow 0$, uma vez que é muito grande a probabilidade de um átomo vir a colidir com a parede quando este se situa a uma distância infinitesimal da mesma. Esse tipo de consideração é bastante coerente com os resultados experimentais obtidos nesse campo de pesquisas. Seria muito difícil explicar esses resultados experimentais se um número significativo de átomos de filhos do Rn-222 que colide contra um objeto não ficasse nele retido (ver pág. 77).

2) A uma distância bastante grande com relação à parede ($z \rightarrow \infty$), átomos dos filhos do Rn-222, como já foi explicado, não conseguem se difundir até a superfície da mesma. Isso significa que, para $z \rightarrow \infty$, os efeitos do plate-out devem ser nulos, ou seja:

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2}(z \rightarrow \infty) \rightarrow 0$$

Dessas duas considerações, temos então que:

$$1) A_1(z = 0) = 0$$

$$2) A_1(z \rightarrow \infty) = A_0$$

Resolvendo a equação 6.34, numa situação em que são válidas as duas condições de contorno acima, temos:

$$A_1(z) = A_0 \left[1 - e^{-\sqrt{\lambda_1/D} z} \right] \quad 6.35$$

equação esta que descreve a distribuição espacial dos átomos do Po-218 ao longo do espaço (z).

Transpondo para o Pb-214 as mesmas considerações que valeram para o Po-218, temos:

$$A_1(z) - A_2(z) + \frac{D}{\lambda_2} \frac{\partial^2 A_2(z)}{\partial z^2} = 0 \quad 6.36$$

onde $A_1(z)$ é dado pela equação 6.35.

Desta forma, obtemos:

$$A_2(z) = A_0 \left[1 + \frac{\lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)} e^{-\sqrt{\lambda_1/D} z} - \frac{\lambda_1}{(\lambda_1 - \lambda_2)} e^{-\sqrt{\lambda_2/D} z} \right] \quad 6.37$$

Analogamente, para o Bi-214:

$$A_2(z) - A_3(z) + \frac{D}{\lambda_3} \frac{\partial^2 A_3(z)}{\partial z^2} = 0 \quad 6.38$$

cuja solução é:

$$A_9(z) = A_0 \left[1 - \frac{\lambda_2 \lambda_9}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_9)} e^{-\sqrt{\lambda_1/D} z} - \frac{\lambda_1 \lambda_9}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_9 - \lambda_2)} e^{-\sqrt{\lambda_2/D} z} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_9)(\lambda_9 - \lambda_2)} e^{-\sqrt{\lambda_9/D} z} \right]$$

6.39

Para o Pb-214, devemos nos lembrar que esse elemento tem uma meia vida muito curta ($1,64 \times 10^{-4}$ seg.). Num intervalo de tempo dessa ordem, a distância que esse átomo pode percorrer no ar é muito pequena (em termos macroscópicos ela é nula). Isso significa que a distribuição de átomos de Po-214 é essencialmente a mesma que a de Bi-214, ou seja:

$$A'_9(z) = A_9(z)$$

Portanto, a equação 6.39 se refere também ao Po-214.

Quanto ao coeficiente de difusão D, diversos autores [Ch(56), Raa(68), Po(79)] realizaram experimentos utilizando-se de átomos de filhos do Rn-222 em tubos especiais, onde é conhecida a relação entre a mobilidade desses átomos nos tubos e o coeficiente de difusão. Um valor de $0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}$ parece representar uma média bastante representativa dos resultados obtidos.

Como em nossos experimentos (como naquele descrito pela figura 6-1) empregamos detetores que somente são sensíveis a partículas α , interessa-nos apenas conhecer a distribuição dos emissores alfa, ou seja, o Rn-222, o Po-218 (equação 6.35) e o Po-214 (equação 6.39). Assim, a fim de comparar os resultados da figura 6-1 com as expressões anteriormente obtidas, graficou-se $A_1(z)$, $A_9(z)$ e a atividade alfa total ($A_0 + A_1(z) + A_9(z)$) empregando-se o valor do coeficiente de difusão de $0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}$ Os resultados são apresentados na figura 6-5.

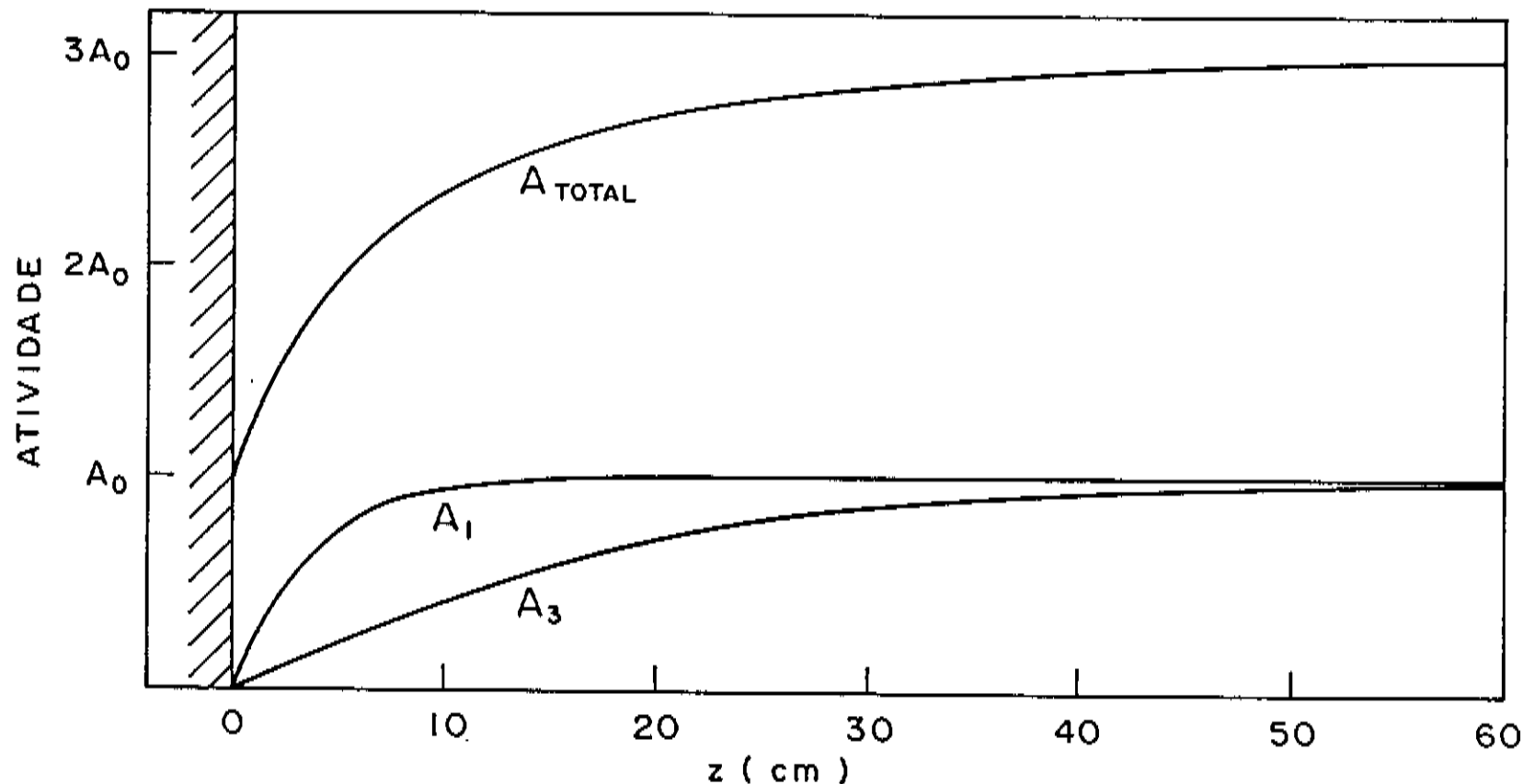


Figura 6-5: Distribuição espacial das atividades do Rn-222 e filhos nas imediações de uma parede plana, em unidades da atividade do Rn-222, A_0 . z é a distância à parede.

Pode-se observar, nesta figura, que a teoria de difusão, através da equação 6.28, é capaz de descrever o fenômeno da depleção. Como se vê nesta figura, a atividade α dos filhos do Rn-222 diminui nas proximidades da parede ($z = 0$) e a extensão da depleção se estende até uma distância limitada. A forma da curva que representa a atividade α total na figura 6-5 é bastante semelhante à forma da curva representada pelos pontos experimentais da figura 6-1. No entanto, existe uma diferença bastante nítida entre as duas curvas: a que diz respeito à "distância máxima efetiva" da influência do plate-out. Enquanto que essa distância, obtida experimentalmente (ver, por exemplo, as figuras 6-1 e 5-5) é de 2 ou 3cm, a distância máxima efetiva relacionada a um coeficiente de difusão de $0,054\text{cm}^2/\text{seg.}$ (figura 6-5) é de aproximadamente 20 ou 30cm (dez vezes maior, portanto).

Essa significativa diferença entre a figura 6-1 e 6-5 pode ser facilmente explicada. Como já foi mencionado, a distância máxima efetiva dos efeitos do plate-out é uma função da mobilidade dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar, que por sua vez é expressa pelo coeficiente de difusão D (Lembrar que, pelas equações 6.21 e 6.25,

$$D = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} v^2 \lambda f(v) dv, \quad 6.40$$

ou seja, D é um reflexo da velocidade das partículas consideradas). Por exemplo, no caso do Po-218 (equação 6.35), temos que, quando $z = (D/\lambda_1)^{1/2}$, A_1 equivale a 63% da atividade do Rn-222; para $z = 2(D/\lambda_1)^{1/2}$, A_1 equivale a 86% de A_0 ; para $z = 3(D/\lambda_1)^{1/2}$, A_1 equivale a 95% de A_0 , e assim por diante. Isso significa que, para uma distância a uma superfície equivalente a $3(D/\lambda)^{1/2}$, a concentração de um radionuclídeo, cuja constante de decaimento seja λ , não é significativamente afetada pelo plate-out. Esse valor $(3(D/\lambda)^{1/2})$ corresponde, portanto, à distância máxima efetiva dos efeitos do plate-out. A grandeza $(D/\lambda)^{1/2}$ é denominada, na literatura, de "diffusion length" [Na(88),pág.85]. Assim sendo, quanto maior D, maior será a distância máxima efetiva. No caso da figura 6-1, os átomos de filhos do Rn-222 devem ter uma mobilidade bem menor que aquela correspondente a $D = 0,054\text{cm}^2/\text{seg}$.

É um fato bastante conhecido que, em ambientes de convívio humano, uma fração significativa dos átomos dos filhos do Rn-222 não se difundem livremente [Ja(72a), Raa(69)], mas sim depositados sobre impurezas que se encontram em suspensão no ar, denominadas de AEROSÓIS. Os aerossóis são particulados de poeira, fumaça, poluição, aglomerados de água e sais, etc. [Raa(69), Pu(75), To(76)] que, por possuírem dimensões muito pequenas (em torno de $0,1\mu\text{m}$) não sofrem um processo de sedimentação (isto é, eles não "caem" em direção ao solo, mas ficam em suspensão no ar). Apesar de sua pequena dimensão, os aerossóis são partículas cuja mobilidade é muito menor que a dos átomos de filhos do Rn-222 que se difundem livremente pelo ar. Isso faz com que os efeitos do plate-out se estendam a distâncias significativamente menores que aquelas correspondentes à figura 6-5; e torna possível também explicar quantitativamente os resultados obtidos na figura 6-1.

CONSEQUÊNCIAS DA PRESENÇA DE AEROSÓIS NO AR SOBRE A DISTRIBUIÇÃO
ESPACIAL DOS FILHOS DO Rn-222

Os aerosóis que normalmente são encontrados em ambientes de convívio humano têm composição bastante variada - eles podem ser constituídos, conforme já mencionado, por partículas de poeira, por moléculas típicas de resíduos industriais, como o H_2SO_4 , etc. -, dependendo de onde se situe o referido ambiente. Por exemplo, numa casa que se encontre em uma zona industrial, devem ser encontrados aerosóis em cuja constituição se encontram moléculas de CO_2 , CO , H_2SO_4 , etc. Numa casa situada numa região árida, é de se esperar que os aerosóis sejam constituídos em grande parte por pequenas partículas de poeira. Numa casa situada na orla marítima, os aerosóis podem ser constituídos por aglomerados de sais e água, etc.

Além de sua variada composição, os aerosóis também são encontrados numa grande variedade de tamanho, tipicamente entre aproximadamente 0,01 e $1\mu m$ (aerosóis cujo tamanho excede a aproximadamente $1\mu m$ tendem a se sedimentar). Exemplos de distribuições de tamanhos de aerosóis podem ser vistos na figura 6-6 [Pu(75),Po(78)].

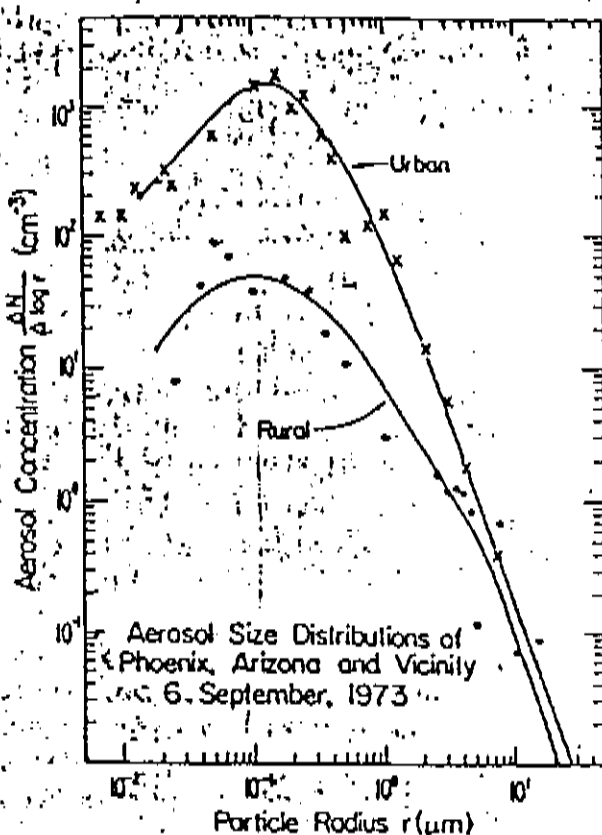


Fig. 1. Number frequency distributions as a function of size for aerosols collected in the urban and rural atmospheres of Phoenix, Arizona.

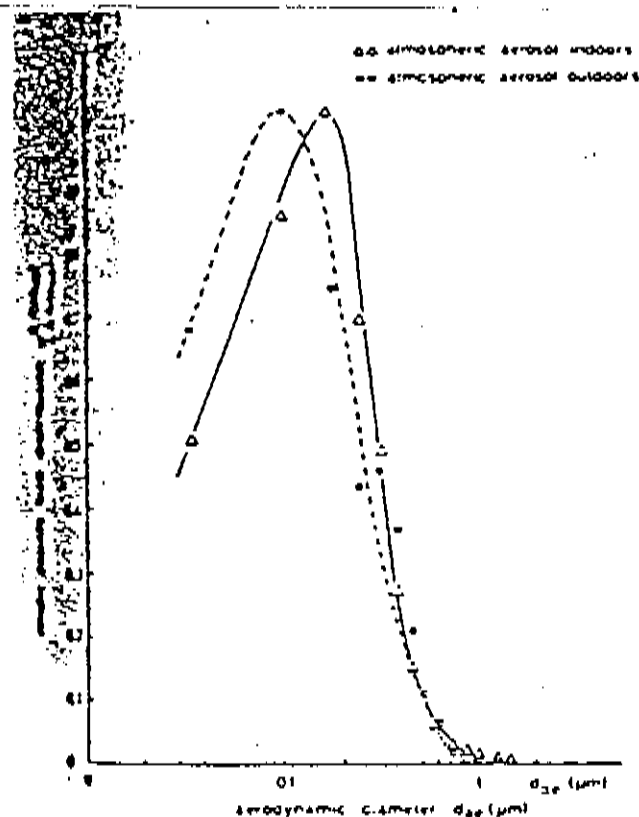


Fig. 4. The size distribution of the radioactive atmospheric aerosol indoors and outdoors.

Figura 6-6: Distribuições típicas de tamanhos de aerosóis observadas em ambientes [Pu(75),Po(78)].

A variabilidade tanto da composição quanto do tamanho dos aerossóis, aliada ao fato de que o próprio número de aerossóis por cm^3 (que em média se situa na faixa correspondente a 10^3 a 10^4 partículas/ cm^3 [Ho(78)]) pode variar bastante de ambiente para ambiente, faz com que os filhos do Rn-222 não se movam através do ar com um coeficiente de difusão específico. Em condições normais, temos então que os átomos dos filhos do Rn-222 devem se difundir, no interior de ambientes, de uma forma bastante variada, alguns átomos tendo mobilidade relativamente alta (como aqueles que se difundem livremente, com um coeficiente de difusão aproximadamente igual a $0,05\text{cm}^2/\text{seg.}$), e outros tendo mobilidade baixa (aqueles que estão depositados nos aerossóis mais lentos, que têm $1\mu\text{m}$ de diâmetro, por exemplo). Assim sendo, torna-se uma aproximação muito grosseira definir-se um coeficiente de difusão médio para todos os átomos de filhos do Rn-222 presentes num dado ambiente. A tendência dos pesquisadores da área tem sido separar os filhos do Rn-222 em duas frações: uma correspondente aos átomos que estão ligados a aerossóis ("attached fraction") e outra aos que não se encontram ligados ("unattached fraction") [Na(88),p.25]. Os átomos que estão ligados a aerossóis se difundem através do ar, evidentemente, com o coeficiente de difusão próprio dos aerossóis, que se encontra entre $10^{-2}\text{cm}^2/\text{seg.}$ (para as partículas de menor tamanho) e $10^{-6}\text{cm}^2/\text{seg.}$ (para as partículas de maior tamanho) [Rae(85),Br(83)]. Quanto aos átomos que se difundem sem estar ligados a aerossóis, os pesquisadores da área, nas décadas de 50, 60 e 70, recomendavam a adoção de um valor em torno de $0,05\text{cm}^2/\text{seg.}$, para o coeficiente de difusão, valor este baseado numa série de trabalhos onde se empregou fluxos de ar contendo filhos do Rn-222 em tubos de difusão [Ch(56),Raa(68),Raa(69),Wr(69),Rae(85)]. No entanto, trabalhos mais recentes têm demonstrado que mesmo os átomos que se difundem sem estar ligados a aerossóis possuem mobilidade bastante variada [Na(88),p.26]. Os átomos dos filhos do Rn-222 que se incluem na chamada "unattached fraction", na verdade, não se difundem isoladamente através do ar, mas sim ligados a moléculas polares de substâncias como o H_2O e o CO_2 , formando assim "clusters" de moléculas, que são muito pequenos para ser considerados como aerossóis. Esses clusters podem se mover no ar com um coeficiente de difusão que varia entre $0,01$ e $0,1\text{cm}^2/\text{seg.}$, dependendo dos seus tamanhos e das suas composições [Rae(85)]. O valor de $0,05\text{cm}^2/\text{seg.}$ (o qual equivale a um valor intermediário entre $0,01$ e

0,1cm²/seg.), por exemplo, corresponde ao coeficiente de difusão, calculado através da Teoria Cinética dos Gases, de um átomo de um dos filhos do Rn-222 ligado a 6 moléculas de água, ou então a uma única molécula de óxido de polônio [Raa(69)]. Além disso, mesmo cada cluster tomado individualmente não possui um coeficiente de difusão bem determinado, uma vez que, conforme eles se movem no ar, eles podem "coletar" outras moléculas, significando que esses clusteres tendem a "crescer" com o tempo e, conseqüentemente, ficar gradativamente com menor mobilidade. É possível inclusive, em alguns casos, que um cluster cresça tanto que ele se transforme num aerosol [Rae(85)]. Assim sendo, existe uma diferença muito sutil entre as chamadas "attached fraction" e "unattached fraction".

Nesse ponto, cabe fazer uma observação: A menção à palavra "difusão", refere-se ao movimento de átomos e partículas em meio a colisões. Algumas informações sobre a natureza dessas colisões podem ser obtidas através da estimativa do coeficiente de difusão dos aerosóis por meio do seu livre caminho médio. Vamos supor, A GROSSO MODO, que o livre caminho médio dos aerosóis independe de sua velocidade média (o que não é verdade pois a velocidade média ($\bar{v}$) e o livre caminho médio (l) dos aerosóis estão vinculados entre si através da dependência desses parâmetros com o tamanho de cada aerosol). Assim, a equação 6.40 fica:

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} l \quad 6.40-A$$

Se supusermos que os aerosóis são rígidos e têm formato esférico, pode-se mostrar [Ken(38), p.112] que:

$$l = \left\{ \pi \sigma^2 n_1 \sqrt{\frac{m + m_1}{m}} + \pi S^2 n \sqrt{2} \right\}^{-1} \quad 6.40-B$$

no caso de colisões entre 2 tipos diferentes de partículas, de massas m e m_1 .

Na equação 6.40-B:

n = número de partículas por unidade de volume da espécie em questão (aerosóis);

n_1 = número de partículas por unidade de volume da outra espécie (no caso de uma colisão aerosol+outra partícula);

S = diâmetro médio das moléculas da espécie em questão;

σ = diâmetro médio das moléculas das duas espécies (No caso de uma colisão entre um aerosol e uma molécula de ar, σ é igual à metade da soma entre o diâmetro médio dos aerosóis, S , e o diâmetro médio das moléculas de ar, S_m . Como $S_m \ll S$, então $\sigma \simeq S/2$).

Na equação 6.40-B, o termo $\pi S^2 n \sqrt{2}$ está relacionado à AUTODIFUSÃO, ou seja, colisões aerosol-aerosol. O outro termo, $\pi \sigma^2 n_1 \sqrt{\frac{m + m_1}{m}}$, se refere à difusão de aerosóis em algum meio (colisão aerosol-moléculas de ar).

Sabendo-se que os valores típicos, em ambientes de convívio humano, das grandezas da equação 6.40-B são:

$n \simeq 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $n_1 \simeq 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ e $S \simeq 0,1 \text{ } \mu\text{m}$ ($\sigma \simeq 0,05 \text{ } \mu\text{m}$).

e que $\sqrt{\frac{m + m_1}{m}} \simeq 1$, podemos calcular l correspondente às colisões aerosol-aerosol e aerosol-moléculas de ar:

$l \simeq 10^{-6} \text{ cm}$ para colisões aerosol-aerosol

e $l \simeq 10^{-10} \text{ cm}$ p/ colisões aerosol-moléc. de ar

Utilizando-se a equação 6.40-A e considerando-se que, adotando o princípio de equipartição de energia ($\bar{v}$ = velocidade térmica), a velocidade média dos aerosóis é da ordem de 10 cm/seg. (estimando a massa média dos aerosóis em função de sua densidade - 2 g/cm^3 [Vo(72)]), temos:

$$D \approx 10^{+7} \text{ cm}^2/\text{seg.} \quad \text{p/ colisões aerosol-aerosol}$$

$$e \quad D \approx 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{seg.} \quad \text{p/ colisões aerosol-moléc. de ar}$$

O valor de D relacionado a colisões aerosol-aerosol é absurdo, quando comparado com os valores observados experimentalmente (10^{-2} a $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{seg}$). Isso quer dizer que o sentido do termo "difusão" não se refere a colisões entre aerosóis, mas sim a colisões entre aerosóis e moléculas de ar (as colisões aerosol-aerosol, no ar, são muito pouco prováveis).

O valor de D obtido para colisões aerosol-moléculas de ar, apesar de bastante mais próximo do intervalo 10^{-2} a $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{seg}$, não se ajusta aos valores observados experimentalmente. Isso indica que os aerosóis não podem ser tratados como esferas rígidas. Os aerosóis podem ter formato irregular, além do que eles podem não ser rígidos, no sentido de que eles poderiam perder massa durante as colisões.

Esse mesmo comentário pode ser aplicado à unattached fraction, ou seja: a difusão dos átomos dos filhos do Rn-222 "livres" através do ar se dá por meio de colisões átomos-moléculas de ar.

Como consequência do que foi dito até aqui, temos que, em princípio, os filhos do Rn-222 se movem através do ar com difusibilidades que variam entre 10^{-1} e $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{seg}$. (cinco ordens de grandeza, portanto). Isso significa que é bastante complicada a descrição do transporte desses átomos através do ar empregando a Teoria de Difusão (equações 6.28, 6.31 e 6.32), uma vez que não podemos definir um coeficiente de difusão específico que represente o processo de transporte de todas as partículas. Essa dificuldade é ainda mais agravada diante do fato de que a distribuição de aerosóis varia bastante de ambiente para ambiente, o que implica necessariamente numa variação significativa da mobilidade dos átomos dos filhos do Rn-222, de ambiente para ambiente.

Assim sendo, O QUE PODE SER EXTRAÍDO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS MOSTRADOS NA FIGURA 6-1 É APENAS QUE EXISTE UMA FRAÇÃO SIGNIFICATIVA DE ÁTOMOS DE FILHOS DO Rn-222 SE DIFUNDINDO ATRAVÉS DO AR LIGADOS A AEROSÓIS.

Mas as dificuldades não se detêm aqui: A própria Teoria de Difusão prevê que deve haver (além das diferenças na composição e tamanho

dos aerossóis) variações do número de aerossóis/cm³ mesmo no interior de um ambiente considerado individualmente. Como os aerossóis também se depositam nas paredes e outras superfícies materiais que compoem um dado ambiente, também deve haver uma depleção de aerossóis nas proximidades dessas superfícies. Utilizando a Teoria de Difusão, conforme descrita anteriormente, podemos averiguar como deve ser a distribuição espacial de aerossóis no interior de um ambiente.

Vamos imaginar um ambiente com formato retangular e um tamanho arbitrário, podendo ser uma caixa ou mesmo um quarto ou ambiente ainda maior. Vamos supor que as paredes desse ambiente estejam nos planos xz e yz e piso e teto no plano xy. Vamos supor que a largura (Δx), comprimento (Δy) e altura (Δz) do ambiente sejam X, Y e Z, respectivamente, e que a origem do sistema de coordenadas se encontre num dos cantos do ambiente, delimitado pelo piso e duas paredes vizinhas.

Inicialmente, vamos considerar que o ambiente esteja fechado, de forma a que nele não possam entrar (nem sair) aerossóis. Vamos considerar também que ele contém um tipo específico de aerosol, cujo coeficiente de difusão esteja entre D_a e $D_a + dD_a$. Para se saber o que acontece com esse tipo de aerosol num ambiente fechado, devemos considerar que o processo de transporte dessas partículas através do ar também é um processo de difusão e, então, devemos empregar a equação 6.30:

$$D_a \nabla^2 n_a = \frac{\partial n_a}{\partial t} \quad 6.41$$

onde n_a é o número de aerossóis por cm³ cujo coeficiente de difusão se encontra entre D_a e $D_a + dD_a$.

Quando calculamos a distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222 que não estão ligados a aerossóis, foi necessário considerar o decaimento radioativo desses átomos. Nesse caso, a perda de átomos do ar através do plate-out era compensada pela produção desses átomos através do decaimento do Rn-222. No caso dos aerossóis, tal processo não existe, ou seja, os aerossóis são retirados do ar pelo plate-out, mas, num ambiente fechado, não há reposição de aerossóis, o que significa que o número dessas partículas presentes no ar deve decrescer com o tempo.

Para solucionar a equação 6.41, portanto, devemos fazer uma separação de variáveis explicitando as componentes espacial e temporal de n_a :

$$n_a = n_{xyz}(x,y,z) n_T(t) \quad 6.42$$

Substituindo essa quantidade na equação 6.41, temos que:

$$\frac{D_a}{n_{xyz}(x,y,z)} \nabla^2 n_{xyz}(x,y,z) = \frac{1}{n_T(t)} \frac{\partial}{\partial t} n_T(t) = -\lambda_{pa} \quad 6.43$$

onde $-\lambda_{pa}$ é a constante de separação de variáveis.

Se, no tempo $t = 0$, havia n_0 aerossóis/cm³ no ponto central do ambiente, então a solução da parte temporal da equação 6.43 é:

$$n_T(t) = n_0 e^{-\lambda_{pa} t} \quad 6.44$$

ou seja, o número de aerossóis no ar do interior do ambiente decresce exponencialmente, numa taxa dada por λ_{pa} .

Sabendo-se que $n_a = 0$ para $x = 0$, $y = 0$ e $z = 0$, a solução da parte espacial da equação 6.43 é:

$$n_{xyz}(x,y,z) = \text{sen}(k_x x) \text{sen}(k_y y) \text{sen}(k_z z) \quad 6.45$$

onde:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\lambda_a}{D_a} \quad 6.46$$

Sabendo-se também que $n_a = 0$ para $x = X$, $y = Y$ e $z = Z$, temos que:

$$k_x = \pi/X; \quad k_y = \pi/Y \quad \text{e} \quad k_z = \pi/Z \quad 6.47$$

o que significa que:

$$n_a(x,y,z,t) = n_0 \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{X} x\right) \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{Y} y\right) \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{Z} z\right) e^{-\lambda_{pa} t} \quad 6.48$$

onde:

$$\lambda_{pa} = D_a \pi^2 \left\{ \frac{1}{X^2} + \frac{1}{Y^2} + \frac{1}{Z^2} \right\} \quad 6.49$$

A equação 6.48 nos diz que a distribuição de aerossóis no ambiente é máxima no ponto central do mesmo ($X/2, Y/2, Z/2$). Caminhando, a partir daí, em direção a qualquer uma das paredes, n_a decresce. Isso significa que a distância máxima efetiva (DME) do efeito do plate-out é, no caso dos aerossóis, infinita. Lembremos que a DME, no caso dos filhos do Rn-222, é delimitada pelas meias vidas desses elementos. Como os aerossóis não decaem, podemos considerar que a meia vida dessas partículas é infinita, portanto infinita também deve ser a DME. Assim sendo, por maior que seja o ambiente, as paredes e outras superfícies ali contidas poderão sempre contribuir para a retirada de aerossóis de todos os pontos do ar.

A equação 6.49, por sua vez, estabelece uma relação entre a taxa com que os aerossóis são retirados do ar (λ_{pa}) e o coeficiente de difusão dessas partículas, bem como as dimensões do ambiente (X, Y, Z). Na tabela I, são listados valores de λ_{pa} para 2 ambientes diferentes (um recipiente de dimensões $20 \times 20 \times 40 \text{ cm}^3$ e uma sala de dimensões $3 \times 5 \times 5 \text{ m}^3$) e para alguns valores de D_a . São também apresentados os valores de T_a correspondentes, que é o tempo necessário para que a concentração de aerossóis no ambiente caia pela metade.

TABELA I

D_a	X	Y	Z	λ_a	T_a
$1 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{seg.}$	20cm	20cm	40cm	$5,6 \times 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$	21min.
$1 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{seg.}$	20cm	20cm	40cm	$5,6 \times 10^{-6} \text{ seg}^{-1}$	34horas
$1 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{seg.}$	20cm	20cm	40cm	$5,6 \times 10^{-8} \text{ seg}^{-1}$	4,7meses
$1 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{seg.}$	5m	5m	3m	$1,9 \times 10^{-6} \text{ seg}^{-1}$	4,2dias
$1 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{seg.}$	5m	5m	3m	$1,9 \times 10^{-8} \text{ seg}^{-1}$	1,2anos
$1 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{seg.}$	5m	5m	3m	$1,9 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$	116anos

Como vimos, portanto, a deposição de aerossóis nas paredes de um ambiente é um processo que ocorre ao longo de um período de tempo que varia entre alguns minutos e alguns meses (no caso de um pequeno recipiente) e entre alguns dias e até mesmo um século (no caso de ambientes de convívio humano). Pode-se claramente concluir que o processo de deposição faz com que exista uma "seleção" de aerossóis, na medida em que aqueles que possuem maior mobilidade se depositam mais rapidamente.

À medida em que os aerossóis são retirados do ar pelo plate-out, a mobilidade média dos átomos dos filhos do Rn-222 deve aumentar, já que deve aumentar também a "unattached fraction". Esse efeito pode ser sentido quando comparamos a depleção observada na campânula de 6 litros correspondente a tempos diferentes de exposição (figura 6-7).

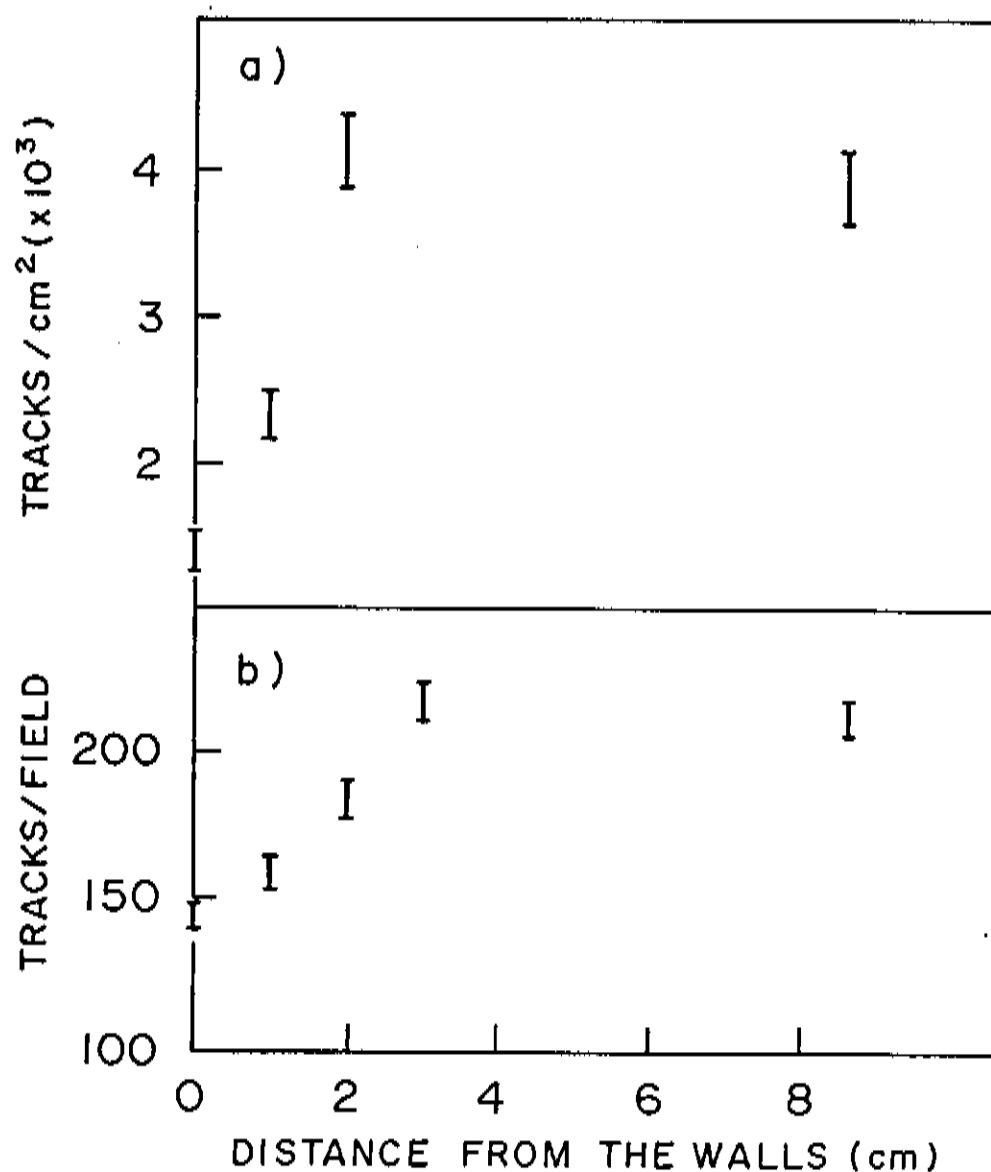


Figura 6-7: Densidade de traços observada em amostras de emulsão nuclear (a) exposta por 1 dia no interior da campânula de 6 litros e em amostras de CR-39 (b) exposta por 21 dias [Bi(89)].

Na figura 6-7 é mostrada a densidade de traços, em função da distância dos detetores às paredes da campânula, para amostras de $(1,5 \times 1,5)$ cm² de emulsões nucleares expostas por 1 dia (a), e para amostras de mesmo tamanho de CR-39 expostas por 21 dias (b) [Bi(89)]. Observa-se que o valor de DME em b parece ser maior que em a. Isso significa que provavelmente a deposição de aerossóis nas paredes da campânula faz com que, com o tempo, aumente a mobilidade média dos filhos do Rn-222 no ar e, conseqüentemente, o valor de DME. As diferenças entre a e b, na figura 6-7, não são atribuíveis a diferenças entre a eficiência de detecção por parte de CRs-39 e emulsões nucleares, pois a influência do plate-out sobre esses dois detetores é semelhante [Bi(88); Bi(89)].

O fato de que o processo de deposição dos aerossóis em ambientes de convívio humano (ver Tabela 6-I) seja um processo que pode se estender por anos (bastante lento, portanto) faz com que dificilmente se encontre condições ambientais onde a presença de aerossóis não seja um fator importante. Além disto, normalmente, os ambientes não permanecem fechados, o que garante a entrada contínua de novos aerossóis. Mesmo em ambientes fechados, os objetos ali presentes e mesmo as paredes podem emitir para o ar partículas cujas dimensões correspondem às de aerossóis. Nestas condições, pode-se dizer que existe uma taxa de entrada de aerossóis no ambiente, o que implica que n_a não tenderá a cair até zero, como sugere a equação 6.48. A taxa de deposição, nesse caso, deve atingir um equilíbrio com a taxa de entrada de aerossóis.

A entrada de aerossóis, contudo, não deve impedir que exista uma desomogeneidade na distribuição espacial de aerossóis (como também sugere a equação 6.48). Exceto nas zonas de entrada de aerossóis, como as janelas e frestas, n_a deve decrescer nas imediações das paredes e objetos, havendo assim regiões de maior e menor concentração de aerossóis. Isso pode ter efeito significativo sobre a própria distribuição espacial de filhos do Rn-222, pois os átomos que são formados em regiões mais pobres em aerossóis vão ter menor probabilidade de se ligar a essas partículas. Por exemplo, os átomos de Po-218, formados (por meio do decaimento do Rn-222) numa região próxima de uma parede, podem ter pouca probabilidade de se ligarem a aerossóis. Nessa condição, os átomos de Po-218 têm grande mobilidade e devem ser rapidamente "capturados" pela parede. Como conseqüência, o coeficiente de difusão médio dos átomos dos

filhos do Rn-222 deve AUMENTAR nas proximidades de uma parede ou outra superfície qualquer, ou seja, D é uma função das coordenadas do espaço. Assim sendo, a depleção da atividade α no ar (figura 6-1) deve estar condicionada pela própria depleção de aerossóis, dificultando bastante o cálculo teórico da distribuição dos filhos do Rn-222 no ar.

Deve-se ressaltar que a desomogeneidade na distribuição espacial de aerossóis no ar (que corresponde à condição real) é bastante diferente das condições em que as equações 6.35 e 6.39 são válidas. Essas equações se referem a uma condição em que todos os átomos de filhos do Rn-222 se movem com um único grau de mobilidade (dado por D). Porém, na condição real, a mobilidade deve depender 1) das coordenadas do espaço, devido à desomogeneidade da distribuição de aerossóis e 2) do fato de que a mobilidade tem uma larga faixa de valores, conforme comentado anteriormente, indo de 10^{-1} a 10^{-6} cm²/seg.

Assim sendo, os cálculos feitos anteriormente não podem proporcionar uma avaliação quantitativa rigorosa das reais condições presentes num ambiente, mas, no entanto, eles permitem uma compreensão bastante clara dos processos que governam a distribuição espacial dos filhos do Rn-222 no ar.

A mobilidade dos filhos do Rn-222 não é somente importante no que diz respeito à distribuição espacial desses átomos no ar, mas tem também importância fundamental dentro do cálculo da dose de radioatividade recebida pelas vias respiratórias humanas devido à inalação desses radionuclídeos.

O ar inalado percorre um caminho bastante complicado no interior das vias respiratórias até que possa atingir a corrente sanguínea, passando pela região nasal, traquéias, brônquios, bronquíolos e alvéolos pulmonares. Ao longo de todo esse caminho, os filhos do Rn-222 vão se depositando nas paredes das vias respiratórias, onde eles deverão causar danos devido à emissão de radioatividade. É um fato bastante conhecido na literatura [Al(64);Ta(66);Ha(67);Ja(72b);Ph(80)] que o local do aparelho respiratório em que um átomo se deposita é criticamente dependente do coeficiente de difusão com que esse átomo se difunde no ar. Os átomos que possuem grande mobilidade ("unattached fraction") se depositam com mais facilidade nas paredes das vias respiratórias, o que significa que esses átomos devem se depositar nas partes superiores do aparelho respiratório, como a região nasal, traquéia e região bronquial superior. Os átomos ligados a aerossóis devem penetrar até regiões mais próximas dos alvéolos. A penetrabilidade de átomos ligados a aerossóis deve ser tão maior quanto menor for o coeficiente de difusão correspondente, exceto para partículas "grandes" ($\geq 10\mu\text{m}$), as quais, devido as suas próprias dimensões, têm dificuldades em passar pelas vias respiratórias.

Muito embora os mecanismos de transporte e deposição de partículas nas vias respiratórias não possam, até hoje, ser testados experimentalmente de forma direta e segura, vários autores [Na(88),p.272] têm feito estimativas a respeito da dose de radioatividade produzida por filhos do Rn-222 no ar, empregando dados sobre a morfologia do aparelho respiratório (como a quantidade e dimensões das vias respiratórias) e também sobre a teoria de difusão de partículas em meio a fluxos no interior de dutos. Através dessas estimativas, tem-se hoje uma idéia grosseira da relação entre a dose e as regiões onde os átomos de filhos

do Rn-222 se depositam nas vias respiratórias, em função do coeficiente de difusão. Tem-se constatado que a dose de radioatividade associada aos átomos que NÃO estão depositados sobre aerossóis ("unattached fraction") é grosseiramente 20 vezes maior que a associada a átomos ligados a aerossóis. Isso significa que a inalação de uma certa quantidade x de átomos de filhos do Rn-222 num ambiente "rico" em aerossóis corresponde a uma dose significativamente menor que aquela correspondente à inalação da mesma quantidade x de filhos do Rn-222 num ambiente "limpo", onde grande parte dos radionuclídeos se difundem através do ar sem estar ligados a aerossóis.

Assim sendo, o conhecimento do grau de mobilidade dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar é importante dentro do cálculo da dose a que as pessoas estão sujeitas (ver capítulo 7).

FATORES AMBIENTAIS:

Além da própria difusão de aerossóis e clusters contendo átomos de filhos do Rn-222, muitos fatores ambientais têm influência importante sobre os níveis de radioatividade alfa presente no ar. Esses fatores ambientais não têm influência direta sobre os locais em que os filhos do Rn-222 se depositam no interior das vias respiratórias, pois os "sítios de deposição" desses átomos depende somente dos seus coeficientes de difusão; mas a consideração de fatores tais como a ventilação, presença de campos eletrostáticos e umidade pode ser importante no que diz respeito tanto à concentração de átomos de Rn-222 no ar (átomos/cm³), como também ao que se chama de FATOR DE EQUILÍBRIO. O fator de equilíbrio (F) é um coeficiente que expressa a atividade dos filhos do Rn-222 em relação à atividade do próprio Rn-222 [Do(79)]. Em condições tais que a atividade de cada um dos filhos do Rn-222 é igual à atividade do próprio Rn-222, $F = 1$. Quando, num ambiente, hipoteticamente há apenas Rn-222 (ou seja, quando a atividade dos filhos do Rn-222 é nula), $F = 0$.

A definição do fator de equilíbrio está baseada no conceito de working level, WL, (equação 1.1), da seguinte forma [Do(79); St(82); Sw(83)]:

$$F = \frac{100 (WL)}{A_o} \quad 6.50-A$$

onde A_o é a atividade do Rn-222 presente no ar, por unidade de volume. Utilizando-se a equação 1.1:

$$F = \frac{(0,10) A_1 + (0,52) A_2 + (0,38) A_3}{A_o} \quad 6.50-B$$

onde A_i ($i = 1, 2, 3$) são as atividades por unidade de volume do Po-218, Pb-214 e Bi-214, respectivamente.

Em condições normais, os filhos do Rn-222 podem ser retirados do ar devido ao plate-out, ou seja, pela deposição desses átomos sobre as paredes e sobre outras superfícies presentes no ambiente. Os fatores ambientais, como a ventilação por exemplo, alteram a taxa de deposição dos filhos do Rn-222, como veremos a seguir, o que modifica o fator de equilíbrio num dado ambiente. Quanto menor for F, menor também será a dose de radioatividade a que estão sujeitas as pessoas que convivem num certo ambiente. Desta forma, esses fatores ambientais influenciam a dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório, por terem influência sobre a quantidade de átomos de filhos do Rn-222 que penetram no aparelho respiratório durante cada inalação. Os principais fatores ambientais que são importantes a essa área de pesquisa são: a umidade, a ventilação, a existência de gradientes de temperatura e também de campos eletrostáticos.

a) UMIDADE:

É pouco o que se sabe hoje em dia sobre o efeito da umidade sobre o fator de equilíbrio. A umidade deve exercer uma certa influência sobre a mobilidade dos átomos de filhos do Rn-222, uma vez que as moléculas de água presentes no ar podem se ligar aos clusters e aerossóis que contêm esses radionuclídeos, aumentando-lhes a massa. A Teoria de Difusão prevê que o coeficiente de difusão deve diminuir com o aumento da umidade relativa do ar, o que faria com que a taxa de deposição diminuísse e, conseqüentemente, F aumentasse. No entanto, os trabalhos experimentais realizados com respeito a esse assunto não são unânimes quanto aos efeitos da umidade sobre F: Uns afirmam que a mobilidade dos átomos de filhos do Rn-222 diminui com a umidade; outros afirmam o contrário [Rae(85)].

Num experimento por nós realizado, com uso de H_2SO_4 para controlar a umidade no interior da campânula de 6 litros, foi observado que a densidade média de traços nos CRs-39 expostos era significativamente menor que a densidade média de traços correspondente a CRs-39 expostos na campânula por um mesmo período de tempo sem, no entanto, que a umidade tivesse sido controlada. Esse efeito pode ter relação com o fato de que o H_2SO_4 foi utilizado para produzir uma umidade relativa menor que a habitual em Campinas, o que aumentou a mobilidade dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar e também os efeitos do plate-out/autoplate-out sobre a resposta dos detetores. Contudo, para se fazer qualquer afirmação com uma certa margem de segurança, é necessária a realização de outros experimentos.

b) VENTILAÇÃO (CONVECÇÃO):

Em ambientes de convívio humano, é esperado que correntes de ar que penetram através de portas e janelas exerçam uma influência significativa sobre as concentrações de Rn-222 e filhos presentes no ar. Esse tipo de efeito pode se dar de duas maneiras distintas: 1) A ventilação faz com que o ar no interior de um ambiente esteja sempre se renovando por meio da troca entre o ar interno e externo. Em ambientes típicos, isso se dá a uma taxa de 1 troca total de ar a cada intervalo de tempo que varia entre 1 e 10 horas [Br(83);Ru(83);Sw(83)]. O efeito dessa troca de ar é o de fazer com que uma fração significativa dos átomos de Rn-222 sejam retirados do ambiente, diminuindo consequentemente a concentração desse elemento como também a dos seus filhos [Po(78);Pa(84)]. 2) A ventilação pode "jogar" átomos de filhos do Rn-222 contra as paredes e outras superfícies do ambiente, fazendo com que haja um aumento na retirada desses radionuclídeos do ar por meio do plate-out.

Esse último efeito pode ser descrito pela Teoria de Difusão e transporte: Vamos imaginar novamente que temos uma parede "infinita" situada em $z = 0$. Vamos supor também que o deslocamento de ar imponha uma velocidade u (na direção $\hat{z}$) aos átomos dos filhos do Rn-222 (estejam ou não ligados a aerossóis). Se não houvesse nenhum mecanismo de retirada de radionuclídeos do ar, os filhos do Rn-222 deveriam estar em equilíbrio de atividades com o próprio Rn-222, em todos os pontos do ar. Nesse caso, devido às leis de decaimento radioativo, o número de átomos/cm³ do primeiro filho do Rn-222 (o Po-218), por exemplo, seria:

$$n_1^* = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} n_0 \quad 6.51$$

Com a existência de correntes de ar em direção à parede, átomos de Po-218 devem ser "jogados" contra a mesma e ali devem permanecer retidos. Isso significa que, nas imediações das paredes, o número de átomos de Po-218 por cm³ (n_1) deve sofrer uma diminuição em relação ao número de átomos/cm³ que deveriam estar presentes no ar, caso não houvesse ventilação (n_1^*). Assim:

$$n_1 < n_1^*$$

Quanto maior for a intensidade com que o deslocamento de ar "joga" átomos em direção à parede, maior deve ser a depleção ($n_1^* - n_1$). Assim, o fluxo líquido de átomos (ϕ) deslocados em direção à parede deve ser também proporcional à depleção:

$$\phi(z) \propto [n_1^* - n_1(z)]$$

ϕ também deve ser proporcional à velocidade de deslocamento dos átomos (u). Assim:

$$\phi(z) = k u [n_1^* - n_1(z)] \quad 6.52-A$$

onde k é uma constante de proporcionalidade.

Num ponto distante da parede, onde não deve haver depleção ($n_1 = n_1^*$), ϕ deve ser nulo.

Como vimos anteriormente, para $z = 0$, $n_1(z)$ deve tender a zero, então:

$$\phi(0) = k u n_1^* \quad 6.52-B$$

Mas sabemos também que, para $z \rightarrow 0$, todos os átomos de Po-218 que deveriam estar presentes no ar (n_1^*) são deslocados para a parede. Como estamos supondo que esses átomos se deslocam com uma velocidade u , o fluxo de átomos em direção à parede, para $z \rightarrow 0$, deve ser:

$$\phi(0) = u n_1^* \quad 6.53$$

Assim, pelas equações 6.52-B e 6.53, temos que $k = 1$ e a equação 6.52-A torna-se:

$$\phi(z) = u [n_1^* - n_1(z)] \quad 6.54$$

Agora vamos imaginar um volume no espaço com largura dz (figura 6-4). De maneira análoga ao procedimento utilizado na dedução da equação 6.26, temos que a variação temporal do número de átomos no interior desse volume será:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = - \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad 6.55$$

Utilizando a equação 6.54, temos que:

$$\begin{aligned} \partial \phi &= \{u [n_1^* - n_1(z+dz)] - u [n_1^* - n_1(z)]\} \\ \rightarrow \partial \phi &= -u [n_1(z+dz) - n_1(z)] = -u \partial n_1 \end{aligned} \quad 6.56$$

$$\rightarrow \frac{\partial n_1}{\partial t} = u \frac{\partial n_1}{\partial z} \quad 6.57$$

onde u é uma grandeza negativa, já que estamos considerando que o deslocamento de ar se dá no sentido de $-\hat{z}$.

Num caso genérico, em três dimensões, temos:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \vec{u} \cdot \nabla n_1 \quad 6.58$$

O termo $\vec{u} \cdot \nabla n_1$ é conhecido, dentro da Teoria de Transporte, como "termo de convecção" [Ja(63), Mo(60), Wi(70), Co(72)] e exprime possíveis variações na distribuição espacial de partículas sujeitas a correntes de ar. A equação 6.58 (que expressa o fenômeno da convecção) é análoga à equação 6.30 (a qual expressa o fenômeno de difusão). Num ambiente onde existe ventilação, ambos os fenômenos (convecção e difusão) estarão presentes, contudo, para maior clareza nos cálculos, vamos primeiro estudar uma situação hipotética em que o fenômeno de difusão seja negligenciável. Nesse caso, então, analogamente à equação 6.32:

$$\left. \frac{\partial n_1}{\partial t} \right|_{\text{CONVECCAO}} + \left. \frac{\partial n_1}{\partial t} \right|_{\text{DECAIMENTO RADIOATIVO}} = 0 \quad 6.59$$

Imaginando uma situação em que $\hat{z}$ está orientado da esquerda

para a direita (a parede situada em $z = 0$) e o deslocamento de ar (u) da direita para a esquerda (ou seja, em direção à parede), temos que:

$$- \frac{u}{\lambda_1} \frac{\partial A_1}{\partial z} + A_0 - A_1 = 0 \quad 6.60$$

onde explicitou-se o sinal negativo do primeiro termo de forma que u seja uma quantidade positiva.

Impondo-se as condições de contorno usuais ($A_1 = 0$ para $z = 0$ e $A_1 = A_0$ para $z \rightarrow \infty$), temos que:

$$A_1(z) = A_0 \left[1 - e^{-(\lambda_1/u)z} \right] \quad 6.61$$

Essa expressão descreve a distribuição espacial da atividade do Po-218 presente no ar, nas imediações de uma parede e na presença de um deslocamento de ar que se dá em direção à parede. É bastante claro que essa expressão é análoga à equação 6.35, o que indica que, devido ao fenômeno da convecção, deve haver uma depleção da atividade α do Po-218 nas imediações de uma superfície. O termo λ_1/u da equação 6.61 é análogo ao termo $(\lambda_1/D)^{1/2}$, da equação 6.35, sendo esta a única diferença entre as duas expressões.

Num caso genérico em que ambos os fenômenos (convecção e difusão) são importantes, teremos:

$$\left. \frac{\partial n_1}{\partial t} \right|_{\text{CONVECCAO}} + \left. \frac{\partial n_1}{\partial t} \right|_{\text{DIFUSAO}} + \left. \frac{\partial n_1}{\partial t} \right|_{\text{DECAIMENTO RADIOATIVO}} = 0 \quad 6.62$$

$$\Rightarrow - \frac{u}{\lambda_1} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{D}{\lambda_1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} + A_0 - A_1 = 0 \quad 6.63$$

cuja solução é:

$$A_1(z) = A_0 \left[1 - e^{-k_1 z} \right] \quad 6.64$$

$$\text{onde } k_1 = \frac{-u + \sqrt{u^2 + 4 D \lambda_1}}{2 D} \quad 6.65$$

Essa última expressão (6.65) nos dá argumentos para estabelecer um critério de comparação entre os dois fenômenos (difusão e convecção): quando $u^2 > 4 D \lambda_1$, o fenômeno de convecção é mais importante que o de difusão, e vice-versa.

Quando $u^2 \ll 4 D \lambda_1$:

$$k_1 \rightarrow \frac{\sqrt{4 D \lambda_1}}{2 D} = \sqrt{\lambda_1 / D} \quad 6.66$$

então a solução 6.64 se aproxima da 6.35, o que indica que os deslocamentos de ar não são importantes para a distribuição espacial dos filhos do Rn-222. Então $A_1(z)$ pode ser descrito apenas com base nas leis de decaimento radioativo e difusão.

Quando $u^2 \gg 4 D \lambda_1$:

$$\sqrt{u^2 + 4 D \lambda_1} = u \sqrt{1 + 4 D \lambda_1 / u^2} \simeq u \left[1 + \frac{1}{2} \frac{4 D \lambda_1}{u^2} \right]$$

fazendo-se uma expansão em séries de potência e considerando-se até apenas o termo de ordem 1. Assim sendo:

$$k_1 \simeq \frac{-u + u (1 + 2 D \lambda_1 / u^2)}{2 D} = \frac{\lambda_1}{u} \quad 6.67$$

e então a equação 6.64 tende à equação 6.61, o que indica que o fenômeno de difusão não é importante.

Considerando que os átomos dos filhos do Rn-222 que não estão ligados a aerossóis se difundem através do ar com um coeficiente de difusão $D \simeq 0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}$, a ventilação passa a ser um fenômeno importante, para o Po-218, quando:

$$u > \sqrt{4 (0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}) (3,8 \times 10^{-9} \text{ seg.}^{-1})} = 0,03 \text{ cm/seg.}$$

Esse valor ($0,03\text{cm/seg.}$) é extremamente baixo. Mesmo quando as portas e janelas de um dado ambiente são mantidas fechadas, a infiltração de ar pelas frestas e mesmo outros pequenos deslocamentos de ar podem fazer com que u ultrapasse esse valor. Isso significa que, em condições reais, a ventilação sempre será um fator importante (normalmente será o mais importante) no que se refere à retirada de átomos de filhos do Rn-222 do ar, tendo (a ventilação) influência significativa na diminuição do fator de equilíbrio.

Como exemplo, a figura 6-8 mostra a distribuição de átomos de Po-218 (equação 6.64), para vários valores de u (com $D = 0,054\text{cm}^2/\text{seg.}$). Observa-se que, para $u = 0,03\text{cm/seg.}$, o valor da distância máxima efetiva (DME) do efeito do plate-out é duplicado em relação a DME relativa a $u = 0$ (quando só a difusão interessa). Para uma velocidade de deslocamento $u = 1\text{cm/seg.}$, a DME pode se estender a vários metros. Como 1cm/seg. não é uma velocidade que pode ser considerada exagerada, no que se refere à ventilação, deve ser comum, em ambientes de convívio humano, a retirada de átomos de filhos do Rn-222 do ar, mesmo a

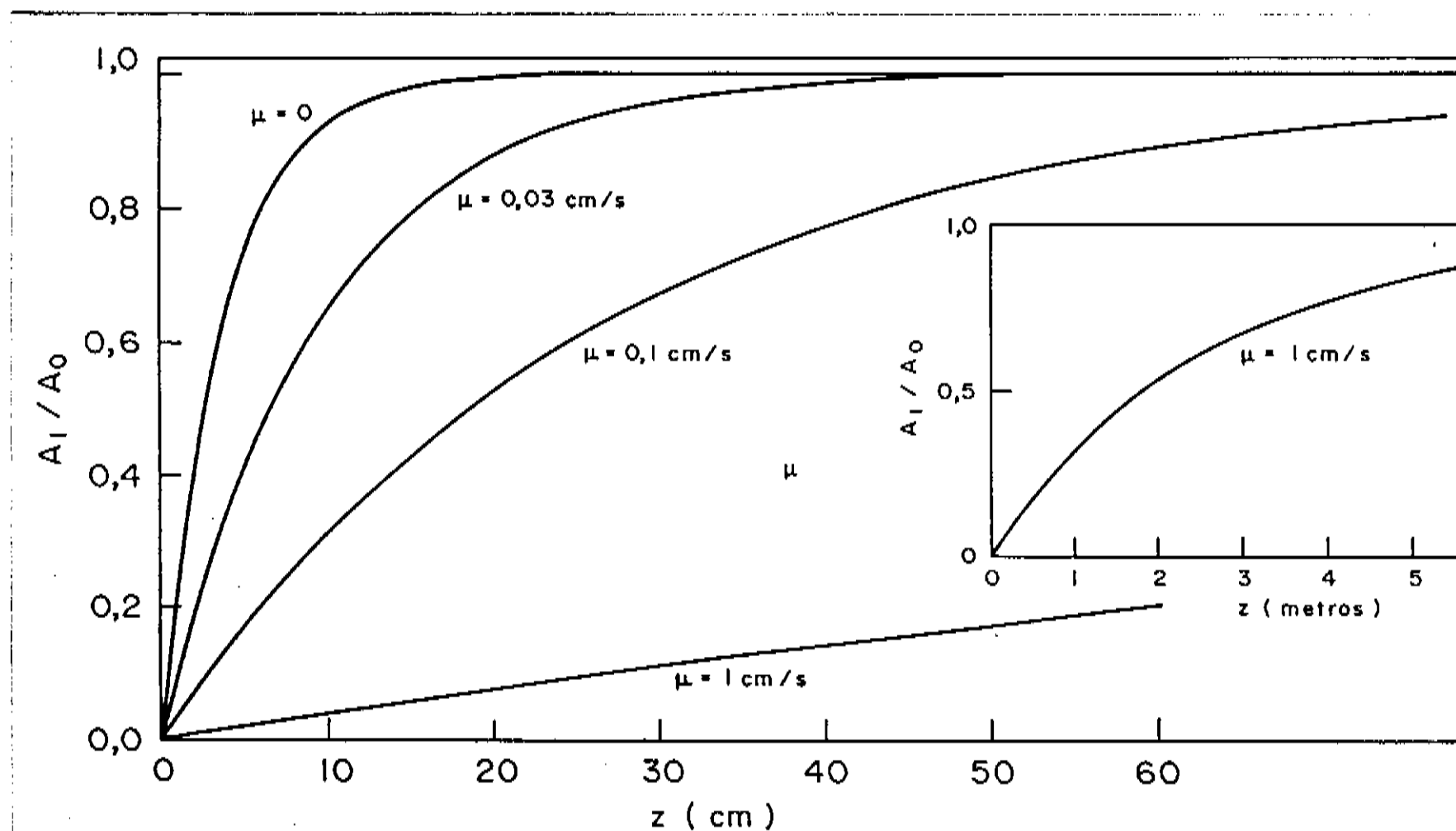


Figura 6-8: Distribuição espacial da atividade do Po-218 em função da ventilação.

distâncias de vários metros das paredes, fazendo com que $F < 1$ em todos os pontos do interior do ambiente.

A influência da ventilação pôde ser averiguada numa experiência simples, onde foram instalados, no interior de um ambiente (um porão que foi mantido fechado), amostras de CR-39 nas proximidades de um ventilador. Num tempo de exposição de apenas 3 dias, período no qual o ventilador funcionou ininterruptamente, os CRs-39 registraram uma densidade de traços equivalente à que se obteria se os detetores tivessem ficado expostos, passivamente, ao mesmo ambiente, durante um intervalo de tempo de mais de 6 meses. No período em que o ventilador permaneceu ligado, obviamente houve uma taxa de deposição de átomos de filhos do Rn-222, sobre a superfície dos detetores, muito alta, fazendo com que a densidade de traços aumentasse significativamente.

Um outro aspecto importante é que u se refere à velocidade de deslocamento dos átomos dos filhos do Rn-222 em direção a uma parede devido à ventilação, valor esse que não é necessariamente igual à própria velocidade do ar. É possível, também, que a velocidade imposta aos aerossóis pela ventilação possa ser diferente da velocidade imposta aos átomos que não estão ligados a aerossóis. Nesse caso, poderíamos ter átomos de filhos do Rn-222 se deslocando com velocidades u diferentes, da mesma forma que temos átomos desses radionuclídeos se difundindo com coeficientes de difusão diferentes. Além disso, u pode variar de ponto a ponto num ambiente, e também deve-se ter em mente que, em pontos bem próximos das paredes, deve haver uma zona de turbulência devido ao choque entre as moléculas de ar e as próprias paredes. Esses itens todos são fatores limitantes com relação à equação 6.64.

Um outro aspecto não considerado até aqui, e que pode ser citado, é o efeito da ventilação sobre a distribuição espacial do próprio Rn-222. Havíamos considerado até aqui que a distribuição espacial dos átomos do Rn-222 é sempre homogênea (inclusive nos cálculos que resultaram na equação 6.64), mas devemos nos lembrar que os átomos de Rn-222 também devem obedecer às leis da Teoria de Transporte. Na AUSÊNCIA DE VENTILAÇÃO, a distribuição espacial de átomos de Rn-222 deve estar sujeita às leis de difusão e decaimento radioativo:

$$\frac{D_o}{\lambda_o} \frac{\partial^2 A_o}{\partial z^2} - A_o = 0 \quad 6.68$$

A emissão de Rn-222 para o interior do ambiente deve ser considerada como uma condição de contorno, uma vez que ela só existe nas paredes, piso e teto. Se A_o fosse exatamente constante, a equação 6.68 não teria sentido, pois:

$$\frac{\partial^2 A_o}{\partial z^2} = 0 \rightarrow A_o = 0 \quad (?)$$

Na verdade, podemos verificar que A_o , na ausência de ventilação, pode ser tida como homogênea apenas como uma aproximação. Vamos imaginar um ambiente que tenha uma largura (distância entre duas paredes opostas) $Z = 5$ metros. Vamos imaginar também que a taxa de emissão (número de átomos por cm^2 por segundo) de átomos de Rn-222 das paredes seja dado por Λ .

A equação 6.68 tem como solução:

$$A_o(z) = B_o e^{\sqrt{\lambda_o/D_o} z} + C_o e^{-\sqrt{\lambda_o/D_o} z} \quad 6.69$$

Vamos impor, como condições de contorno, que nas paredes ($z = 0$ e $z = Z$) o fluxo de átomos seja igual a Λ e $-\Lambda$, respectivamente ($-\Lambda$ porque em $z = Z$, o fluxo deve-se dar da direita para a esquerda, no sentido oposto ao de $\hat{z}$). Como já foi mencionado, fluxo de átomos pode ser calculado através da equação 6.25:

$$\Gamma_o(z) = - \frac{D_o}{\lambda_o} \frac{\partial A_o}{\partial z}$$

Utilizando a equação 6.69, temos:

$$\Gamma_o(z) = - \sqrt{\frac{D_o}{\lambda_o}} \left\{ B_o e^{\sqrt{\lambda_o/D_o} z} - C_o e^{-\sqrt{\lambda_o/D_o} z} \right\} \quad 6.70$$

Impondo-se as condições de contorno:

$$\Gamma_o(0) = \Lambda \quad 6.71$$

$$\Gamma_o(Z) = -\Lambda$$

Através das equações 6.70 e 6.71, podemos encontrar os valores de B_o e C_o :

$$B_o = \Lambda \sqrt{\frac{D_o}{\lambda_o}} \left\{ \frac{1 + e^{-\sqrt{\lambda_o/D_o} Z}}{e^{\sqrt{\lambda_o/D_o} Z} + e^{-\sqrt{\lambda_o/D_o} Z}} \right\} \quad 6.72$$

$$C_o = \Lambda \sqrt{\frac{D_o}{\lambda_o}} \left\{ \frac{1 + e^{\sqrt{\lambda_o/D_o} Z}}{e^{-\sqrt{\lambda_o/D_o} Z} + e^{\sqrt{\lambda_o/D_o} Z}} \right\} \quad 6.73$$

As equações 6.69, 6.72 e 6.73 representam, portanto, a distribuição espacial da atividade do Rn-222 em função da taxa de emanção (Λ). A curva a) da figura 6-9 representa essa distribuição para $Z = 5$ metros. O valor adotado para o coeficiente de difusão dos átomos do Rn-222 foi de $0,1 \text{ cm}^2/\text{seg.}$, um valor que é $\sim 0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}$, que representa a difusão dos átomos de filhos do Rn-222 que não estão ligados a aerossóis. Esse valor ($0,1 \text{ cm}^2/\text{seg.}$) foi escolhido porque os átomos do Rn-222 devem ter mobilidade um pouco maior que a mobilidade dos seus filhos que se inserem na categoria de "unattached fraction", uma vez que esses últimos se movem em pequenos clusters, enquanto que os átomos de Rn-222 se difundem livremente. Medidas de D_o realizadas na década de 30 também são coerentes com esse valor [Hi(39)].

O que se observa da curva a) da figura 6-9 é que o Rn-222 tende a se concentrar nas imediações das paredes (um efeito oposto ao que ocorre com os seus filhos). Esse tipo de distribuição espacial pode ser claramente entendido de modo intuitivo: Nas imediações das paredes há uma taxa de emissão que lança para o interior do ambiente um certo fluxo de átomos de Rn-222. Esses átomos que são lançados no ar se difundem para a região central do ambiente ($z = Z/2$). A medida em que o fluxo de átomos de Rn-222 se difunde, alguns átomos decaem, provocando assim uma diminuição no fluxo e uma distribuição tal qual é mostrada na curva a) da figura 6-9. Considerando-se um coeficiente de difusão $D_0 = 0,1 \text{ cm}^2/\text{seg.}$ e $Z = 5 \text{ m.}$, o número de átomos de Rn-222 deve cair para um fator $1/e$ a uma distância de $\approx 2,2$ metros da parede.

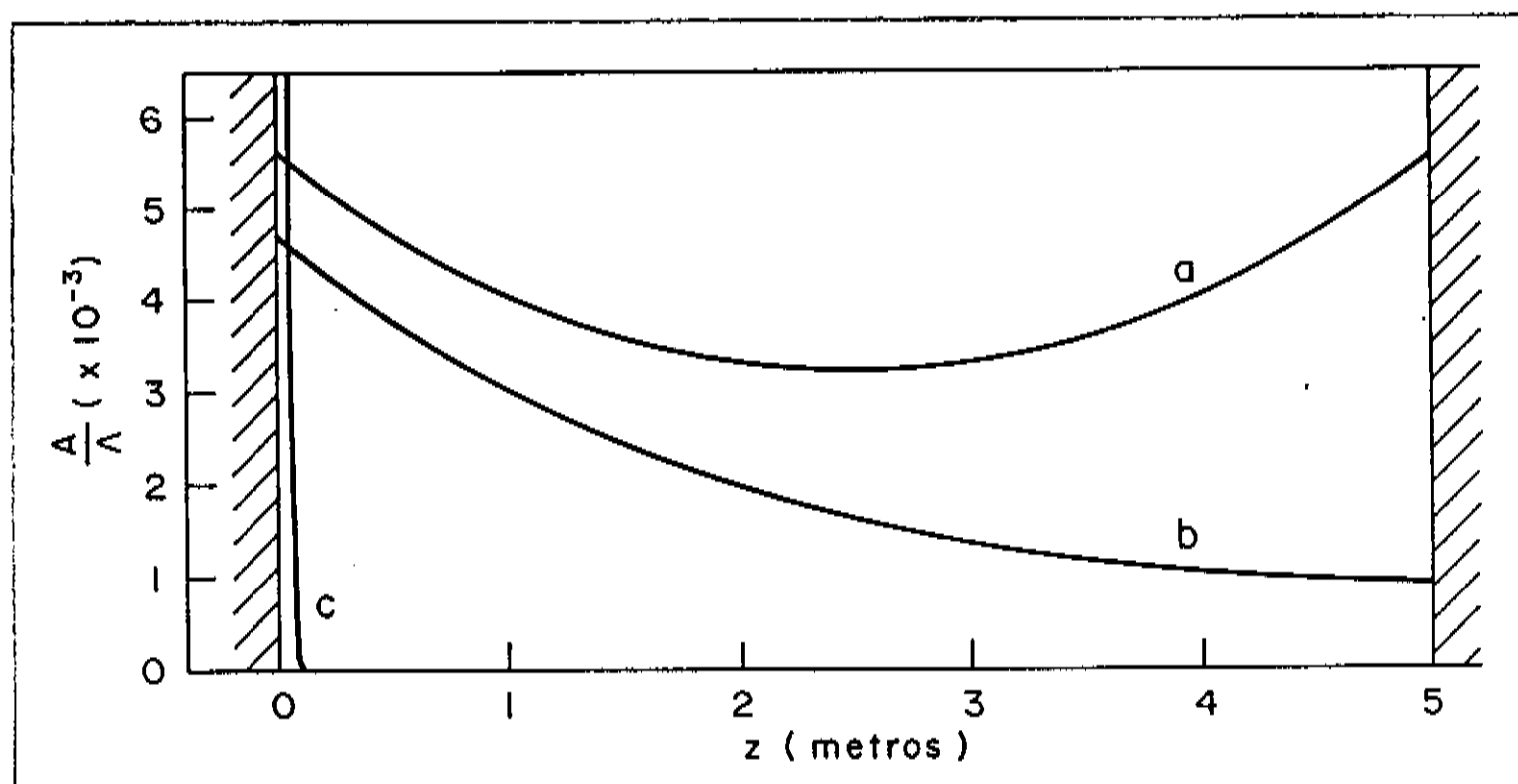


Figura 6-9: Distribuição espacial da atividade do Rn-222. Curva a): Emissão de ambas as paredes; curva b): emissão apenas de uma das paredes; curva c): ventilação da direita para a esquerda.

Em condições reais, com a presença de ventilação, os átomos de Rn-222 devem ser melhor distribuídos, o que faz com que, em termos práticos, A_0 possa ser considerado como homogêneo. Contudo, deve-se tomar cuidados com relação à distribuição de átomos de Rn-222, pois a equação 6.69 demonstra que inomogeneidades são possíveis em casos particulares, como em ambientes não ventilados e em ambientes onde a taxa de emissão

de uma parede seja bastante diferente daquela referente à parede oposta. Vamos imaginar o caso em que a emissão da parede situada em $z = 0$ continua a ser Λ , sendo nula, porém, a emissão da parede oposta. Nesse caso:

$$B_0 = \Lambda \sqrt{\frac{D_0}{\lambda_0}} \left\{ \frac{e^{-\sqrt{\lambda_0/D_0} z}}{e^{\sqrt{\lambda_0/D_0} z} - e^{-\sqrt{\lambda_0/D_0} z}} \right\} \quad 6.74$$

$$C_0 = \Lambda \sqrt{\frac{D_0}{\lambda_0}} \left\{ \frac{e^{\sqrt{\lambda_0/D_0} z}}{e^{\sqrt{\lambda_0/D_0} z} - e^{-\sqrt{\lambda_0/D_0} z}} \right\} \quad 6.75$$

O resultado pode ser observado na curva b) da figura 6-9. É nítido, então, que quanto mais a taxa de emissão difere de uma parede para a outra, mais acentuada deve ser a desomogeneidade da distribuição do Rn-222.

Tal qual foi feito anteriormente, vamos imaginar agora uma corrente de ar que se desloca no sentido de $-\hat{z}$. Temos então que a ventilação deve "empurrar" átomos de Rn-222 contra a parede situada em $z = 0$. Como o Rn-222 não se deposita na parede, o efeito da ventilação deve fazer com que aumente o número de átomos desse radionuclídeo nas proximidades daquela parede, aumentando ainda mais a desomogeneidade de A_0 . Assim sendo, o efeito da ventilação sobre o Rn-222 é essencialmente diferente do efeito sobre os filhos do Rn-222: Enquanto que a ventilação RETIRA átomos de filhos do Rn-222 das imediações das paredes contra a qual a corrente de ar se desloca, os átomos do Rn-222, em si, são DESLOCADOS PARA as imediações dessa parede. Desta forma, o FLUXO de átomos de Rn-222 deve ser:

$$\phi_0(z) = u (n_0^* + n_0(z)) \quad 6.76$$

(note que essa equação dá idéia de "COLOCAR" enquanto que a equação 6.54 exprime a idéia de "RETIRAR"). Utilizando-se um procedimento análogo àquele que resultou na equação 6.58, podemos chegar a:

$$\frac{\partial n_o}{\partial t} = - \vec{u} \cdot \nabla n_o \quad 6.77$$

Deve-se notar que o sinal da equação 6.77 é oposto ao da equação 6.58. A consideração do sinal correto do termo de convecção é importante para o cálculo do transporte de átomos de Rn-222 e filhos. Se, por exemplo, colocar-se um sinal negativo na equação 6.58, a resolução da equação 6.60 pode levar a absurdos, como uma solução divergente.

Levando-se em conta, portanto, o efeito de convecção, temos, para o Rn-222:

$$\frac{u}{\lambda_o} \frac{\partial A_o}{\partial z} + \frac{D_o}{\lambda_o} \frac{\partial^2 A_o}{\partial z^2} - A_o(z) = 0 \quad 6.78$$

A solução será do tipo:

$$A_o(z) = B_o(u) e^{k(u) z} + C_o(u) e^{-k'(u) z} \quad 6.79$$

$$\text{onde: } k(u) = \frac{-u + \sqrt{u^2 + 4 D_o \lambda_o}}{2 D} \quad 6.80$$

$$\text{e } k'(u) = \frac{+u + \sqrt{u^2 + 4 D_o \lambda_o}}{2 D} \quad 6.81$$

Adotando-se as mesmas condições de contorno que aquelas que se referem à curva b) da figura 6-9, temos que:

$$\Gamma_o(0) = - \frac{u}{\lambda_o} A_o(0) - \frac{D_o}{\lambda_o} \frac{\partial A_o}{\partial z}(0) = \Lambda \quad 6.82$$

$$\Gamma_o(z) = - \frac{u}{\lambda_o} A_o(z) - \frac{D_o}{\lambda_o} \frac{\partial A_o}{\partial z}(z) = 0 \quad 6.83$$

$$B_o(u) = \frac{\Lambda \lambda_o e^{-(k+k') z}}{k' D_o \left[1 - e^{-(k+k') z} \right]} \quad 6.84$$

$$C_o(u) = \frac{\Lambda \lambda_o}{k D_o \left[1 - e^{-(k+k') z} \right]} \quad 6.85$$

Se $u = 0,1 \text{ cm/seg.}$:

$$k = 2,1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}; \quad k' \simeq 1 \text{ cm}^{-1}$$

$$B_o \simeq 0 \quad \text{e} \quad C_o \simeq \Lambda$$

$$\rightarrow A_o(z) \simeq \Lambda e^{-z} \quad 6.86$$

onde z é dado em centímetros.

A equação 6.86 está representada pela curva c) da figura 6-9. Observa-se que o efeito da ventilação faz com que praticamente todos os átomos de Rn-222 do ambiente se concentrem numa pequena lâmina de ar, localizada nas proximidades da parede contra a qual a corrente de ar se dirige. Evidentemente esse tipo de situação não é comum em ambientes de convívio humano, mas esse resultado indica que a distribuição espacial dos átomos do Rn-222 é muito sensível à ventilação.

De todos os três gráficos da figura 6-9, conclui-se que mesmo a distribuição espacial do Rn-222 está sujeita a variações no interior de um ambiente, na presença ou não de correntes de ar.

Resta a dizer, no que se refere à ventilação, que os cálculos realizados até aqui correspondem a uma aproximação bastante grosseira das reais condições existentes num ambiente de convívio humano. Supôs-se, por exemplo, para efeito de cálculo, que a velocidade de

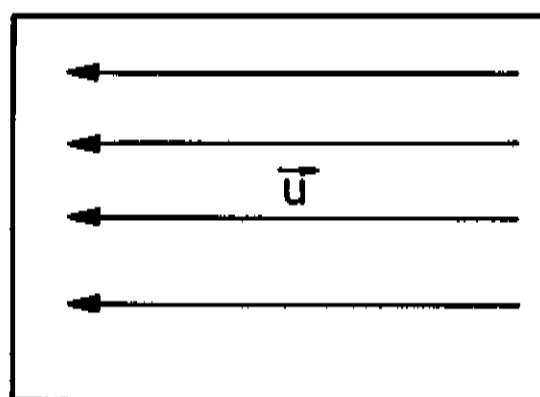
deslocamento dos átomos (u) é constante no tempo e tem o mesmo valor em todos os pontos do espaço (como mostra a figura 6-10a). Em condições reais, a ventilação deve ser um processo um tanto "turbulento" (como mostra a figura 6-10b), o que faz com que os átomos de Rn-222 e filhos sejam deslocados em várias direções. Como consequência disso, os átomos de Rn-222 não devem se concentrar tanto nas imediações das paredes como mostra a curva c) da figura 6-9, mas devem ser melhor distribuídos ao longo de todo o ambiente. Isso, no entanto, não deve necessariamente impedir que inomogeneidades de A_0 não possam ser significativas.

Finalmente, o que se pode dizer quanto aos efeitos da ventilação é que, em primeiro lugar, ela aumenta a taxa de deposição dos filhos do Rn-222 sobre as superfícies materiais que compõem o ambiente e também aumenta, em média, a distância máxima efetiva do efeito do plate-out. Como consequência desse efeito, aliado ao fato de que a ventilação pode simplesmente retirar átomos de filhos do Rn-222 do interior do ambiente através de janelas, portas e frestas, temos que o fator de equilíbrio deve diminuir com a ventilação, efeito esse que é bastante conhecido pelos pesquisadores da área [Sw(83);Cl(83)].

Em segundo lugar, a ventilação tem influência significativa sobre a concentração do Rn-222, o que também pode contribuir para a diminuição dos níveis de radioatividade presentes num ambiente.

Ou seja, a ventilação é o fenômeno que mais influencia a distribuição espacial de Rn-222 e filhos no ar.

a)



b)

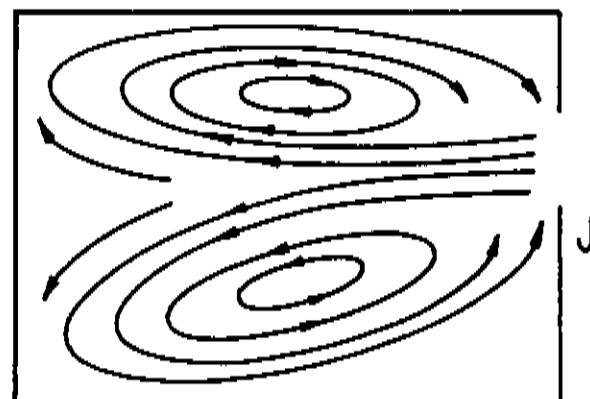


Figura 6-10: a) Direção da ventilação tal qual considerada nos cálculos realizados anteriormente; b) ventilação num ambiente real, onde J representa uma janela.

c) Gradientes de temperatura:

A existência de gradientes de temperatura no interior de ambientes pode causar deslocamentos de ar por convecção [St(80)]. Como até mesmo pequenas correntes de ar têm influência sobre as concentrações de Rn-222 e filhos (conforme visto anteriormente), a existência de gradientes de temperatura pode ter efeito indireto significativo.

Gradientes de temperatura são comuns em ambientes de convívio humanos. Eles podem ser produzidos devido ao funcionamento de sistemas de ar condicionado e aquecimento ou mesmo devido à posição do sol (que ora aquece mais uma parte do ambiente, ora outra).

d) Forças eletrostáticas:

Foi observado por diversos pesquisadores [Rae(85); Po(79); Jo(83); Na(88),p.449] que a presença de campos eletrostáticos negativos aumenta a taxa de deposição dos átomos dos filhos do Rn-222. Esse tipo de resultado indica que esses radionuclídeos têm uma tendência a se carregarem positivamente. Os aerossóis parecem ter uma tendência semelhante, o que faz com que os filhos do Rn-222 sejam atraídos por cargas negativas, estejam eles ligados ou não a aerossóis.

Esse tipo de efeito tem sido utilizado como um mecanismo de retirada de átomos de filhos do Rn-222 de ambientes de convívio humano, em locais de clima frio, onde as janelas e portas têm que ser mantidas fechadas. O que é feito com maior frequência é a utilização de fios carregados negativamente. Esses fios são instalados nos ambientes, servindo como coletores de filhos do Rn-222 [Jo(83);Raj(86)].

Mesmo naturalmente, existe a possibilidade de que átomos de filhos do Rn-222 sejam retirados do ar devido à presença de cargas negativas nas paredes, piso e teto de ambientes [Mi(89);Is(85)].

Em condições normais, apenas uma fração dos átomos dos filhos do Rn-222 (ligados ou não a aerossóis) são carregados. Sabe-se que, normalmente, menos de 30% dos átomos de Po-218 que NÃO estão ligados a aerossóis estão carregados positivamente [Na(88),p.450]. Os outros filhos do Rn-222 que NÃO estão ligados a aerossóis normalmente são neutros em quase toda a sua totalidade. Num ambiente típico, o número de aerossóis que são POLARIZÁVEIS pode chegar a 60 ou 70% do número total dessas partículas [Na(88),p.411], o que significa que a "attached fraction" dos átomos de filhos do Rn-222 pode ser atraída tanto por cargas negativas, quanto por positivas.

O efeito de campos elétricos também pode ser equacionado no âmbito da Teoria de Transporte. Partículas que se movimentam num meio sujeitas a forças externas se inserem no que se chama de DIFUSÃO FORÇADA [Ken(38),p.201].

Fisicamente, pode-se demonstrar [Ken(38),p.204] que o fenômeno de difusão é análogo ao de ação de forças. Por exemplo, tomemos o caso da depleção de átomos de filhos do Rn-222 nas imediações de uma parede: Se não há forças atuando (nem ventilação), a depleção deve ser

atribuída apenas ao processo de difusão e plate-out (equação 6.35). Nesse caso, a depleção se deve ao fato de que as partículas que deveriam se chocar contra a parede E VOLTAR (como acontece com os átomos de Rn-222), na verdade ficam ali retidas. Isso faz com que, nas imediações da parede, exista um FLUXO LÍQUIDO de partículas (Γ) em direção à mesma. Como a parede não exerce nenhuma força sobre os átomos, podemos dizer, neste caso, que a parede tem um papel PASSIVO, no que se refere à depleção. Vamos supor, agora, um caso diferente, onde não existe movimento molecular; ou seja, onde não há difusão (hipoteticamente). Suponhamos que se coloque sobre a parede uma certa densidade superficial de cargas de modo a haver uma força líquida atrativa entre os átomos dos filhos do Rn-222 no ar e a parede. Nesse caso, a parede vai ATRAIR aqueles átomos até sua própria superfície, fazendo com que eles sejam retirados do ar, causando a depleção, da mesma forma que ocorre num processo puro de difusão. A diferença entre um e outro caso corresponde apenas ao papel que a parede representa no que se refere ao processo total (a depleção): Esse papel pode ser ATIVO ou PASSIVO, dependendo do caso. Se apenas a depleção é observada, não é possível saber, em princípio, se ela se deve à difusão ou à existência de forças entre a parede e as partículas presentes no ar. Assim sendo, a existência de forças externas é equivalente ao próprio fenômeno de difusão.

Também é possível se demonstrar matematicamente, através da equação de Boltzmann [Ken(38),p.202], que o fluxo líquido de partículas devido à atuação de uma força ($\vec{F}_F$) é proporcional ao número de partículas existentes num determinado ponto e também à própria intensidade da força:

$$\vec{\Gamma}_F = D n \frac{\vec{F}_e}{KT} \quad 6.87$$

onde D é o coeficiente de difusão e KT aparece em decorrência da equipartição de energia entre as partículas consideradas.

A dependência entre Γ_F e a temperatura é de certa forma intuitiva, pois quanto maior for T, maior deve ser a agitação térmica das moléculas do ar, o que deve dificultar a propagação das partículas consideradas sob a atuação da força F_e .

Utilizando a equação 6.26, temos que:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{\text{FORÇA EXTERNA}} = - \frac{D}{KT} \frac{\partial}{\partial z} (nF_e) \quad 6.88$$

se o problema for redutível a uma dimensão.

Vamos imaginar, agora, o caso de um ambiente onde uma de suas paredes possui uma certa densidade superficial constante de cargas negativas. Se a parede puder ser considerada como uma superfície infinita (o que pode ser feito em suas proximidades), F_e pode ser considerado constante [Ti(78), capítulo 30]. Então:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{\text{FORÇA EXTERNA}} = - \frac{DF_e}{KT} \frac{\partial n}{\partial z} \quad 6.89$$

No caso em que apenas difusão e forças eletrostáticas são fenômenos importantes, a atividade do Po-218 pode ser calculada pela seguinte expressão:

$$\frac{D}{\lambda_1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} - \frac{DF_e}{KT\lambda_1} \frac{\partial A_1}{\partial z} + A_0 - A_1 = 0 \quad 6.90$$

Mas essa expressão é análoga à equação 6.63, a qual descreve o transporte de átomos de Po-218 sob a ação da ventilação. Isso quer dizer que, matematicamente, a ação das forças eletrostáticas é análoga à ação da ventilação [Ro(72)].⁴

Assim sendo, a solução da equação 6.90 deve ser análoga à da equação 6.63:

⁴Sabe-se que a existência de forças externas não impõe uma aceleração às partículas em questão, devido à colisão dessas partículas contra as moléculas de ar. As forças externas, na verdade, fazem com que as partículas adquiram uma velocidade constante (como é o caso da ventilação) igual a DF_e/KT . Um exemplo desse tipo de efeito é o deslocamento de um pára-quedista em direção ao solo.

$$A_1(z) = A_0 \left[1 - e^{-c z} \right] \quad 6.64$$

onde, agora:

$$c = \frac{- DF_e/KT + \sqrt{(DF_e/KT)^2 + 4 D \lambda_1}}{2 D} \quad 6.91$$

ou seja, no lugar de u, coloca-se o termo DF_e/KT .

Esse tipo de resultado faz com que a distribuição de átomos de Po-218 nas proximidades de uma parede possa ser imediatamente obtida, num caso em que a difusão, convecção e também presença de forças eletrostáticas sejam relevantes:

$$A_1(z) = A_0 \left[1 - e^{-k z} \right] \quad 6.92$$

onde:

$$k = \frac{-(u + DF_e/KT) + \sqrt{(u + DF_e/KT)^2 + 4 D \lambda_1}}{2 D} \quad 6.93$$

A equação 6.93 expressa a mobilidade total dos átomos de filhos do Rn-222 num ambiente de convívio humano. k poderia ser chamado de COEFICIENTE DE MOBILIDADE, em analogia ao termo "coeficiente de difusão".

Voltando à equação 6.91, pode-se utilizar os mesmos argumentos empregados na discussão sobre os efeitos da ventilação, ou seja, pode-se dizer que as forças eletrostáticas serão relevantes quando:

$$F_e \gtrsim 2 KT \sqrt{\lambda_1/D} \quad 6.94$$

Para uma temperatura ambiente de 27°C:

$$2 KT \sqrt{\lambda_1/D} \approx 2,2 \times 10^{-10} \text{ newtons} \quad 6.95$$

para $D = 0,054 \text{ cm}^2/\text{seg}$.

Se a parede possui uma densidade de cargas uniforme sobre a sua superfície, a força por ela exercida sobre uma partícula será, em média [Ti(78),p.260]:

$$F_e = 2\pi k_c \sigma \bar{q} \quad 6.96$$

onde σ é a densidade de cargas, k_c é a constante de Coulomb e $\bar{q}$ a carga média dos aerossóis e átomos livres de filhos do Rn-222, que de forma aproximada, pode ser expressa por:

$$\bar{q} = \xi e \quad 6.97$$

onde e é a carga de um elétron e ξ uma constante de proporcionalidade que depende da fração de átomos de Po-218 que estão carregados e da carga efetiva média dos aerossóis.

Apenas para efeito de uma estimativa grosseira, vamos supor que:

$$\xi = 0,1 \quad 6.98$$

Desta forma, de 6.96, temos que:

$$\sigma = (1 \times 10^9) F_e \quad (\text{coulomb/metro}^2)$$

De 6.94 e 6.95, temos que, para que o efeito de forças eletrostáticas seja relevante, a densidade de cargas sobre a superfície de uma parede deve ser:

$$\sigma \gtrsim 2 \times 10^{-10} \text{ coulomb/m}^2$$

Esse valor corresponde a um número de átomos monoionizados equivalente a $1,5 \times 10^9$ átomos por m^2 , um valor que, na verdade, não é alto, indicando que o efeito de forças eletrostáticas pode ser importante num ambiente de convívio humano.

O efeito das forças eletrostáticas pode fazer com que a influência do plate-out dependa do tipo de material que esteja em contato com uma atmosfera de Rn-222 e filhos. Conforme é bem conhecido, materiais como vidro e plástico têm maior facilidade de reter cargas do que os metais, por exemplo. Assim sendo, o efeito das forças eletrostáticas poderia explicar as pequenas diferenças observadas nas respostas de detetores plásticos expostos sobre diversos materiais (ver tabela 5-II).

Os resultados obtidos acima indicam também que a utilização de campos eletrostáticos é eficiente no que se refere à redução das concentrações de filhos do Rn-222 em ambientes. Como já foi mencionado, têm sido utilizados aparelhos, em residências, que reduzem as concentrações de filhos do Rn-222 por meio da produção de campos eletrostáticos. Os autores que trabalham nesse campo de pesquisa geralmente optam por definir a equação 6.88 de uma forma diferente [Ro(72)]:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{\substack{\text{FORÇA} \\ \text{ELETROSTÁTICA}}} = \frac{\partial}{\partial z} (n E k_e) \quad 6.99$$

onde E é o campo elétrico e k_e é chamado simplesmente de "mobilidade" (tem dimensão de $\text{m}^2/\text{volt-seg.}$), mas que podemos denominar de "mobilidade elétrica".

O valor de k_e relativo aos ions de filhos do Rn-222, que se inserem na categoria de "unattached fraction", foi medido por vários autores [Na(88)]. Foram encontrados valores entre (0,3 e 2,3) $\times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V-seg.}$

Teoricamente, o valor de k_e pode ser calculado: Utilizando-se as equações 6.88 e 6.99 e sabendo-se que $F_e = \bar{q} E$, numa condição em que E é uma constante no espaço, temos que:

$$k_e = \frac{\bar{q} D}{K T} \quad 6.100$$

Para ions monoionizados $\bar{q}$ é igual à carga do elétron. Assim, se $D = 0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}$ e $T = 27^\circ\text{C}$, temos que:

$$k_{\bullet} = 2,1 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V-seg.},$$

valor este que é bastante próximo do valor máximo da mobilidade elétrica encontrado na literatura ($2,3 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V-seg.}$).

De fato, em condições reais, espera-se que nem todos os átomos de filhos do Rn-222 estejam carregados; assim como não se espera que todos os átomos dos filhos do Rn-222 que não estão ligados a aerossóis se difundam com um coeficiente de difusão exatamente igual a $0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}$; assim sendo, deve-se compreender que exista, em condições reais, um espectro de mobilidades elétricas, ou seja, átomos de filhos de Rn-222 com $k_{\bullet}$ variando entre um largo espectro de valores (entre $0,3$ e $2,3 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V-seg.}$), sendo que o valor de $2,3 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V-seg.}$ representa uma quantidade bastante próxima da mobilidade elétrica máxima dos filhos do Rn-222 [Jo(72)].

Para a "attached fraction", espera-se valores de $k_{\bullet}$ bastante inferiores (entre 10^{-8} e $10^{-7} \text{ m}^2/\text{V-seg.}$, para os aerossóis que estão carregados [Na(88)]), devido principalmente aos menores valores do coeficiente de difusão relativos aos aerossóis.

As equações 6.64 e 6.91, que descrevem a distribuição espacial de átomos dos filhos do Rn-222 sujeitos a forças eletrostáticas também só podem ser tidas como aproximações grosseiras com relação às condições reais. Na verdade, as cargas nas superfícies que compõem um ambiente podem não estar homogeneamente distribuídas, o que pode ter efeito relevante sobre a DME. Outra limitação é que a força eletrostática também não pode ser considerada como constante quando uma distância das paredes é comparável às próprias dimensões das paredes. A distâncias tão grandes quanto 1 metro, por exemplo, variações no valor de $F_{\bullet}$ com a posição podem se fazer sentir.

Podemos condensar tudo o que foi obtido até aqui em algumas expressões matemáticas gerais, que descrevem a distribuição espacial das atividades do Rn-222 e filhos.

Supondo ainda que o ambiente considerado possui uma largura Z e que a ventilação e forças eletrostáticas provocam um deslocamento dos átomos de filhos do Rn-222 em direção à parede situada em $z = 0$, se a atividade do Rn-222 (A_0) pode ser descrita pela expressão:

$$A_0 = B_0 e^{k_0 z} + C_0 e^{-k'_0 z} \quad 6.101$$

onde k_0 não é necessariamente igual a $(\lambda_0/D_0)^{1/2}$; então, a atividade do Po-218 deve obedecer à seguinte equação diferencial:

$$\frac{D}{\lambda_1} \frac{\partial^2 A_1(z)}{\partial z^2} - \frac{\omega}{\lambda_1} \frac{\partial A_1}{\partial z} + A_0(z) - A_1(z) = 0 \quad 6.102$$

$$\text{onde } \omega = u + DF_e/KT. \quad 6.103$$

A solução da equação 6.102 é:

$$A_1(z) = B_1 e^{k_1 z} + C_1 e^{-k'_1 z} + H_1 e^{k_0 z} + I_1 e^{-k'_0 z} \quad 6.104$$

$$\text{onde: } k_1 = \frac{\omega + \sqrt{\omega^2 + 4 D \lambda_1}}{2 D} \quad 6.105$$

$$k'_1 = \frac{-\omega + \sqrt{\omega^2 + 4 D \lambda_1}}{2 D} \quad 6.106$$

Impondo, como condições de contorno, que $A_1(z) = 0$, para $z = 0$ e $z = Z$, temos que:

$$H_1 = \frac{-B_0 \lambda_1}{(k_0 D - \omega) k_0 - \lambda_1} \quad 6.107$$

$$I_1 = \frac{-C_0 \lambda_1}{(k'_0 D + \omega) k'_0 - \lambda_1} \quad 6.108$$

$$B_1 = \frac{-H_1 \left[e^{k_0 z} - e^{-k'_1 z} \right] - I_1 \left[e^{-k'_0 z} - e^{-k'_1 z} \right]}{\left[e^{k_1 z} - e^{-k'_1 z} \right]} \quad 6.109$$

$$C_1 = \frac{H_1 \left[e^{k_0 z} - e^{k_1 z} \right] + I_1 \left[e^{-k'_0 z} - e^{k_1 z} \right]}{\left[e^{k_1 z} - e^{-k'_1 z} \right]} \quad 6.110$$

Os outros filhos do Rn-222 (A_i) devem obedecer a equações diferenciais análogas à equação 6.102:

$$\frac{D}{\lambda_i} \frac{\partial^2 A_i(z)}{\partial z^2} - \frac{\omega}{\lambda_i} \frac{\partial A_i}{\partial z} + A_{i-1}(z) - A_i(z) = 0 \quad 6.111$$

A solução dessa equação, para o Pb-214, é:

$$A_2(z) = B_2 e^{k_2 z} + C_2 e^{-k'_2 z} + H_2 e^{k_1 z} + I_2 e^{-k'_1 z} + \\ + M_2 e^{k_0 z} + N_2 e^{-k'_0 z} \quad 6.112$$

e para o Bi-214 e o Po-214:

$$A_3(z) = B_3 e^{k_3 z} + C_3 e^{-k'_3 z} + H_3 e^{k_2 z} + I_3 e^{-k'_2 z} + \\ + M_3 e^{k_1 z} + N_3 e^{-k'_1 z} + P_3 e^{k_0 z} + Q_3 e^{-k'_0 z} \quad 6.113$$

$$\text{onde: } k_i = \frac{\omega + \sqrt{\omega^2 + 4 D \lambda_i}}{2 D} \quad 6.114$$

$$k'_i = \frac{-\omega + \sqrt{\omega^2 + 4 D \lambda_i}}{2 D} \quad 6.115$$

$$H_2 = \frac{-B_1 \lambda_2}{(k_1 D - \omega) k_1 - \lambda_2} \quad 6.116$$

$$I_2 = \frac{-C_1 \lambda_2}{(k'_1 D + \omega) k'_1 - \lambda_2} \quad 6.117$$

$$M_2 = \frac{-H_1 \lambda_2}{(k_0 D - \omega) k_0 - \lambda_2} \quad 6.118$$

$$N_2 = \frac{-I_1 \lambda_2}{(k'_0 D + \omega) k'_0 - \lambda_1} \quad 6.119$$

$$\begin{aligned}
 B_2 = & \frac{-H_2 \left(e^{k_1 Z} - e^{-k_2' Z} \right) - I_2 \left(e^{-k_1' Z} - e^{-k_2' Z} \right)}{\left(e^{k_2 Z} - e^{-k_2' Z} \right)} \\
 & + \frac{-M_2 \left(e^{k_0 Z} - e^{-k_2' Z} \right) - N_2 \left(e^{-k_0' Z} - e^{-k_2' Z} \right)}{\left(e^{k_2 Z} - e^{-k_2' Z} \right)}
 \end{aligned} \tag{6.120}$$

$$\begin{aligned}
 C_2 = & \frac{H_2 \left(e^{k_1 Z} - e^{k_2 Z} \right) + I_2 \left(e^{-k_1' Z} - e^{k_2 Z} \right)}{\left(e^{k_2 Z} - e^{-k_2' Z} \right)} \\
 & + \frac{M_2 \left(e^{k_0 Z} - e^{k_2 Z} \right) + N_2 \left(e^{-k_0' Z} - e^{k_2 Z} \right)}{\left(e^{k_2 Z} - e^{-k_2' Z} \right)}
 \end{aligned} \tag{6.121}$$

$$H_3 = \frac{-B_2 \lambda_3}{(k_2 D - \omega) k_2 - \lambda_3} \tag{6.122}$$

$$I_3 = \frac{-C_2 \lambda_3}{(k_2' D + \omega) k_2' - \lambda_3} \tag{6.123}$$

$$M_3 = \frac{-H_2 \lambda_3}{(k_1 D - \omega) k_1 - \lambda_3} \tag{6.124}$$

$$N_3 = \frac{-I_2 \lambda_3}{(k_1' D + \omega) k_1' - \lambda_3} \tag{6.125}$$

$$P_9 = \frac{-M_2 \lambda_9}{(k_0 D - \omega) k_0 - \lambda_9} \quad 6.126$$

$$Q_9 = \frac{-N_2 \lambda_9}{(k_0' D + \omega) k_0' - \lambda_9} \quad 6.127$$

$$B_9 = \frac{-H_9 \left[e^{k_2 Z} - e^{-k_2' Z} \right] - I_9 \left[e^{-k_2' Z} - e^{-k_9' Z} \right]}{\left[e^{k_9 Z} - e^{-k_9' Z} \right]} + \frac{-M_9 \left[e^{k_1 Z} - e^{-k_9' Z} \right] - N_9 \left[e^{-k_1' Z} - e^{-k_9' Z} \right]}{\left[e^{k_9 Z} - e^{-k_9' Z} \right]} + \frac{-P_9 \left[e^{k_0 Z} - e^{-k_9' Z} \right] - Q_9 \left[e^{-k_0' Z} - e^{-k_9' Z} \right]}{\left[e^{k_9 Z} - e^{-k_9' Z} \right]} \quad 6.128$$

$$C_9 = \frac{H_9 \left[e^{k_2 Z} - e^{k_9 Z} \right] + I_9 \left[e^{-k_2' Z} - e^{k_9 Z} \right]}{\left[e^{k_9 Z} - e^{-k_9' Z} \right]} + \frac{M_9 \left[e^{k_1 Z} - e^{k_9 Z} \right] + N_9 \left[e^{-k_1' Z} - e^{k_9 Z} \right]}{\left[e^{k_9 Z} - e^{-k_9' Z} \right]} + \frac{P_9 \left[e^{k_0 Z} - e^{k_9 Z} \right] + Q_9 \left[e^{-k_0' Z} - e^{k_9 Z} \right]}{\left[e^{k_9 Z} - e^{-k_9' Z} \right]} \quad 6.129$$

Essas expressões, portanto, descrevem de maneira geral, dentro de certas limitações, a atividade do Rn-222 e filhos presentes NO AR.

Atividade dos filhos do Rn-222 depositados sobre superfícies infinitas:

Outra quantidade que é útil dentro dessa área de pesquisa e que pode ser obtida diretamente das equações anteriores é a TAXA DE DEPOSIÇÃO dos átomos dos filhos do Rn-222 sobre as paredes de um ambiente (considerando as paredes como superfícies infinitas); bem como a relação entre a taxa de deposição e a própria atividade (G) dos átomos dos filhos do Rn-222 depositados sobre uma dada superfície.

A taxa de deposição (número de átomos que se depositam por unidade de tempo por unidade de área) do filho i do Rn-222 é, simplesmente, igual a Γ_i (equação 6.25), calculado no ponto $z = 0$ (onde se localiza a superfície):

$$\text{TAXA DE DEPOSIÇÃO}_i = \Gamma_i(z = 0) \quad 6.130$$

Para calcular a atividade dos filhos do Rn-222 depositados sobre uma superfície infinita, temos que levar em conta os mecanismos de "entrada" e "saída" de átomos sobre a superfície considerada. Para o Po-218, temos que a variação do número de átomos no tempo (dn_1/dt) é:

$$\frac{dn_1}{dt} = \left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{\text{DEPOSICAO}} + \left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{\text{DECAIMENTO RADIOATIVO}} \quad 6.131$$

Mas:

$$\left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{\text{DEPOSICAO}} = \Gamma_1(z = 0) \quad 6.132$$

e:

$$\left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{\text{DECAIMENTO RADIOATIVO}} = G_1 \quad 6.133$$

Assim sendo, no estado estacionário ($dn_1/dt = 0$), temos que:

$$\Gamma_1(z = 0) + G_1 = 0 \quad 6.134$$

Desta forma, pode-se calcular G_1 através do conhecimento de $\Gamma_1(z = 0)$, o que, por sua vez, pode ser obtido através do conhecimento de $A_1(z)$, sabendo-se que:⁵

$$\Gamma_1(z = 0) = \Gamma_1(z = 0) \Big|_{\text{DIFUSAO}} + \Gamma_1(z = 0) \Big|_{\text{CONVECCAO + FORÇAS ELETROSTATICAS}} \quad 6.135$$

Pelas equações 6.25 e 6.54, temos então que:

$$\Gamma_1(z = 0) = - \frac{D}{\lambda_1} \frac{\partial}{\partial z} A_1(z) \Big|_{z=0} - \frac{\omega}{\lambda_1} A_0 \quad 6.136$$

onde $\omega = u + DF/KT$, em módulo. O sinal negativo do termo $(\omega/\lambda_1)A_0$ deve-se ao fato de que o fluxo de átomos se dá no sentido de $-\hat{z}$.

Num caso, por exemplo, em que é válida a expressão 6.64, temos que:

$$\Gamma_1(z = 0) = - \frac{D}{\lambda_1} k_1 A_0 - \frac{\omega}{\lambda_1} A_0 \quad 6.137$$

Mas, pela equação 6.65, pode-se provar que:

$$\frac{D}{\lambda_1} k_1 + \frac{\omega}{\lambda_1} = \frac{1}{k_1} \quad 6.138$$

Assim sendo, a expressão 6.137 se torna:

$$\Gamma_1(z = 0) = - \frac{1}{k_1} A_0 \quad 6.139$$

⁵Com respeito à equação 6.134, deve-se tomar cuidado com o sinal de cada termo. De acordo com a nomenclatura utilizada nesse trabalho, G_i é sempre positivo (porque representa a ATIVIDADE depositada, uma grandeza sempre positiva). Já Γ_i é NEGATIVA, pois a deposição de átomos de filhos do Rn-222 se dá no sentido de $-\hat{z}$.

Assim, pela equação 6.134, temos que a atividade depositada do Po-218, por cm^2 de superfície, é:

$$G_1 = \frac{1}{k_1} A_0 \quad 6.140$$

Essa expressão poderia ser obtida de uma outra forma: apenas considerando que, num ambiente onde não é importante a taxa de troca de ar com o meio externo, G_1 é a atividade que foi RETIRADA do ar, ou seja:⁶

$$G_1 = \int_0^{\infty} [A_0 - A_1(z)] dz \quad 6.141$$

Utilizando-se a equação 6.64, a equação 6.140 pode ser obtida diretamente por meio da equação 6.141.

No caso do Pb-214 e Bi-214(Po-214), temos que:

$$\left. \frac{dn_i}{dt} = \frac{dn_i}{dt} \right|_{\text{DEPOSICAO}} + \left. \frac{dn_i}{dt} \right|_{\text{DECAIMENTO RADIOATIVO}} \quad 6.142$$

Desta forma, no estado estacionário:

$$\Gamma_i(z=0) + G_i - G_{i-1} = 0 \quad 6.143$$

onde, por analogia às equações anteriormente obtidas:

$$\Gamma_i(z=0) = - \frac{D}{\lambda_i} \frac{\partial}{\partial z} A_i(z) \Big|_{z=0} - \frac{\omega}{\lambda_i} A_0 \quad 6.144$$

⁶Lembrando-se que, se não fosse o plate-out, os filhos do Rn-222 deveriam estar em equilíbrio de atividades com o próprio Rn-222, ou seja $A_i = A_0$. Assim, a quantidade $A_0 - A_1(z)$ representa a "quantidade" de atividade do Po-218 que foi retirada do ar por meio do plate-out.

$$e \quad G_i = \int_0^{\infty} [A_0 - A_i(z)] dz$$

6.145

As equações 6.143, 6.144 e 6.145 permitem, portanto, que sejam avaliadas tanto a taxa de deposição dos filhos do Rn-222 sobre as paredes de um ambiente (Γ) quanto a atividade dos radionuclídeos que estão depositados sobre as paredes (G).

É sempre importante lembrar que essas equações não são válidas no caso em que é significativa a troca de ar com o meio externo. Nesse caso, é um fato conhecido [Po(78); Pa(84)] que, além do próprio plate-out, a troca de ar é um fator que causa um desequilíbrio entre o Rn-222 e seus filhos. Assim, a quantidade

$$\int_0^{\infty} [A_0 - A_i(z)] dz$$

que denota, de certa forma, o "desequilíbrio" médio entre as atividades do Rn-222 e as atividades dos filhos do Rn-222, é igual não somente a G_i , mas a G_i acrescido de um fator que representa o desequilíbrio adicional provocado pela troca de ar com o meio externo, ou seja:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} [A_0 - A_i(z)] dz &= \int_0^{\infty} [A_0 - A_i(z)] dz \Big|_{\text{PLATE-OUT}} + \\ &+ \int_0^{\infty} [A_0 - A_i(z)] dz \Big|_{\text{TROCA DE AR}} \end{aligned}$$

ou:

$$\int_0^{\infty} [A_0 - A_i(z)] dz = G_i + \int_0^{\infty} [A_0 - A_i(z)] dz \Big|_{\text{TROCA DE AR}} \quad 6.146$$

As equações 6.104 e 6.113 sugerem que a distribuição espacial dos filhos do Rn-222 num ambiente real pode ser bastante complicada. Assim, em princípio, nunca se deve esperar que esses radionuclídeos estejam distribuídos homogeneamente em ambientes de convívio humano.

Como um exemplo, vamos imaginar a seguinte situação: Digamos que, em um ambiente de tamanho igual a 5 metros, o Rn-222 emane apenas de uma das paredes, de forma que a distribuição espacial de A_0 seja descrita pela curva 9b. Vamos imaginar ainda que a presença de campos eletrostáticos e/ou ventilação provoquem uma velocidade de deslocamento média dos átomos dos filhos do Rn-222 igual a $\omega = 0,1\text{cm/seg.}$ da direita para a esquerda. Além disso, vamos supor que a presença de campos eletrostáticos e ventilação não altera a distribuição espacial do Rn-222.

Se o ar for pobre em aerossóis, de forma que $D \approx 0,054\text{cm}^2/\text{seg.}$ para os filhos do Rn-222, então, pelas equações 6.101 a 6.129, temos que a distribuição do Rn-222 (A_0), do Po-218 (A_1), do Po-214 (A_2) e da atividade α total (A_{TOT}), são descritas pelas curvas graficadas na figura 6-11 (Nessa figura, a representa A_{TOT} ; b, A_0 ; c, A_1 e d, A_2).

Desta figura, observa-se, de imediato, que a distribuição espacial dos α -emissores não tem uma forma simples. Há regiões, no interior do ambiente, em que há "muito" Po-218 e "pouco" Po-214 (entre $z = 0$ e $z = 2$ metros). Há outras regiões em que a atividade do Po-214 excede tanto a atividade do Po-218 como também a do próprio Rn-222 (entre $z = 4$ e 5 metros).

Um outro aspecto interessante é o que se refere à depleção dos filhos do Rn-222 nas imediações da parede situada em $z = 5$ metros: A depleção se dá a uma distância tão pequena que ela não pode ser vista na figura 6-11. Esse fenômeno pode ser entendido desde que se compreenda que o deslocamento de átomos de filhos do Rn-222 da direita para a esquerda, devido à ventilação e presença de campos eletrostáticos, dificulta bastante a migração desses átomos para a parede situada em $z = 5$ metros. Desta forma, pouquíssimos desses átomos são capturados por essa parede; conseqüentemente, pouquíssimos átomos são retirados do ar, nessa região,

devido ao plate-out.

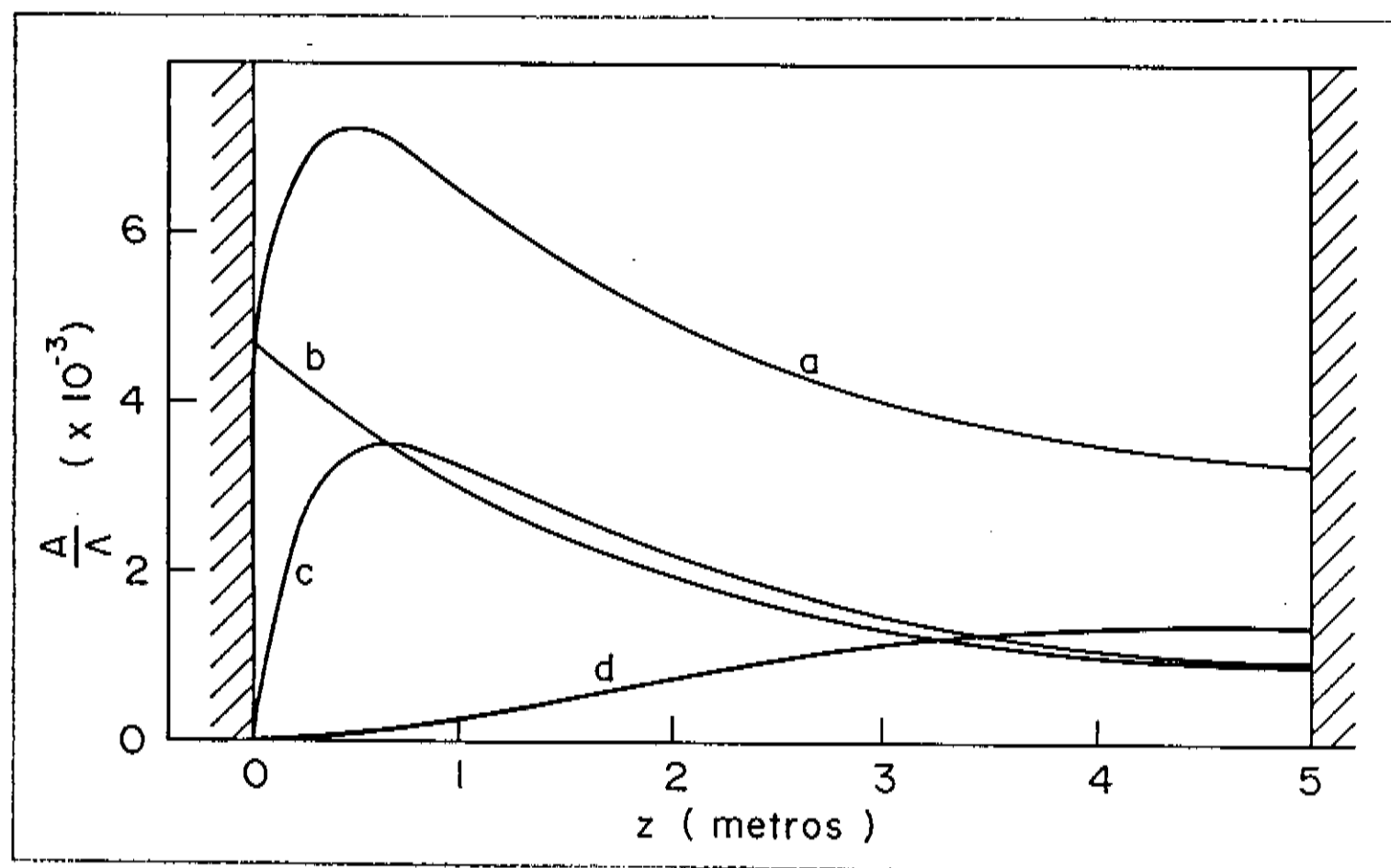


Figura 6-11: Um exemplo sobre uma possível distribuição espacial das atividades do Rn-222 e filhos num ambiente de convívio humano, calculada a partir das equações deste capítulo. Curva a): Atividade α total; b): A_0 ; c): A_1 ; d): A_2 .

Com base nesse resultado, pode-se afirmar, portanto, que a ventilação (e campos eletrostáticos) tanto pode AUMENTAR a DME, como também pode DIMINUI-LA. Tudo depende do SENTIDO do deslocamento imposto sobre os átomos dos filhos do Rn-222.

Uma distribuição espacial de atividade α semelhante à mostrada na figura 6-11 pôde ser observada num ambiente por nós estudado (ver figura 6-12). Esse ambiente - que permaneceu fechado durante a exposição de CRs-39 colocados em várias posições - possui apenas uma parede feita de tijolo e concreto, sendo que as demais paredes são divisórias de madeira. Sendo esse ambiente uma sala situada num porão, por trás da parede de concreto havia terra, enquanto que as paredes de

madeira apenas serviam para dividir o porão em outros ambientes. Nesse tipo de situação, espera-se uma taxa de emissão de Rn-222 acentuadamente anisotrópica, sendo praticamente nula nas paredes de madeira, condição essa que corresponde à equação 6.69, com B_0 e C_0 dados pelas equações 6.74 e 6.75 e, portanto, à figura 6-11.

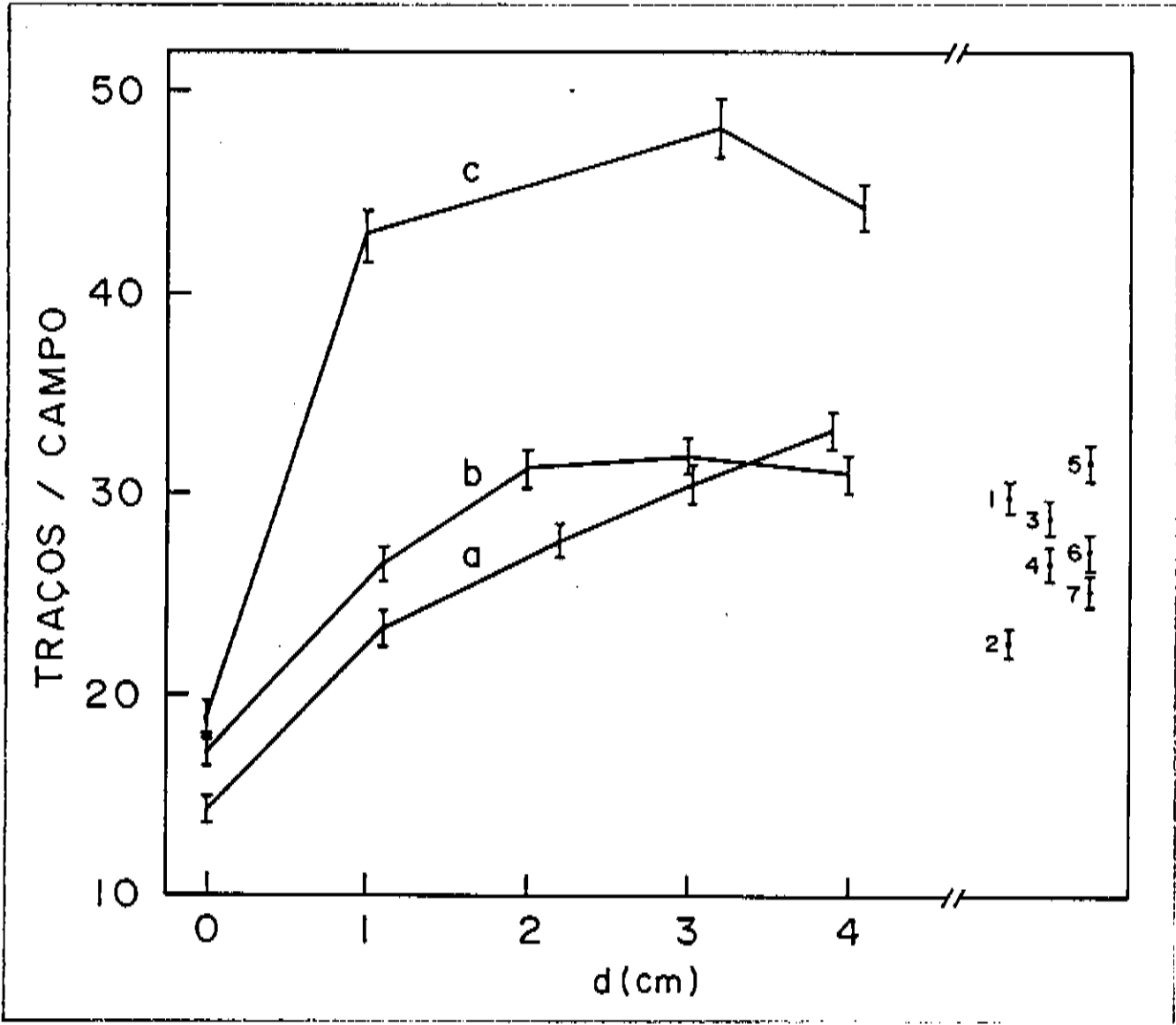


Figura 6-12: Densidade de traços observada em amostras de $(1,5 \times 1,5)$ cm² de CR-39 expostas em um ambiente, em função da distância (d) às paredes do ambiente. Os números e letras indicados nesta figura estão comentados no texto.

A figura 6-12 representa a densidade média de traços observada em amostras de CR-39 de $(1,5 \times 1,5)$ cm² situadas a várias distâncias (d) das paredes do ambiente. As curvas a e b representam os resultados obtidos em CRs-39 nas proximidades de uma das paredes de madeira, a duas distâncias (h) diferentes do chão: a: h = 0,5 metros; b: h = 2,5 m. Os resultados indicados com números (1 a 7), representam as

densidades de traços observados em CRs-39 colocados longe de qualquer objeto, a diferentes alturas:

- 1 → h = 2,0 m;
- 2 → h = 2,8 m;
- 3 → h = 0,5 m;
- 4 → h = 1,2 m;
- 5 → h = 0,5 m;
- 6 → h = 1,2 m;
- 7 → h = 2,8 m.

A curva c representa os resultados obtidos com CRs-39 colocados nas proximidades da parede de tijolo e concreto. Observa-se que a densidade de traços cresce até 3 cm e, a partir daí, decresce, até que, para d = 500 cm (resultado indicado pelo número 6), ela assume um valor comparável às densidades de traços apresentadas por detetores situados em outras partes do ambiente. Esse tipo de resultado se assemelha bastante ao perfil da curva a da figura 6-11 (que representa a atividade α total, ou seja, o que é efetivamente "visto" pelos detetores), com uma diferença básica: Na figura 6-11, o máximo da curva a se situa em d ~ 50 cm, enquanto que na figura 6-12, o máximo corresponde a d ~ 3 cm. Mas essa diferença pode ser facilmente compreendida considerando-se que, nos cálculos que resultaram na figura 6-11, considerou-se que os filhos do Rn-222 se difundem livremente ($D = 0,054 \text{ cm}^2/\text{seg}$), enquanto que nas condições reais deve haver uma influência dos aerossóis (pelo fato de que DME ~ 3 cm, como foi comentado anteriormente); e também, é claro, devido ao fato de que foi considerado, na figura 6-11, uma velocidade de deslocamento arbitrária dos átomos dos filhos do Rn-222 ($w = 0,1 \text{ cm/seg}$), a qual pode não corresponder à condição real.

Como um resumo de tudo o que foi dito até aqui, pode-se salientar que os cálculos realizados descrevem, de forma grosseira, os mecanismos de transporte aos quais os átomos de Rn-222 e filhos estão sujeitos, o que nos permite estudar e entender (embora de forma limitada), os fatores que influenciam a dose de radioatividade a que as pessoas estão sujeitas. As principais limitações desses cálculos são:

1) Em condições reais, a velocidade de deslocamento (u) dos filhos do Rn-222 devido à ventilação não deve ser homogênea no espaço, devido ao movimento rotacional das correntes de ar (figura 6-10b). Isso faz com que $u = u(x,y,z)$;

2) A distribuição de aerossóis no ar também não é homogênea (equação 6.48). Como o coeficiente de difusão dos átomos dos filhos do Rn-222 depende da concentração de aerossóis, D não deve ter o mesmo valor médio em todos os pontos do ambiente, ou seja: $D = D(x,y,z)$;

3) Como normalmente os aerossóis possuem tamanhos que variam por algumas ordens de grandeza, o coeficiente de difusão dos átomos dos filhos do Rn-222 normalmente tem uma larga distribuição de valores. Se u depende do tamanho dos aerossóis, deve-se esperar também uma larga distribuição de valores de u ;

4) A força eletrostática que atua sobre uma partícula (átomo ou aerosol) não é exatamente homogênea no interior de um ambiente real, ou seja: $F = F(x,y,z)$;

5) Em condições onde é significativa a troca do ar interno de um ambiente com o ar externo, as equações apresentadas não são válidas, pois, nesse caso, existe uma "taxa de saída" de átomos de Rn-222 e filhos que deve ser considerada [Po(78); Pa(84)].

CAPÍTULO 7

CÁLCULO DE DOSE

A monitoração de Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano torna possível apenas o conhecimento da atividade desses radionuclídeos que estão presentes no ar que respiramos. Isso torna possível o acompanhamento dos fenômenos concernentes aos átomos do Rn-222 e filhos SOMENTE até o instante em que eles penetram no organismo humano. Entre a inalação dos filhos do Rn-222 até a transferência de energia das partículas α a diversos pontos no interior do corpo humano, há um número mais ou menos grande de fenômenos (tais quais a difusão dos átomos e aerossóis nas vias respiratórias e processos de retenção e transferência de átomos por metabolismo), que não podem ser avaliados, é claro, pelas medidas das concentrações do Rn-222 e filhos no ar.

Isso quer dizer que, além da medida da radioatividade ambiental - levando-se em conta os fatores ambientais, conforme descrito no capítulo 6 -, é necessário o conhecimento da relação entre as concentrações dos filhos do Rn-222 presentes no ar e o risco de incidência de câncer. Somente a partir do conhecimento dessa relação é possível se saber se um certo índice de concentração de átomos dos filhos do Rn-222 num dado ambiente é prejudicial ou não à saúde da população. Essa relação pode ser obtida de duas maneiras:

1) PELA CORRELAÇÃO ESTATÍSTICA ENTRE CASOS DE INCIDÊNCIA DE CÂNCER E MEDIDAS DA ATIVIDADE DO Rn-222 E FILHOS. Conforme comentado no capítulo 1, existem poucos dados disponíveis com respeito a análises estatísticas sobre incidência de câncer devido à inalação de Rn-222 e filhos (somente são disponíveis dados com respeito a mineiros, mas que correspondem a concentrações de Rn-222 e filhos várias ordens de grandeza superiores às concentrações de Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano). A maior dificuldade para a obtenção de dados dessa espécie se baseia no

fato de que o câncer no aparelho respiratório não é provocado apenas pela inalação de filhos do Rn-222; a poluição química atmosférica e o hábito de fumar, segundo os especialistas, também são grandes causadores de câncer pulmonar. Como é muito difícil a distinção entre câncer provocado por agentes diferentes, tem-se que a obtenção de dados estatísticos com respeito à incidência de câncer devido à inalação de filhos do Rn-222 é uma tarefa bastante complicada.

2) CÁLCULO DA DOSE DE RADIOATIVIDADE. É um fato conhecido, dentro de física nuclear, que a periculosidade de uma certa exposição à radiação depende, a grosso modo, de dois fatores principais [La(75); Pro(79)]: A) da quantidade de energia transferida, pela radiação, por cada grama de tecido do organismo; B) da maior ou menor resistência que esse tecido apresenta a uma dada radiação (o que pode ser avaliado por meio do fator de qualidade - ver capítulo 1). Assim sendo, através do cálculo da energia transferida ao aparelho respiratório, é possível se saber se uma certa concentração de átomos dos filhos do Rn-222 é danosa ou não à saúde do público em geral.

A dose pode ser calculada se forem conhecidos, com relação ao radionuclídeo contaminante, sua atividade $C(t)$ - em μCi e onde t é o tempo contado a partir da contaminação - e sua energia média E_m - em MeV - da(s) partícula(s) emitida(s), e, além disso, a massa do tecido M - em gramas - que absorveu totalmente aquela energia. Nestas condições, a energia absorvida por segundo é [La(75)]:

$$= 5,9 \times 10^{-2} C(t) E_m / M \quad \text{erg/seg.g.} \quad 7.1$$

Uma unidade de dose (D), o rad, corresponde a 100 ergs/g. Assim, a dose absorvida, por unidade de tempo, por esse tecido será:

$$\dot{D} = \frac{5,9 \times 10^{-4} C(t) E_m}{M} \quad \text{rad/seg.} \quad 7.2$$

Levando em conta o fator de qualidade, Q , podemos substituir E_m por uma quantidade chamada de energia efetiva equivalente, ξ , que equivale a:

$$\xi = \sum_i E_i f_i F_i Q_i \quad 7.3$$

onde i é um índice para designar diferenças na radioatividade emitida por um certo elemento: Certos radionuclídeos emitem vários tipos i de radioatividade - beta e gama, por exemplo - com uma certa energia média E_i , ou mesmo partículas de um mesmo tipo de radiação mas com diversas energias. f_i representa a fração da radiação, cuja energia é E_i , que é emitida por um radionuclídeo, e F_i denota a fração média de energia emitida pelo i-ésimo modo QUE É RETIDA no órgão em questão (no caso da radioatividade β e γ , é possível que as partículas não percam toda a sua energia dentro do órgão; isso ocorre quando o alcance da radiação em questão é maior que as próprias dimensões do órgão).

Assim a dose equivalente, por unidade de tempo, dada em rem (rem é obtido quando se multiplica a dose em rad pelo fator de qualidade), é:

$$\dot{H} = \frac{51,1 C(t) \xi}{M} \quad \text{rem/dia} \quad 7.4$$

Nessa equação, $C(t)$ representa a atividade dos elementos radioativos no INTERIOR do órgão em questão. No caso do Rn-222 e filhos, $C(t)$ não representa, portanto, a atividade desses elementos no ar. Para se relacionar $C(t)$ com a atividade dos filhos do Rn-222 fora do organismo humano, deve-se fazer uma série de considerações, conforme foi mencionado no capítulo 1:

i) a dose de radioatividade no aparelho respiratório se deve à retenção dos átomos dos filhos do Rn-222 nas vias respiratórias (o Rn-222 em si não fica retido e, portanto, não "participa" da transferência de energia para os tecidos pulmonares); ii) $C(t)$, então, é uma função da fração de átomos que é retida: $R(t)$ - em função do tempo e iii) dado que uma certa quantidade de átomos de filhos do Rn-222 é retida, esses átomos devem se desintegrar no interior das vias respiratórias, de acordo com as leis de decaimento radioativo, ou seja: exponencialmente. Portanto:

$$C(t) = C_0 R(t) e^{-\lambda t} \quad 7.5$$

onde C_o é um valor que depende das concentrações dos filhos do Rn-222 presentes no ar. Assim:

$$H = \frac{51,1 C_o \xi R(t) e^{-\lambda t}}{M} \quad \text{rem/dia} \quad 7.6$$

Se quisermos avaliar a dose total recebida ao longo de um certo tempo t , temos:

$$H = \frac{51,1 C_o \xi}{M} \int_0^t R(t) e^{-\lambda t} dt \quad \text{rem} \quad 7.7$$

onde t é dado em dias.

A função retenção, $R(t)$, pode ser expressa como:

$$R(t) = q e^{-\lambda_b t} \quad 7.8$$

onde q é uma constante, chamada de fator de retenção, que expressa a fração dos átomos que penetram no aparelho respiratório que fica retida e a função $e^{-\lambda_b t}$ expressa a eliminação desses átomos pelo metabolismo orgânico (conforme discutido no capítulo 1). λ_b é chamada constante de decaimento biológico.

Assim sendo:

$$H = \frac{51,1 C_o \xi q}{M} \int_0^t e^{-\lambda_b t} dt \quad \text{rem} \quad 7.9$$

$$\text{onde } \lambda_e = \lambda + \lambda_b \text{ (em dias}^{-1}\text{)} \quad 7.10$$

A equação 7.9 é válida no caso em que uma quantidade fixa (C_o) de um certo radionuclídeo penetra no órgão em questão. No caso da inalação de átomos de filhos do Rn-222, há um processo contínuo de entrada de radionuclídeos no aparelho respiratório. Assim C_o deve ser substituído por uma TAXA DE ENTRADA (C_d) de elementos radioativos (em $\mu\text{Ci}/\text{dia}$).

C_d , por sua vez, pode ser dado por:

$$C_d = X B$$

7.11

onde: X = concentração de radionuclídeos presentes no ar (em $\mu\text{Ci/l.}$)

B = taxa de respiração (em litros/dia).

Assim:

$$\dot{H} = \frac{51,1 B q X \xi}{M \lambda_{\bullet}} (1 - e^{-\lambda_{\bullet} t}) \quad \text{rem/dia} \quad 7.12$$

Sabe-se [Ph(80)] que a eliminação dos átomos retidos no aparelho respiratório pelo metabolismo é um processo que ocorre ao longo de horas. Como a meia-vida física dos átomos dos filhos do Rn-222 é da ordem de minutos, segue-se que $\lambda \gg \lambda_b$, ou $\lambda_{\bullet} \approx \lambda$. Isso quer dizer que praticamente todos os átomos dos filhos do Rn-222 retidos no interior das vias respiratórias decaem antes de ser retirados pelo metabolismo orgânico.

Além disso, temos o fato de que a contaminação por Rn-222 e filhos é responsável por uma dose CRÔNICA, ou seja, uma dose que se faz sentir, em seus efeitos contra a saúde pública, ao longo de anos. Se, na equação 7.12, t é da ordem de anos, temos que $e^{-\lambda_{\bullet} t} \ll 1$, então:

$$\dot{H} = \frac{51,1 B q X \xi}{M \lambda} \quad \text{rem/dia} \quad 7.13$$

O valor médio de B , para a população em geral é estimada em cerca de 20.000 litros/dia [La(75); Pro(79)]. Assim sendo:

$$\dot{H} = \frac{(1 \times 10^6) q X \xi}{M \lambda} \quad \text{rem/dia} \quad 7.14$$

Como há vários filhos do Rn-222, a dose total absorvida pelo aparelho respiratório será:

$$\dot{H} = \sum_i \frac{(1 \times 10^6) q X_i \xi_i}{M \lambda_i} \quad \text{rem/dia} \quad 7.15$$

onde i se refere a cada um dos filhos do Rn-222.

Para o cálculo da energia efetiva equivalente, ξ_i , pode-se demonstrar que a contribuição das partículas β e γ é desprezível frente à contribuição das partículas α , uma vez que: i) o fator de qualidade referente às α é, pelo menos, dez vezes maior que o referente às β e γ ; e ii) a energia das partículas α emitidas pelos filhos do Rn-222 é maior que a das partículas β e γ . Assim sendo:

$$\xi_i = E_i Q \quad 7.16$$

onde E_i é a energia α potencial (definida no capítulo 1) e Q é o fator de qualidade.

Pode-se demonstrar também que, devido à sua meia-vida, a contribuição dos átomos de Po-214 para a dose é desprezível. Assim sendo:

$$\dot{H} = \frac{(1 \times 10^6) q Q}{M} \sum_{i=1}^3 \frac{X_i E_i}{\lambda_i} \quad \text{rem/dia} \quad 7.17$$

Sabendo-se que $E_1 = 13,69$ MeV e $E_2 = E_3 = 7,69$ MeV, temos que:

$$\dot{H} = \frac{(1 \times 10^6) q Q}{M} \left[(0,042) X_1 + (0,21) X_2 + (0,15) X_3 \right] \quad \text{rem/dia} \quad 7.18$$

com X_i dado em $\mu\text{Ci/l}$,
ou:

$$\dot{H} = \frac{(1 \times 10^6) q Q}{M} \left[(4,2 \times 10^{-8}) X_1 + (2,1 \times 10^{-7}) X_2 + (1,5 \times 10^{-7}) X_3 \right] \quad 7.19$$

com X_i dado em pCi/l .

Comparando-se essa expressão com a equação 1.1, pode-se demonstrar que $\dot{H}$ é PROPORCIONAL ao WL:

$$\dot{H} = \frac{40 \text{ q Q}}{M} \text{ WL} \quad \text{rem/dia} \quad 7.20$$

Se considerarmos que a energia das partículas α emitidas se distribue homogeneamente por toda a massa pulmonar, podemos considerar que $M = 540\text{g}$ [Ph(80)]. O valor "tradicional" de Q, conforme comentado no capítulo 1, é 10. q pode ser tomado, a grosso modo, como sendo 0,5 (ou seja, para uma avaliação grosseira da dose pode-se considerar que 50% dos átomos inalados são retidos no pulmão - o restante ficaria retido nas fossas nasais, traquéia e brônquios). Assim sendo, reescrevendo a equação 7.19 em rem/ano, temos:

$$\dot{H} = (0,14) X_1 + (0,7) X_2 + (0,5) X_3 \quad \text{rem/ano} \quad 7.21$$

onde X_i é dado em pCi/l.

Sabe-se que a atividade α média típica de cada filho do Rn-222 em ambientes de convívio humano é da ordem de 1 pCi/l (ver capítulo 1). Essa atividade corresponde a uma dose equivalente anual de:

$$\dot{H} = 1,3 \text{ rem/ano} \quad 7.22$$

Considerando-se que a dose máxima anual, recomendada para a população como um todo, é cerca de 0,17 rem/ano [La(75), tabela 9.7], temos que as concentrações típicas dos filhos do Rn-222 em ambientes de convívio humano são significativas, no que diz respeito à saúde pública. Esse fato pode ser mais grave do que expressa a equação 7.22, se considerarmos, conforme já mencionado, que o fator de qualidade relacionado à radiação α no tecido pulmonar pode ser tão grande quanto 20 ou 30 e também pelo fato de que a dose de radioatividade recebida pela traquéia e brônquios também pode ser significativa [Ph(80); Ja(72b)].

Na verdade, o cálculo que resultou na equação 7.21 é o modo mais grosseiro possível de se avaliar a dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório devido à inalação de filhos do Rn-222. As considerações feitas nesse cálculo suprimem vários fenômenos

importantes ao assunto em questão. Conforme vimos no capítulo anterior, a presença de aerossóis nos ambientes de convívio humano influencia significativamente a dose recebida pelo aparelho respiratório, pois a PENETRABILIDADE dos átomos dos filhos do Rn-222 nas vias respiratórias depende da mobilidade desses átomos. Assim, expressões simples como a que descreve o WL (equação 1.1) e a equação 7.21 (lembrar que a equação 7.21 é proporcional ao WL - equação 7.20) não podem avaliar corretamente os danos causados pela inalação dos filhos do Rn-222.

Cálculos mais precisos [Na(88), p.272; Al(64); Ta(66)], não consideram o aparelho respiratório como uma massa homogênea, tal qual foi feito na obtenção da equação 7.21, mas sim levam em conta a própria morfologia das vias respiratórias (diâmetro, comprimento, posicionamento e quantidade de vias). A penetrabilidade dos átomos dos filhos do Rn-222 nas vias respiratórias é avaliada com base na teoria de transporte e fluidodinâmica (equação de Gormley e Kennedy¹ [Al(64); Ha(67); Ch(56)] ou expressões semi-empíricas [Ja(72b); Ta(66)]). Além disso, é estimado também o alcance das partículas α nos tecidos que compõem todo o aparelho respiratório, com base na avaliação da densidade dos tecidos, que varia de ponto a ponto, no interior do pulmão e vias respiratórias. É levado em consideração, ainda, em alguns casos, o transporte de átomos pelas células ciliadas.

¹A fórmula de Gormley e Kennedy calcula a fração (f) de átomos (ou aerossóis) que se depositam ao longo do comprimento x de l tubo, em função do coeficiente de difusão (D), quando o fluxo de átomos ou aerossóis (Q, em cm³/seg.) se dá em regime laminar:

$$f = (4,07) h^{2/3} - (2,4) h - (0,446) h^{4/3} + \dots, \quad p/h < 0,0156$$

e:

$$f = 1 - (0,819) e^{-7,314 h} - (0,097) e^{-44,6 h} - (0,0325) e^{-114 h} + \dots, \\ p/h > 0,0156$$

onde $h = \pi \times D/2Q$.

Conforme vimos no capítulo 6, os filhos do Rn-222, tipicamente, se difundem através do ar dentro de uma ampla faixa de valores de D, sendo que, de ambiente para ambiente, pode haver variações significativas na distribuição de mobilidades desses átomos, o que tem influência direta sobre os sítios de deposição dos átomos dos filhos do Rn-222 no interior do aparelho respiratório. Os cálculos de dose mais precisos tentam levar em conta todos esses aspectos, o que, em geral faz com que a relação entre dose equivalente e atividade dos filhos do Rn-222 no ar assumam valores mais altos do que o valor relacionado à equação 7.21:

Pela equação 7.20, pode-se verificar que 1 WL corresponde a:

$$1 \text{ WL} \cong 1,4 \times 10^2 \text{ rem/ano} = 1,4 \times 10^2 \text{ mGy/ano}$$

Mas, como sabemos que $1 \text{ WL} \cong 41 \text{ WLM/ano}$ (equação 1.2), temos que:

$$1 \text{ WLM} \cong 3,3 \text{ mGy} \quad 7.23$$

De acordo com cálculos mais precisos [Na(88), p.272], a relação entre dose equivalente e atividade dos filhos do Rn-222 no ar se situa na faixa:

$$\begin{array}{ll} 2 \text{ a } 13 \text{ mGy/WLM} & \text{para a attached fraction} \\ \text{e } 100 \text{ a } 200 \text{ mGy/WLM} & \text{para a unattached fraction}^2 \end{array}$$

²A dose devido à unattached fraction é maior que a relativa à attached fraction devido, principalmente, ao fato de que os átomos "livres" dos filhos do Rn-222 tendem a se depositar nas partes superiores do aparelho respiratório: Devido à sua morfologia, a massa (ou volume) efetiva correspondente às partes superiores do aparelho respiratório é significativamente menor que a massa efetiva das partes inferiores do mesmo.

Isso significa que o risco de contração de câncer devido à inalação de filhos do Rn-222 pode ser significativamente maior do que prevê o cálculo que resultou na equação 7.21.

CAPÍTULO 8

ASPECTOS RELACIONADOS À DETECÇÃO DO RN-222

E FILHOS VIA SSNTDs, LEVANDO-SE EM CONTA
OS EFEITOS DO PLATE-OUT

Conforme visto no capítulo 6, a atividade do Rn-222 e filhos em ambientes de convívio humano pode ter uma forma bastante complicada, devido à grande influência que fatores ambientais, como a ventilação, têm sobre a distribuição desses átomos no ar.

Na literatura sobre o assunto, existem modelos que tentam descrever o comportamento dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar, a partir de parâmetros que podem ser medidos experimentalmente, de alguma forma. Dentre esses modelos, aquele que é "de longe" o mais utilizado é o chamado Modelo de Jacobi [Ja(88), p.161; Ja(72a)]. Nesse modelo, os diversos fenômenos que são importantes no interior de um ambiente (como a taxa de deposição dos filhos do Rn-222 nas superfícies internas do ambiente e a taxa de deposição de átomos livres sobre os aerossóis) são tratados de forma semelhante às leis de decaimento radioativo. Isso é feito definindo-se, para cada tipo diferente de fenômeno, uma meia-vida característica, a qual é definida por uma constante análoga à constante de decaimento radioativo (λ_i). Assim temos, por exemplo, um λ que designa a probabilidade de um átomo livre i se ligar a um aerossol (λ_a), ou λ_s que designam as probabilidades de átomos livres e ligados a aerossóis se depositarem sobre as paredes do ambiente (λ_d^f e λ_d^a , respectivamente) [Ja(72a)]. Assim, por exemplo, a quantidade N_i^f de um filho i do Rn-222 no ar, pertencente à unattached fraction, pode ser avaliada pela seguinte equação diferencial:

$$\frac{dN_i^f}{dt} = \lambda_{i-1} N_{i-1}^f - \lambda_i N_i^f - \lambda_a N_i^f - \lambda_d^f N_i^f \quad 8.1$$

Através de uma série de equações diferenciais, tais quais a equação 8.1, é possível se descrever os principais fenômenos ambientais que influenciam a atividade do Rn-222 e filhos presentes no ar, através da caracterização dos diversos λ_i^j (que variam de ambiente para ambiente).

Sendo assim, através do modelo de Jacobi é possível se fazer uma avaliação dos fenômenos ambientais com relação ao TEMPO, ou em outras palavras, o modelo de Jacobi é um modelo TEMPORAL. Nele não está incluída a avaliação da distribuição ESPACIAL dos átomos do Rn-222 e filhos. Fenômenos importantes, tais quais a depleção da atividade dos filhos do Rn-222, não são descritos por esse modelo.

A grande aceitação desse modelo, no entanto, a despeito de sua visão estritamente temporal, deve-se ao fato de que a grande maioria dos pesquisadores que o adotam utilizam na monitoração de Rn-222 e filhos a DETECÇÃO ATIVA (ver capítulo 2). Na medida em que a detecção ativa coleta uma grande quantidade de ar de um ambiente, na verdade o que se obtém é uma atividade MÉDIA sobre todos os pontos do ambiente (média no sentido de que a detecção ativa faz uma INTEGRAL espacial da atividade presente no interior do ambiente, dividida pelo volume do ambiente).

Esse aspecto da detecção ativa faz com que fenômenos como a depleção não sejam tão importantes, já que eles são mais críticos nas proximidades das paredes do ambiente; ou seja: a importância das variações na distribuição espacial dos átomos do Rn-222 e filhos é minimizada quando o que se obtém é uma média espacial ao longo de todo o volume do ambiente.

No entanto, quando a DETECÇÃO PASSIVA é utilizada, a distribuição espacial dos átomos do Rn-222 e filhos nunca pode ser desprezada, uma vez que a depleção da atividade dos filhos do Rn-222 é justamente mais crítica nas proximidades do detetor. Assim sendo, no caso da monitoração da atividade do Rn-222 e filhos pelo uso de SSNTDs, por exemplo, o modelo de Jacobi perde a sua eficiência. Desta forma, um modelo que leve em conta os fenômenos de difusão e transporte dos átomos do Rn-222 e filhos (capítulo 6) é muito mais bem-vindo, em termos de poder proporcionar uma melhor avaliação da atividade dos radionuclídeos com base em parâmetros mensuráveis com a técnica de detecção utilizada. Além disso, realce-se o fato de que um modelo ESPACIAL, baseado nas leis de difusão e transporte, permite, também, a avaliação de grandezas TEMPORAIS, como a taxa de deposição (Γ - equação 6.144), que é avaliada por meio de λ_d^f e λ_d^a , no modelo de Jacobi.

Com base no estudo da distribuição espacial dos átomos do Rn-222 e filhos, feito no capítulo 6, pode-se avaliar a influência do plate-out, sobre a detecção de partículas α por parte dos SSNTDs, levando-se em conta os diversos fatores ambientais, e, assim, tirar informações sobre a atividade α presente no ar e sobre fenômenos ambientais, por meio da análise dos traços apresentados pelos detetores.

INFLUÊNCIA DO PLATE-OUT SOBRE A DENSIDADE DE TRAÇOS
APRESENTADA POR SSNTDs:

O número de traços observados sobre a superfície de um SSNTD, após a sua exposição, tem uma certa relação de proporcionalidade com respeito às emissões de radioatividade α ocorridas em suas imediações.

Os traços registrados por um detetor plástico podem ser divididos em duas partes:

A) Os traços que se devem às emissões α provenientes de átomos de filhos do Rn-222 que estão depositados sobre a própria superfície do detetor;

B) Os traços que se devem às emissões α provenientes de átomos de Rn-222 e filhos que se encontram NO AR, dentro de um volume, situado nas imediações do detetor, que é delimitado pelo alcance das partículas α no ar.

O número de traços "tipo A" que são observados num detetor, após o período de exposição, depende basicamente da taxa de deposição dos átomos de filhos do Rn-222 sobre a superfície do detetor. A taxa de deposição, por sua vez, deve ser uma função de fatores ambientais, tais como ventilação e difusão, por exemplo, conforme vimos anteriormente.

O número de traços "tipo B", por sua vez, depende da distribuição espacial da atividade do Rn-222 e filhos no ar, que também é função das condições ambientais.

O desconhecimento da dependência entre o número de traços e a distribuição espacial do Rn-222 e filhos torna bastante complicada a

deteção da atividade daqueles elementos. Por exemplo: Se um detetor apresenta uma "grande" densidade de traços (traços/cm^2) sobre a sua superfície, isto não significa que exista uma "alta" atividade de filhos do Rn-222 presente no ar (o que resultaria numa "alta" dose de radioatividade). A "grande" densidade de traços eventualmente pode corresponder a uma "baixa" concentração de átomos de filhos do Rn-222 no ar. Isso é possível numa situação em que seja "grande" a mobilidade desses elementos no ar (o que pode ocorrer com uma "grande" taxa de ventilação). Nesse caso, os átomos dos filhos do Rn-222 devem ser retirados do ar com "grande" facilidade, o que faz com que seja "baixa" a quantidade desses radionuclídeos NO AR e, ao mesmo tempo, seja "alta" a deposição de filhos do Rn-222 sobre as paredes do ambiente e também sobre a superfície do detetor. Nesse caso, a "grande" densidade de traços observada sobre o detetor pode ser atribuída à taxa de deposição e não aos radionuclídeos presentes no ar.

Esse tipo de efeito torna a detecção passiva (tanto aquela que emprega plásticos como as que empregam, passivamente, outros detetores) um procedimento bastante delicado, a menos que se possa distinguir, de alguma forma, as emissões α correspondentes aos itens A e B acima descritos.

Mesmo nos casos em que essa distinção seja possível, a detecção de Rn-222 e filhos não é trivial, pois a determinação do número de traços, que corresponde ao item B, não torna possível o conhecimento da distribuição do Rn-222 e filhos presentes no ar. Uma forma de se obter dados sobre a distribuição espacial desses elementos consiste na instalação de detetores plásticos em vários pontos no interior do ambiente a ser estudado, como foi feito na obtenção da figura 6-1. No entanto, alguns cuidados têm que ser tomados porque a própria superfície do detetor causa uma depleção nas atividades dos filhos do Rn-222 em suas imediações (devido à deposição de filhos do Rn-222 sobre a superfície do detetor - o que chamamos de AUTOPLATE-OUT). Isso significa que a própria superfície do detetor "perturba" aquilo que se quer medir pelo emprego do detetor. Essa "perturbação" deve ser estudada com atenção, para que os resultados obtidos, através do uso desses tipos de detetores, não estejam sujeitos a erros grosseiros.

É importante se saber, por exemplo, se o plate-out aumenta ou diminui a densidade de traços apresentada por um detetor. Em

princípio, o fato de que SSNTDs colocados sobre as paredes de um ambiente detetam menos traços que aqueles situados longe de qualquer objeto (figuras 5-4 e 6-1), sugere que os detetores colocados nas proximidades de uma parede fazem uma SUBESTIMATIVA da atividade α real, já que a atividade α diminui nas proximidades de uma superfície qualquer, devido ao efeito do plate-out. Contudo, antes que se possa tirar qualquer conclusão, esse assunto deve ser tratado com um certo cuidado: Se o detetor for igualmente eficiente para o registro tanto dos traços "tipo A" quanto dos traços "tipo B", como o plástico CR-39 por exemplo, (ou se o detetor for mais eficiente para o registro de traços "tipo A"), a densidade de traços apresentada pelo detetor será maior que aquela que se obteria caso os efeitos do plate-out não fossem importantes. Isso deve ocorrer porque o plate-out faz com que átomos de filhos do Rn-222 sejam "retirados" do ar e "colocados" sobre a superfície do detetor, ou seja: os α emissores ficam, em média, mais próximos do detetor. Isso faz com que as partículas α (que são emitidas em todas as direções) tenham maior probabilidade de incidirem sobre o plástico, aumentando consequentemente a densidade de traços. Nesse caso, se os efeitos do plate-out não forem levados em conta, obter-se-á uma SUPERESTIMATIVA da atividade α presente no ar.

Caso contrário ocorre quando a eficiência para registro de traços "tipo A" é pequena em relação à eficiência para traços "tipo B" (como é o caso do detetor plástico conhecido por LR-115). Nesse caso, o detetor atua melhor na detecção da atividade presente no ar. Como o plate-out efetivamente "retira" átomos do ar, temos que a densidade de traços apresentada por esse tipo de detetor deve ser MENOR que aquela que ele apresentaria caso o plate-out não fosse importante. Nesse caso, se o plate-out não for considerado, obter-se-á uma SUBESTIMATIVA da atividade α presente no ar.

Quando detetores que são eficientes para o registro de traços tipo A (como o CR-39 - figura 6-1) são expostos a várias distâncias de uma parede, deve-se tomar alguns cuidados com respeito à relação entre a densidade de traços (ρ) e a atividade α presente no ar (A_{TOT}):

Conforme afirmado anteriormente:

$$\rho = \rho_A + \rho_B$$

8.2

onde ρ_A = densidade de traços tipo A
e ρ_B = densidade de traços tipo B.

É relativamente fácil compreender que, sendo ρ_B uma função de A_{TOT} [$\rho_B = \rho_B(A_{TOT})$], ρ_B deve diminuir conforme diminui a distância (d) do detetor à parede. No entanto, não é tão fácil compreender a relação entre ρ_A e d.

Efeito do plate-out sobre superfícies finitas:

Conforme afirmado anteriormente, quando detetores são expostos longe de quaisquer objetos, a própria superfície do detetor causa, em suas imediações, uma depleção de A_{TOT} . É intuitivo de se imaginar que quanto menor for a superfície do detetor, menor será a extensão da depleção por ele causada, uma vez que, quanto menor for sua área superficial, menor será a probabilidade de um átomo de filho do Rn-222 - dentro de seu movimento através do ar - vir a se chocar contra o próprio detetor e ficar depositado sobre a sua superfície. Assim sendo, a extensão da depleção de A_{TOT} causada pelo próprio detetor (cuja área superficial normalmente é de alguns cm^2), indicada pela letra a na figura 8-1, deve ser menor que a extensão da depleção causada por uma parede (indicada por b na mesma figura), o que quer dizer que a parede retira mais átomos de filhos do Rn-222 do ar do que o detetor.

Esse tipo de efeito sugere, à primeira vista, que ρ_A é menor no detetor II (figura 8.1) do que no detetor I:

$$\rho_{AII} < \rho_{AI}$$

8.3

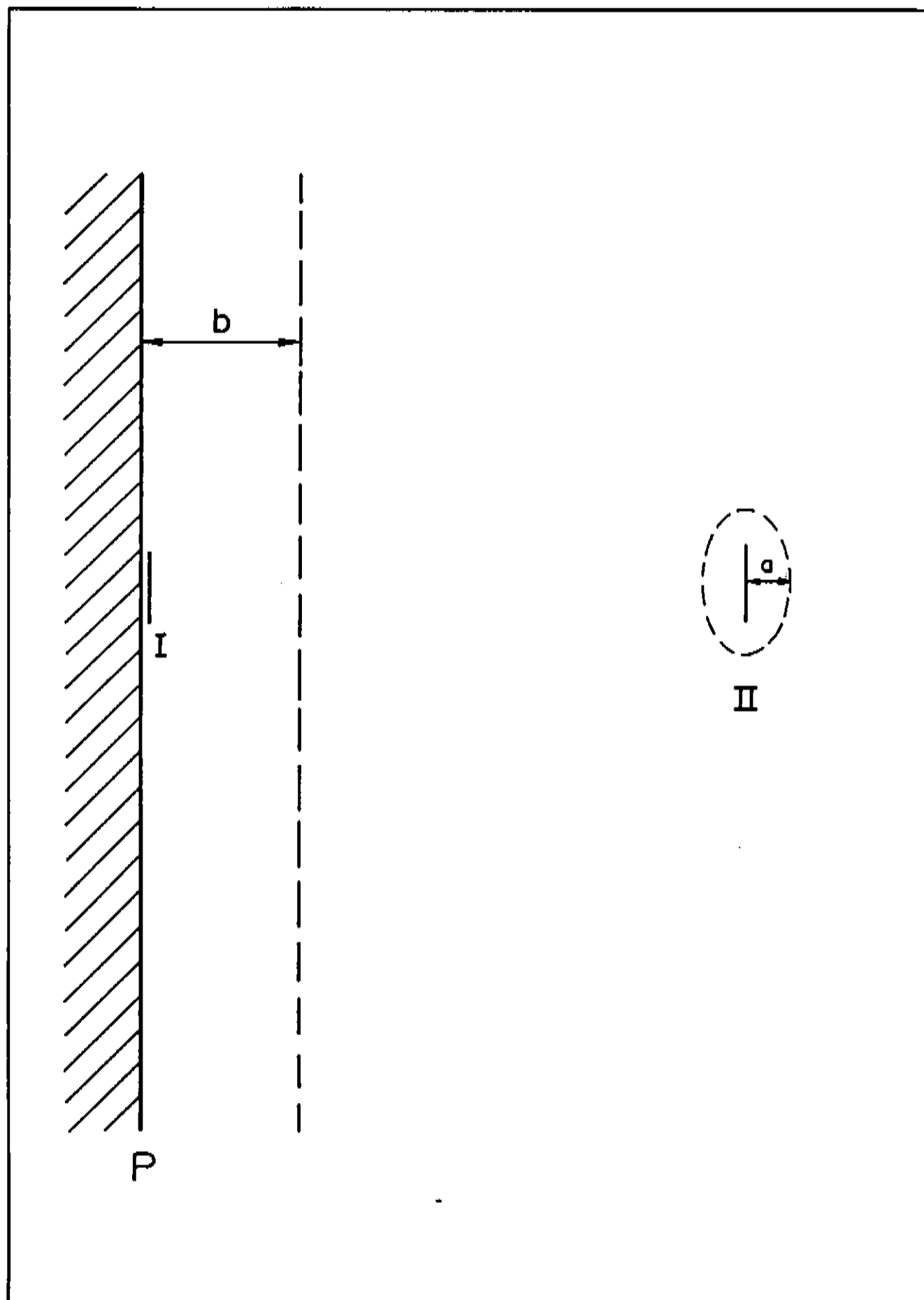


Figura 8-1: Representação da Distância Máxima Efetiva (DME) dos efeitos do plate-out nas imediações (a) de um detetor (superfície limitada) e nas imediações (b) de uma parede (superfície infinita).

Como anteriormente (p. 178) vimos que:

$$\rho_{BII} > \rho_{BI} \quad 8.4$$

para saber se ρ_I é maior ou menor que ρ_{II} (ou seja, se $\rho_I - \rho_{II}$ é maior ou menor que zero), deve-se saber se $(\rho_{AI} - \rho_{AII})$ é maior ou menor que $(\rho_{BI} - \rho_{BII})$.

Conforme mencionado anteriormente, o efeito do depósito dos filhos do Rn-222 na superfície de detetores, como o CR-39, faz com que a densidade de traços por ele apresentada (ρ) seja maior que aquela que se obteria caso o plate-out não fosse importante (ρ^*); ou seja:

$$\rho > \rho^*$$

$$\Rightarrow \rho_A + \rho_B > \rho_A^* + \rho_B^* \quad 8.5$$

Mas, numa condição em que o plate-out não é importante, o depósito de filhos do Rn-222 sobre a superfície do detetor deve ser negligenciável, ou seja $\rho_A^* = 0$. Então a equação 8.5 fica:

$$\rho_A + \rho_B > \rho_B^* \Rightarrow \rho_A > \rho_B^* - \rho_B \quad 8.6$$

Então:

$$\rho_{AI} > \rho_B^* - \rho_{BI} \quad 8.7$$

$$\rho_{AII} > \rho_B^* - \rho_{BII} \quad 8.8$$

Dessas duas últimas equações, temos necessariamente que:

$$|\rho_{AI} - \rho_{AII}| > |\rho_{BI} - \rho_{BII}| \quad 8.9$$

ou seja: a diferença de ρ_A sobrepuja a diferença de ρ_B .

Das equações 8.2, 8.3, 8.4 e 8.9, temos que:

$$\rho_I > \rho_{II} \quad 8.10$$

Essa equação sugere que, para detetores como o CR-39, a densidade de traços deve DIMINUIR conforme AUMENTA a distância do detetor à parede. No entanto, o que se observa é exatamente o contrário (figura 6-1): ρ aumenta com d . Assim sendo, nos deparamos com uma contradição entre os resultados experimentais e nossas considerações, que se basearam em suposições mais ou menos intuitivas.

Para elucidar esse aparente "paradoxo", podemos recorrer à própria teoria de difusão. Vamos tentar calcular tanto a depleção de A_{TOT} como o número de átomos de filhos do Rn-222 que se depositam numa superfície de tamanho arbitrário. Assim poderemos comparar os efeitos do plate-out sobre uma superfície "infinita" (uma parede) e sobre uma superfície finita (a própria superfície do detetor).

Para tornar possível a obtenção de uma solução analítica, vamos imaginar que os detetores tenham formato esférico (indicando-se o raio do detetor pela letra a). Vamos calcular A_1 utilizando a equação de difusão, para o Po-218, em coordenadas esféricas (supondo, é claro, que a ventilação e forças eletrostáticas não sejam fatores importantes):

$$\frac{D}{\lambda_1} \nabla^2 A_1(r, \theta, \varphi) + A_0 - A_1(r, \theta, \varphi) = 0 \quad 8.11$$

Se o detetor é perfeitamente esférico, temos simetria em θ e φ . Nessas condições, a solução da equação 8.11 será [Jac(75), cap.3]:

$$A_1(r) = A_0 + \sum_{j=0}^{\infty} \left[B_j r^j + C r^{-1} \right] e^{-\sqrt{\lambda_1/D} r} \quad 8.12$$

supondo que a distribuição de Rn-222 (A_0) seja homogênea.

Como condições de contorno, podemos impor que $A_1 = A_0$ para $r \rightarrow \infty$ e $A_1 = 0$, quando $r = a$ (ou seja, na superfície do detetor). Assim sendo, a equação 8.12 se reduz à seguinte expressão:

$$A_1(r) = A_0 \left\{ 1 - \frac{a}{r} e^{-\sqrt{\lambda_1/D} (r - a)} \right\} \quad 8.13$$

A equação 8.13 descreve, portanto, a atividade do Po-218, presente NO AR, nas imediações do detetor. Pode-se observar que, para $a \rightarrow \infty$, a equação 8.13 se reduz à equação 6.35, que descreve a atividade do Po-218 nas imediações de uma parede.

Através da equação 8.13, podemos definir a "extensão" da deplexão (DME) em função do tamanho a do detetor. Vamos definir como "extensão" da deplexão a distância $DME = r - a$, tal que:

$$\frac{A_1}{A_0} (DME) = 1 - e^{-3} \approx 95\% \quad 8.14$$

Para uma parede (equação 6.35), DME corresponde a:

$$3\sqrt{D/\lambda_1} \approx 11 \text{ centímetros}$$

para $D = 0,054\text{cm}^2/\text{seg}$.

Utilizando a equação 8.13, temos então que:

Para $a = 2\text{cm}$	$\rightarrow$	$DME \approx 6,1\text{cm}$
Para $a = 1\text{cm}$	$\rightarrow$	$DME \approx 4,7\text{cm}$
Para $a = 0,5\text{cm}$	$\rightarrow$	$DME \approx 3,5\text{cm}$

ou seja, conforme havíamos considerado, quanto menor for o tamanho do detetor, menor será a extensão da deplexão por ele causada. Na figura 8.2 estão representadas as deplexões produzidas por uma parede, por um detetor esférico com $a = 1\text{cm}$ e por outro com $a = 0,5\text{cm}$.

Agora vamos calcular a atividade devido aos átomos de Po-218 depositados por cm^2 sobre a superfície de um detetor com raio a . A atividade depositada por cm^2 , G_1 (que deve ser proporcional a ρ_A), deve ser igual à atividade TOTAL "retirada" do ar pelo plate-out, dividida pela área superficial do detetor ($4\pi a^2$). Assim sendo:

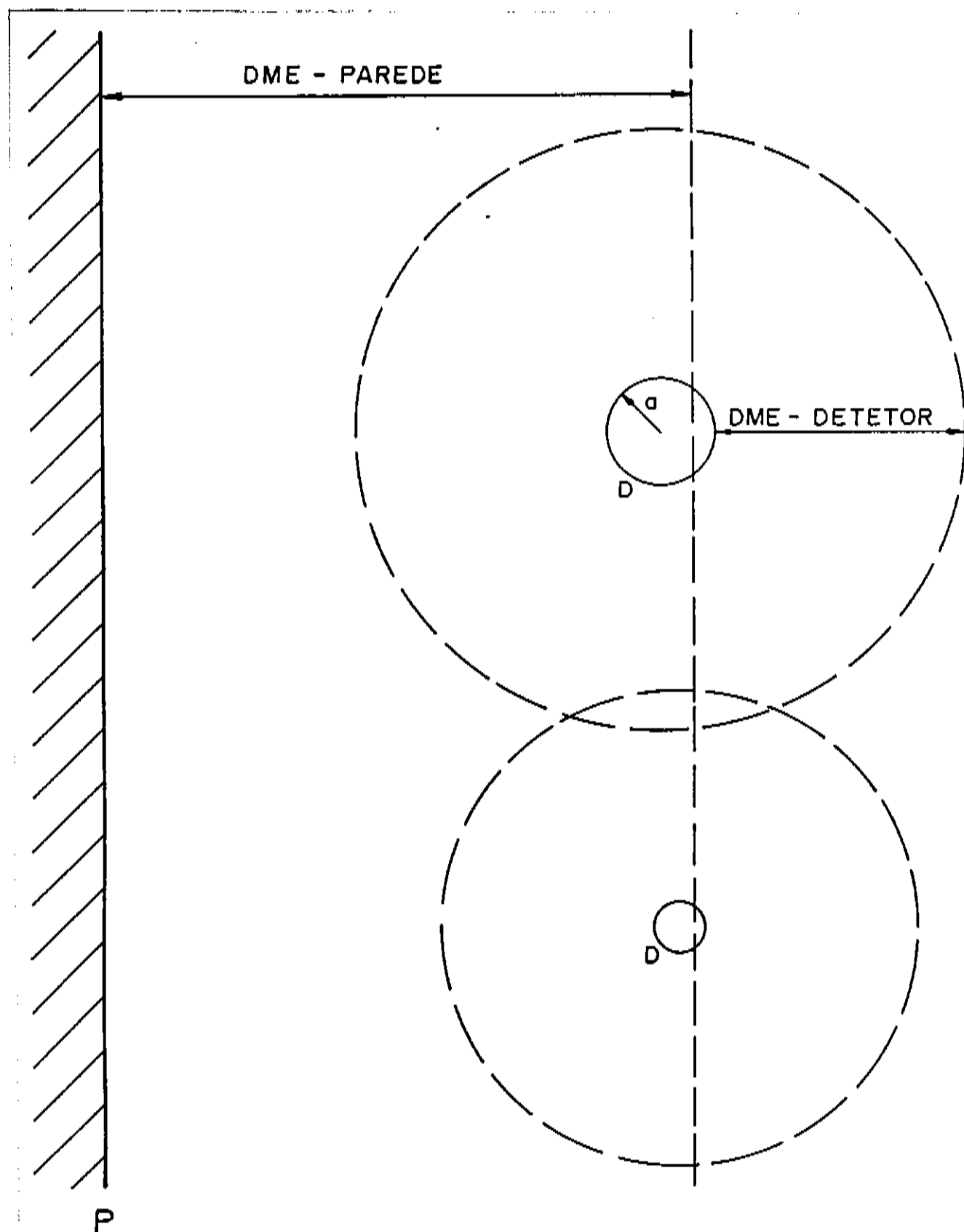


Figura 8-2: DME relativa a superfícies de diferentes tamanhos, com $D = 0,054 \text{ cm}^2/\text{seg}$. A DME relativa à parede (superfície infinita) é igual a 11 cm.

$$G_1(a) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_a^\infty (A_0 - A_1) r^2 \sin\theta \, dr \, d\theta \, d\varphi}{4\pi a^2} \quad 8.15$$

onde $r^2 \sin\theta \, dr \, d\theta \, d\varphi$ é o elemento de volume.

A solução de 8.15 é:

$$G_1(a) = A_0 \sqrt{D/\lambda_1} \left\{ 1 + \sqrt{D/\lambda_1} \frac{1}{a} \right\} \quad 8.16$$

Podemos observar, portanto, que $G_1(a)$ tem um componente que é inversamente proporcional a a , o que significa que o número de átomos de filhos do Rn-222 depositados por cm² sobre a superfície de um detetor é tanto MAIOR quanto MENOR for o tamanho do mesmo. Isso significa necessariamente que ρ_A é tanto MAIOR quanto menor for o tamanho do detetor. O número de átomos de Po-218 depositados sobre uma parede ($a \rightarrow \infty$) é igual a $A_0 \sqrt{D/\lambda_1}$, se somente o processo de difusão for relevante; valor esse que corresponde a um MÍNIMO. Assim sendo, podemos afirmar que uma superfície "infinita" (parede) causa uma depleção de MÁXIMA extensão (figura 8.2) enquanto que a atividade depositada POR UNIDADE DE ÁREA, sobre a sua própria superfície, corresponde a um MÍNIMO, o que é consequência do fato de que a própria extensão da depleção deflaciona a quantidade de átomos de Po-218 próximos da superfície do detetor, diminuindo, assim, as suas chances de serem ali depositados por cm² ¹.

Como consequência desse efeito:

$$\rho_{AII} > \rho_{AI} \quad 8.17$$

e então a expressão 8.3 não pode ser verdadeira.

¹Note, porém, que a quantidade TOTAL de atividade depositada sobre a superfície do detetor

$$\int (A_0 - A_1) \, dV = 4\pi A_0 \sqrt{D/\lambda_1} \left\{ a^2 + \sqrt{D/\lambda_1} a \right\} \quad 8.18$$

é tão maior quanto maior for o tamanho do detetor.

Esse efeito pode ser diretamente observado quando se expõe detetores de diversos tamanhos, situados longe de qualquer objeto. Na figura 8-3, é mostrada a densidade de traços observada sobre CRs-39 de vários tamanhos. As letras A, B e C representam CRs-39 cujas dimensões correspondem às dimensões com que eles são usados normalmente (da ordem de centímetros). Já as letras E, F e G representam amostras milimétricas de CR-39. Observa-se que a densidade de traços sobre os detetores E, F e G é significativamente maior (cerca de 15 vezes) que a densidade de traços sobre a região central do detetor de $(4 \times 4) \text{ cm}^2$ (que deve ser aproximadamente igual à densidade de traços que se obteria num CR-39 colocado sobre uma parede infinita); resultado este que reflete diretamente o fato expresso pela equação 8.16.

Das expressões 8.17 e 8.4, temos, portanto, que as duas componentes da densidade de traços apresentada por um detetor como o CR-39, ρ_A e ρ_B (equação 8.2), aumentam conforme aumenta a distância desse detetor a uma parede (conforme a figura 6-1).

Devido ao fato de que quanto menor é a área disponível para a ocorrência de plate-out, maior é o número de átomos depositados por cm^2 , uma outra inferência que pode ser feita a partir da equação 8.16 é que deve existir uma espécie de "efeito de borda" associado ao fenômeno do plate-out. Se imaginarmos uma superfície de tamanho finito, nas proximidades das bordas dessa superfície há, efetivamente, uma menor área disponível para o depósito de filhos do Rn-222. Isso significa que, de acordo com a equação 8.16, haverá mais átomos de filhos do Rn-222 depositados por cm^2 nas proximidades das bordas do detetor (comparando-se com a quantidade de átomos depositados por cm^2 na região central da superfície em questão). Esse efeito é diretamente notado quando o CR-39 é exposto a uma atmosfera de Rn-222 e filhos longe das paredes do ambiente (ver fig. 5-14).

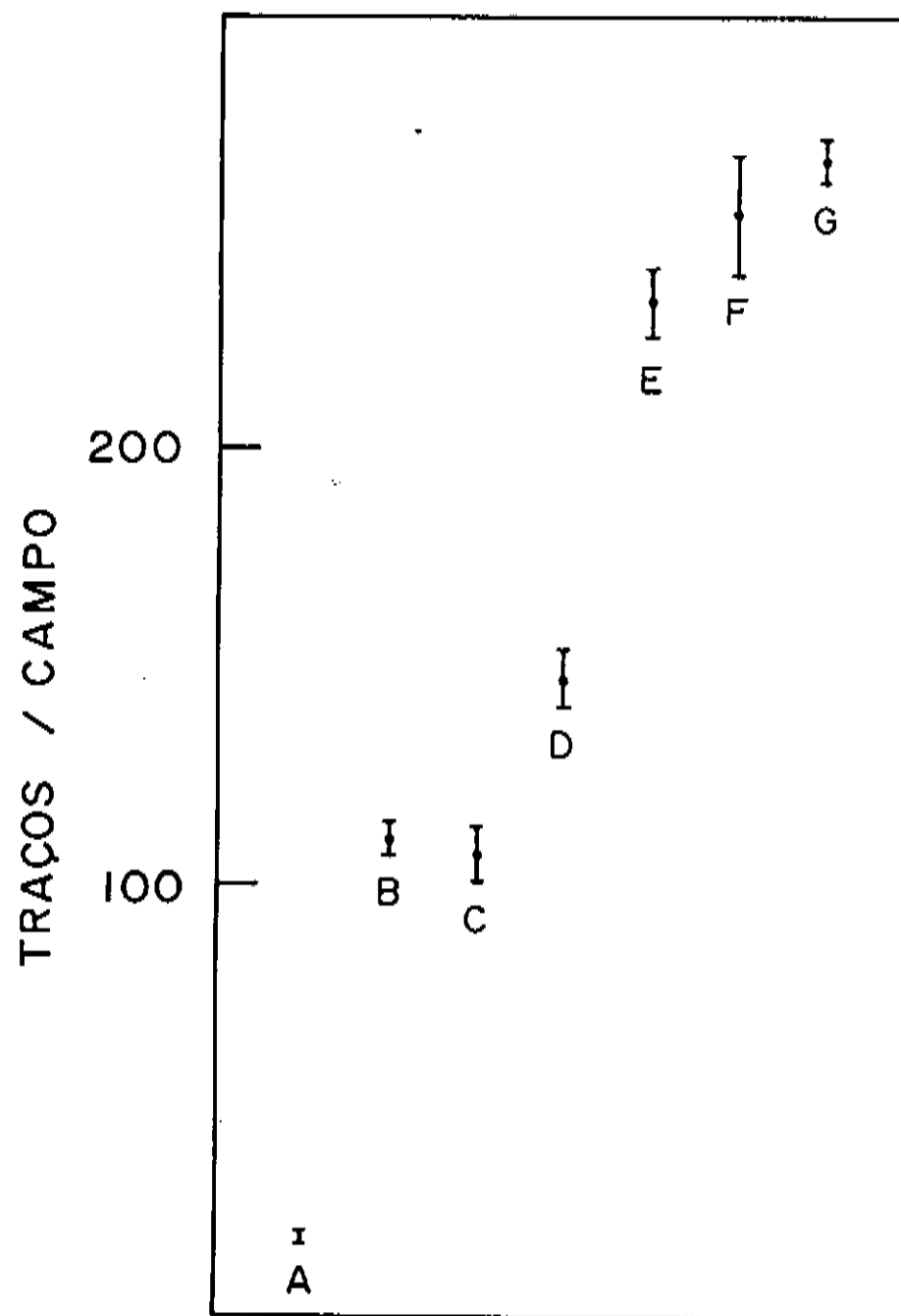


Figura 8-3: Densidade de traços observada sobre CRs-39 de vários tamanhos, situados longe de qualquer superfície material: A → densidade de traços na região central de um CR-39 de tamanho (4x4) cm²; B e C → vértices de CRs-39 de (1,5x1,5) cm²; D → (0,3x0,1) cm²; E, F e G → (0,1x0,1) cm².

É importante observar, neste ponto, que a conclusão de que G aumenta com a diminuição do tamanho de uma superfície qualquer somente foi possível de ser obtida levando-se em conta a distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222 (equação 8.13). Esse tipo de fenômeno não é considerado no modelo de Jacobi², o qual possui uma visão estritamente temporal da atividade relacionada ao Rn-222 e filhos, conforme já foi mencionado no início deste capítulo. Assim sendo, não é de se estranhar que alguns autores que adotam esse modelo cometam erros, em situações onde os efeitos da falta de homogeneidade na distribuição espacial dos filhos do Rn-222 devem ser levados em conta.

Não é raro se encontrar, na literatura, exemplos em que os efeitos do plate-out são ignorados, mesmo em condições em que eles são, de fato, importantes, como quando se utiliza detetores como o CR-39 [Is(85)]. As vezes, por exemplo, para se medir a taxa de deposição de átomos de filhos do Rn-222 sobre as paredes de um ambiente, são instalados no ambiente superfícies circulares de tamanho limitado fixadas em fios longe das paredes. Após um período de exposição, em que os filhos do Rn-222 se depositam sobre esses discos, os mesmos são levados até um sistema de detecção eletrônico [Ge(83)]. Considera-se, erroneamente, que a taxa de deposição sobre o disco é igual à que existe sobre as paredes do ambiente. Esse tipo de suposição sugere que os efeitos do plate-out não são bem conhecidos e que as medidas que foram publicadas, tanto da taxa de deposição quanto da própria atividade dos filhos do Rn-222 no ar podem estar sujeitas a erros sistemáticos.

²Não queremos de maneira alguma dizer que o modelo de Jacobi esteja ERRADO. O modelo de Jacobi é perfeitamente correto, mas como qualquer outro modelo, tem as suas limitações que devem ser respeitadas pelos pesquisadores da área para que erros sistemáticos não sejam cometidos.

Razão entre a atividade do Po-214 e a atividade
do Po-218 depositados sobre superfícies materiais:

Um outro aspecto importante com respeito ao plate-out diz respeito à relação entre as atividades dos filhos do Rn-222 depositados sobre superfícies materiais. Da mesma forma que G_1 (equação 8.16), pode-se obter G_9 (Po-214) sobre a superfície de uma esfera de raio a , através do cálculo de A_9 , utilizando-se a expressão:

$$\frac{D}{\lambda_i} \nabla^2 A_i(r, \theta, \varphi) + A_{i-1}(r, \theta, \varphi) - A_i(r, \theta, \varphi) = 0 \quad 8.19$$

o que resulta em:

$$A_9(r) = A_0 \left\{ 1 - \frac{\lambda_2 \lambda_9}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_9)} \frac{a}{r} e^{-\sqrt{\lambda_1/D} (r-a)} - \frac{\lambda_1 \lambda_9}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_9 - \lambda_2)} \frac{a}{r} e^{-\sqrt{\lambda_2/D} (r-a)} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_9)(\lambda_9 - \lambda_2)} \frac{a}{r} e^{-\sqrt{\lambda_9/D} (r-a)} \right\} \quad 8.20$$

G_9 pode ser calculado, substituindo A_1 por A_9 na equação 8.15:

$$G_9 = A_0 \left\{ \frac{\lambda_2 \lambda_9}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_9)} \sqrt{\frac{D}{\lambda_1}} \left[1 + \sqrt{\frac{D}{\lambda_1}} \frac{1}{a} \right] + \frac{\lambda_1 \lambda_9}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_9 - \lambda_2)} \sqrt{\frac{D}{\lambda_2}} \left[1 + \sqrt{\frac{D}{\lambda_2}} \frac{1}{a} \right] - \right.$$

$$- \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_3 - \lambda_2)} \sqrt{\frac{D}{\lambda_3}} \left[1 + \sqrt{\frac{D}{\lambda_3}} \frac{1}{a} \right] \Bigg\} \quad 8.21$$

Com base nas equações 8.16 e 8.21, podemos calcular diretamente G_3/G_1 . Nos gráficos 8-4 e 8-5 é representado G_3/G_1 em função de a (em escala logarítmica), para dois valores do coeficiente de difusão: $0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}$ (o valor máximo) e $1 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{seg.}$ (o valor mínimo).

Observa-se, claramente, que G_3/G_1 é sempre maior do que 1, indicando um desequilíbrio significativo das atividades dos filhos do Rn-222 (em favor do Po-214). De um modo geral, esse desequilíbrio aumenta conforme diminui a , contudo os valores máximo e mínimo de G_3/G_1 parecem independender de D , o que pode ser constatado pelas equações 8.16 e 8.21, pois:

Quando $a \rightarrow \infty$: (caso de uma superfície plana infinita)

$$\frac{G_3}{G_1} = \left\{ \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} + \frac{\lambda_1 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_3 - \lambda_2)} \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_3}} \right\} \quad 8.22$$

$\simeq 4,3.$

Quando $a \rightarrow 0$:

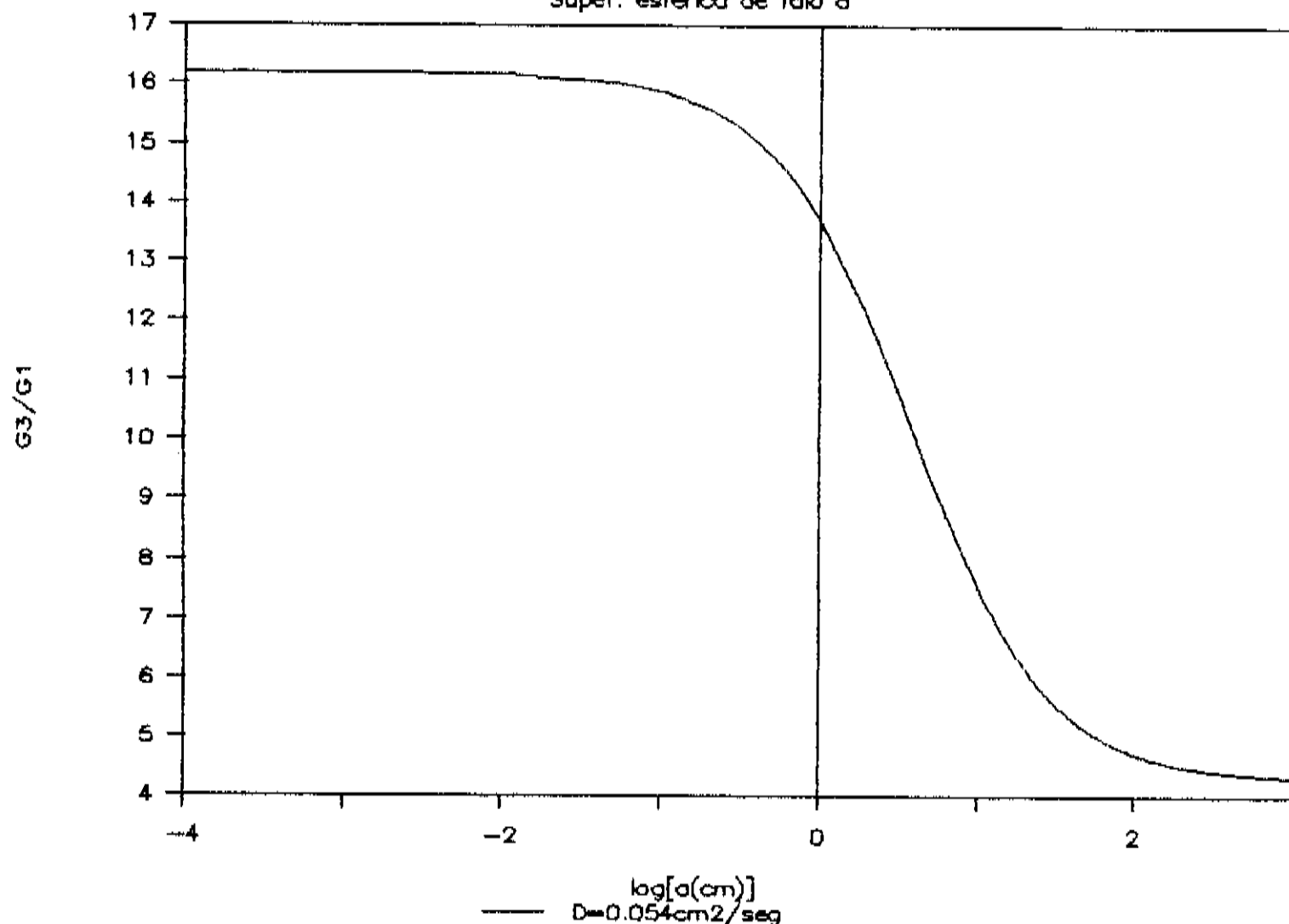
$$\frac{G_3}{G_1} = \left\{ \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} + \frac{\lambda_1 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_3 - \lambda_2)} \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \right\} \quad 8.23$$

$\simeq 16,2.$

Assim, para superfícies tão grandes quanto uma parede, $G_3/G_1 \simeq 4,3$, o que indica que cerca de 81% da atividade α depositada deve-se ao Po-214. Para superfícies muito pequenas, o Po-214 representa cerca de 94% da atividade α depositada.

Razao G3/G1

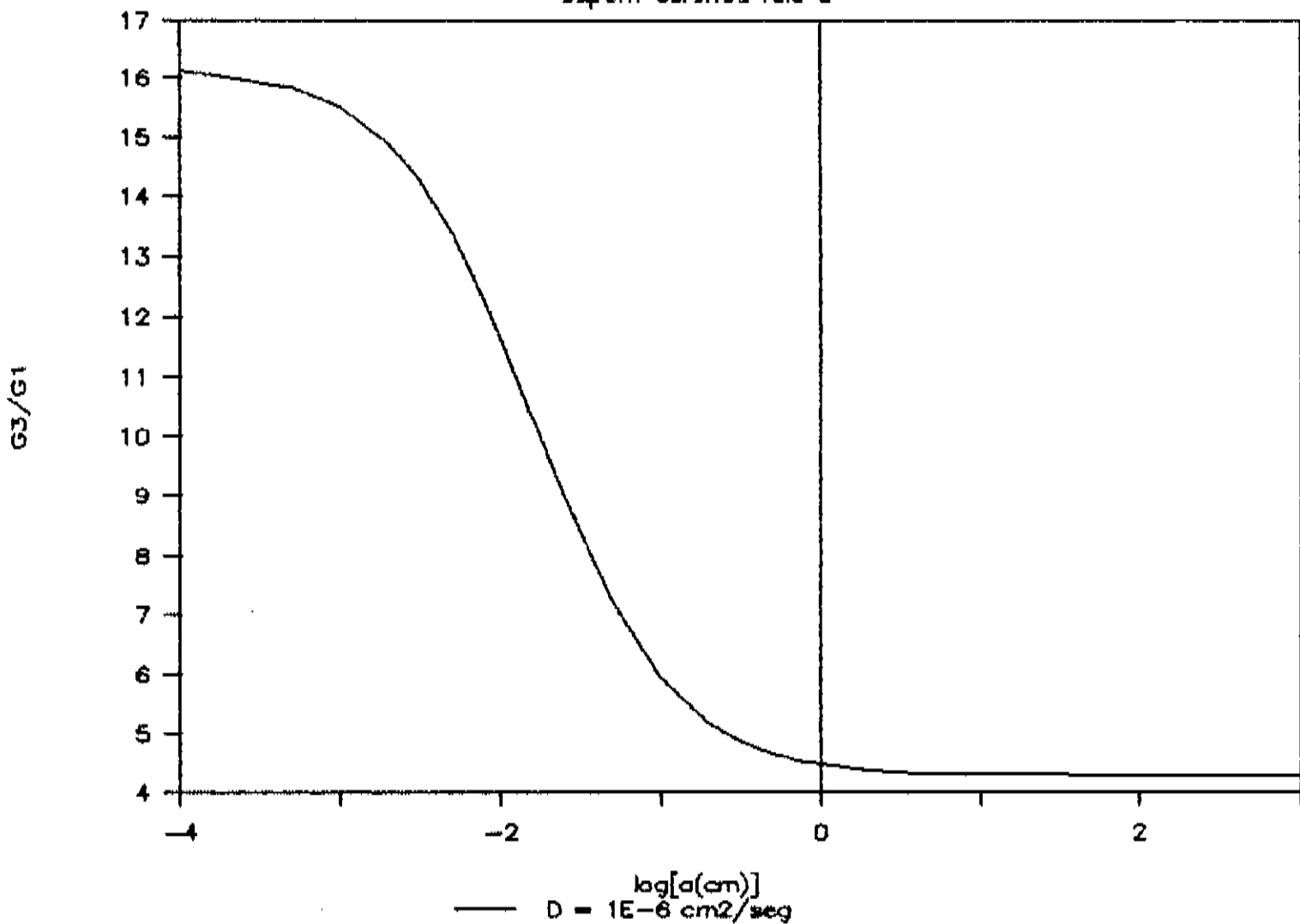
Super. esferica de raio a



Figuras 8-4 (nesta página), 8-5 e 8-6 (página 192) e 8-7 (página 193): Razão entre a atividade α do Po-214 e do Po-218, depositados sobre superfícies esféricas de raio a , na ausência de ventilação e forças eletrostáticas.

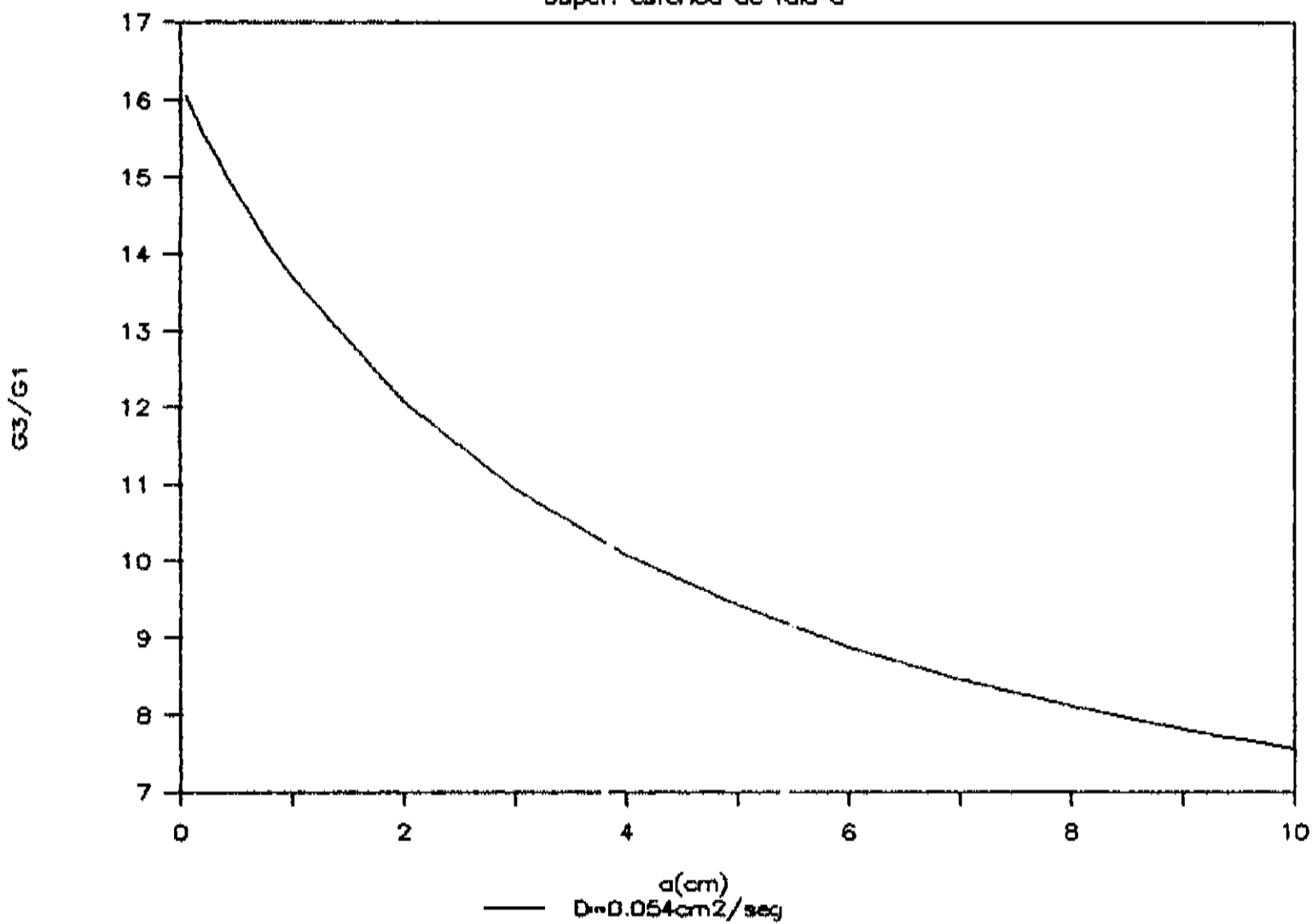
G3/G1

Superf. esferica raio a



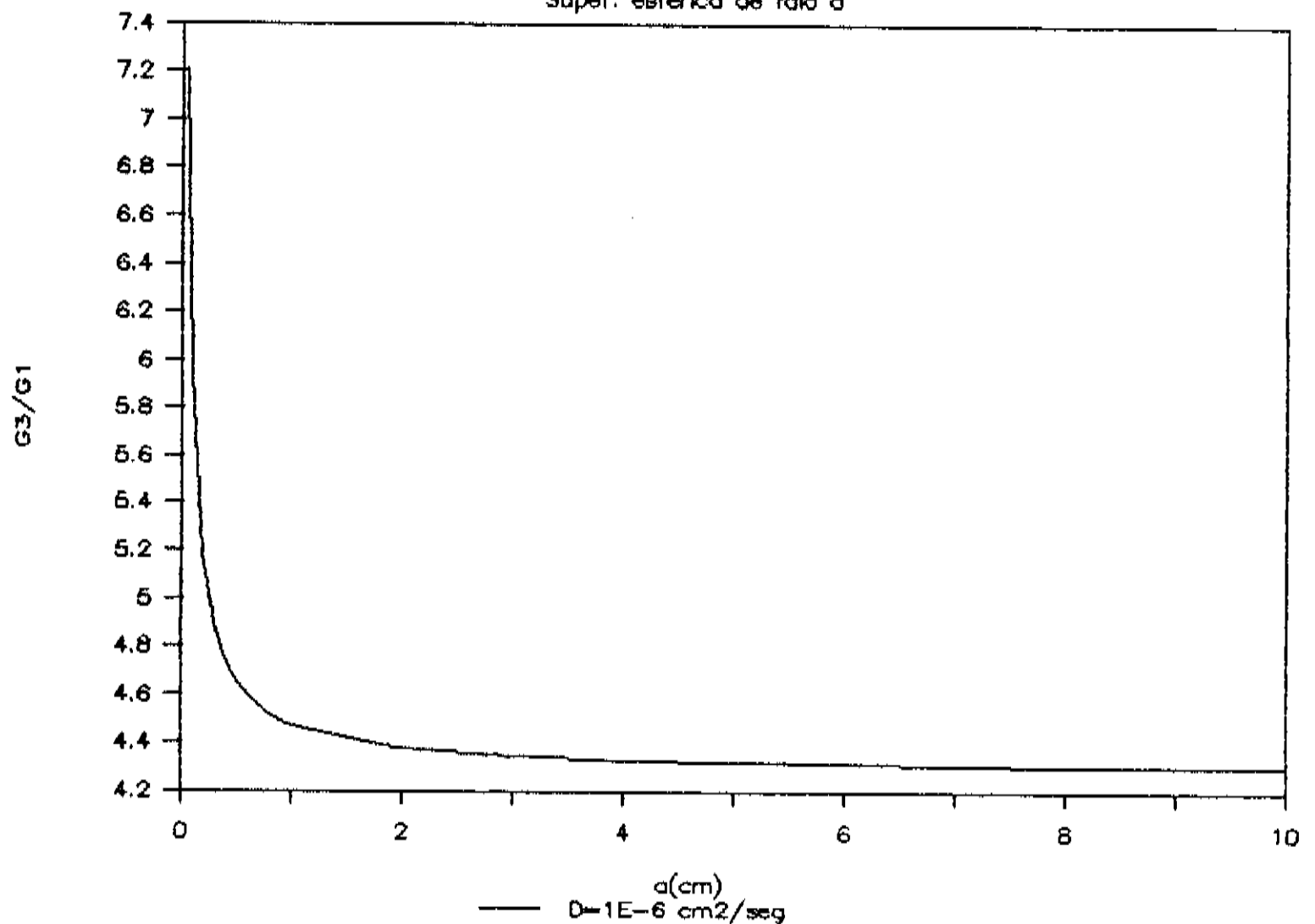
Razao G3/G1

Super. esferica de raio a



Razao G_3/G_1

Super. esferica de raio a



A única diferença significativa entre os gráficos 8-4 e 8-5 é o tamanho a correspondente à transição entre os valores 16,2 e 4,3. Nos gráficos 8-6 e 8-7 é mostrado G_3/G_1 para superfícies com tamanho da ordem de centímetros. Observa-se que, para $D = 0,054 \text{ cm}^2/\text{seg.}$, existe uma variação significativa de G_3/G_1 contra a , mas para $D = 1 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{seg.}$, G_3/G_1 somente varia para valores de a da ordem de milímetros.

Evidentemente, os valores numéricos obtidos com esses cálculos não podem ser tidos como rigorosamente exatos pois, conforme visto no capítulo 6, eles são bastante limitados. Não se considerou,

nesses cálculos, influência da ventilação, forças eletrostáticas e, o que talvez seja mais crítico nesse caso, que a própria depleção dos aerossóis, nas imediações da superfície considerada, faz com que o coeficiente de difusão médio dos filhos do Rn-222 dependa das coordenadas do espaço ($D = D(x,y,z)$), fato este que pode ter influência importante sobre o valor numérico de G_3/G_1 . Apesar disso, o fato de que $G_3 > G_1$ deve ser aceito como uma condição que normalmente deve ser esperada, no que diz respeito aos átomos dos filhos do Rn-222 depositados em quaisquer superfícies materiais. No capítulo 11, veremos que $G_3 > G_1$ pode ser comprovado experimentalmente.

O desequilíbrio entre as atividades dos filhos do Rn-222 é uma consequência direta da DME relativa a cada radionuclídeo. De acordo com a figura 6-5, a DME relativa ao Po-214 é significativamente maior que a relativa ao Po-218. Isso implica que o volume efetivo de onde os átomos são retirados do ar (ou a extensão da depleção) é maior para o Po-214.

Como a DME do Po-214 é sempre maior que a DME do Po-218, quaisquer que sejam as condições ambientais, deve-se esperar que, mesmo com a ação de forças eletrostáticas ou ventilação, $G_3/G_1 > 1$. Esse fato pode ser descrito por meio das equações obtidas no capítulo 6. Num caso, por exemplo, em que a ventilação é o fenômeno predominante, pode-se demonstrar (através das equações 6.61 e 6.145), no caso de uma parede infinita, que:

$$G_1 = \frac{w}{\lambda_1} A_0 \quad 8.24$$

e:

$$G_3 = A_0 \left\{ \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} \frac{w}{\lambda_1} + \frac{\lambda_1 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} \frac{w}{\lambda_2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_3 - \lambda_2)} \frac{w}{\lambda_3} \right\} \quad 8.25$$

Portanto:

$$\frac{G_3}{G_1} = \left\{ \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} + \frac{\lambda_1 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_3 - \lambda_2)} \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \right\} \quad 8.26$$

$$\approx 16,2.$$

válido para qualquer que seja w .

Esse valor (16,2) corresponde ao valor máximo de G_9/G_1 , no caso em que a difusão é o fator mais importante. O fato de que G_9/G_1 , no caso da difusão, pode assumir valores menores que 16,2, indica que a ventilação⁹ favorece mais o desequilíbrio dos filhos do Rn-222 depositados sobre superfícies materiais do que a difusão.

⁹e, conseqüentemente, também as forças eletrostáticas.

Relação entre atividade α
e densidade de traços:

Os efeitos estudados neste capítulo denotam uma forte influência do plate-out sobre a densidade de traços apresentada pelos SSNTDs, especialmente quando são utilizados detetores tão eficientes quanto o CR-39.

Como o plate-out ocorre em qualquer que seja a superfície material, não existe maneira de se evitar a sua influência. Em princípio, poder-se-ia imaginar que poderíamos minimizar os efeitos do plate-out expondo-se SSNTDs longe de qualquer objeto. No entanto, conforme visto nesse capítulo (figura 8-3), isso só serve para acentuar a influência do plate-out.

Poder-se-ia também optar (como fazem muitos pesquisadores) pelo uso de detetores plásticos menos eficientes, como o LR-115 por exemplo (ver figura 5-5). No entanto, a utilização de detetores como o LR-115 não garante que as medidas estejam isentas de efeitos significativos devido ao plate-out. Dependendo das condições ambientais, conforme visto no capítulo 6, a DME pode se estender a uma distância do detetor que é grande em relação à camada de ar onde as emissões α ocorridas são incapazes de produzir traços observáveis no LR-115 (ver comentários com respeito a figura 5-5). Nesse caso, os efeitos do plate-out serão importantes mesmo quando a medida é realizada com detetores semelhantes ao LR-115.

Mesmo nos casos em que a DME é tão pequena quanto 2 cm, não significa que a densidade de traços observada numa amostra de LR-115 seja capaz de reproduzir a atividade α presente no ar. Pode haver uma situação em que DME = 2 cm reflita as condições relativas a apenas uma parte dos átomos dos filhos do Rn-222. Podemos imaginar, por exemplo, uma condição em que a attached fraction tenha uma mobilidade tal que DME $\approx$ 2 cm. Podemos imaginar também que, nessa mesma condição a unattached fraction se constitui numa componente importante dentro da atividade α

total presente no ar. Nas imediações de uma amostra de LR-115, a unattached fraction, nesse caso, deve ser bem mais deplecionada do que a attached fraction. Assim sendo, A GROSSO MODO, podemos imaginar que os traços apresentados por um LR-115 se devem predominantemente às emissões ocorridas no ar devido APENAS à attached fraction, uma vez que poderíamos considerar, a grosso modo novamente, que os átomos que compõem a unattached fraction foram, em sua grande maioria, deslocados do volume de ar onde as emissões α produzem traços no LR-115, para a própria superfície do detetor, onde a atividade α não é capaz de produzir traços. Nesse caso, o LR-115 deteta predominantemente a attached fraction e, conseqüentemente, ele não é capaz de "ver" a atividade α total presente no ar (attached + unattached fraction).

Apesar desses aspectos, o fato de que o CR-39 é mais sensível aos efeitos do plate-out tem feito com que alguns autores se mostrem pessimistas quanto ao uso desse plástico como um detetor de Rn-222 e filhos [Do(84)]. O que é constatado por alguns pesquisadores da área é que a REPRODUZIBILIDADE dos resultados obtidos por meio da utilização do CR-39 é bem menor que a reproduzibilidade relacionada ao LR-115 [Do(84)].

Por tudo o que já se comentou até aqui, na verdade, A FALTA DE REPRODUZIBILIDADE DOS RESULTADOS RELACIONADOS AO CR-39 SE DEVE À PRÓPRIA VARIACÃO DAS CONDIÇÕES AMBIENTAIS, AS QUAIS - TANTO DEVIDO ÀS VARIACÕES ESPACIAIS DA ATIVIDADE α (figura 6-12), QUANTO ÀS VARIACÕES TEMPORAIS (figura 5-18) - INFLUENCIAM, DE FORMA BASTANTE ACENTUADA, A DENSIDADE DE TRAÇOS APRESENTADA PELO CR-39.

Diante dessas dificuldades, a questão que se apresenta é: De que maneira podemos tirar informações sobre a atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar através da análise da densidade de traços apresentada pelos detetores plásticos? Ou então: Qual a relação entre a densidade de traços e a atividade α dos filhos do Rn-222?

Essa questão, na verdade, é a própria questão da eficiência dos plásticos para a detecção de Rn-222 e filhos.

O problema da influência do plate-out é justamente a sua falta de reproduzibilidade: A distribuição espacial dos filhos do Rn-222, conforme visto no capítulo 6, pode variar muito de ambiente para ambiente. Assim sendo, em princípio, a distribuição espacial dos filhos do Rn-222 é desconhecida. Se o efeito do plate-out fosse sempre o mesmo,

quaisquer que fossem as condições ambientais, bastaria calibrar os detetores expondo-os a uma atmosfera de Rn-222 e filhos cuja atividade fosse conhecida. Esse fator de calibração (χ - ver capítulo 4) poderia ser utilizado sempre da mesma maneira (equação 4-4), quando a monitoração ambiental fosse feita com detetores plásticos.

Com a consideração dos efeitos do plate-out, a definição de um fator de calibração único (equação 4-4) perde o sentido. Deparamo-nos então com o mesmo problema: Qual a relação entre ρ e A?

Na verdade, conforme veremos nos próximos capítulos, existe uma maneira de reavaliar quantitativamente, com a utilização do CR-39, os efeitos do plate-out, quaisquer que sejam as condições ambientais.

CAPÍTULO 9

O CR-39 COMO UM DETETOR ABSOLUTO

Como vimos no capítulo anterior, a questão fundamental para a medição da atividade do Rn-222 e filhos, tendo em vista os efeitos do plate-out, é a questão da relação entre a densidade de traços (ρ) apresentada por um plástico e a atividade α , A, presente no ar ou depositada sobre alguma superfície (G).

A relação entre ρ e A, além da parte correspondente à eficiência intrínseca do detetor utilizado (equação 4.3), é uma relação de caráter GEOMÉTRICO, que pode ser avaliada pela seguinte relação:

$$\rho = \int_V A \, t \, P_{\alpha} \, \epsilon \, dV \quad 9.1$$

onde t é o tempo de exposição, ϵ é a eficiência intrínseca do detetor (definida por 4.3) e P_{α} é a probabilidade que uma partícula α , emitida em um determinado ponto do espaço, tem de chegar até a superfície do detetor. V é o volume efetivo onde existe alguma possibilidade de que uma partícula α ali emitida venha a atingir o detetor.

P_{α} depende das coordenadas do espaço, pois a probabilidade de uma partícula α chegar ao detetor depende da posição relativa entre o ponto em que ela é emitida e a posição onde o detetor se situa.

A relação entre A e ρ , expressa pela equação 9.1, pode ser visualizada, geometricamente, através da figura 9-0.

A quantidade $A \, t \, P_{\alpha}$ representa o número de partículas α , emitidas em dV , que chegam até uma superfície unitária do detetor (S). Para saber a quantidade total de partículas α que chegam, por cm^2 , em S, deve-se integrar $A \, P_{\alpha}$ em todo o volume V, onde emissões α podem produzir traços no detetor.

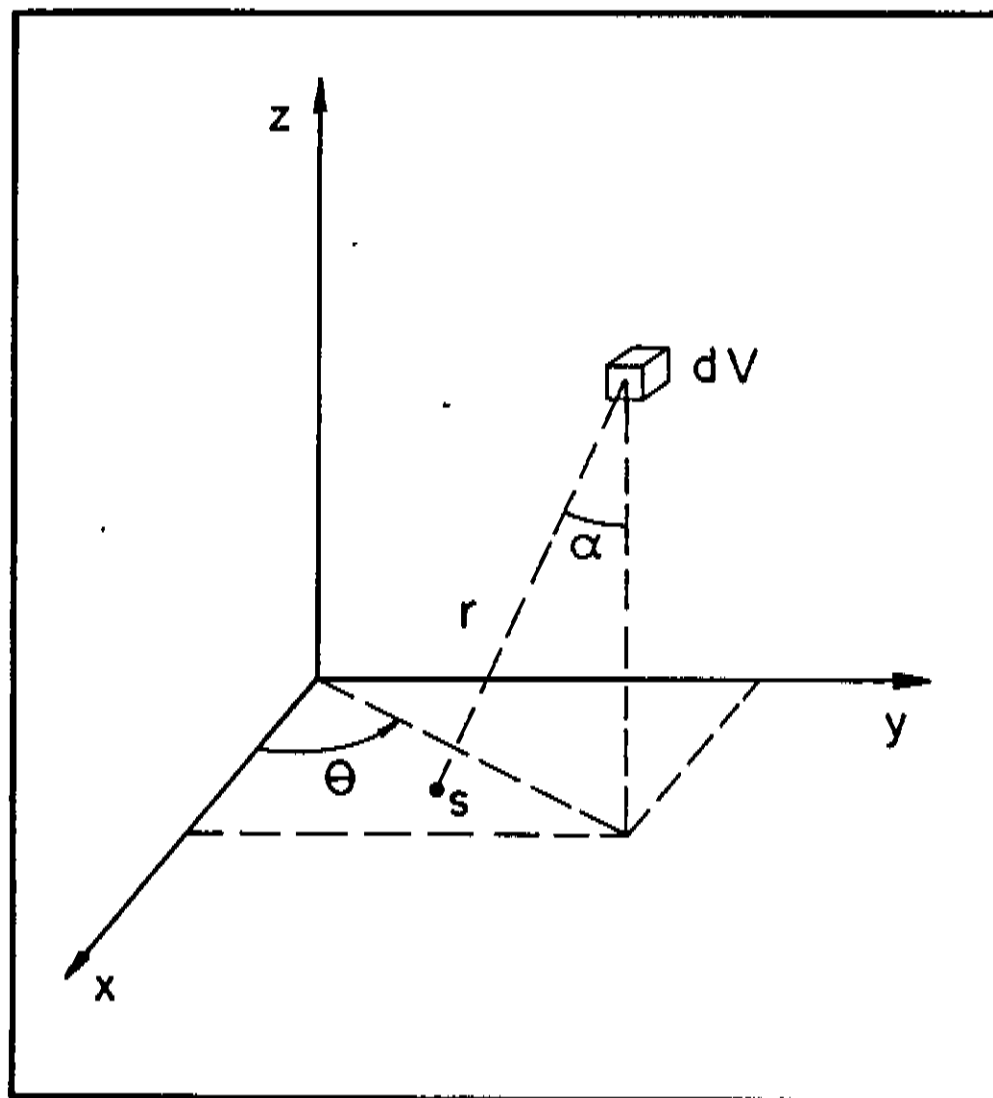


Figura 9-0: Representação da geometria relativa à emissão de uma partícula α , originada de um volume dV , a um certo ângulo zenital α , e que atinge um elemento de área S , situado na superfície de um detector, após percorrer uma distância r através do ar.

P_{α} pode ser calculado sabendo-se que a probabilidade de uma partícula α atingir S pode ser dada [Ts(83), cap.8] pela razão entre o ângulo sólido representado por S (em relação a dV) e o ângulo sólido representado por todas as direções, ou seja: 4π . O ângulo sólido representado por S , por sua vez, pode ser calculado como $(S \cos \alpha)/r^2$, onde $S \cos \alpha$ é a projecção de S normal à direcção de propagação da partícula α (ver figura 9-0) e r é a distância que separa dV de S .

Assim o número total de partículas α que chegam a S , vindas de dV , é:

$$\frac{A t S \cos \alpha}{4 \pi r^2}$$

9.2

O número total de partículas α que chegam a S, por unidade de área, é simplesmente:

$$\frac{A t \cos \alpha}{4 \pi r^2}$$

9.3

Assim pode-se constatar que:

$$P_{\alpha} = \frac{\cos \alpha}{4 \pi r^2}$$

9.4

Fórmula essa que é sempre válida, uma vez que P_{α} representa apenas uma relação geométrica diferencial.

A equação 9.1 será utilizada nos próximos capítulos de muitas formas diferentes, sendo ela a relação básica que nos permite medir a atividade dos filhos do Rn-222 com base na contagem de traços no detetor. Num caso, por exemplo, em que A é espacialmente homogênea (como no caso do Rn-222, cuja distribuição espacial pode ser considerada homogênea nas proximidades do detetor), a equação 9.1 pode ser facilmente calculada.

Se o detetor é exposto abertamente (geometria 2π), V é limitado apenas pelo alcance das partículas α no ar (R). Nesse caso:

$$\rho = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^R A t \epsilon \frac{\cos \theta}{4 \pi r^2} r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi \quad 9.5$$

onde, em coordenadas esféricas, $\alpha = \theta$.

A resolução da equação 9.5 resulta em:

$$\rho = \frac{1}{4} A t R \epsilon \quad 4.2$$

No entanto, no caso em que A depende das coordenadas do espaço (como no caso dos filhos do Rn-222, devido a deplexão provocada pelo plate-out), temos:

$$\rho = \int_v A(r, \theta, \varphi) t e^{-\frac{\cos \theta}{4\pi r^2}} r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\varphi \quad 9.6$$

que é uma relação mais complicada.

Como pode ser averiguado pela equação 9.6, somente se pode estabelecer a relação entre ρ e A se a distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222 ($A(r, \theta, \varphi)$) é conhecida. Por outro lado, temos que, em princípio, $A(r, \theta, \varphi)$ é desconhecida, pois ela depende criticamente das condições ambientais - variando de ambiente para ambiente - conforme foi visto no capítulo 6.

Como o nosso desejo é obter informações sobre $A(r, \theta, \varphi)$ através de ρ , nos deparamos com um problema parecido com o que se tem em Mecânica Quântica: A presença do detetor (ou de outras superfícies) perturba justamente aquilo que se deseja medir.

Assim sendo, a relação entre ρ e A deve ser obtida através da aquisição de informações adicionais que possam suprir as limitações da relação expressa pela equação 9.1. Isso somente pode ser obtido se, além da própria densidade de traços, nos dispusermos de uma medida independente, sobre alguma outra grandeza que seja observável experimentalmente, como veremos a seguir.

Informações adicionais com respeito à atividade α presente nas imediações do detetor podem ser obtidas no CR-39 se, além da própria contagem da densidade de traços, forem medidas as dimensões dos mesmos.

Durante os estudos do CR-39 como um detetor de Rn-222 e filhos, constatamos que, quando amostras desse detetor são expostas em geometrias que delimitam uma fina camada de ar sobre as suas superfícies, o tamanho médio dos traços nessas amostras é menor do que o tamanho dos traços observados em CRs-39 expostos na geometria 2π . Como, na geometria que delimita uma fina camada de ar sobre o detetor, a energia média das partículas α que incidem sobre o detetor é maior que a energia média das partículas α que incidem sobre os CRs-39 expostos na geometria $2\pi^1$, segue-se que deve existir, no CR-39, uma relação entre o tamanho dos traços e a energia das partículas α incidentes.

Esse tipo de propriedade é bastante interessante dentro do contexto, abordado acima, de que a relação $\rho \times A$ é desconhecida em função da falta de informações sobre a distribuição espacial de A.

A possibilidade de se utilizar o CR-39 como um espectrômetro α , ou seja, de se avaliar a distribuição de energia das partículas α incidentes por meio da medida das dimensões dos traços, torna viável, em primeiro lugar, a distinção entre os traços que se devem ao autoplata-out dos traços que se devem às emissões ocorridas no ar. Isso torna o CR-39 apto a funcionar bem como um detetor da atividade α presente no ar, independentemente do fato da ventilação fazer com que o depósito de átomos dos filhos do Rn-222, sobre a superfície do detetor, seja diferente de ambiente para ambiente. Em segundo lugar, é viável também a obtenção de informações sobre a própria distribuição espacial de A, uma vez que o espectro de energia das partículas α sobre o detetor depende essencialmente dessa quantidade.

¹pois, no primeiro caso, as partículas α perdem menor quantidade de energia no ar.

Contudo, sem um estudo sobre a utilização do CR-39 como um espectrômetro, o que foi dito no parágrafo anterior não passa de uma possibilidade. Nossas investigações nesse campo, no entanto, confirmaram que o CR-39 pode ser utilizado para obter informações quantitativas com respeito à atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar, desde que sejam seguidos alguns procedimentos especiais.

Os traços das partículas α no CR-39 podem ser classificados em dois grupos: Os traços de formato elíptico (ou circulares) e os traços que têm a forma de clavas ou se assemelham a simples "riscos", isto é, traços de formato não-elíptico que não apresentam um contorno fechado (ver figura 3-6). O formato destes últimos não nos permite a obtenção de informações através da medida de suas dimensões, pois é difícil de se definir, para esses traços, algum parâmetro objetivo a ser medido, como o DIÂMETRO do traço por exemplo. Quanto aos traços elípticos, podemos estabelecer um critério objetivo de medida, conforme mostrado na figura 9-1:

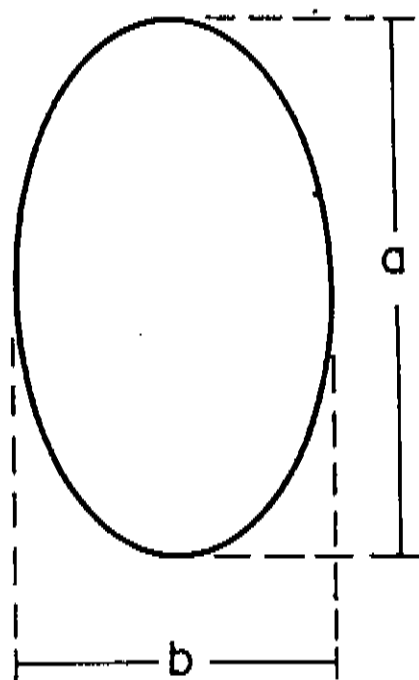


Figura 9-1: Medida dos diâmetros maior (a) e menor (b) de um traço no CR-39.

Nos traços elípticos, podem ser obtidos 2 tipos diferentes de informação: A que diz respeito ao diâmetro maior (D_1) do traço e a que

diz respeito ao diâmetro menor (D_c). A partir da medida dessas duas grandezas, podemos definir, para cada traço, dois tipos diferentes de quantidades:

$$S \equiv D, D_c \quad 9.7$$

$$e \equiv D, / D_c \quad 9.8$$

ou seja, o produto e a razão entre os diâmetros, respectivamente. S é uma grandeza proporcional à área do traço ($\pi D, D_c / 4$) enquanto que e dá informação sobre a excentricidade do traço.

É de certa forma intuitivo que e também pode dar informações quanto ao ÂNGULO DE INCIDÊNCIA (zenital) da partícula α que produziu o traço, pois quanto maior o ângulo de incidência (em relação à normal à superfície do detetor), maior deve ser a excentricidade do traço correspondente.

S , por sua vez, deve dar informações quanto à ENERGIA com que a partícula α penetra no CR-39, já que, conforme já foi comentado, espera-se que quanto maior a energia da partícula α incidente, menor deve ser o traço.

O primeiro teste do CR-39 como um espectrômetro foi feito expondo-se esse detetor a uma geometria que delimitava uma camada de ar de aproximadamente 1mm sobre a sua superfície. Nessas condições, espera-se que as partículas α incidam sobre o detetor com energia muito próxima à energia com que elas são emitidas. Assim sendo, espera-se que o espectro de energia apresente um pico em torno de $E = 7,7$ MeV (Po-214) e um pico em torno de $E = 6,0$ e $5,5$ MeV (Po-218 e Rn-222), ou seja, espera-se que o tamanho dos traços esteja distribuído em torno de dois valores diferentes.

Após o período de exposição, o CR-39 foi atacado nas seguintes condições: 9N NaOH - 70°C, durante 8 horas. Essa condição de ataque corresponde à de um trabalho da literatura [Zam(86)], onde os autores obtiveram bons resultados na utilização do CR-39 como um espectrômetro.

Foram feitas, assim, medidas dos diâmetros maior e menor dos traços com formato elíptico, cuja distribuição de valores é mostrada

pelas figuras 9-2 e 9-3, respectivamente. U.G. significa "unidade da goníométrica" utilizada para a medida dos diâmetros dos traços. N é o número de traços.

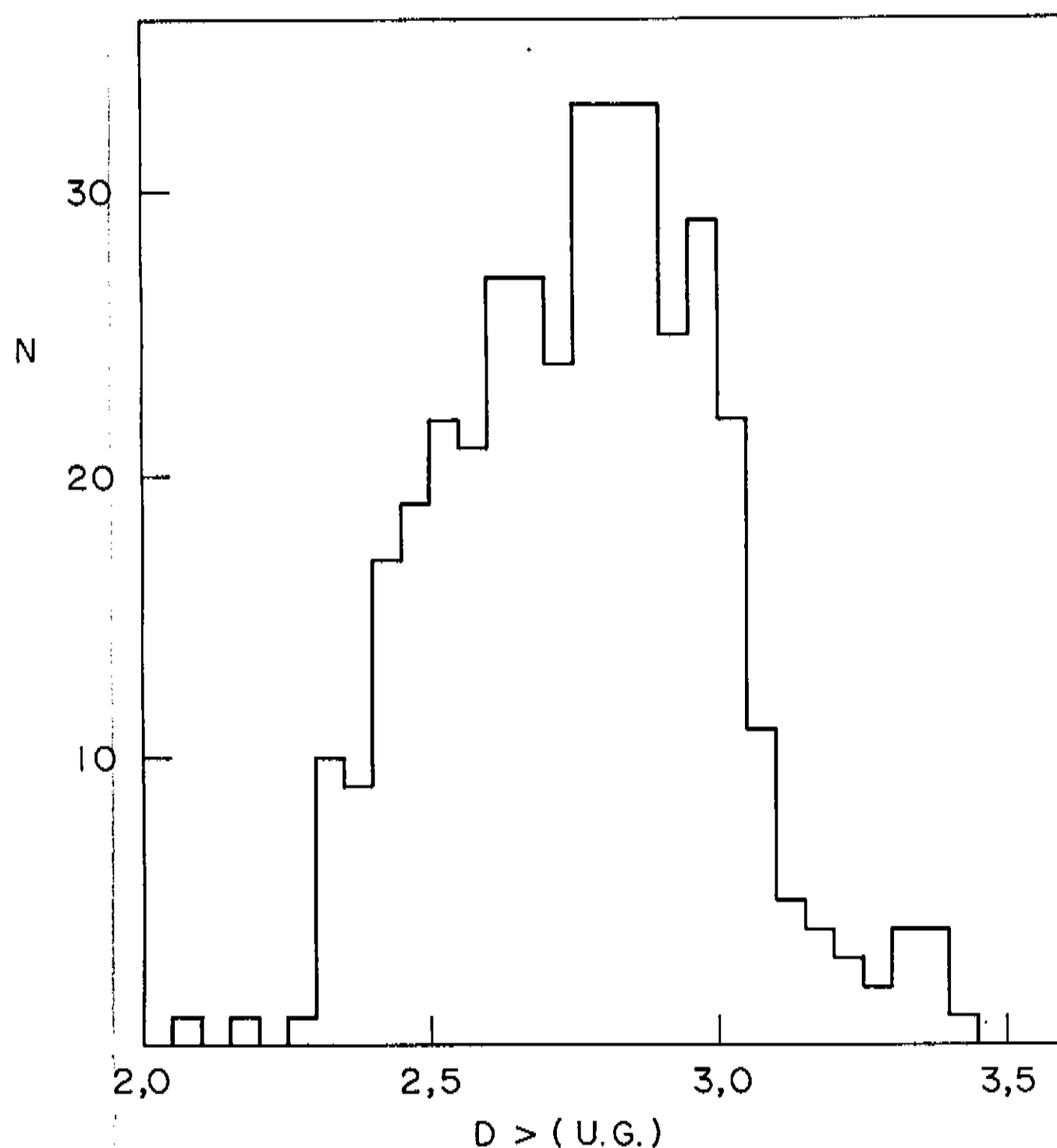


Figura 9-2: Distribuição de tamanhos do diâmetro maior (D) dos traços apresentados por um CR-39 exposto numa geometria que delimitava uma fina camada de ar sobre a sua superfície. Ataque químico: 9N NaOH 70°C - 8 horas.

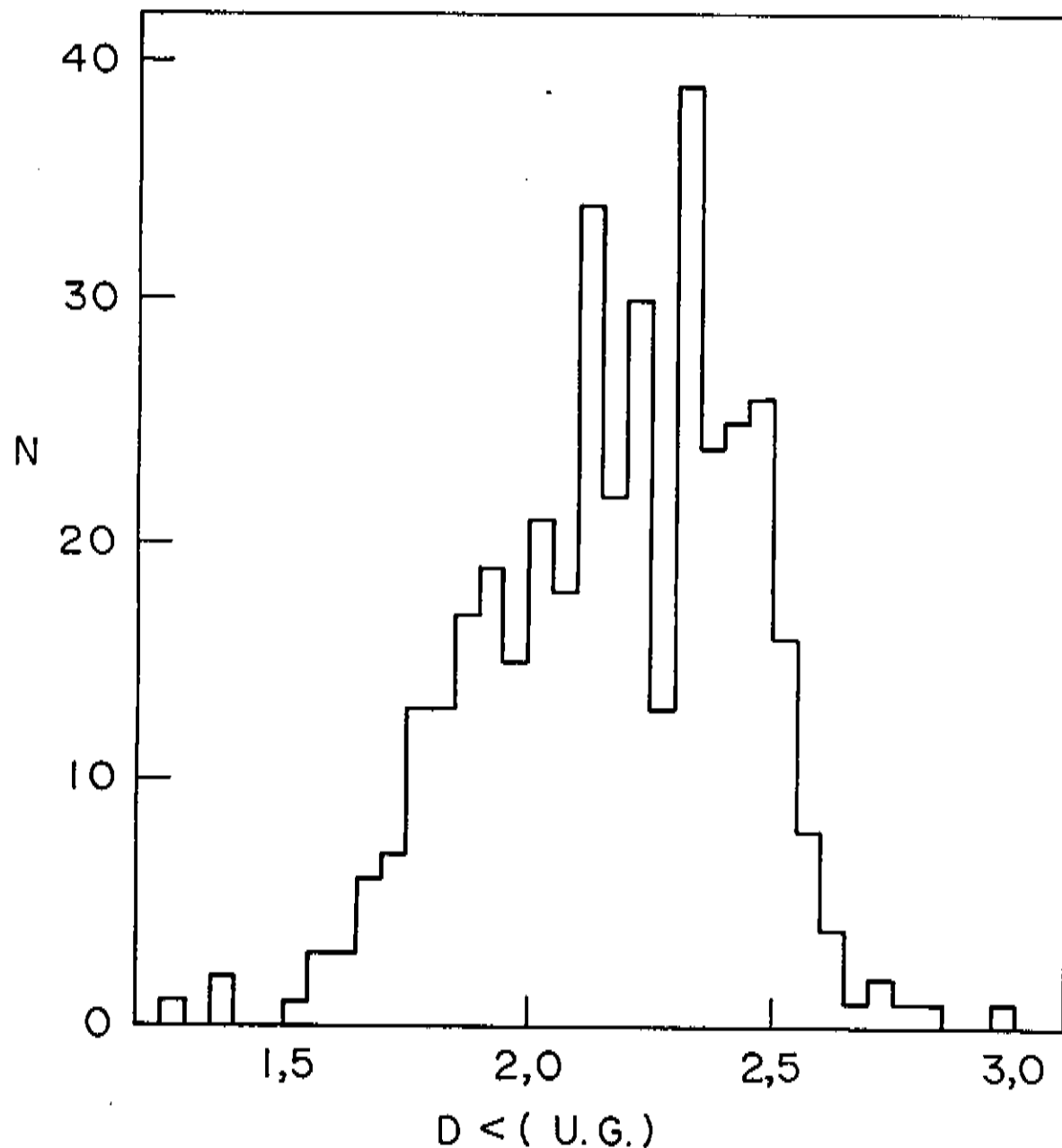


Figura 9-3: Idem para o diâmetro menor ($D_<$).

Observa-se que ambos os histogramas apresentam um único pico. Isso significa que a medida do $D_>$ ou do $D_<$ tomada individualmente não é capaz de distinguir as diferenças de energia das partículas α incidentes. Contudo, se construirmos um histograma relativo ao produto dos diâmetros (S) - figura 9-4 -, configura-se um pico mais ou menos pronunciado (entre 6 e 7 U.G., onde U.G., neste caso, representa a unidade de área da goniométrica) distinto de uma região de traços menores (abaixo de 6 U.G.). Esse resultado pode ser ainda melhorado se construirmos um histograma para S tomando apenas os traços que são aproximadamente circulares (figura 9-5). Nesse histograma, observa-se dois picos distintos. O maior, entre 6 e 7 U.G., deve corresponder ao Rn-222 e ao Po-218 e o menor, entre 5 e 5,5 U.G., ao Po-214.

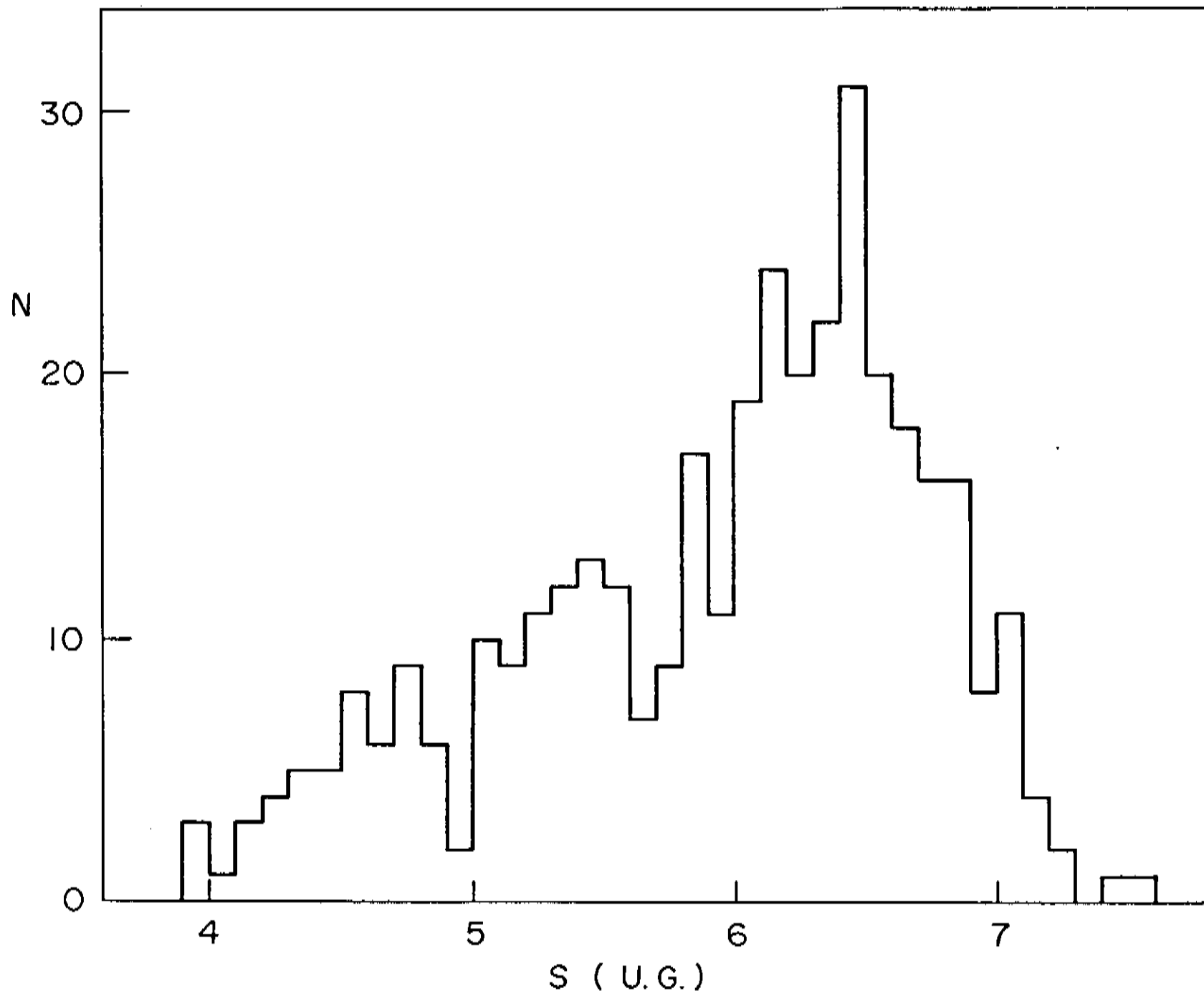


Figura 9-4: Distribuição do produto dos diâmetros dos traços observados no CR-39 dos gráficos 9-2 e 9-3. - U.G., neste gráfico e nos posteriores, representa a unidade de área da goniométrica.

De um modo geral, esse histograma indica que o CR-39 pode funcionar de maneira satisfatória como um espectrômetro, haja visto que ele é capaz de distinguir diferenças de energia. Além disso, o fato de que o pico à direita é maior que o da esquerda - há dois α -emissores correspondentes ao pico da direita e um ao da esquerda - é coerente com a idéia de que quanto maior a energia da partícula α , menor é o tamanho do traço.

Conforme observado, então, o aparecimento de dois picos distintos somente é possível se apenas os traços aproximadamente

circulares são considerados. Esse fato pode ser compreendido através da análise dos resultados obtidos em um outro experimento:

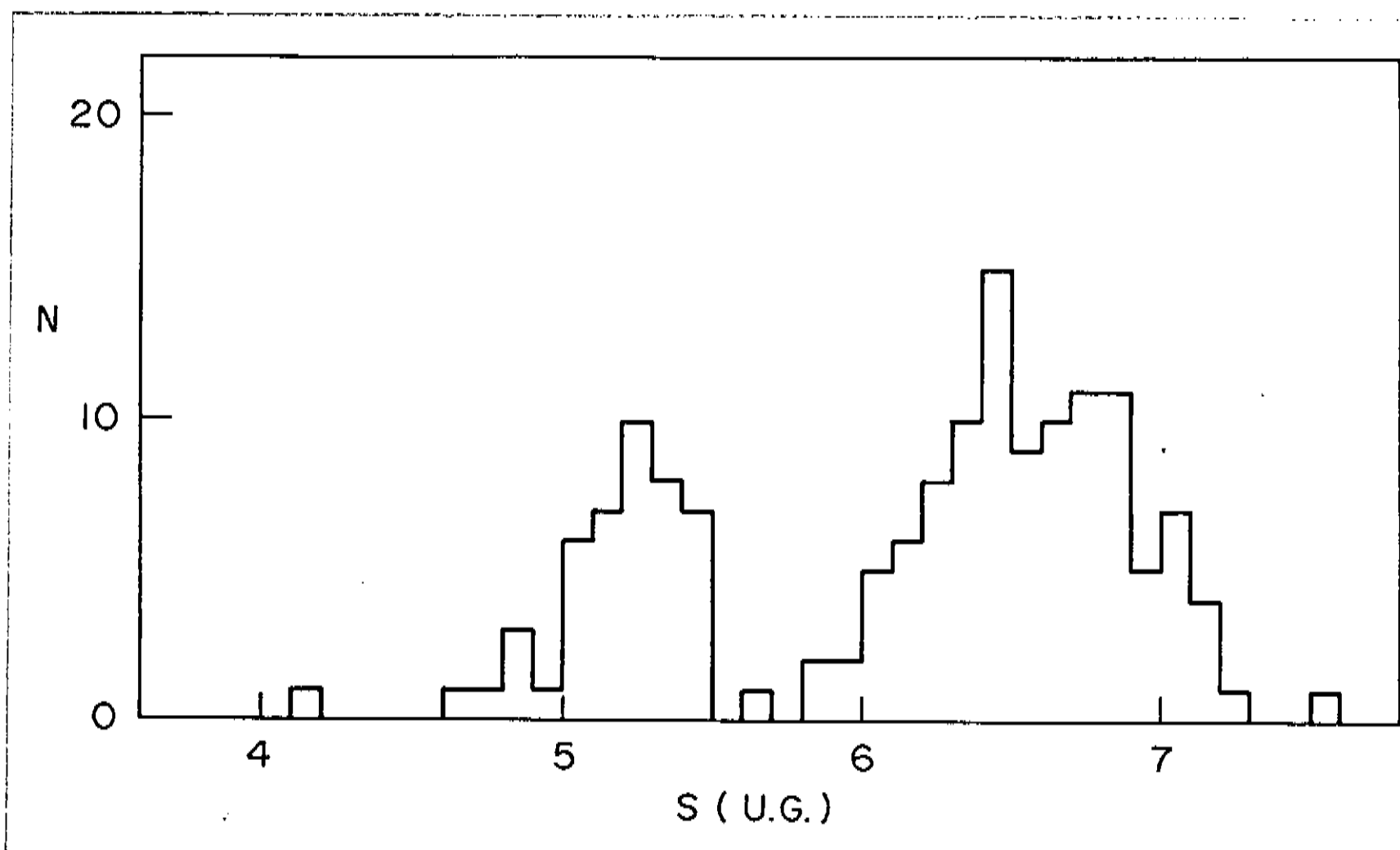


Figura 9-5: Idem à figura anterior. Considerados apenas os traços aproximadamente circulares.

Outra amostra de CR-39 foi exposta à geometria que delimita uma camada fina de ar sobre a sua superfície e atacada numa solução 9N NaOH a 70°C, por 8 horas. Em seguida foi feito um histograma para S, considerando-se todos os traços elípticos (figura 9-6) e também foram feitos histogramas para S tomando-se apenas os traços cuja razão entre os diâmetros (e) se situava numa faixa específica: $1,00 \leq e \leq 1,15$ no histograma a da figura 9-7; $1,15 \leq e \leq 1,30$ no histograma b e $1,30 \leq e \leq 1,50$ no histograma c.

Observa-se que nos três histogramas da figura 9-7 há dois picos bastante definidos, o que significa que o CR-39 deve funcionar como um espectrômetro desde que se restrinja a excentricidade dos traços em alguma faixa estreita de valores. Observa-se, também, que a posição dos picos, comparando-se um histograma com outro, não é coincidente. De uma maneira geral, temos que os picos se deslocam à esquerda conforme se

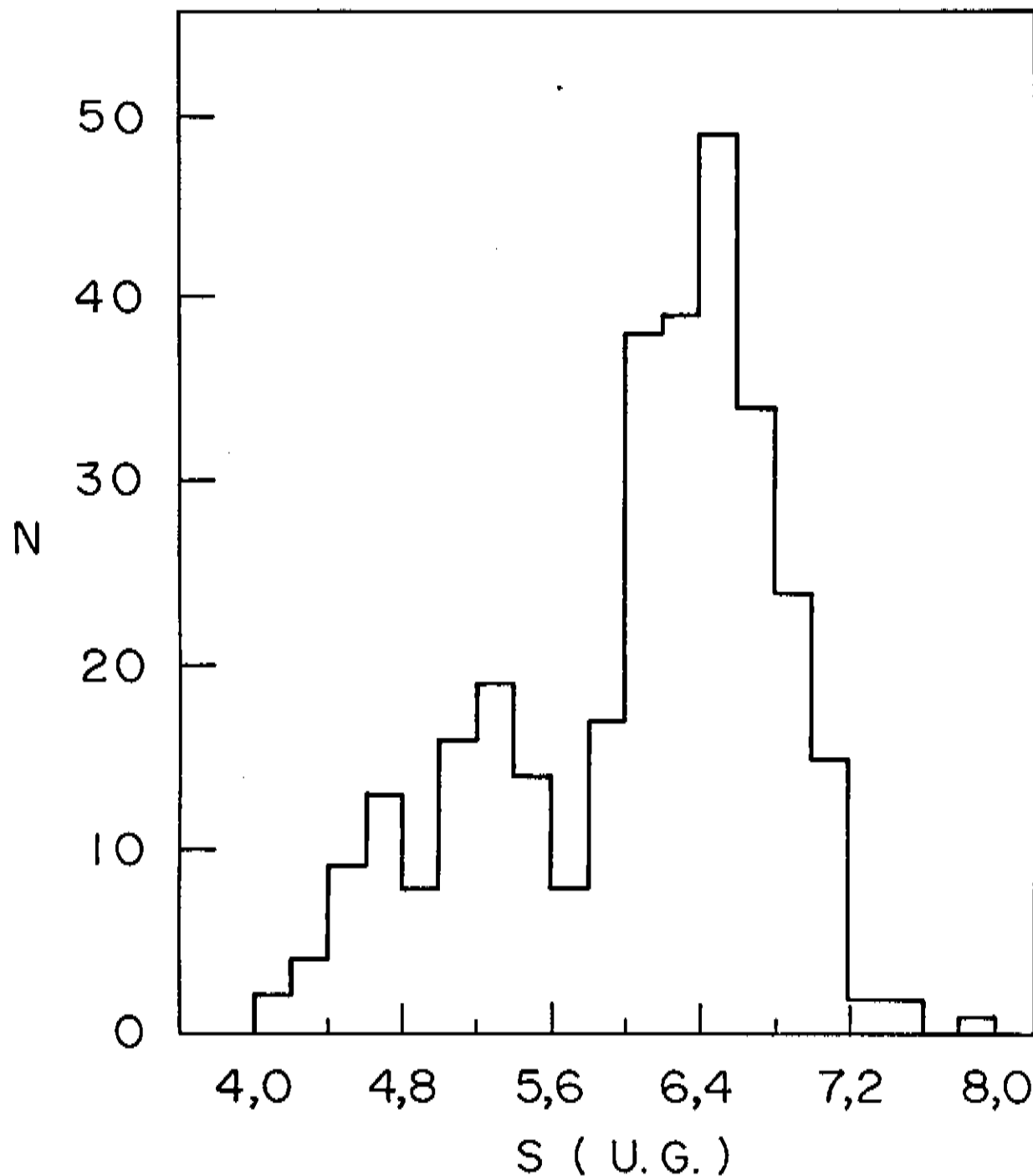


Figura 9-6: Distribuição de valores para o produto dos diâmetros dos traços para uma amostra de CR-39 exposta numa geometria que delimita uma fina camada de ar sobre a sua superfície. Ataque químico: 9N NaOH 70°C - 8 horas.

aumenta a excentricidade dos traços. Assim, se o histograma para S é obtido sem qualquer distinção dos traços por meio de suas excentricidades (o que significa somar os três histogramas - figura 9-6), é claro que os picos vão se sobrepor de tal forma a piorar a distinção de energia, já que eles não são coincidentes.

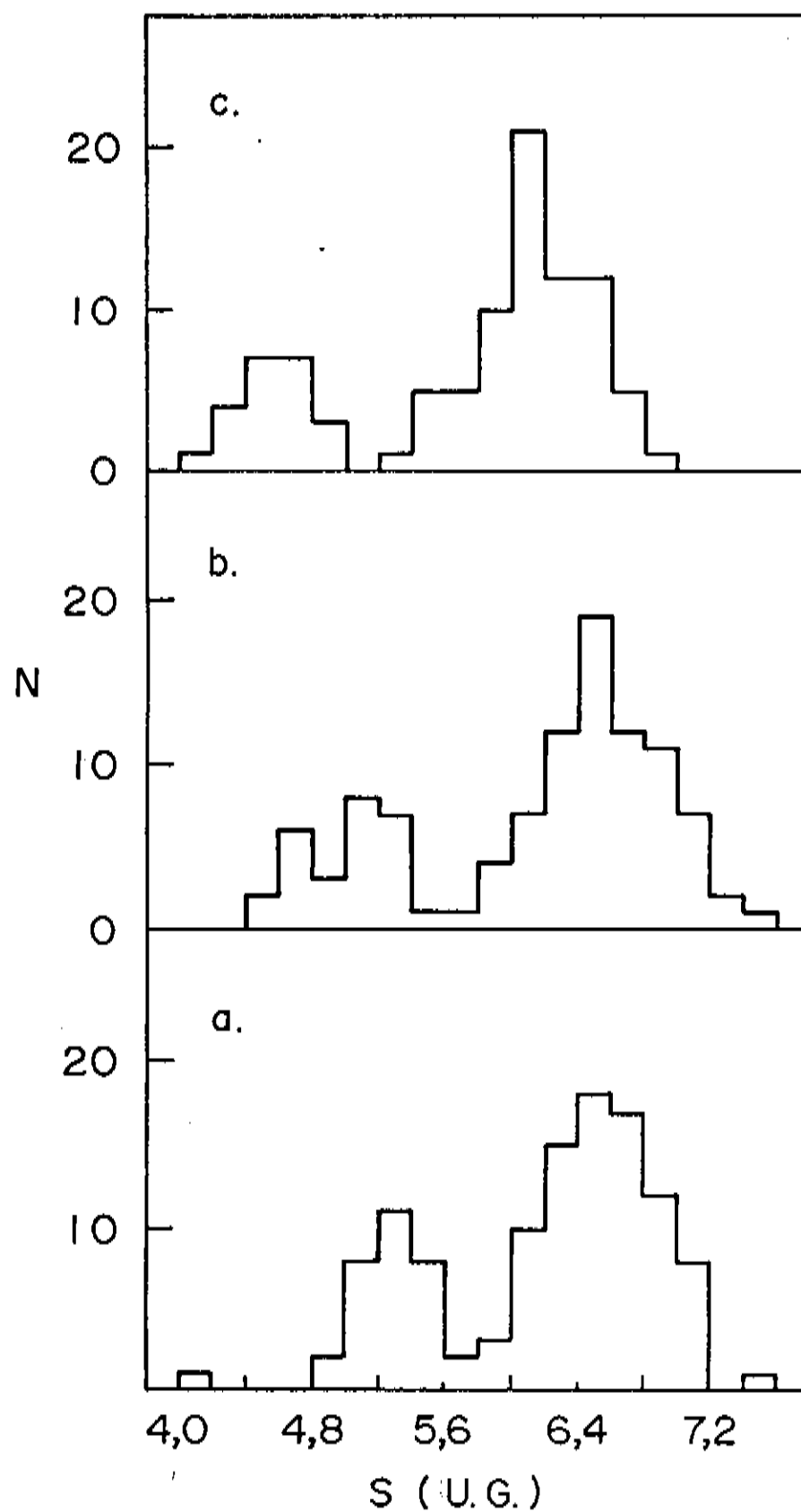


Figura 9-7: Idem. Histogramas obtidos com restrição da razão dos diâmetros dos traços. Histograma a: $1,00 \leq e \leq 1,15$; histograma b: $1,15 \leq e \leq 1,30$; histograma c: $1,30 \leq e \leq 1,50$.

O resultado mostrado na figura 9-7 também demonstra que a relação entre S e a energia E das partículas α incidentes depende de e (ou do ângulo de incidência θ , já que deve existir uma relação entre θ e e). Assim sendo, $S = f(E)$ (S como função de E) é, em princípio, uma premissa falsa. Na verdade, temos então que:

$$S = f(E, \theta) \quad 9.9$$

O desempenho do CR-39 como um espectrômetro não se restringe, no entanto, às condições de ataque químico e geometria de exposição relativos às figuras 9-2 e 9-7. O CR-39 se mostra como um bom espectrômetro mesmo nas condições em que normalmente ele é utilizado na detecção do Rn-222 e filhos (geometria 2π e ataque químico correspondente a 6,25N NaOH - 70°C - 400 min.). Na figura 9-8 estão representados os histogramas para S sem restrição da excentricidade dos traços (histograma a) e aquele em que se considerou apenas os traços com $e \leq 1,1$ (histograma b - hachurado). Observa-se, no histograma b, também o aparecimento de dois picos distintos; contudo, devido à geometria de exposição, esses picos não correspondem à mesma faixa de energia que os picos dos histogramas anteriores.

A faixa de energia das partículas α incidentes, para um detetor exposto na geometria 2π , deve ser mais ampla do que a faixa de energia correspondente a um detetor exposto a uma camada fina de ar (5,5 a 7,7 MeV). No primeiro caso, a faixa de energia deve se estender de 0 a 7,7 MeV, pois há perda significativa de energia das partículas α no ar. Contudo, conforme sabemos do capítulo 8, os emissores α se configuram em dois grupos distintos: 1) Os filhos do Rn-222 depositados sobre a própria superfície do detetor (autoplate-out), que são responsáveis pela incidência de partículas α na faixa de 6 a 7,7 MeV e 2) Rn-222 e filhos presentes no ar, responsáveis pela incidência de partículas α preferencialmente com energia menor que 5 MeV. Assim sendo, o pico à esquerda no histograma 9-8 deve corresponder ao autoplate-out e o da direita às emissões ocorridas no ar. Esse fato é de fundamental importância dentro da dosimetria do Rn-222 e filhos, uma vez que esse tipo de distinção faz com que seja possível a obtenção separada de informações com respeito ao autoplate-out (ou à taxa de deposição dos filhos do Rn-222) e com respeito à atividade dos filhos do Rn-222.

presentes no ar (os verdadeiros responsáveis pela dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório humano).

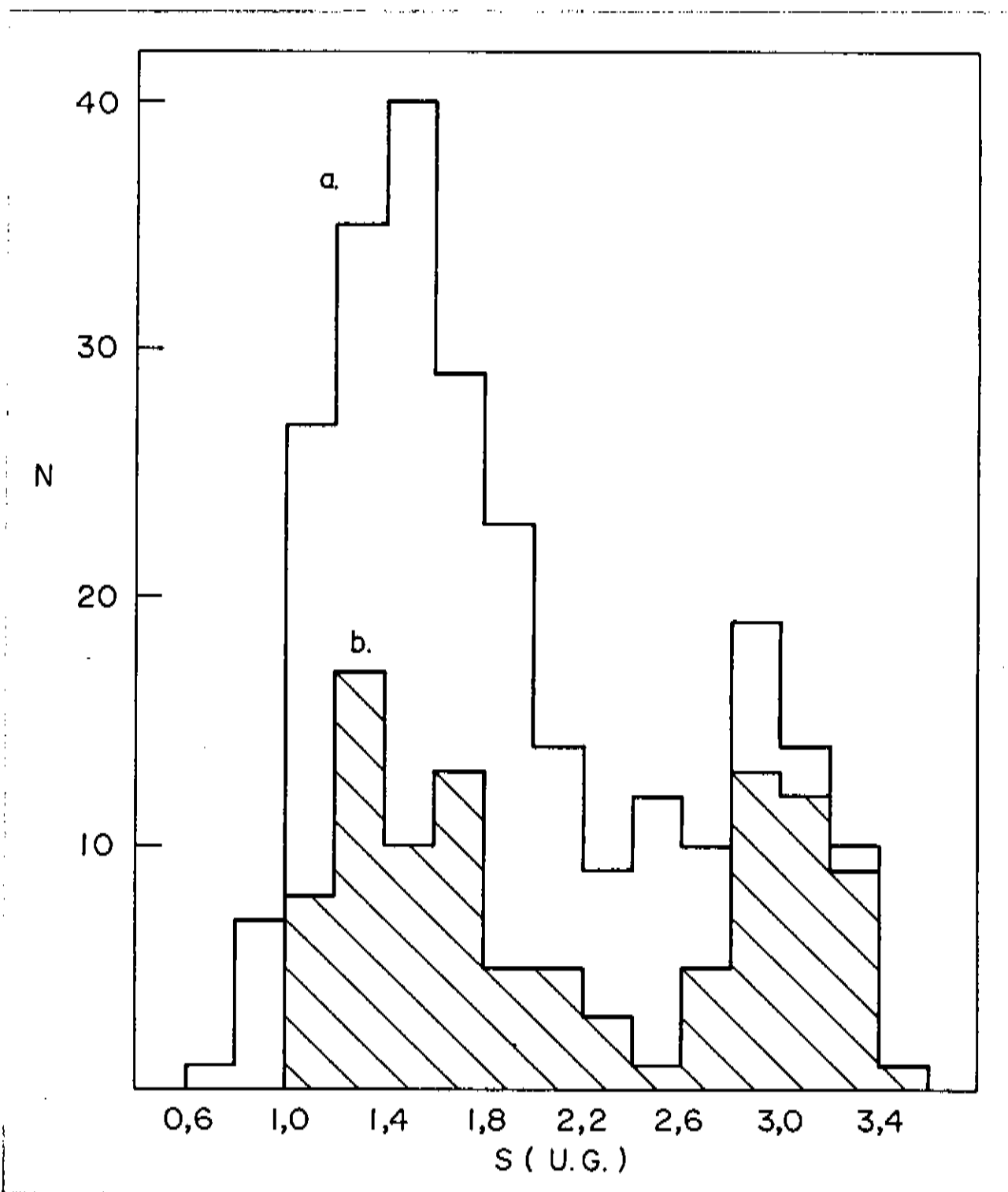


Figura 9-8: Distribuição de valores para o produto dos diâmetros dos traços apresentados por um CR-39 exposto na geometria 2π . Ataque químico: 6,25N NaOH 70°C - 400 min.

Com base nestes testes iniciais, temos, portanto, que as possibilidades de se utilizar o CR-39 como um espectrômetro são bastante encorajadoras. Contudo, para que nos tornemos aptos para adquirir informações quantitativas através da medida das dimensões dos traços, é necessário estabelecer a relação entre a energia e o ângulo de incidência

das partículas α e os diâmetros maior e menor dos traços. Para isso, é preciso expor amostras de CR-39 a partículas α cuja energia e ângulo de incidência sejam conhecidos.

Confeccionou-se, então, filmes finos de urânio (espessura de aproximadamente $0,3 \mu\text{m}$, suficientemente fino para que não ocorra autoabsorção de energia), montados sobre bases de mica, utilizando-se uma técnica desenvolvida aqui em nosso laboratório, pelo prof. Julio Cesar Hadler Neto e pelo aluno Pedro Jose Iunes [Iu(90)]. Amostras de CR-39 foram expostas a lâminas desses filmes em geometrias tais quais as apresentadas nas figuras 9-9a) e 9-9b).

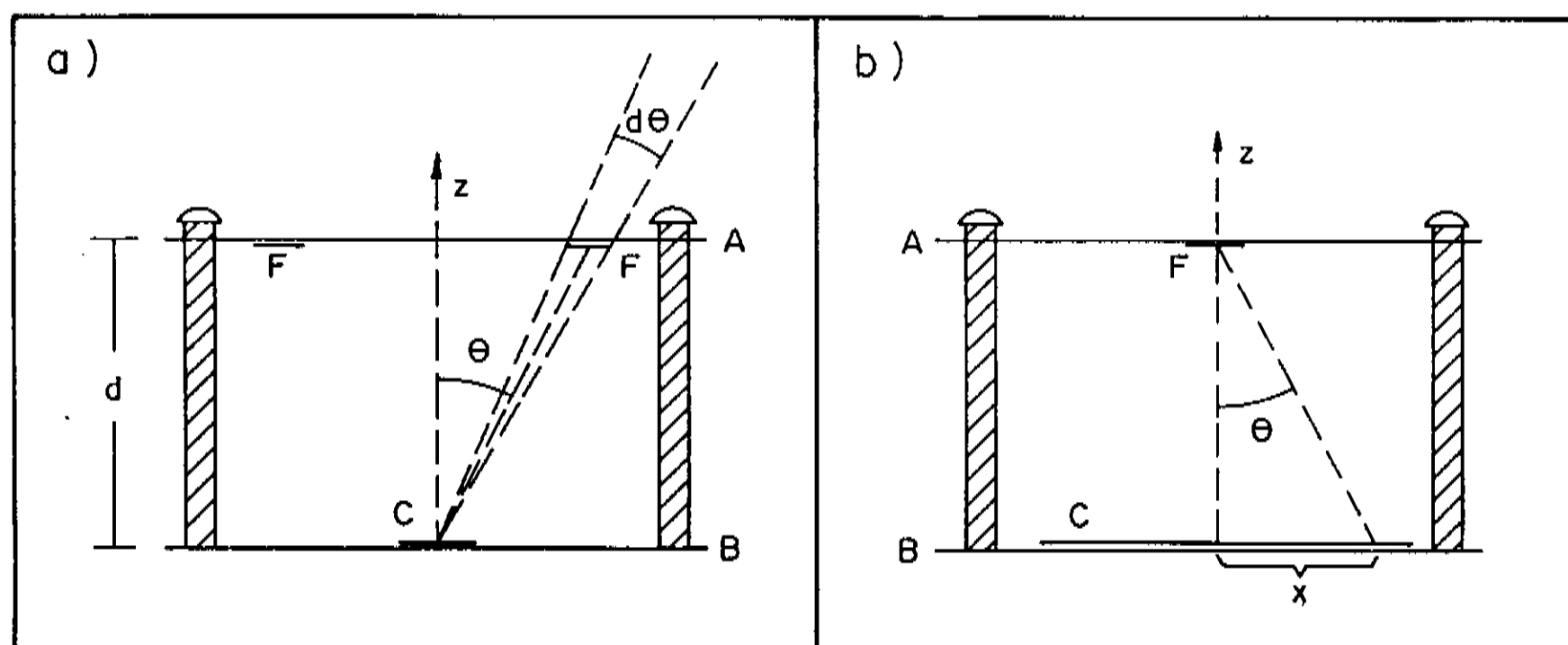


Figura 9-9: Amostras de CR-39 (C) expostas a filmes finos de urânio (F), em geometrias destinadas a limitar a energia e o ângulo de incidência (θ) das partículas α .

Nesta figura, estão representadas montagens constituídas por duas placas de acrílico (A e B) sustentadas por quatro parafusos. A distância entre as placas é d , C designa as amostras de CR-39 (colocadas sobre as placas B) e F os filmes de urânio (colocados sobre as placas A).

Na montagem a), pedaços de filmes de urânio são colocados sobre a placa A de maneira a formar um círculo, como mostra a figura 9-10.

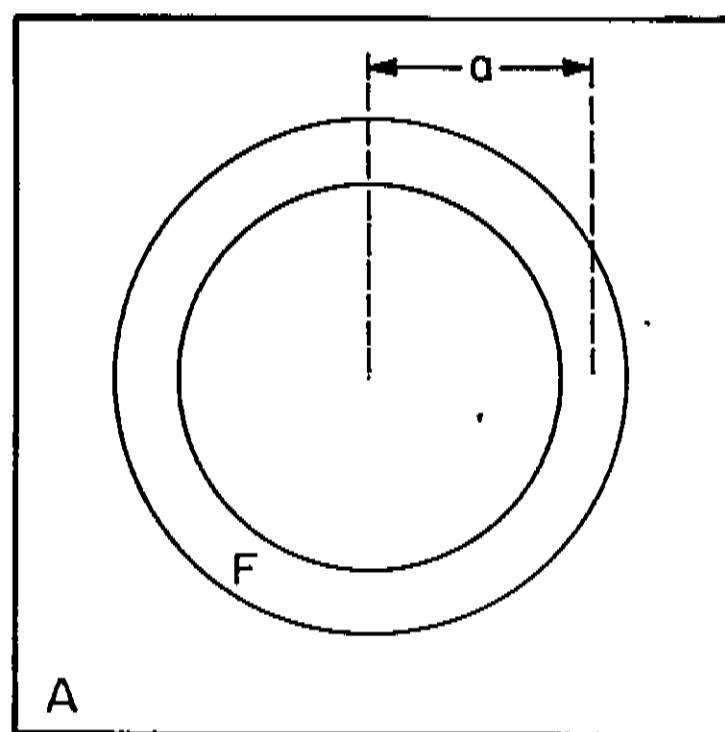


Figura 9-10: Configuração do filme de urânio (F) sobre a placa A.

Esse tipo de montagem faz com que a região central da amostra de CR-39 instalada na placa oposta à do filme (B) "receba" partículas α num ângulo de incidência específico: $\theta = \arctan a/d$, onde a é o raio do círculo formado pelos pedaços de filme fino (figura 9-10). O ponto central do CR-39 é demarcado fazendo-se uma cruz no lado oposto desse plástico (ou seja, o lado voltado à placa B). Após o ataque químico, são medidos os diâmetros apenas dos traços que se encontram nas imediações dessa cruz.

Na montagem b), um pequeno pedaço de filme de urânio é colocado sobre a placa A. Sobre a placa B é instalada uma grande amostra de CR-39. Então faz-se medidas das dimensões dos traços ao longo de toda essa amostra. Conhecendo-se a posição x de cada traço em relação ao ponto central da amostra de CR-39 (também demarcado com uma cruz) determina-se o ângulo de incidência das partículas α : $\theta = \arctan x/d$.

A energia das partículas α incidentes é determinada através da curva que relaciona a energia com o alcance das partículas α no ar, dada por Bethe [Be(55), p.180], para uma temperatura de 15°C . Com base nesses dados, construiu-se uma curva relacionando a energia residual

E de uma partícula α em função da distância em que ela percorreu no ar² (figura 9-11). Apesar da curva de Bethe ser válida para 15°C, é possível se estabelecer a relação entre E e a distância percorrida no ar também para outras temperaturas (desde que, na escala absoluta, elas sejam próximas de 15°C), tendo-se em mente que a dependência entre a temperatura e o alcance das partículas no ar é aproximadamente linear [Fr(77)]. Assim sendo, se, a 15°C, o alcance de uma partícula α com determinada energia é igual a R(15°C), a 25°C, por exemplo, o alcance de uma partícula α com mesma energia será aproximadamente:

$$R(25^{\circ}\text{C}) = R(15^{\circ}\text{C}) \left[\frac{273 + 25}{273 + 15} \right] \quad 9.10$$

Assim sendo, foi possível a construção de outras curvas relacionando E com a distância percorrida no ar pelas partículas α , para outras temperaturas (figuras 9-11 e 9-12).

Se quisermos saber, portando, qual a energia que as partículas α têm ao incidir sobre o CR-39 instalado na montagem a), devemos, em primeiro lugar, determinar a distância que as partículas α percorrem no ar, que é igual a $r = (d^2 + a^2)^{1/2}$, onde a é o raio do círculo formado pelos pedaços de filme fino (figura 9-10). Digamos, por exemplo, que $r = 1\text{cm}$. Sabendo-se que o experimento é mantido a 5°C numa geladeira e que o filme de urânio possui dois α emissores em equilíbrio de atividades (o U-238 e o U-234) - o que quer dizer que as partículas α são emitidas com uma energia média de 4,5 MeV³, podemos calcular a energia E das partículas α incidentes no CR-39 da seguinte maneira:

²Note que as duas curvas são distintas. A curva de Bethe dá o alcance das partículas α no ar em função da energia com que elas são emitidas. A curva que construímos a partir dos dados de Bethe (fig 9-11) representa a ENERGIA RESIDUAL das partículas α , ou seja, a energia que uma partícula α tem ao longo de sua trajetória através do ar.

³A energia com que as partículas α são emitidas pelo U-238 é 4,2 MeV e pelo U-234 é 4,8 MeV.

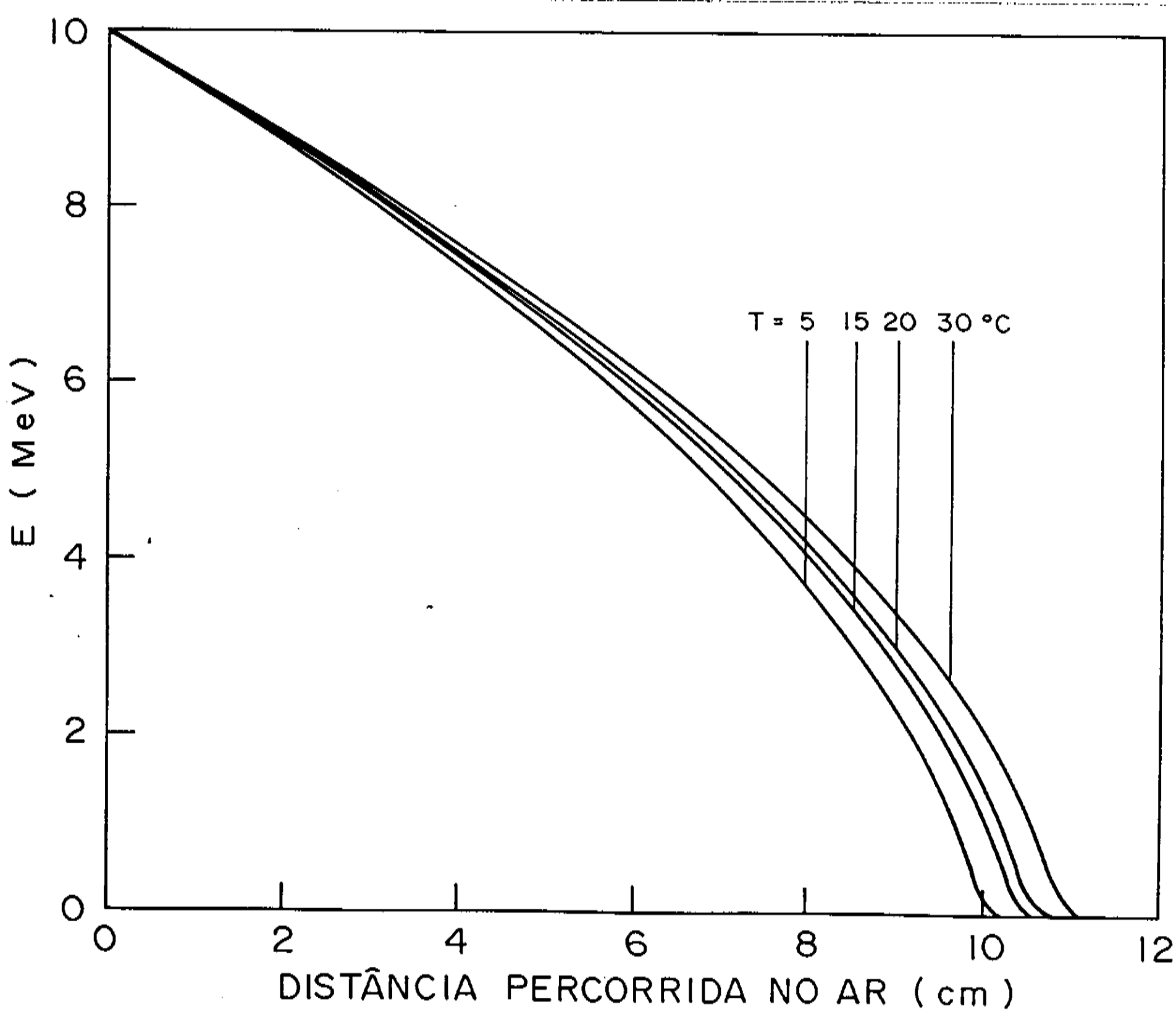


Figura 9-11: Relação entre a energia residual das partículas α e a distância percorrida no ar.

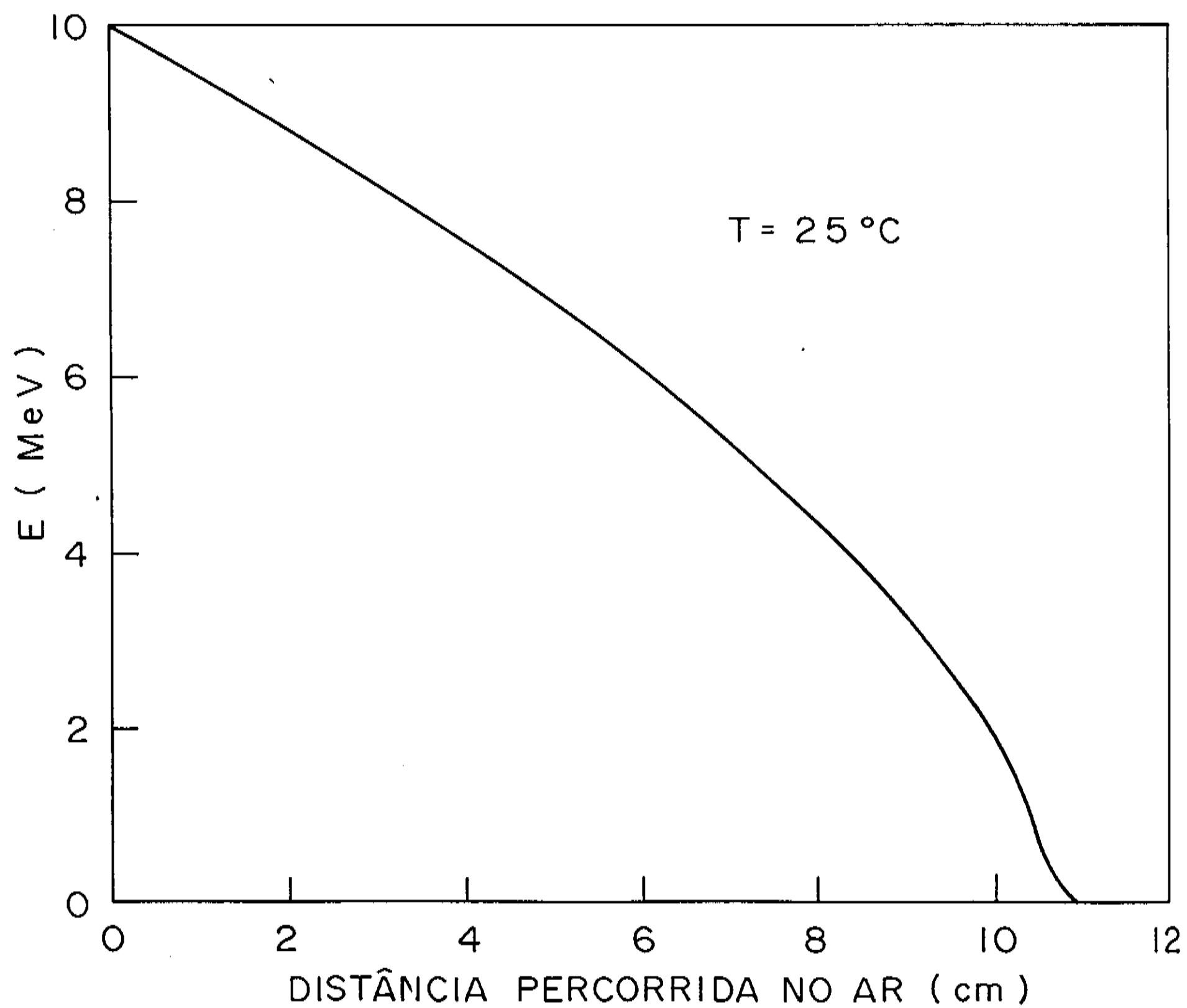


Figura 9-12: Idem.

No gráfico 9-11, para $T = 5^{\circ}\text{C}$, observa-se que 4,5 MeV corresponde a uma distância igual a 7,3 cm. 7,3 cm mais a distância que as partículas α percorrem no ar (no exemplo considerado, há 1 cm entre o filme e o CR-39), equivale a 8,3 cm. Utilizando-se novamente o gráfico 9-11, observa-se que 8,3 cm corresponde a 3,35 MeV. Esse valor corresponde à energia média com que as partículas α , emitidas pelos filmes de urânio, chegam até a região do CR-39 demarcada pela cruz.

Alterando-se os valores da distância d entre as placas e do raio a do círculo formado pelos pedaços de filmes de urânio, pode-se expor as amostras de CR-39 a partículas α com diversas energias e ângulos de incidência. Os erros com que são obtidos E e θ podem ser avaliados, de acordo com a teoria de propagação de erros, com base na largura dos pedaços dos filmes de urânio, no erro da medida de d (d é medido por meio de um paquímetro, tomando-se o cuidado de se descontar a própria espessura do CR-39 - cerca de $500\text{ }\mu\text{m}$) e também com base no fato de que temos, na verdade, dois α emissores no filme de urânio, cuja diferença de energia (entre as duas partículas α correspondentes) é cerca de 13%.

Assim, utilizando-se montagens tais quais as da figura 9-9, expôs-se inicialmente CRs-39 a partículas α a ângulos zenitais de aproximadamente 0, 20, 40, 60 e 80 graus, para várias distâncias entre as placas. Foram medidos os diâmetros maior e menor dos traços presentes nesses CRs-39, para os quais se calculou tanto o produto dos diâmetros (S), quanto a razão entre o diâmetro maior e o menor (e). Foram obtidos histogramas do produto dos diâmetros para cada CR-39 assim exposto, como mostra a figura 9-13.

S está representado em U.G. (ou "unidade da goniométrica") que, nas condições de observação utilizadas - aumento $12,5\times 40$ - equivale a aproximadamente $59\text{ }\mu\text{m}^2$. Estão representados no gráfico 9-13 a energia média (E) das partículas α correspondente a cada pico obtido, como também a razão média entre os diâmetros dos traços (e).

A figura 9-14 apresenta fotomicrografias dos traços observados nessas amostras de CR-39. Não foi observado traço algum nas amostras de CR-39 que foram expostas a partículas α com um ângulo de incidência de aproximadamente 80 graus. Isso quer dizer que o ÂNGULO CRÍTICO DE DETECÇÃO (ver capítulo 4) do CR-39 deve se situar entre 60 e 80 graus, pelo menos na faixa de energia explorada ($E < 4,5\text{ MeV}$).

$$\theta = 20^\circ$$

$$E = (4,0 \pm 0,3) \text{ MeV}$$

$$e = 1,121$$

$$\theta = 20^\circ$$

$$E = (3,4 \pm 0,2) \text{ MeV}$$

$$e = 1,115$$

$$\theta = 20^\circ$$

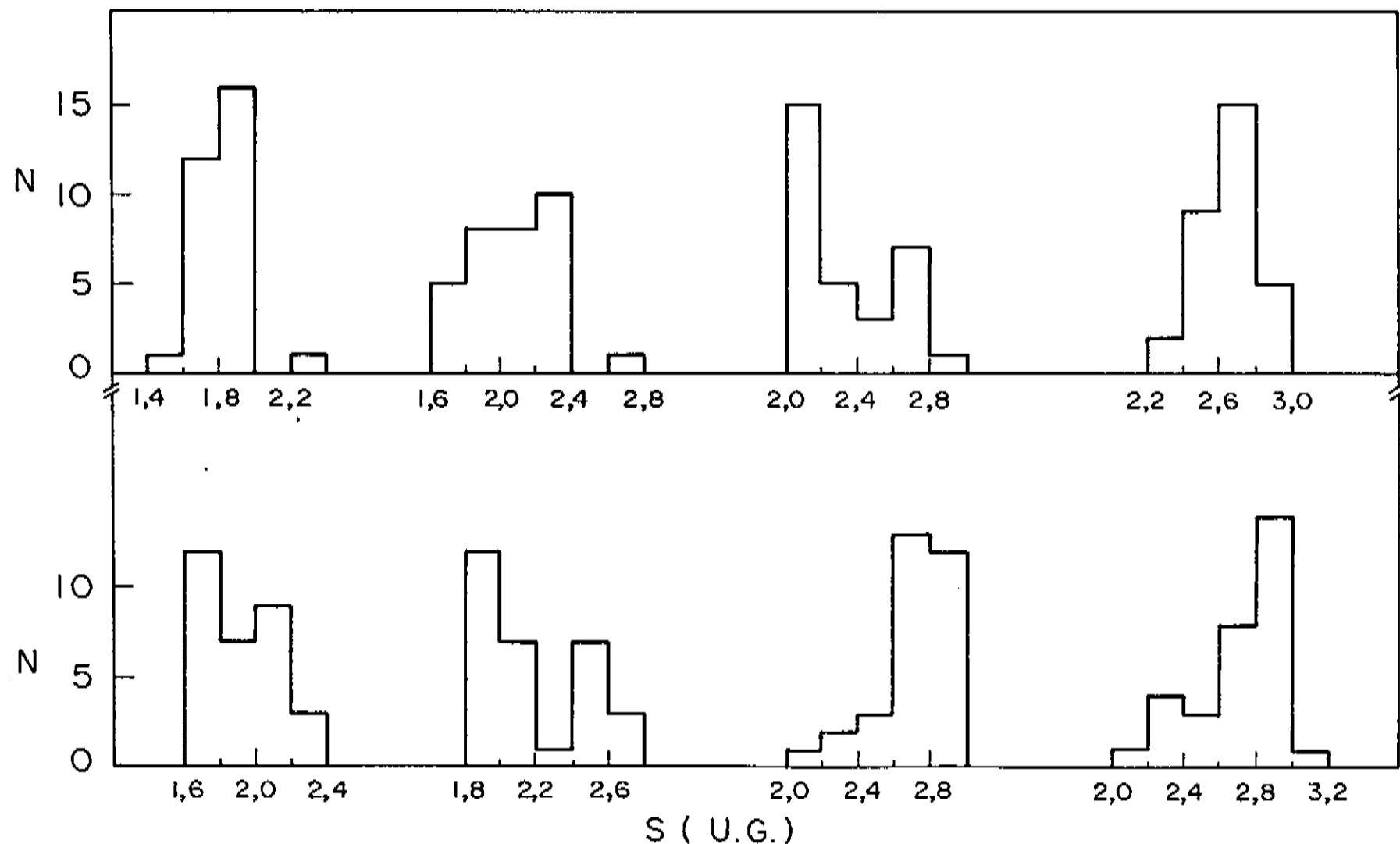
$$E = (2,7 \pm 0,2) \text{ MeV}$$

$$e = 1,102$$

$$\theta = 20^\circ$$

$$E = (1,6 \pm 0,1) \text{ MeV}$$

$$e < 1,1$$



$$\theta = 40^\circ$$

$$E = (4,0 \pm 0,3) \text{ MeV}$$

$$e = 1,625$$

$$\theta = 40^\circ$$

$$E = (3,4 \pm 0,2) \text{ MeV}$$

$$e = 1,436$$

$$\theta = 40^\circ$$

$$E = (2,6 \pm 0,2) \text{ MeV}$$

$$e = 1,330$$

$$\theta = 40^\circ$$

$$E = (2,0 \pm 0,1) \text{ MeV}$$

$$e = 1,230$$

Figura 9-13: Histogramas dos produtos dos diâmetros dos traços (S) observados nos CRs-39 expostos nas geometrias mostradas na figura 9-9. Uma "unidade da goniométrica", nas condições de observação utilizadas - aumento 12,5x40, (U.G.) equivale a $59 \mu\text{m}^2$. Ataque químico: 6,25N NaOH 70°C , 400 min.

$$\theta = 0^\circ$$

$$E = (3,0 \pm 0,2) \text{ MeV}$$

$$e < 1,1$$

$$\theta = 0^\circ$$

$$E = (2,3 \pm 0,2) \text{ MeV}$$

$$e < 1,1$$

$$\theta = 0^\circ$$

$$E = (1,3 \pm 0,1) \text{ MeV}$$

$$e < 1,1$$

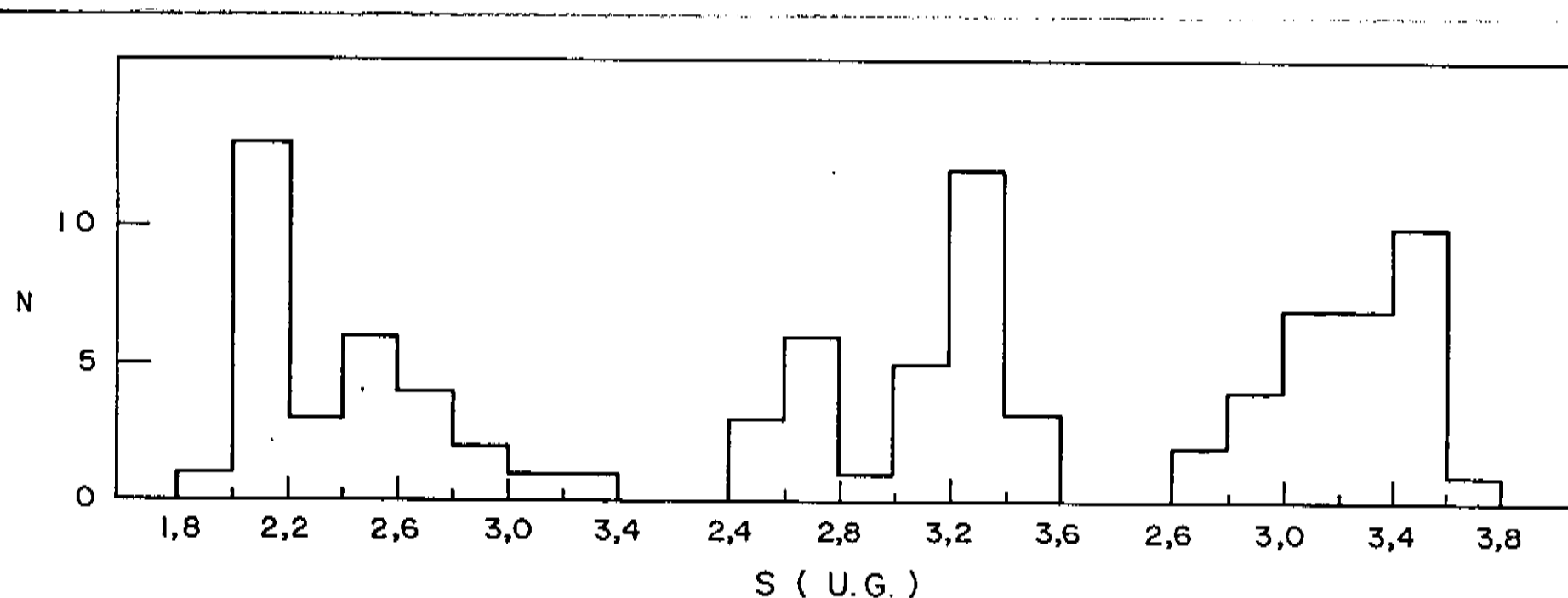


Figura 9-13: (Continuação).

De acordo com os resultados mostrados nas figuras 9-13 e 9-14, pode-se obter importantes conclusões:

A) Conforme indicavam alguns resultados anteriores, o produto dos diâmetros dos traços tem relação inversa com a energia das partículas α incidentes, pelo menos na faixa de energia explorada. Quanto à aparência dos traços, constata-se que existe uma relação entre a energia das partículas α incidentes e a COLORAÇÃO dos traços. Apesar da qualidade das reproduções das fotomicrografias (fig. 9-14) não permitir uma clara apresentação da coloração dos traços, ao microscópio óptico é bastante nítido o fato de que, para um mesmo ângulo de incidência (no intervalo $0-40^\circ$), os traços que se devem a partículas α mais energéticas são mais escuros que os traços que se devem a partículas α menos energéticas.

B) Quanto à excentricidade dos traços, constata-se que, para um ângulo de incidência fixo, quanto menor a energia das partículas α incidentes, menor o valor de e (ver figura 9-13). Isso quer dizer que partículas α que incidem no CR-39 com baixa energia têm uma tendência a produzir traços que são, em média, menos excêntricos do que os traços das partículas α mais energéticas.

$$\theta = 60^\circ$$

$$E = (4,0 \pm 0,3) \text{ MeV}$$



$$\theta = 60^\circ$$

$$E = (1,9 \pm 0,1) \text{ MeV}$$



$$\theta = 60^\circ$$

$$E = (3,3 \pm 0,2) \text{ MeV}$$



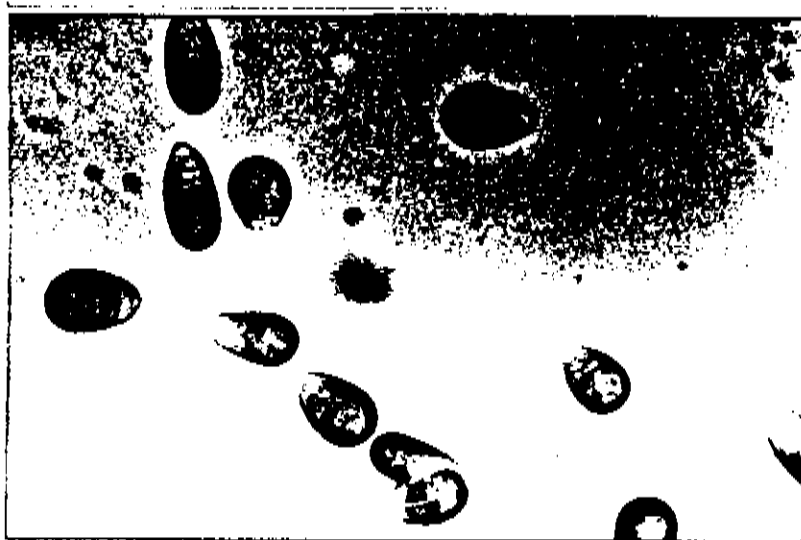
$$\theta = 40^\circ$$

$$E = (4,0 \pm 0,3) \text{ MeV}$$



$$\theta = 60^\circ$$

$$E = (2,8 \pm 0,2) \text{ MeV}$$



$$\theta = 40^\circ$$

$$E = (3,4 \pm 0,2) \text{ MeV}$$



Figura 9-14: Fotomicrografias de traços observados nos CRs-39 expostos nas geometrias mostradas na fig. 9-9.

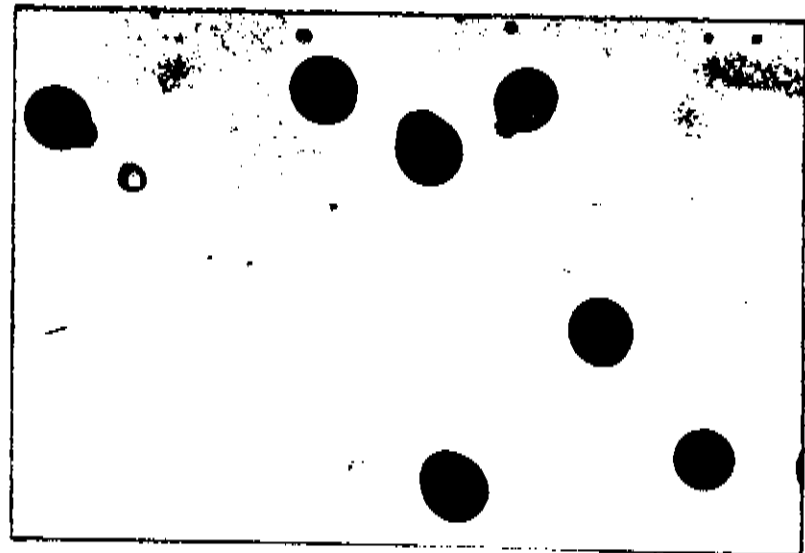
$$\theta = 40^\circ$$

$$E = (2,6 \pm 0,2) \text{ MeV}$$



$$\theta = 20^\circ$$

$$E = (3,4 \pm 0,2) \text{ MeV}$$



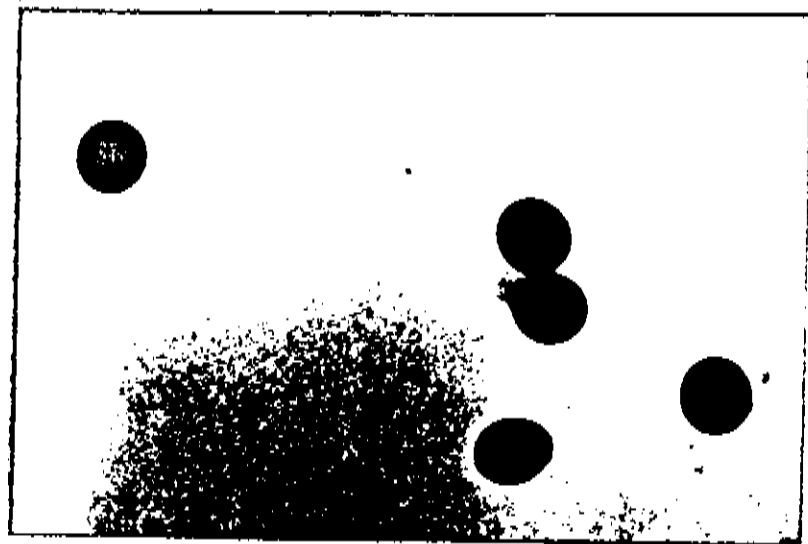
$$\theta = 40^\circ$$

$$E = (2,0 \pm 0,1) \text{ MeV}$$



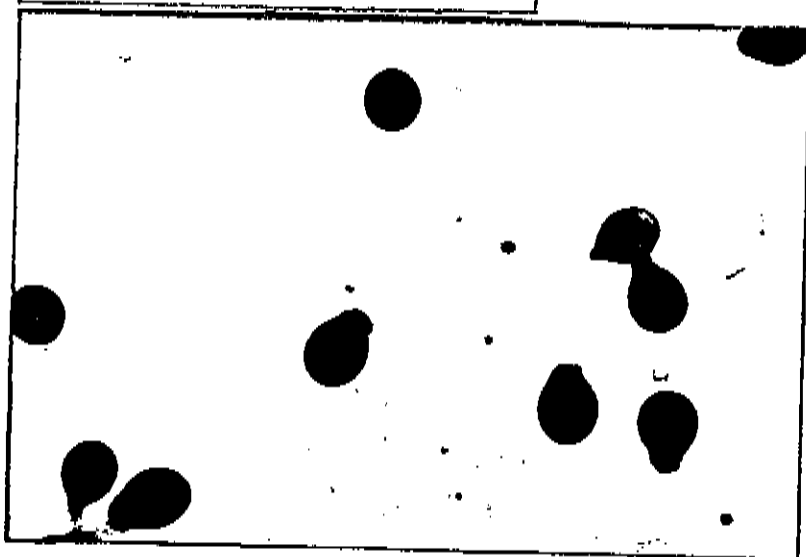
$$\theta = 20^\circ$$

$$E = (2,7 \pm 0,2) \text{ MeV}$$



$$\theta = 20^\circ$$

$$E = (4,0 \pm 0,3) \text{ MeV}$$



$$\theta = 20^\circ$$

$$E = (1,6 \pm 0,1) \text{ MeV}$$

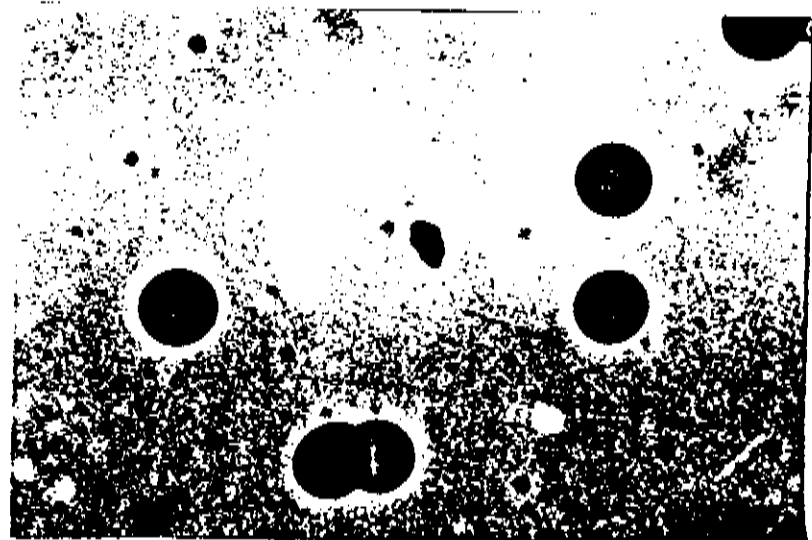
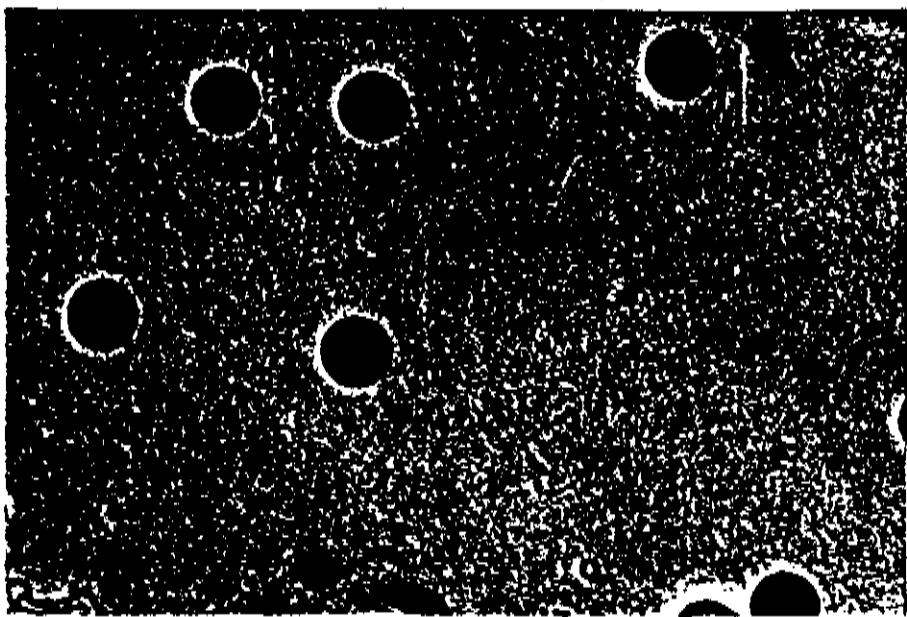


Figura 9-14: (Continuação).

$$\theta = 0^\circ$$

$$E = (4,0 \pm 0,3) \text{ MeV}$$



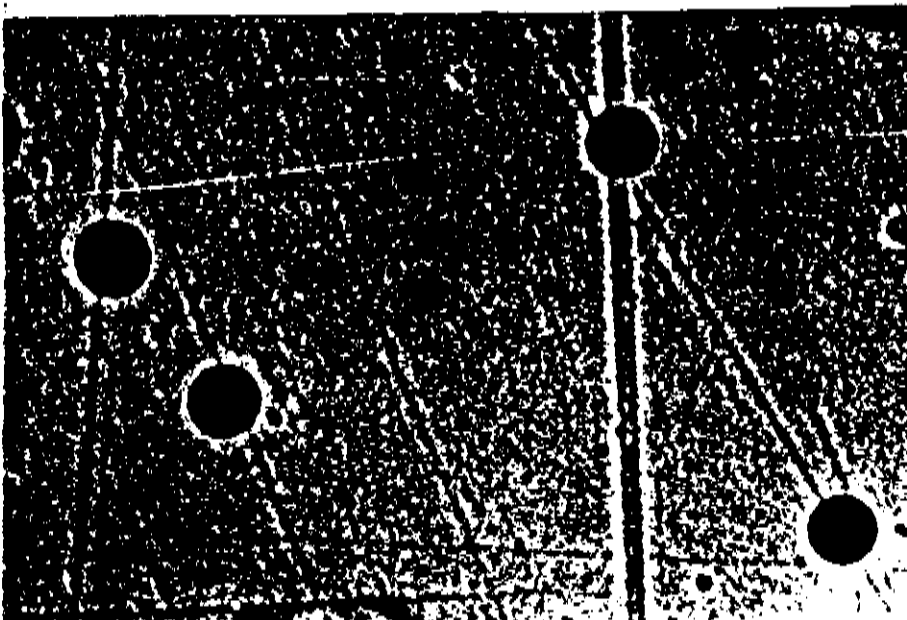
$$\theta = 0^\circ$$

$$E = (2,7 \pm 0,2) \text{ MeV}$$



$$\theta = 0^\circ$$

$$E = (3,3 \pm 0,2) \text{ MeV}$$



$$\theta = 0^\circ$$

$$E = (1,6 \pm 0,1) \text{ MeV}$$

$$E = (0,24 \pm 0,03) \text{ MeV}$$

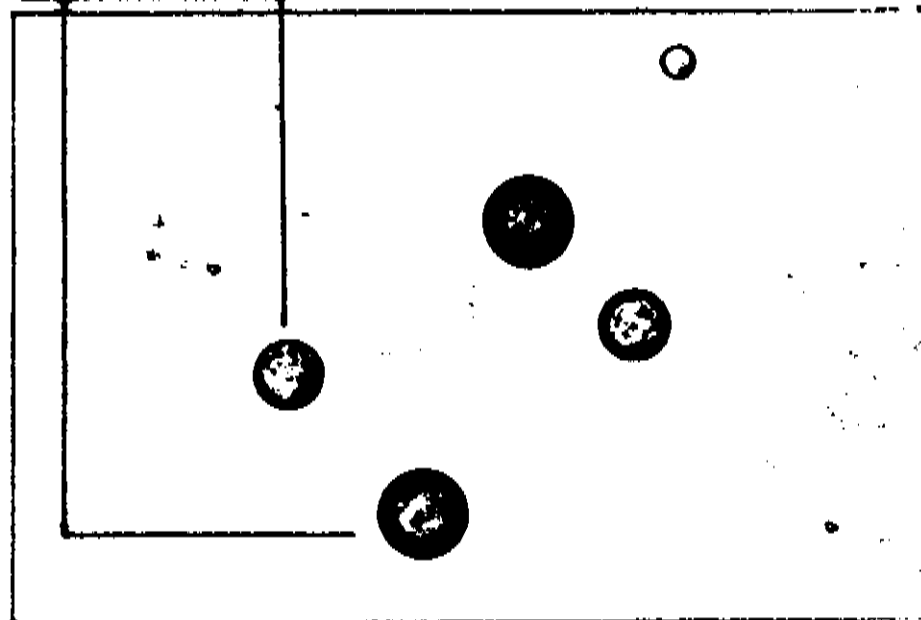


Figura 9-14: (Continuação).

Esse último fato pode ser bem visualizado quando comparamos o valor médio de e para duas amostras de CR-39 expostas a diferentes geometrias. A figura 9-15 apresenta histogramas de e para uma amostra de CR-39 exposta à geometria 2π (a) e uma amostra exposta a uma geometria de placas paralelas que delimita uma fina camada de ar sobre o detetor (b). A diferença entre as duas geometrias de exposição faz com que a energia média das partículas α incidentes em (a) seja menor do que em (b). Conforme se observa dos dois histogramas, a excentricidade média dos traços no caso (a) é menor que no caso (b), confirmando, assim, a dependência entre E e e .

Assim sendo, temos que e não é função apenas do ângulo de incidência das partículas α , mas também de sua energia, ou seja:

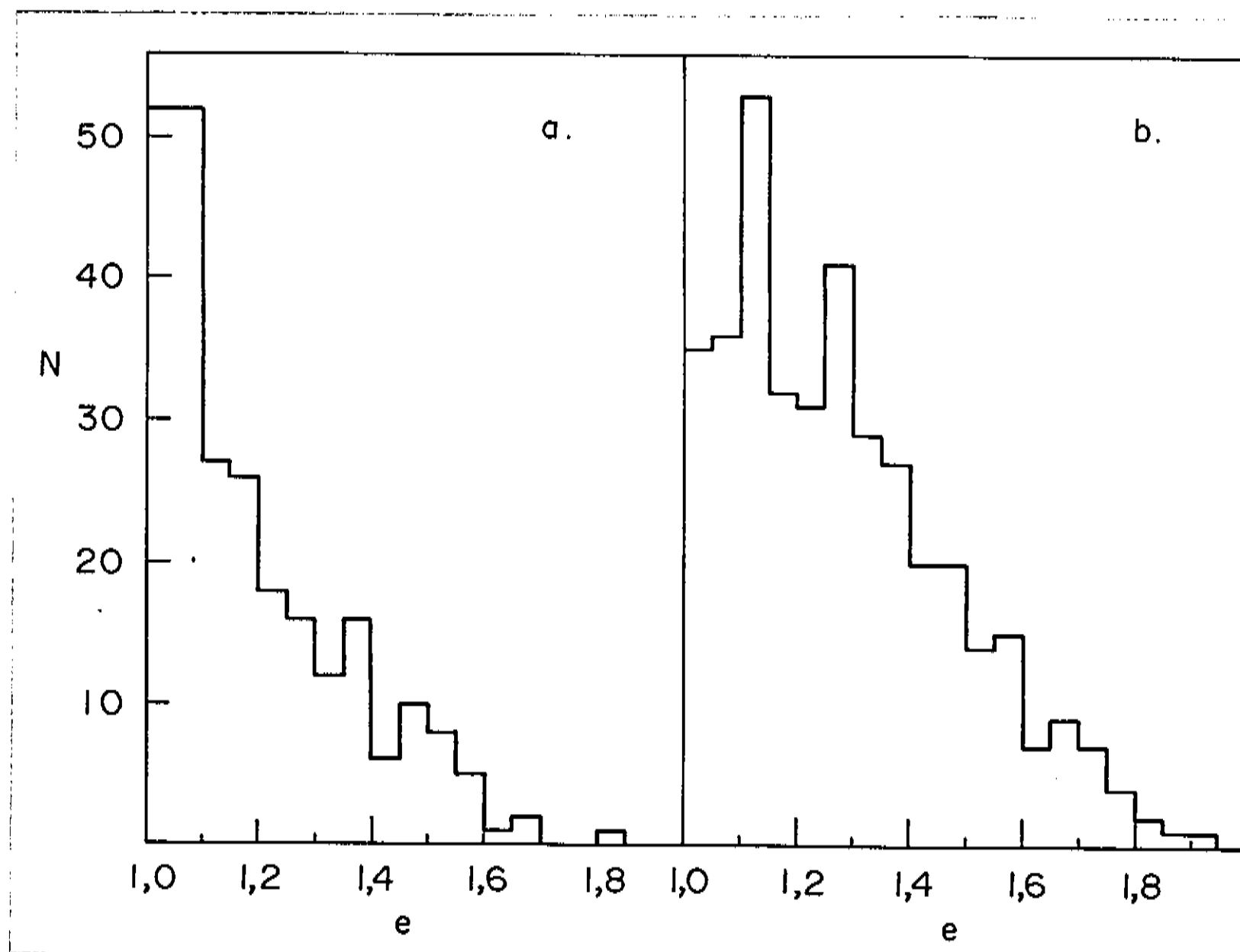


Figura 9-15: Histogramas de e para uma amostra de CR-39 exposta à geometria 2π (a) e uma amostra exposta a uma geometria de placas paralelas que delimita uma fina camada de ar sobre o detetor (b)

$$e = f(\theta, E)$$

9.11

Desta forma, das equações 9.9 e 9.11, temos que tanto S quanto e são funções tanto de θ quanto de E :

$$S = f(E, \theta) \quad 9.9$$

$$e = g(\theta, E) \quad 9.11$$

Para a utilização do CR-39 como um espectrômetro, seria desejável que S fosse uma função apenas de E , isto é, que não dependesse de θ . Contudo, apesar da influência de θ sobre S , pode-se obter uma dependência biunívoca entre S e E , desde que se tome um valor particular para o ângulo de incidência (θ_0). Assim:

$$S = f(E, \theta_0) \equiv S = f_0(E) \quad 9.12$$

Essa forma de se estabelecer artificialmente uma relação biunívoca entre S e E equivale a uma RESTRIÇÃO DO ÂNGULO DE INCIDÊNCIA das partículas α . Digamos que, quando analisamos os traços na superfície do CR-39, nós apenas consideramos os traços que são aproximadamente circulares. Nesse caso, estamos levando em conta apenas os traços formados por partículas α que incidiram sobre o CR-39 a ângulos próximos à normal, ou seja: $\theta_0 \simeq 0^\circ$ (ver figuras 9-13 e 9-14). Se assim procedemos, portanto, a equação 9.12 expressa o fato de que podemos tirar informações sobre a energia das partículas α incidentes, E , apenas pela medida do produto dos diâmetros dos traços, S , ou, em outras palavras, podemos utilizar o CR-39 como um espectrômetro.

Para se determinar a função f_0 , é necessário expor amostras de CR-39 a partículas α de diversas energias, incidindo no plástico a ângulos próximos à normal, conforme feito na obtenção dos histogramas da figura 9-13.

Conforme comentado anteriormente, o conhecimento da energia com que as partículas α são emitidas dos filmes de urânio e da sua perda de energia no ar permite que se determine a energia de incidência das mesmas nas amostras de CR-39. Normalmente, os emissores α

contidos nos filmes de urânio (U-238 e U-234) produzem traços nas amostras de CR-39 cujos produtos dos diâmetros se agrupam em torno de um valor médio, configurando assim um único pico no histograma correspondente, conforme foi visto na figura 9-13. Contudo, se a distância entre o filme de urânio e o CR-39 é suficientemente grande, devido à forma da curva da perda de energia das partículas α no ar (ver figura 9-11), o tamanho dos traços devido as partículas α emitidas pelo U-238 difere do tamanho dos traços devido ao U-234 - conforme pode ser visto numa das fotomicrografias da figura 9-14, para $\theta \approx 0^\circ$. Nesse caso, uma única exposição de uma amostra de CR-39 a um filme de urânio permite que se obtenha dois pontos distintos na curva que estabelece a relação entre S e E (equação 9.12).

Através da exposição de CRs-39 a filmes de urânio, portanto, podemos estabelecer pontos da curva $S = f_0(E)$, no intervalo de energia entre ~ 0 MeV e 4,5 MeV, a energia média com que as partículas α são emitidas pelos filmes de urânio. Como no caso da detecção de Rn-222 e filhos as energias de interesse vão até 7,7 MeV, é necessário se obter informações com respeito à relação $S \times E$, entre 4,5 e 7,7 MeV, de alguma outra forma. Essas informações foram obtidas expondo-se CRs-39 à própria atividade do Rn-222 e filhos em três condições diferentes:

- 1) CR-39 de tamanho milimétrico, exposto longe de qualquer objeto;
- 2) CR-39 exposto a uma geometria que delimita uma fina camada de ar sobre sua superfície;
- 3) CR-39 exposto a uma geometria de placas paralelas, onde a distância entre as placas (ver figura 9-16) é $d \approx 4,5$ cm.

Em todas as três condições, foram medidos os diâmetros dos traços com formato aproximadamente circular. Os histogramas obtidos para S^4 são mostrados pelas figuras 9-17 (CR milimétrico); 9-18 (geometria com

*O valor de S para traços circulares equivale simplesmente ao diâmetro dos traços elevado ao quadrado.

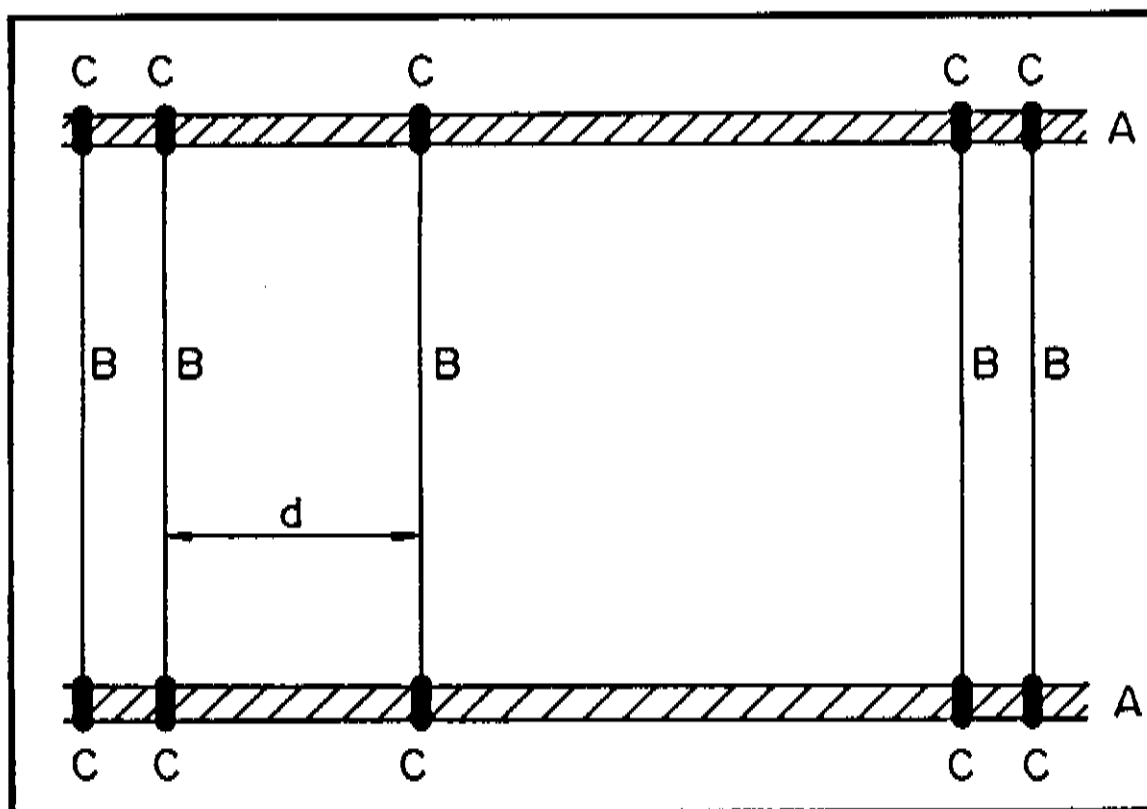


Figura 9-16: Geometria de placas paralelas:

B são placas planas sustentadas por quatro parafusos (A). A distância d entre as placas é controlada por meio de porcas (C). As amostras de CR-39 são colocadas sobre as placas e a montagem inteira no interior de uma atmosfera contendo Rn-222 e filhos. Através da variação de d , pode-se controlar a energia média com que as partículas α penetram no detetor.

fina camada de ar) e 9-19 (geometria de placas paralelas com $d \approx 4,5$ cm).

No caso do CR milimétrico, conforme os resultados do capítulo 8 (ver equação 8.23), espera-se que mais de 90% dos traços se devam ao Po-214 depositado sobre a própria superfície do detetor. Isso significa que a energia média das partículas α incidentes nessa amostra de CR-39 é próxima de 7,7 MeV (a energia com que as partículas α do Po-214 são emitidas). Assim sendo, como se observa da figura 9-17, $E \approx 7,7$ MeV corresponde a $S \approx 1,1$ U.G.

No caso da geometria que delimita uma fina camada de ar sobre o detetor, espera-se que, nessa fina camada de ar, estejam presentes átomos de Rn-222, Po-218 e Po-214 em equilíbrio de atividades (voltaremos a esse assunto no próximo capítulo). Sendo a camada de ar fina, espera-se que as partículas α incidam sobre o detetor com quase a mesma energia com que foram emitidas; então, a energia média das

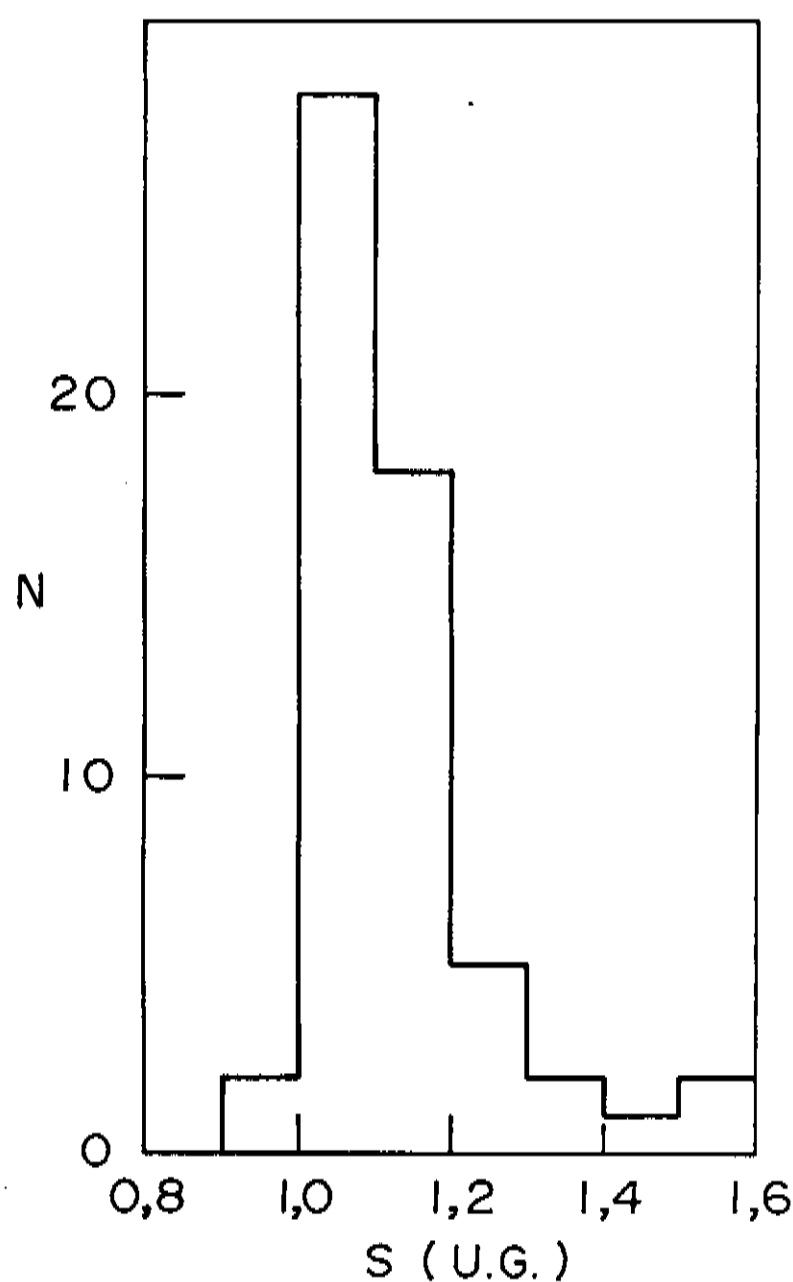


Figura 9-17: Distribuição de valores de S para traços aproximadamente circulares observados em CR-39 de tamanho milimétrico exposto longe de qualquer objeto. Ataque químico: 6,25N NaOH 70°C, 400 min.

partículas α incidentes deve ser aproximadamente igual a: $(5,5 + 6,0 + 7,7)/3 = 6,4$ MeV. Observando-se a figura 9-18, temos que $E \simeq 6,4$ MeV corresponde a $S \simeq 1,2$ U.G.

O histograma da figura 9-19 apresenta um pico que se estende de 1,0 a 1,8 U.G. De acordo com o histograma da figura 9-18, a parte desse pico que se estende de 1,0 a 1,4 U.G. pode ser atribuída a partículas α incidentes com energia entre 5,5 e 7,7 MeV. Nas condições de geometria de placas paralelas, essa faixa de energia deve corresponder ao autoplata-out, ou seja, a átomos de Po-214 e Po-218 depositados sobre a própria superfície do detetor. Já a parte do histograma entre 1,4 e 1,8 U.G. pode ser atribuída principalmente aos átomos de Po-214 depositados

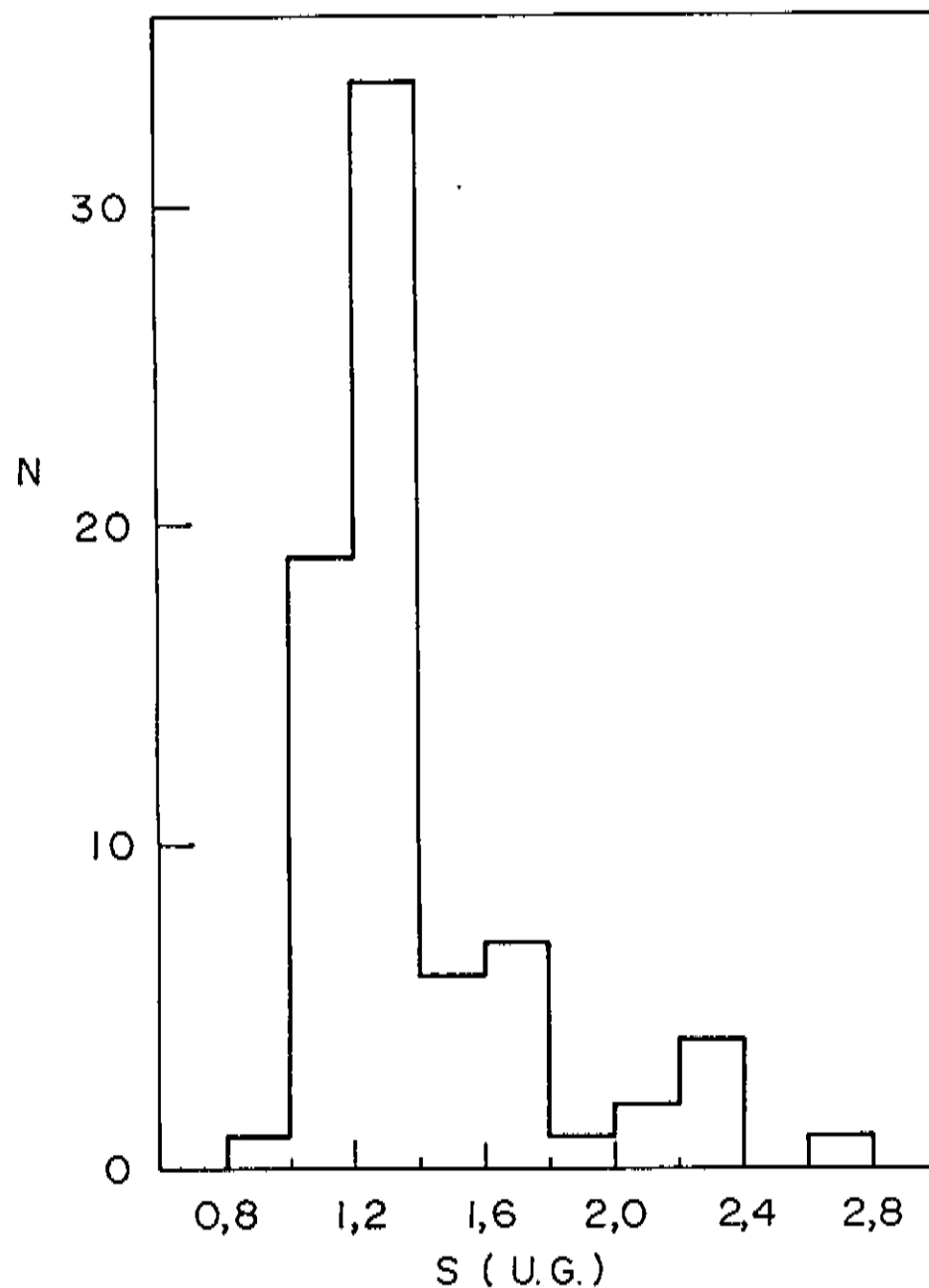


Figura 9-18: Distribuição de valores de S para traços aproximadamente circulares - CR-39 exposto numa montagem que delimita uma fina camada de ar sobre a sua superfície. Ataque químico: 6,25N NaOH 70°C, 400 min.

na placa oposta àquela na qual o detetor se encontra (e também aos átomos de Po-214 que se encontram no ar entre as placas). Para $d = 4,5$ cm, as partículas α devido a esses átomos devem incidir no detetor com uma energia média de aproximadamente 3,7 MeV. As partículas α emitidas pelos átomos do Po-218 depositados na placa oposta percorrem uma distância, no ar, inferior a 4,5 cm; portanto, elas não devem chegar ao detetor. A parte do histograma correspondente a $S > 1,8$ U.G., por sua vez, deve estar relacionada à atividade do Rn-222 e Po-218 presentes no ar. Assim sendo, conclui-se que, para $3,7 < E < 5,5$ MeV, $1,4 < S < 1,8$ U.G.

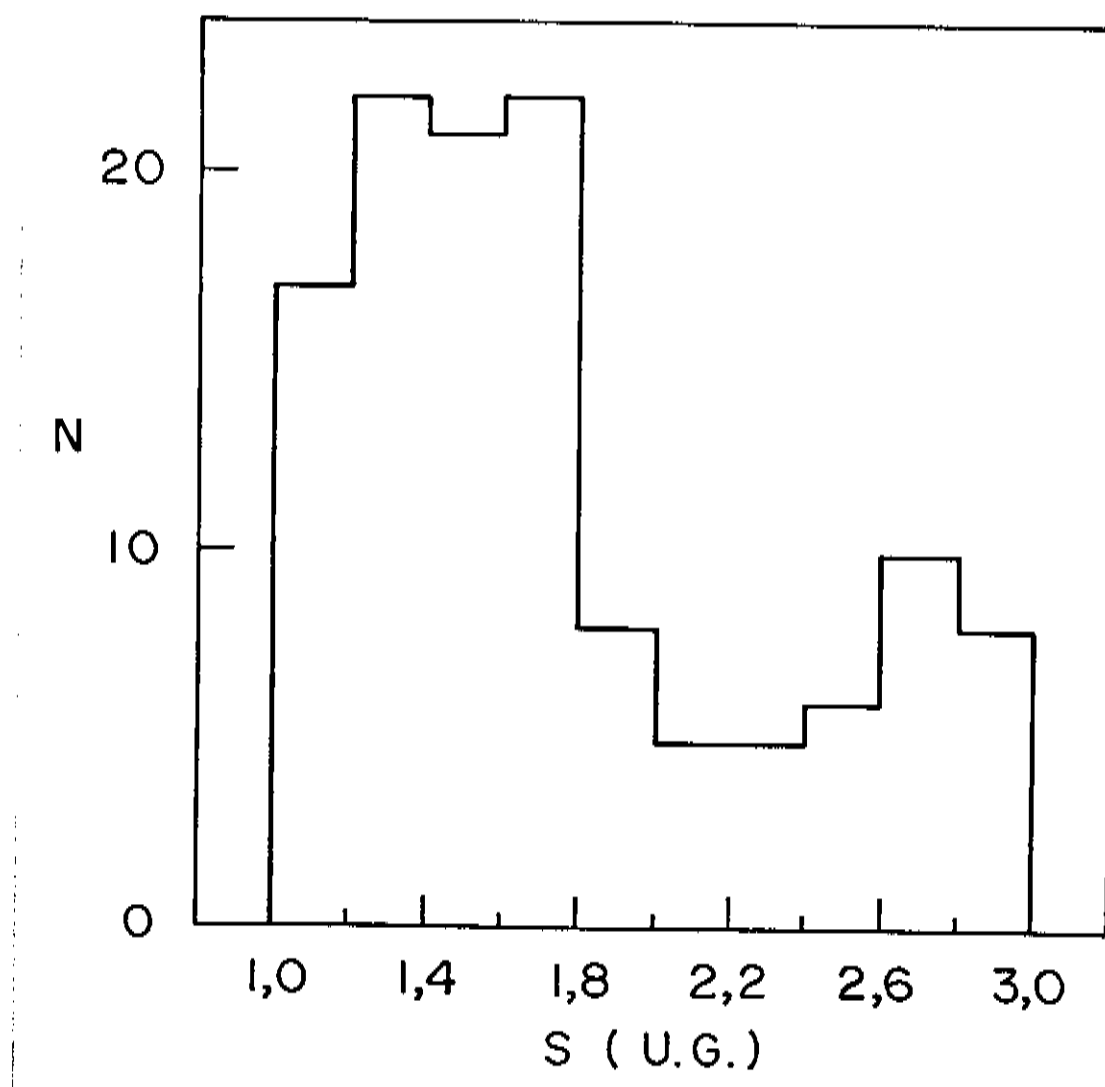


Figura 9-19: Distribuição de valores de S para traços aproximadamente circulares observados em CR-39 exposto numa montagem de placas paralelas com $d \simeq 4,5$ cm. Ataque químico: 6,25N NaOH 70°C, 400 min.

Utilizando, então, exposições como as descritas acima e também exposições a filmes de urânio, foi possível a obtenção de dados para a construção da curva $S = f_o(E)$. Os resultados são apresentados na figura 9-20.

Os erros de S representados por barras verticais na figura 9-20 não correspondem ao erro da média (dado pela equação 5.23), mas sim ao erro relacionado à medida de um único traço, que é dado pela equação:

$$\left\{ \sum_i \frac{(\bar{S} - S_i)^2}{(n-1)} \right\}^{1/2} \quad 9.13$$

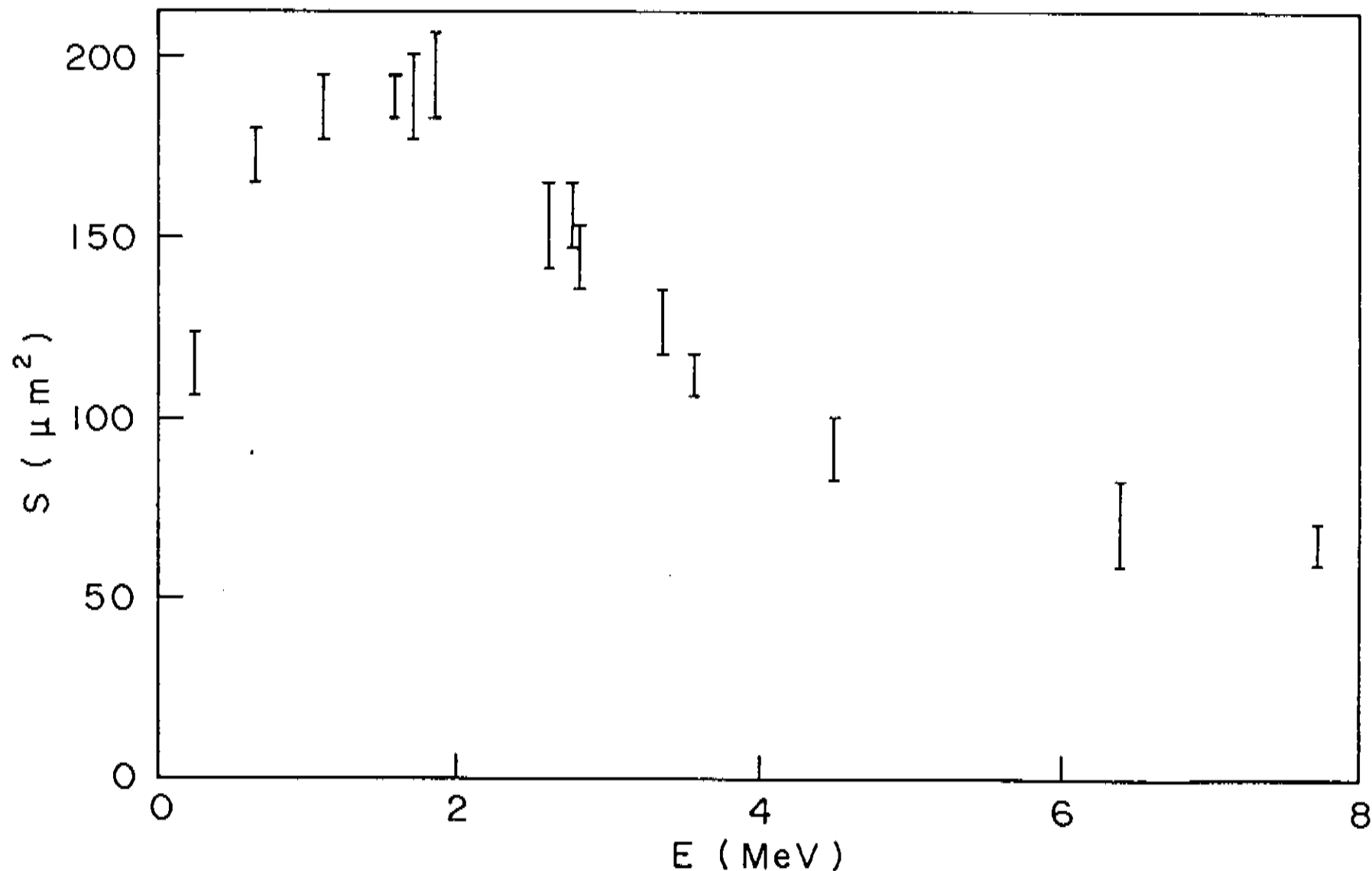


Figura 9-20: Relação entre S (o diâmetro dos traços ao quadrado) e a energia de incidência das partículas α no CR-39, para traços aproximadamente circulares ($\theta \approx 0^\circ$). Esta curva caracteriza o CR-39 como um espectrômetro α . Condições de ataque químico: 6,25N NaOH, 70°C - 400 minutos.

onde n representa o número de traços analisados. Optamos pelo erro individual, em vez do erro da média, o qual é mais comumente utilizado, porque temos observado variações no valor médio de S , correspondente a uma única energia, que excedem os valores típicos dos erros de $\bar{S}$. Essas variações podem estar relacionadas a possíveis modificações nas condições de ataque químico. Apesar de que sempre controlamos as condições de ataque de forma a permanecerem constantes - 6,25N NaOH, 70°C - 400min. - é possível que o ataque químico dependa de fatores além do nosso controle, como da marca do reagente químico; do intervalo de tempo entre a fabricação do reagente e sua utilização; do fato de que o NaOH é higroscópico - o que pode fazer com que se superestime a quantidade de NaOH na pesagem (pois pesa-se água junto); da idade do próprio CR-39; do tempo que o CR-39 permanece fora da geladeira, no caso de exposição desse plástico a um ambiente; da qualidade da água utilizada na preparação da solução de NaOH, etc. (Na verdade, o ataque químico tem um importante papel na dispersão de valores do tamanho de traços em detetores de estado sólido em geral [Bí(91)]). O fato é que se observa que as variações nos valores de $\bar{S}$ são mais condizentes com o erro individual (conforme representado na figura 9-20) do que com o erro da média. Apesar desse fato, a figura 9-20 demonstra que existe uma relação bem definida entre S e E . Os erros de $\bar{E}$, por sua vez, são iguais ou menores que 0,1 MeV. Por serem valores relativamente pequenos, esses erros não são representados na figura 9-20.

Quanto à forma da curva $S = f_0(E)$, observa-se que S realmente cresce conforme diminui a energia de incidência E das partículas α . Mas isso não ocorre em toda a faixa de energia estudada. Abaixo de aproximadamente 1,4 MeV, S passa a diminuir com o decréscimo de E . Esse tipo de resultado faz com que um único valor de S corresponda a dois valores de energia: por exemplo, um traço com $S = 2,5 \text{ U.G.} \approx 150 \mu\text{m}^2$ está relacionado tanto a uma partícula α incidente de aproximadamente 2,8 MeV, quanto a uma partícula α de aproximadamente 0,4 MeV. Isso contudo, não representa grande dificuldade na utilização do CR-39 como um espectrômetro, porque os traços situados na faixa da curva correspondente a energias menores que $\sim 1,4 \text{ MeV}$ são facilmente distinguíveis, por sua APARÊNCIA, dos traços correspondentes a energias maiores que $\sim 1,4 \text{ MeV}$. Os traços correspondentes a $E < 1,4 \text{ MeV}$ são bastante rasos e possuem coloração que nos permite distingui-los dos traços correspondentes a $E >$

1,4 MeV.

Ainda com respeito à aparência dos traços, falando de uma forma geral, aqueles correspondentes à faixa de energia $3 < E < 7,7$ MeV têm coloração bastante escura (quase totalmente pretos); aqueles correspondentes à faixa de energia $1 < E < 3$ MeV são cinzentos e aqueles correspondentes a $E < 1$ MeV são bastante rasos (os traços rasos são incolores, sendo reconhecíveis apenas pelo seu contorno). É claro que não existe uma separação DISCRETA de cores, mas sim matizes com graduação contínua. A separação dos traços entre pretos, cinzentos e claros serve apenas como uma referência.

Uma outra observação importante, quanto à figura 9-20, é que o CR-39 é capaz de detetar partículas α devido ao Rn-222 e filhos em praticamente toda a sua faixa de energia, ou seja, de aproximadamente 0 a 7,7 MeV. Isso significa que todas as partículas α devido ao Rn-222 e filhos produzem traços latentes que podem ser desenvolvidos em traços observáveis ao microscópio óptico, nas condições de ataque químico utilizadas. Em outras palavras, na faixa de energia entre aproximadamente 0 a 7,7 MeV, o CR-39 não apresenta problemas de dE/dx crítico. A eficiência de detecção do CR-39 só não é muito próxima de 100%, então, devido ao problema relacionado com o ÂNGULO CRÍTICO DE DETECÇÃO.

Anteriormente vimos que o CR-39 não é capaz de registrar partículas α com ângulo de incidência de 80° . De acordo com os resultados anteriores, o ângulo crítico de detecção se encontra entre 60° e 80° (pelo menos para $E < 4$ MeV). Muito provavelmente, os traços produzidos no CR-39 por partículas α , cujo ângulo de incidência seja maior que esse ângulo crítico, estejam totalmente contidos na camada de plástico que é corroída durante o ataque químico.

Essas características de detecção, apresentadas pelo CR-39, também indicam que a eficiência desse tipo de plástico, para a detecção de partículas α que produzem traços aproximadamente circulares, é muito próxima de 100%.

De um modo geral, a forma da curva da figura 9-20 é bastante semelhante à forma da curva que relaciona a perda de energia ($-dE/dx$) das partículas α em plásticos, em função de E [Lov(69)]. Na verdade, a idéia de que a área (ou o diâmetro ao quadrado) dos traços nos SSNTDs é proporcional a $-dE/dx$ foi dada, já em 1966, por SOMOGYI

[So(66)]. Para investigar esse fato, foi calculado o $-dE/dx$ das partículas α no CR-39 através da fórmula dada por BETHE e ASHKIN [Be(55)]:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_i = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n_i Z_i \left[\ln \left(\frac{2 m_e v^2}{I_i} \right) \right] \tag{9.14}$$

onde: m_e = massa do elétron;
 e = carga do elétron;
 z = carga da partícula incidente (= 2 para partícula α);
 v = velocidade da partícula incidente, ao longo do corpo do material.

o índice i indica um certo tipo de átomo que compõe o material em questão (o CR-39):

n_i = número de átomos do tipo i por cm^3 ;
 Z_i = número atômico do átomo i ;
 I_i = potencial de ionização do átomo i (ver tabela 9-I).

TABELA 9-I
 Potenciais de ionização de alguns átomos
 (Dados fornecidos pela FUJI FILMS, Japão).

ÁTOMO	I (eV)
Ag	487,013
Br	371,523
C	79,00
H	16,50
O	96,00
S	190,88
N	85,00

Sabendo-se que a carga do elétron é $e = 4,803 \times 10^{-10}$ STATCOULOMB [Ma(71), p.740], $e^4 n_i$ tem dimensão de erg^2/cm . Para transformar em $(\text{MeV})^2/\text{cm}$, deve-se multiplicar $e^4 n_i$ por $3,897 \times 10^{11}$. Sabendo-se também que: $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$; que $v^2 = 2E/m_\alpha$ (m_α = massa da partícula α) e que $m_\alpha c^2 = 3.726 \text{ MeV}$, temos que a equação 9.14 se torna:

$$-\frac{dE}{dx}(E) = \frac{(3,8 \times 10^{-21})}{E} \sum_i n_i Z_i \left\{ \ln \left[(548,5) \frac{E}{I_i} \right] \right\} \text{ MeV/cm} \quad 9.15$$

onde E é dado em MeV e I_i é dado em eV.

Ou então:

$$-\frac{dE}{dx}(E) = \frac{(3,8 \times 10^{-21}) N_m}{E} \sum_i \left\{ n_{mi} Z_i \ln \left[(548,5) \frac{E}{I_i} \right] \right\} \text{ MeV/cm} \quad 9.16$$

onde N_m = número de moléculas de CR-39 por cm^3 e n_{mi} = número de átomos tipo i em cada molécula de CR-39.

Sabendo-se, então que a composição atômica do CR-39 é $\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$ [Cas(78); Il(89)] (ver capítulo 3), temos:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx}(E) &= (3,8 \times 10^{-21}) N_m \frac{1}{E} \left[72 \ln \left[(6,943) E \right] + \right. \\ &\left. + 56 \ln \left[(5,714) E \right] + 18 \ln \left[(33,243) E \right] \right] \text{ MeV/cm} \quad 9.17 \end{aligned}$$

onde os três termos entre parêntesis representam as contribuições dos átomos de carbono, oxigênio e hidrogênio, respectivamente.

Se realmente S é proporcional a $-dE/dx$, S teve ter a mesma dependência com E que a expressa pela equação 9.17, ou seja:

$$S(E) = A \frac{1}{E} \left[72 \ln \left[(6,943) E \right] + \right. \\ \left. + 56 \ln \left[(5,714) E \right] + 18 \ln \left[(33,243) E \right] \right] \mu m^2 \quad 9.18$$

onde A é uma constante.

Atribuindo-se o valor de $0,86 \text{ MeV } \mu m^2$ para A [Had(91)], temos que a função $S = f_0(E)$, expressa pela equação 9-18, se ajusta bem aos dados experimentais, para $E > 2 \text{ MeV}$ (figura 9-21).

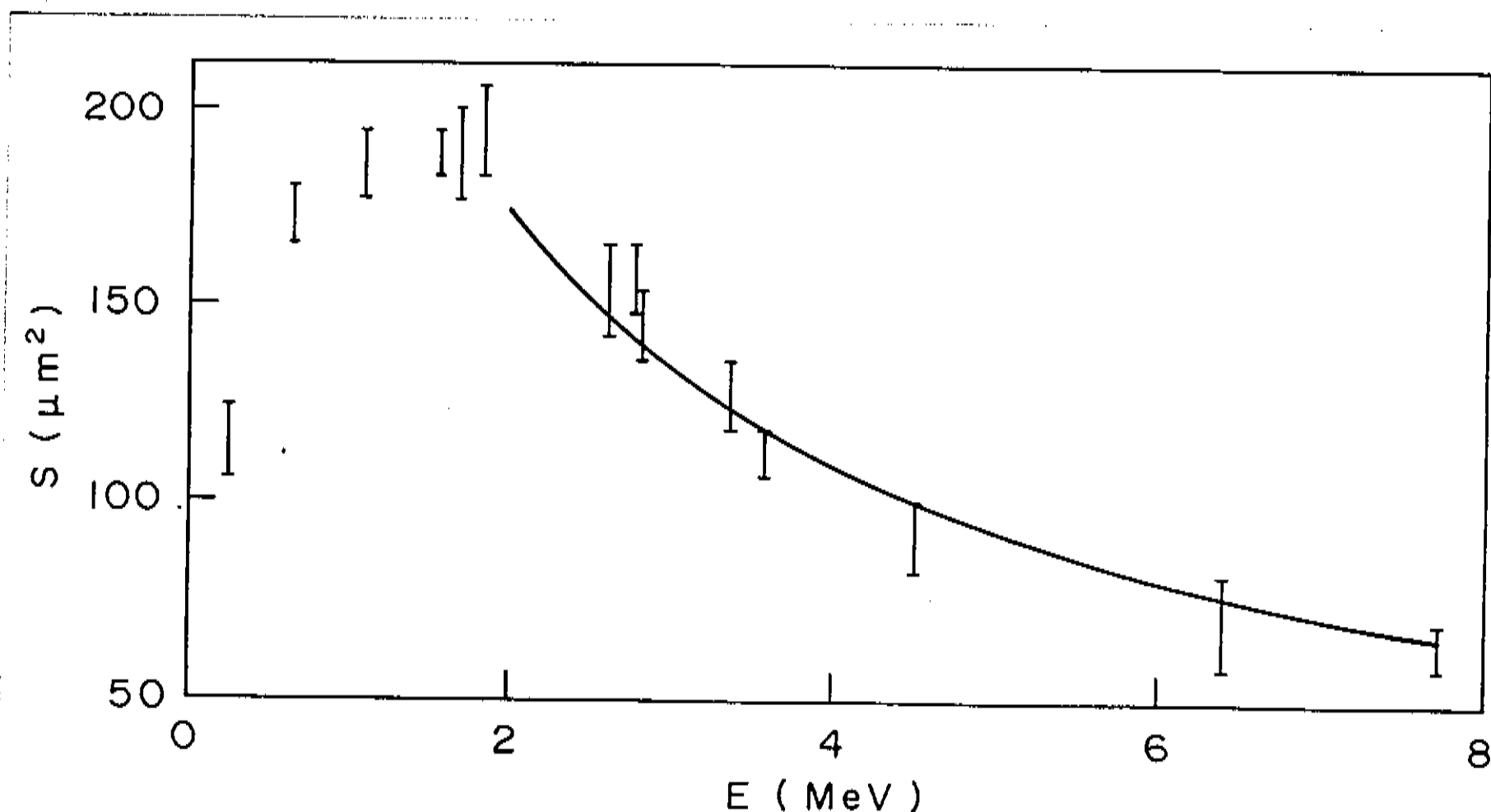


Figura 9-21: Comparação entre os dados experimentais e a função teórica $S = f_0(E)$ (curva contínua) obtida a partir da suposição de que S é proporcional ao $-dE/dx$ das partículas α no CR-39.

Para $E < 2$ MeV, correções devem ser feitas à expressão 9.18, pois a equação de Bethe (equação 9.14) não é válida para baixas energias [Be(55)]. Mesmo levando-se em conta essas correções, não se espera que S seja proporcional a $-dE/dx$, porque, nessa faixa de energia, o comprimento dos traços latentes pode ser comparável ou mesmo inferior à camada corroída pelo ataque químico⁵. Nessa condição, os processos que determinam a formação do traço revelado devem ser diferentes do caso em que o comprimento dos traços latentes é superior à camada corroída, o que supomos que ocorre para $E > 2$ MeV.

Devemos salientar, também, como uma observação, que a proporcionalidade constatada através da equação 9.18 e figura 9-21 se refere à relação entre a área dos traços APÓS O ATAQUE QUÍMICO e o $-dE/dx$ das partículas α no instante em que elas incidem sobre a superfície do CR-39, ou seja, ANTES DELE TER SIDO ATACADO. Assim, quando se fala em uma proporcionalidade entre S e $-dE/dx$, supõe-se que S reflete a destruição causada pela transferência de uma certa quantidade dE de energia a uma certa camada de plástico situada até uma profundidade dx , com relação à superfície do CR-39 que havia ANTES da ocorrência do ataque químico.

A relação entre S e E mostrada na figura 9-20 torna possível, então, a estimativa da energia de incidência das partículas α por meio da medida das dimensões dos traços. A partir desse fato, a primeira idéia que pode ser formulada é a de que é possível se tirar informações, separadamente, da atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar ($A_1 + A_3$) e da atividade dos filhos do Rn-222 depositados sobre a superfície do detetor ($G_1 + G_3$), avaliando assim a influência do plate-out sobre a densidade de traços apresentada pelo CR-39. Isso abre uma perspectiva de se determinar, por meio da medida das dimensões dos traços, a atividade dos filhos do Rn-222 DE FORMA ABSOLUTA, ou seja, de forma que os resultados obtidos não estejam mascarados pelos efeitos do

⁵O alcance médio das partículas α de 2 MeV em plásticos se situa na faixa de 7 a 8 μm [So(73)]. Segundo [Il(89)], a velocidade de ataque do corpo do CR-39 (V_b) nas condições de ataque que utilizamos é cerca de 1,4 $\mu\text{m}/\text{hora}$. Como o tempo de ataque que utilizamos é 400 minutos, significa que a camada corroída pelo plástico é cerca de 9,3 μm .

plate-out, os quais variam de ambiente para ambiente.

O termo "EFICIÊNCIA ABSOLUTA" designa o fato de ser possível a correlação entre a densidade de traços e a atividade dos filhos do Rn-222 (A) de uma forma ÚNICA e independente das condições ambientais. Como foi visto no capítulo 5, os efeitos do plate-out tornam o termo "eficiência absoluta" sem sentido, se apenas é avaliada a densidade de traços (ρ) nos SSNTDs, uma vez que a relação entre ρ e A depende das condições ambientais (ver capítulo 8). Contudo, com a possibilidade de se avaliar separadamente a quantidade de átomos de filhos do Rn-222 depositados sobre a própria superfície do detetor (que fornece a informação sobre o efeito do plate-out no processo de detecção), então o termo "eficiência absoluta" volta a fazer sentido.

Para exemplificar esse fato, foram feitas medidas dos diâmetros maior (D_y) e menor (D_x) dos traços aproximadamente circulares apresentados por duas amostras de CR-39. Uma delas foi exposta sobre uma das paredes de uma sala fechada durante alguns meses (figura 9-22-a) e a outra (uma amostra de $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$) foi exposta no mesmo ambiente e durante o mesmo período de tempo, mas instalada longe de qualquer objeto (figura 9-22-b)⁶.

A figura 9-22-a apresenta um histograma de valores de $S = D_y/D_x$. Pode-se observar dois picos distintos: Um mais pronunciado, estendendo-se entre $S \sim 60$ e $\sim 100 \mu\text{m}^2$ e outro para $S > 120 \mu\text{m}^2$. Comparando-se este histograma com a figura 9-20, pode-se relacionar o pico entre 60 e $100 \mu\text{m}^2$ ao autoplate-out dos filhos do Rn-222 e o outro pico às emissões ocorridas no ar (devido tanto aos filhos do Rn-222 quanto ao próprio Rn-222). Assim sendo, este histograma ilustra a maneira pela qual se pode fazer a distinção entre o plate-out e a atividade α presente no ar.

Essa distinção é confirmada pelo histograma da figura 9-22-b. Esse histograma corresponde ao CR-39 que permaneceu longe de qualquer objeto. Conforme foi visto no capítulo 8 (equação 8.16), a exposição de um CR-39 de dimensões limitadas longe de qualquer objeto faz

⁶Foram medidos apenas os diâmetros dos traços menos excêntricos, utilizando-se o critério de se considerar apenas os traços cujos diâmetros obedecem à condição: $D_y/D_x \leq 1,100$.

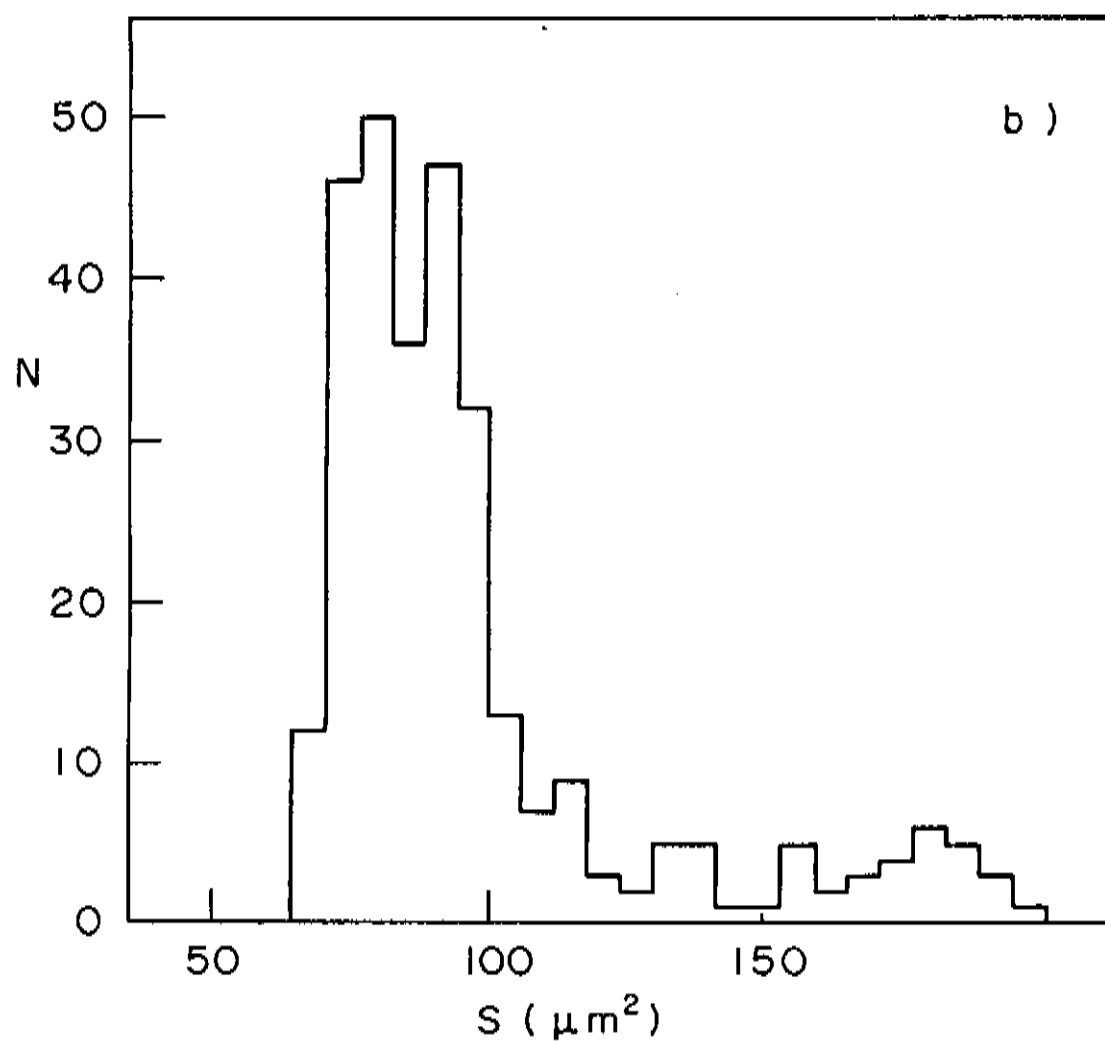
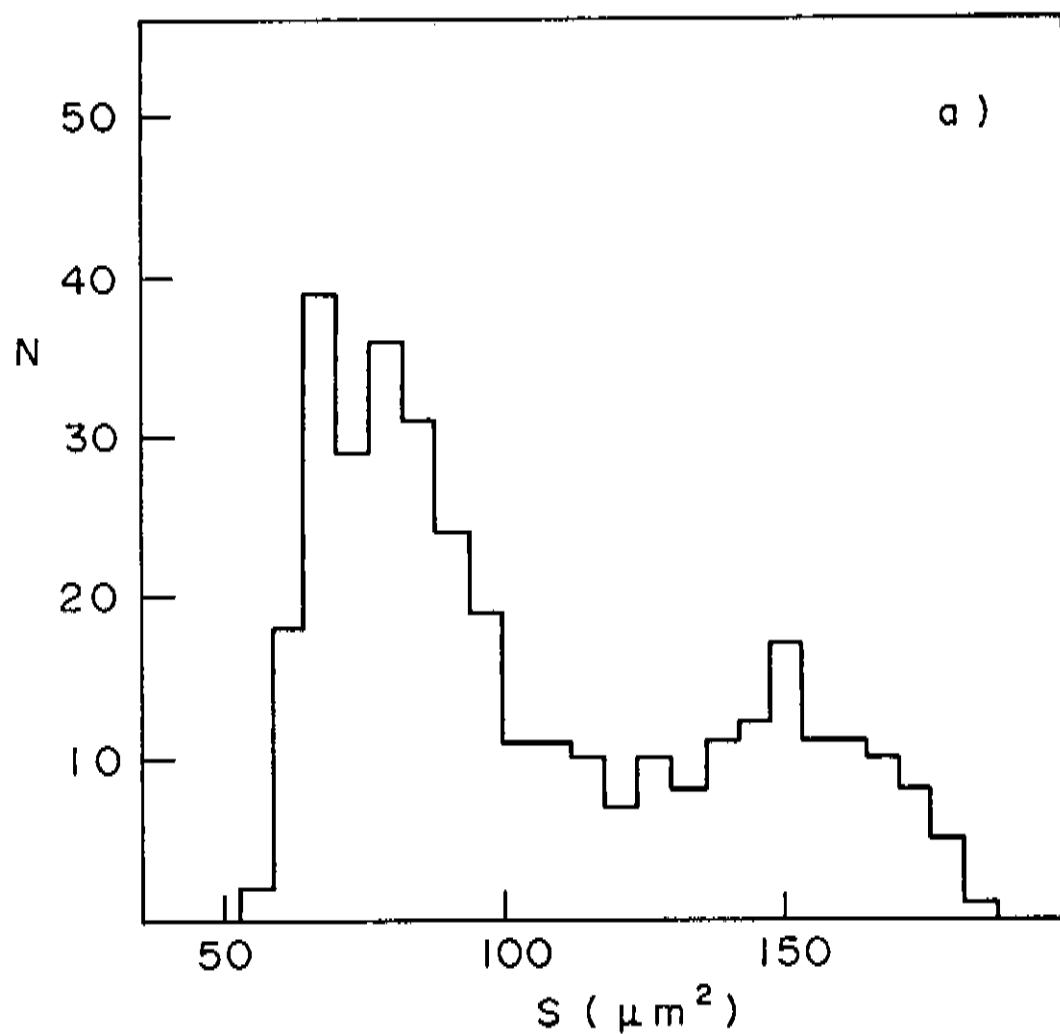


Figura 9-22: Distribuição de valores de $S = D_p D_s$ observada em duas amostras de CR-39 expostas num ambiente de convívio humano: (a) - amostra colocada sobre uma das paredes do ambiente; (b) - amostra instalada longe de qualquer objeto.

com que o número de traços devido ao autoplating-out seja tão maior quanto menor é a superfície do detector e, portanto, um CR-39 exposto longe de qualquer objeto deve apresentar um número maior de traços devido ao autoplating-out do que um CR-39 exposto sobre uma parede. Esse fato é confirmado pelo histograma 9-22-b, que apresenta o pico relativo ao autoplating-out muito mais pronunciado.

No entanto, a figura 9-20, 9-21 e 9-22, até aqui, apenas SUGEREM que o CR-39 pode ser utilizado como um detector absoluto. Para que isso seja feito de fato é preciso que seja medida a eficiência, ou o fator de calibração, associado à sua utilização como um espectrômetro, o que será visto no próximo capítulo.

CAPÍTULO 10

MEDIDA DA EFICIÊNCIA ABSOLUTA DO CR-39

PARA A DETECÇÃO DO Rn-222 E FILHOS

Conforme foi visto no capítulo anterior, a utilização do CR-39 como um espectrômetro pode tornar possível a separação dos traços que se devem ao autoplato-out daqueles que se devem a emissões ocorridas no ar e, desta forma, permitir que se avalie a influência do plate-out sobre o processo de detecção.

A utilização do CR-39 como um detetor absoluto, assunto a ser desenvolvido neste capítulo, está baseada na divisão dos seus traços em função de três categorias distintas, relacionadas com suas origens ou "fontes":

$$\rho \left\{ \begin{array}{l} \text{I - Rn-222, que está ~ homogeneamente distribuído no ar;} \\ \text{II - AUTOPLATE-OUT;} \\ \text{III - Filhos do Rn-222 presentes no ar, cuja atividade se encontra deplecionada.} \end{array} \right.$$

O objetivo desse capítulo é demonstrar que cada uma dessas três frações pode ser obtida de forma absoluta, desde que certos critérios sejam respeitados.

I - DETECÇÃO DO Rn-222:

Conforme já foi mencionado, o Rn-222 em si não contribui para a dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório devido à inalação de emissores α do ar. Contudo, sendo o Rn-222 um emissor α , ele também é registrado pelo CR-39. Assim sendo, é desejável que a atividade do Rn-222 no ar possa ser medida separadamente, para que se possa DESCONTAR a sua contribuição à densidade de traços apresentada pelo CR-39. O resultado que se obtém após o desconto da contribuição do Rn-222 está melhor relacionado à dose. Nesse aspecto, tendo em vista o cálculo de dose, os traços que se devem ao Rn-222 se apresentam como um BACKGROUND, que deve ser descontado.

A medida isolada da atividade do Rn-222 no ar, de acordo com o capítulo 2, pode ser obtida através da utilização das câmaras de difusão, ou seja, de recipientes que permitem a entrada apenas do gás radônio. Esses recipientes podem ser obtidos através de membranas permeáveis ao radônio ou simplesmente por meio de geometrias tais que impeçam a entrada dos filhos do Rn-222. Uma dessas geometrias é aquela constituída por duas placas paralelas delimitando uma fina camada de ar sobre o detetor, como mostrado na figura 10-1.

Se a distância entre as placas, d , é muito menor que a distância média percorrida pelos átomos dos filhos do Rn-222 no ar (uma grandeza proporcional à DME), significa que os filhos do Rn-222 não vão conseguir se difundir para o interior da montagem, ficando depositados nas placas nas proximidades das bordas. Apenas o Rn-222, na condição de

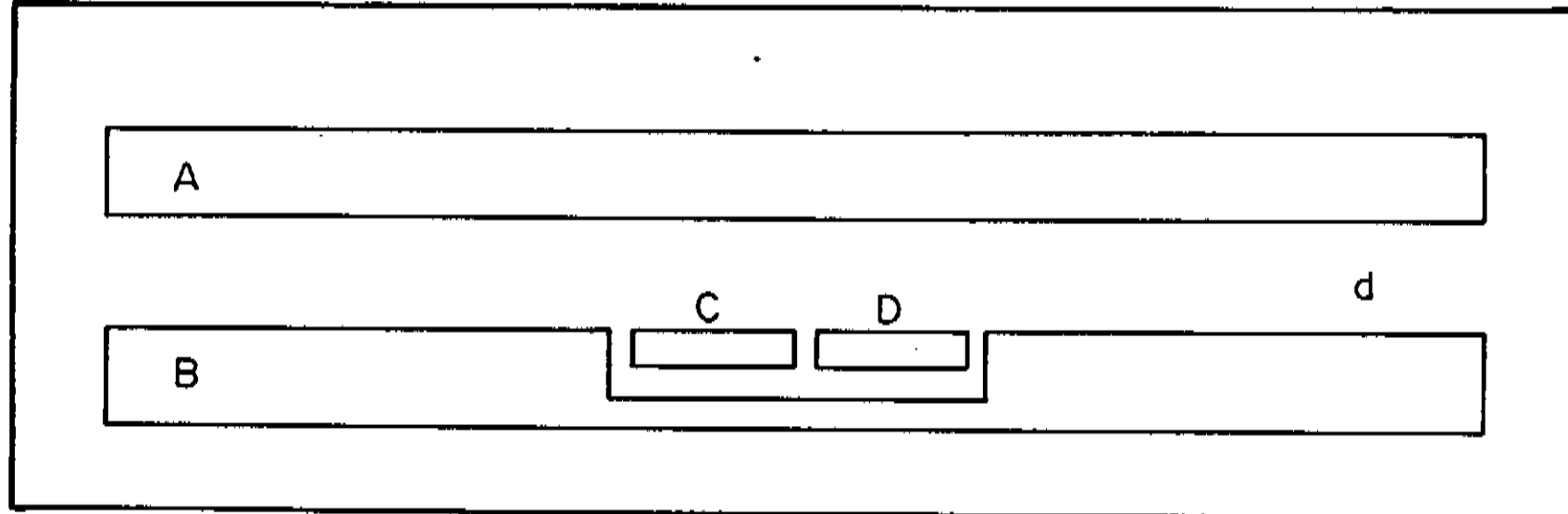


Figura 10-1: Geometria de placas paralelas.

d é a distância entre as placas (A e B). C e D são detectores instalados no interior da montagem.

um gás nobre, pode penetrar até a parte central da montagem, onde se situa(m) o(s) detector(es), conforme mostrado na figura 10-1.

Como consequência desse processo, os traços registrados pelo detector, situado no interior dessa geometria, se devem apenas aos átomos do Rn-222 que penetram na montagem e aos átomos dos filhos do Rn-222 que foram produzidos, pelo decaimento do Rn-222, NO INTERIOR da montagem.

Da mesma forma que os filhos do Rn-222 presentes no ar externo não conseguem penetrar na montagem, aqueles que são produzidos em seu interior não conseguem SAIR (após a sua produção, os filhos do Rn-222 devem se depositar nas superfícies internas da montagem - e na própria superfície do detector). Isso faz com que a montagem se configure como um sistema ISOLADO, no que diz respeito aos filhos do Rn-222 e, nessa condição, espera-se que esses átomos estejam em equilíbrio de atividades com relação ao próprio Rn-222.

O equilíbrio de atividades entre o Rn-222 e seus filhos, numa montagem desse tipo, pode ser facilmente averiguado quando se expõe no interior da montagem uma emulsão nuclear. A distribuição de

comprimentos de traços¹ (L) nessa emulsão - ver figura 10-2 - apresenta dois picos: Um maior entre ~ 18 e 30 μm e outro menor para $L > 30 \mu\text{m}$.

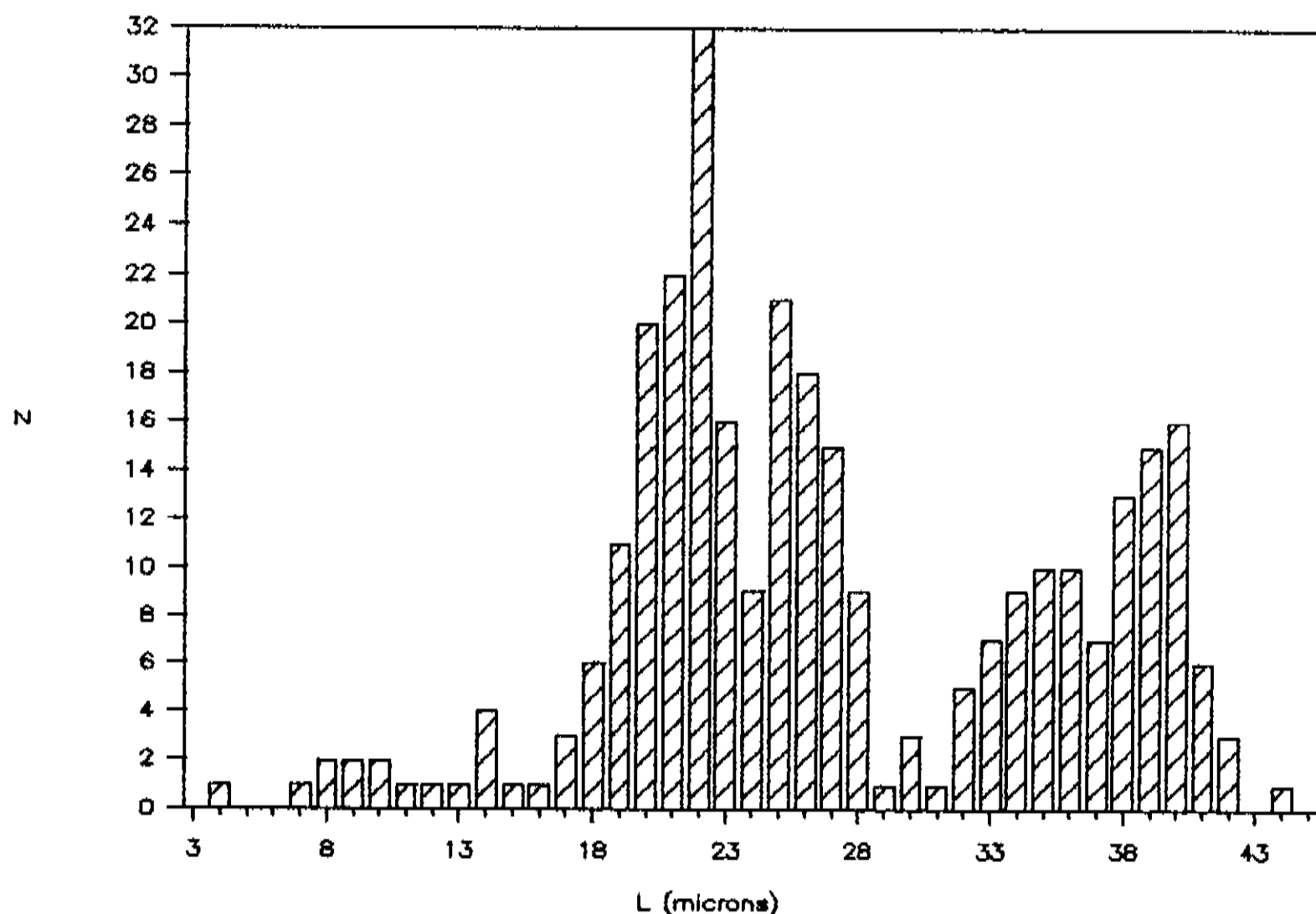


Figura 10-2: Distribuição de comprimento de traços (L) apresentada por uma emulsão nuclear exposta entre placas paralelas, com $d \simeq 1,5 \text{ mm}$. N = número de traços.

Como na emulsão nuclear quanto maior a energia da partícula α incidente maior é o comprimento do traço, o pico menor corresponde aos átomos de Po-214 (7,7 MeV²) e o pico maior aos átomos de Po-218 (6,0 MeV) e Rn-222 (5,5 MeV). Neste último caso há um único pico devido à proximidade das

¹Conforme foi visto no capítulo 5, o traço na emulsão nuclear corresponde à trajetória da partícula α no corpo da mesma.

²Lembrar que a montagem faz com que uma grande parte das partículas α incidentes cheguem à superfície do detetor com quase a mesma energia com que elas são emitidas (ver capítulo 9).

energias das partículas α correspondentes. O equilíbrio de atividades entre o Rn-222 e seus filhos pode ser averiguado pelo fato de que o tamanho do pico maior (correspondente a dois emissores α) é o DOBRO do tamanho do pico menor (correspondente a um único emissor).

Sabendo-se então que os emissores α estão em equilíbrio de atividades e levando-se em consideração a própria geometria da montagem, pode-se correlacionar suas atividades com a densidade de traços apresentada por um detetor colocado no interior da montagem, através da utilização da equação 9.1.

Para resolver a integral da equação 9.1, vamos considerar a representação geométrica da exposição dada pela figura 10-3.

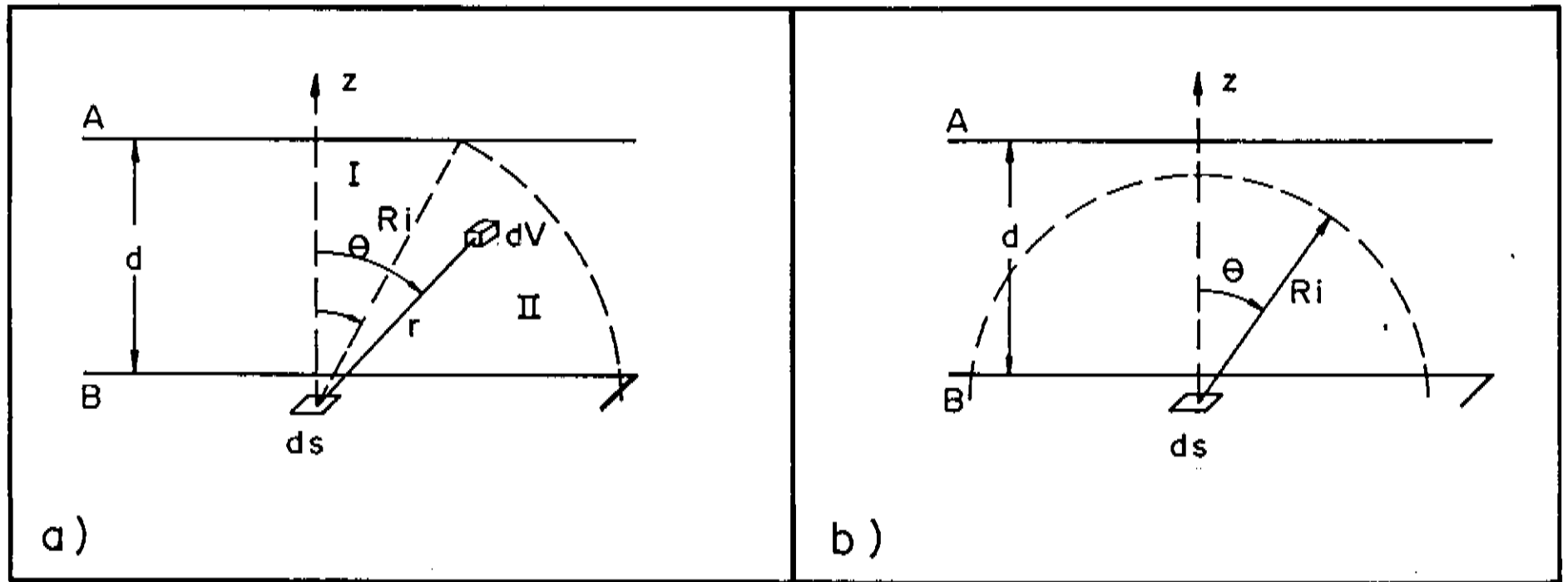


Figura 10-3: Representação geométrica da incidência de partículas α - vindas de um elemento de espaço dV - sobre a superfície ds de um detetor, numa geometria de placas paralelas (A e B) separadas por uma distância d .

Vamos, em primeiro lugar, calcular a densidade de traços devido apenas ao Rn-222 (ρ_0), após um tempo de exposição t , admitindo-se que a atividade do Rn-222 (A_0) esteja homogeneamente distribuída no interior da montagem. Para calcular a integral da equação 9.1, deve-se dividir o problema em duas partes: I) Integrando-se as emissões ocorridas na região I, que é delimitada pela placa oposta à superfície do detetor (placa A) e que corresponde ao intervalo angular $0 \leq \theta \leq \arccos d/R_i$,

onde R_i é o alcance das partículas α do tipo i no ar (no caso presente $R_i = R_0$, pois, conforme notação que vem sendo seguida aqui, se trata do Rn-222). II) Integrando-se as emissões ocorridas na região II, delimitada pelo próprio alcance das partículas α no ar⁹ e correspondente ao intervalo angular $\arccos d/R_0 \leq \theta \leq \pi/2$. Assim, utilizando coordenadas esféricas, temos que:

$$\begin{aligned} \rho_0 = & \int_0^{2\pi} \int_0^{\arccos(d/R_0)} \int_0^{d/\cos\theta} A_0 t \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} \varepsilon r^2 \sin\theta dr d\theta d\varphi + \\ & + \int_0^{2\pi} \int_{\arccos(d/R_0)}^{\pi/2} \int_0^{R_0} A_0 t \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} \varepsilon r^2 \sin\theta dr d\theta d\varphi \end{aligned} \quad 10.1$$

onde foi utilizada a expressão 9.4.

O resultado da equação 10.1 é:

$$\begin{aligned} \rho_0 = & A_0 t \varepsilon \left\{ \frac{1}{2} d \left[1 - \frac{d}{R_0} \right] + \frac{1}{4} \frac{d^2}{R_0} \right\} \\ \rightarrow \rho_0 = & \frac{1}{2} A_0 t \varepsilon d \left[1 - \frac{d}{2R_0} \right] \end{aligned} \quad 10.2$$

onde ε é a eficiência intrínseca do CR-39 (definida pela equação 4.3) para esse tipo de detecção.

Quanto aos filhos do Rn-222 produzidos no interior da montagem, vamos supor, já que $d \ll DME$, que eles estão totalmente depositados sobre as placas (incluindo a própria superfície dos detetores). Nesse caso, considerando o equilíbrio de atividades entre o

⁹Da figura 10-3, é possível se verificar que o tamanho das placas A e B (distância entre as bordas e o centro das placas) tem que exceder o alcance das partículas α no ar. Se as placas tiverem uma área pequena, emissões ocorridas FORA da montagem ou mesmo emissões devido a átomos de filhos do Rn-222 - vindos de fora -, depositados nas proximidades das bordas internas da montagem, podem produzir traços no detetor.

Rn-222 e seus filhos, a atividade dos filhos do Rn-222 depositados na superfície das placas (e superfície do detetor), por cm^2 , é⁴:

$$G_i = \frac{1}{2} A_i d = \frac{1}{2} A_o d ; \quad i = 1 \text{ e } 3 \quad 10.3$$

onde o fator 1/2 representa o fato de que os átomos dos filhos do Rn-222 se distribuem em 2 placas.

A densidade de traços devido aos filhos do Rn-222 (ρ_i) tem, portanto, duas fontes: Devido aos átomos depositados na placa A (ρ_i'') e devido aos átomos depositados na própria superfície do detetor (ρ_i'). Essa última quantidade é simplesmente:

$$\rho_i' = \frac{1}{2} G_i t \varepsilon d = \frac{1}{4} A_o t \varepsilon d \quad 10.4$$

onde esse outro fator 1/2 se deve ao fato de que as emissões de partículas α se dão ou na direção à superfície do detetor ou na direção oposta.

A densidade de traços devido aos átomos depositados na placa A, por sua vez, pode ser calculado por (ver a figura 10-3):

$$\rho_i'' = \iint G_i t \varepsilon \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} dA \quad 10.5$$

onde dA é um elemento de área sobre a placa A, que pode ser expresso por:

$$dA = l \, dl \, d\varphi \quad 10.6$$

⁴Notar, na figura 10-1, que a superfície do detetor fica NO MESMO NÍVEL que a superfície da placa em que ele se encontra. Isso é possível porque é feito um compartimento, na placa B, onde o(s) detetor(es) pode(m) ser colocado(s). O objetivo disso é garantir que não existam "efeitos de borda" devido a um desnível entre as superfícies do detetor e da placa B. Apesar da espessura do CR-39 não ser muito grande ($\sim 500 \mu\text{m}$), ela é da mesma ordem de grandeza que $\underline{d}$, no caso em que $\underline{d}$ é da ordem de poucos milímetros.

onde l é a distância entre um ponto sobre a placa A e o eixo z . l pode ser expresso em função de θ como:

$$l = d \operatorname{tg} \theta = d \frac{\operatorname{sen} \theta}{\cos \theta} \quad 10.7$$

$$\text{assim: } d l = d \left\{ 1 + \frac{\operatorname{sen}^2 \theta}{\cos^2 \theta} \right\} d \theta \quad 10.8$$

Pelas equações 10.5 a 10.8, temos então que:

$$\rho_i'' = \int_0^{\arccos(d/R_i)} \int_0^{2\pi} G_i t \varepsilon \frac{\cos \theta}{4\pi (d/\cos \theta)^2} d \left\{ 1 + \frac{\operatorname{sen}^2 \theta}{\cos^2 \theta} \right\} d \frac{\operatorname{sen} \theta}{\cos \theta} d \theta d \varphi \quad 10.9$$

onde utilizou-se o fato de que, para um ponto situado sobre a placa A, $r = d/\cos \theta$. Resolvendo a equação 10.9 e utilizando-se a equação 10.3, temos que:

$$\begin{aligned} \rho_i'' &= \frac{1}{2} A_o t \varepsilon d \frac{1}{2} \int_0^{\arccos(d/R_i)} \operatorname{sen} \theta d \theta \\ &= \frac{1}{4} A_o t \varepsilon d \left[1 - \frac{d}{R_i} \right] \end{aligned} \quad 10.10$$

A soma das equações 10.4 e 10.10 representa a densidade de traços total devido aos filhos do Rn-222:

$$\rho_i = \frac{1}{2} A_o t \varepsilon d \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \quad 10.11$$

Note que essa expressão é a mesma que se obteria caso se considerasse que a atividade dos filhos do Rn-222 também estivesse homogeneamente distribuída no ar entre as placas (comparar com a equação 10.2). Ou seja, a relação geométrica entre a atividade α e a densidade de traços tem uma única forma, independente do fato de que os átomos estejam

totalmente depositados sobre as placas (plate-out total) ou estejam homogeneamente distribuídos no ar entre as placas (plate-out nulo). Isso quer dizer que, para uma montagem de placas paralelas com d pequeno, não é importante o conhecimento exato de como A_i está distribuído. Este resultado elimina a principal dificuldade originada pelo plate-out - discutido no início do capítulo 9 - que se deve ao fato de que o não conhecimento da distribuição espacial de A_i impossibilita o estabelecimento de uma relação direta entre ρ e A_i . Essa propriedade da montagem de placas paralelas não resolve, no entanto, o problema da medida dos filhos do Rn-222 presentes no ar, já que esse tipo de geometria permite apenas a medida do próprio Rn-222.

As equações 10.2 e 10.11 estabelecem, portanto, uma relação bem definida entre a densidade de traços total, apresentada pelo CR-39 colocado entre as placas e a atividade do Rn-222 no ar:

$$\rho = \sum_{i=0,1,2} \frac{1}{2} A_0 t \varepsilon d \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \quad 10.12$$

onde R_0 , R_1 e R_2 são os alcances das partículas α do Rn-222, Po-218 e Po-214 no ar, respectivamente.

Para tornar, então, o CR-39 apto à detecção do Rn-222 (A_0) através desse tipo de geometria de exposição, é necessário que se conheça o valor da sua eficiência intrínseca, ε , para esse tipo de detecção. Para medir ε , foram expostas conjuntamente (tal como mostra a figura 10-1) uma amostra de CR-39 e uma amostra de emulsão nuclear do tipo KO da Ilford. Desde que $d \ll R_i$, a eficiência da emulsão nuclear nessa geometria é, em termos práticos, igual a 100%. Isso pelo fato de que a emulsão não possui problemas de dE/dx crítico e nem de ângulo crítico de detecção. Na condição em que $d \ll R_i$, as partículas α vão incidir sobre a emulsão com energias muito próximas às energias com que elas são emitidas, produzindo assim traços bastante longos na mesma, que dificilmente seriam "perdidos" durante a observação ao microscópio óptico (ver capítulo 5). Assim, estando a emulsão e o CR-39 expostos nas mesmas condições, temos que:

$$\varepsilon = \frac{\rho_{\text{CR-39}}}{\rho_{\text{EMULSAO}}} \quad 10.13$$

Foram contados, então, os traços apresentados por uma amostra de cada um desses detetores para uma montagem com $d = 0,4$ cm. $\rho_{\text{CR-39}}$ foi obtido sem nenhum critério de restrição, ou seja, foram contados todos os traços e não apenas os menos excêntricos (pois não há necessidade, nesse caso, de uma restrição desse tipo), tendo, é claro, sido descontado o background⁵. Obteve-se como resultado:

$$\epsilon = (55 \pm 2)\% \quad 10.14$$

Assim sendo, supondo-se que a atividade do Rn-222 no interior da montagem seja igual à do exterior (o que é razoável, visto que o Rn-222 é um gás nobre), temos que A_0 pode ser calculado a partir da medida da densidade de traços apresentado por uma amostra de CR-39, colocada numa geometria de placas paralelas (com $d \approx 0,4$ cm), através da relação:

$$\rho = \frac{1}{2} A_0 t (0,55) d \sum_{i=0,1,2} \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \quad 10.15$$

onde, para $T = 25^\circ\text{C}$:

$$\begin{aligned} R_0 &\approx 4,22 \text{ cm} \\ R_1 &\approx 4,82 \text{ cm} \\ R_2 &\approx 7,15 \text{ cm} \end{aligned}$$

⁵O background pode ser importante quando se utiliza o CR-39 para esse tipo de detecção. Devido ao fato de que o CR-39 é mantido em contato com uma FINA camada de ar, é pequeno o número de emissores α que podem produzir traços no detetor; conseqüentemente, pode ser comum, nesse caso, a obtenção de uma densidade de traços onde o background não se apresente como uma grandeza desprezível.

A geometria de placas paralelas
como um "anulador" dos efeitos do plate-out:

Conforme vimos, a relação geométrica entre a densidade de traços e a atividade, na geometria de placas paralelas, independe do fato de que os emissores estejam depositados sobre as placas ou uniformemente distribuídos no ar contido entre as placas. Na verdade, é possível se demonstrar que - desde que sejam respeitadas algumas condições - a relação GEOMÉTRICA entre ρ e A , para a geometria de placas paralelas, INDEPENDE de como a atividade dos filhos do Rn-222 está distribuída entre as placas.

Para mostrar esse fato, vamos novamente considerar a figura 10-3. Desde que as placas tenham dimensões suficientemente grandes (ao longo de x e y), devido à simetria do problema, a atividade dos filhos do Rn-222 no ar deve depender apenas de z : $A_i = A_i(z)$. Assim, para estabelecer a relação entre ρ_i e A_i , vamos calcular o número de partículas α (N_i), que incidem no detetor, por unidade de área, em função de $A_i(z)$. A densidade de traços, ρ_i , pode ser escrita simplesmente como $\rho_i = N_i \epsilon$, onde ϵ é a eficiência intrínseca, dada pela equação 4.3. Para calcular N_i , devemos levar em conta duas partes: a que se deve às emissões ocorridas no ar e a que se deve às emissões correspondentes aos átomos depositados (sobre a placa oposta à do detetor e sobre a própria superfície do detetor). A primeira parte pode ser calculada por:

$$N_i'' = \iiint_V A_i(z) t \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} dV \quad 10.16$$

e a segunda parte por:

$$N_i' = \iint_S G_i t \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} dS + \frac{1}{2} G_i t \quad 10.17$$

onde o primeiro termo representa uma integração sobre a superfície (S) da placa oposta e o segundo termo representa a contribuição devido ao autoplate-out. Note que G_i é espacialmente constante, isto é, independe de x e y (desde que as placas sejam suficientemente grandes). Assim sendo, a solução de N_i' é análoga à que se obteve com a equação 10.11, ou seja:

$$N_i' = G_i t \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \quad 10.18$$

desde que d seja menor que R_i .

No caso em que d NÃO tenha dimensão de poucos milímetros, não se pode considerar que $G_i = (1/2)A_0 d$, pois deve-se esperar, no caso mais geral possível, que apenas uma fração dos átomos dos filhos do Rn-222 estejam depositados nas placas, sendo que uma outra fração deve corresponder a átomos de filhos do Rn-222 presentes no ar. Isso quer dizer que G_i é, em princípio, uma fração desconhecida da atividade total. G_i deve depender do coeficiente de difusão dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar e da própria distância d entre as placas, sendo que, quanto menor for d , mais G_i deve se aproximar de $(1/2)A_0 d$ - quantidade esta que corresponde ao plate-out TOTAL (ou máximo), conforme já comentado. Vamos, portanto, deixar G_i em aberto, na equação 10.18.

Quanto à equação 10.16, vamos utilizar, para a sua resolução, coordenadas cilíndricas. Assim sendo:

$$\cos \theta = \frac{z}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} \quad 10.19$$

$$r = \sqrt{z^2 + \rho^2} \quad 10.20$$

Portanto:

$$\begin{aligned}
 N_i'' &= \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{z=0}^{z=d} \int_{\rho=0}^{\rho=z(R_i^2-d^2)^{1/2}/d} \frac{A_i(z) \cdot z}{4\pi (z^2 + \rho^2)^{3/2}} \rho \, d\rho \, dz \, d\varphi \\
 &+ \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{z=0}^{z=d} \int_{\rho=z(R_i^2-d^2)^{1/2}/d}^{\rho=(R_i^2-z^2)^{1/2}} \frac{A_i(z) \cdot z}{4\pi (z^2 + \rho^2)^{3/2}} \rho \, d\rho \, dz \, d\varphi \quad 10.21
 \end{aligned}$$

onde a primeira integral corresponde à região I e a segunda à região II (ver a figura 10-3).

Resolvendo as integrais em φ e ρ , temos:

$$N_i'' = \frac{1}{2} \int_0^d A_i(z) \cdot z \left[\frac{1}{z} - \frac{1}{R_i} \right] dz \quad 10.22$$

Resolvendo essa integral por partes:

$$N_i'' = \frac{1}{2} A_i(z) \cdot \left[z - \frac{z^2}{2R_i} \right] \Big|_0^d - \frac{1}{2} \int_0^d \left[z - \frac{z^2}{2R_i} \right] \cdot \frac{\partial A_i}{\partial z} dz \quad 10.23$$

Devido ao plate-out, nós sabemos que é nula a atividade dos filhos do Rn-222 no ar nas proximidades das placas (ou seja: para $z = 0$ e $z = d$). Assim sendo, o primeiro termo da equação 10.23 é nulo. Temos portanto:

$$N_i'' = - \frac{1}{2} \int_0^d \left[z - \frac{z^2}{2R_i} \right] \cdot \frac{\partial A_i}{\partial z} dz \quad 10.24$$

Agora, vamos fazer uma transformação de coordenadas em que $z' = z - d/2$ (ou seja, vamos deslocar a origem para o ponto intermediário entre as placas). Assim sendo:

$$N_i'' = - \frac{1}{2} \int_{-d/2}^{d/2} \left[(z' + d/2) - \frac{[z'^2 + z'd + d^2/4]}{2R_i} \right] t \frac{\partial A_i}{\partial z'} dz' \quad 10.25$$

ou:

$$N_i'' = - \frac{1}{2} \int_{-d/2}^{d/2} \left[- \frac{z'^2}{2R_i} + \frac{d}{2} - \frac{d^2}{8R_i} \right] t \frac{\partial A_i}{\partial z'} dz' - \\ - \frac{1}{2} \int_{-d/2}^{d/2} z' \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] t \frac{\partial A_i}{\partial z'} dz' \quad 10.26$$

Essa equação pode ser bastante simplificada se levarmos em conta as SIMETRIAS do problema. Como a montagem é simétrica com respeito ao plano intermediário entre as placas, significa que o efeito do plate-out para $z' > 0$ ($z > d/2$) é igual ao efeito do plate-out para $z' < 0$ ($0 < z < d/2$). Assim sendo, $A_i(z)$ deve ser uma FUNÇÃO PAR com respeito a z' , que deve tender a zero para $z' = \pm d/2$ e deve ter um MÁXIMO em $z' = 0$. Isso significa que $A_i(z)$ é CRESCENTE para $z' < 0$ e DECRESCENTE para $z' > 0$; ou seja: $\partial A_i / \partial z$ é uma FUNÇÃO ÍMPAR. Como a função entre parênteses da primeira integral da equação 10.26 é uma função PAR, segue-se que o integrando, dessa primeira integral, tomado como um todo, é uma função ÍMPAR. Como a integral é calculada num intervalo simétrico (entre $z' = -d/2$ e $z' = +d/2$), tem-se que esta integral é NULA. Ou seja:

$$N_i'' = - \frac{1}{2} \int_{-d/2}^{d/2} z' \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] t \frac{\partial A_i}{\partial z'} dz' \quad 10.27$$

Resolvendo essa equação novamente por partes, temos que:

$$N_i'' = - \frac{1}{2} \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \left\{ A_i t z' \Big|_{-d/2}^{+d/2} - \int_{-d/2}^{d/2} A_i t dz' \right\} \quad 10.28$$

Novamente, como $A_i = 0$ para $z' = \pm d/2$:

$$N_i'' = + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \int_{-d/2}^{d/2} A_i(z') t dz' \quad 10.29$$

ou:

$$N_i'' = + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \int_0^d A_i(z) t dz \quad 10.30$$

Assim sendo, a quantidade total de partículas α que incidem sobre a superfície do detetor (por unidade de área) é:

$$N_i = N_i' + N_i'' = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \left[2 G_i t + \int_0^d A_i(z) t dz \right] \quad 10.31$$

Mas, desde que as placas sejam suficientemente grandes, a montagem se apresenta como um SISTEMA ISOLADO para os filhos do Rn-222. Ou seja, como a mobilidade desses átomos no ar é limitada (ver o capítulo 6), dentro de seu período de existência, eles percorrem uma distância limitada no ar (DME). Se as dimensões das placas são grandes com respeito a essa distância, então os átomos dos filhos do Rn-222 que são produzidos no interior da montagem não conseguem sair e os que se encontram fora não conseguem entrar. Sendo um sistema isolado, deve haver equilíbrio de atividade entre o Rn-222 e seus filhos quando consideramos a montagem como um todo. Ou seja: A SOMA DAS ATIVIDADES DEPOSITADA SOBRE AS PLACAS ($2G_i t$) E PRESENTE NO AR ($\int A_i t dz$), para cada filho do Rn-222, DEVE SER IGUAL À ATIVIDADE DO Rn-222 existente entre as placas. Assim sendo, por unidade de área ($\Delta x \Delta y$) da montagem, temos que:

$$2 G_i t + \int_0^d A_i(z) t dz = A_0 t d \quad 10.32$$

Assim, como consequência, temos:

$$N_i = \frac{1}{2} A_0 t d \left[1 - \frac{d}{2R_i} \right] \quad 10.33$$

independentemente de como é a forma da função $A_i(z)$.

Esse resultado indica, portanto, que o número de partículas α que incidem, por unidade de área, sobre o detetor, independe do plate-out, ou seja, independe de como os átomos dos filhos do Rn-222 estão distribuídos no interior da montagem. Isso quer dizer que N_i independe dos parâmetros que estão ligados ao plate-out, como a composição de aerossóis presentes no ar.

As condições necessárias para a validade da equação 10.33 são apenas duas:

- 1) Que a distância entre as placas seja menor que o alcance das partículas α dos filhos do Rn-222 no ar e
- 2) Que as dimensões das placas sejam suficientemente grandes para que a montagem se configure como um SISTEMA ISOLADO, no que se refere aos filhos do Rn-222.

Essa propriedade (N_i independente de $A_i(z)$), faz com que a montagem de placas paralelas seja de certa forma privilegiada em relação a outras geometrias de exposição. A geometria de placas paralelas deve, assim, assegurar que resultados mais reproduzíveis e consistentes sejam obtidos, quando a medida da atividade do Rn-222 está para ser efetuada.

A unicidade da relação entre N_i e A_i , contudo, não pode ser estendida para o caso da relação entre ρ_i e A_i (que é representada pela equação 10.12). Isso se deve ao fato de que ϵ deve depender de d , pois uma alteração significativa do valor de d deve provocar uma alteração considerável na energia média com que as partículas α incidem sobre o detetor.

Conforme visto no capítulo 9, a eficiência do CR-39 não é igual a 100% devido ao problema com o ângulo crítico de detecção. O ângulo crítico associado aos detetores plásticos em geral depende da energia das partículas α incidentes. Esse fato pode ser constatado, com relação ao CR-39 utilizando-se resultados obtidos anteriormente.

Conforme verificado com a exposição de CRs-39 aos filmes de urânio (capítulo 9), para energias < 4 MeV, o CR-39 não é capaz de registrar partículas α cujo ângulo de incidência seja de aproximadamente 80° . Por outro lado, observou-se que o CR-39 é capaz de detetar partículas α com ângulos de incidência $\sim 70^\circ$. Isso significa que o ângulo

crítico de detecção, para $E < 4 \text{ MeV}$, se situa entre 70° e $80^\circ - 75^\circ$ parece ser um bom valor para designar o ângulo crítico nessa faixa de energia.

Para $E = 4,5 \text{ MeV}$ (a energia média com que as partículas α são emitidas pelos filmes de urânio), o ângulo crítico de detecção do CR-39 pode ser medido expondo-se uma amostra desse plástico e também uma amostra de emulsão nuclear justapostas a um filme de urânio. Sabendo-se que a distribuição espacial dos átomos de urânio nesse filme é uniforme, a relação entre a densidade de traços na emulsão nuclear e a atividade dos átomos de U (A) tem a mesma forma que a relação entre ρ e A no caso do Rn-222 confinado entre placas paralelas (equação 10.2). Como a espessura d do filme é muito fina ($\sim 0,3 \text{ }\mu\text{m}$), temos, para a emulsão nuclear:

$$\rho_{EM} = \frac{1}{2} G t \tag{10.34}$$

onde Ad foi substituído por G , a atividade do filme por unidade de área (lembrar também que, no caso da emulsão, para uma energia tão alta quanto $4,5 \text{ MeV}$, $\epsilon = 1$).

Já no caso do CR-39, a relação entre ρ e A pode ser dada, ao invés da explicitação da eficiência intrínseca, ϵ , do detetor, em função do próprio ângulo crítico, θ_c , de detecção. Isso pode ser feito a partir da seguinte expressão:

$$\rho_{CR} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_c} \int_0^{d/\cos\theta} A t \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} r^2 \sin\theta \, dr \, d\theta \, d\varphi \tag{10.35}$$

que é análoga à equação 10.1 (notar que, para d muito pequeno, a segunda integral da equação 10.1 tende a zero). A solução da integração em r e φ resulta em:

$$\rho_{CR} = \frac{1}{2} G t \int_0^{\theta_c} \sin\theta \, d\theta \tag{10.36}$$

cuja solução é:

$$\rho_{CR} = \frac{1}{2} G t (1 - \cos\theta_c) \quad 10.37$$

Através das equações 10.34 e 10.37, temos que θ_c pode ser medido pela razão entre ρ_{CR} e ρ_{EM} :

$$\frac{\rho_{CR}}{\rho_{EM}} = 1 - \cos\theta_c \quad 10.38$$

A razão observada entre as densidades de traços foi de:

$$\frac{\rho_{CR}}{\rho_{EM}} = (0,767 \pm 0,023) \quad 10.39$$

ou seja: $\epsilon = 76,7\%$. Assim, pela equação 10.38, temos que:

$$\theta_c (4,5 \text{ MeV}) = (76,5 \pm 1,3)^\circ \quad 10.40$$

valor este que concorda com as observações anteriores (exposição a partículas α incidentes a 70 e 80°).

No entanto, na montagem de placas paralelas, para $d = 0,4$ cm, onde a energia média das partículas α incidentes é $\simeq 6,4$ MeV (média entre 5,5 MeV - Rn-222, 6,0 MeV - Po-218 e 7,7 MeV - Po-214), o valor observado de ϵ (55%) é bem diferente de 76,7%. Isso significa que o ângulo crítico de detecção, para 6,4 MeV, é menor que θ_c para 4,5 MeV. Aplicando as equações 10.37, 10.12 e 10.13, temos que:

$$\epsilon = \frac{\rho_{CR}}{\rho_{EM}} \simeq 3 (1 - \cos\theta_c) \left\{ \sum_i \left(1 - \frac{d}{2R_i} \right) \right\}^{-1} \quad 10.41$$

Então, $\epsilon = (55 \pm 2)\%$ corresponde a:

$$\theta_c = (61,8 \pm 1,3)^\circ \quad 10.42$$

Esse resultado indica que, apesar de θ_c ser mais ou menos constante para $E \leq 4,5$ MeV, θ_c diminui significativamente para energias

maiores que 4,5 MeV. Esse fato é coerente com o próprio FORMATO dos traços: Observa-se que, quanto maior a energia da partícula α incidente, mais ESTREITOS são os traços (ver figura 9-14). Se a energia das partículas α incidentes é próxima das "energias de autoplating-out", ou seja, 7,7 e 6,0 MeV, os traços são tão estreitos que se assemelham a riscos (ver traços número 9, na figura 3-6). Isso significa que o diâmetro menor dos traços diminui consideravelmente conforme aumenta a energia das partículas α incidentes, o que significa que o desenvolvimento dos traços, durante o ataque químico, não se dá de uma forma muito eficaz se o ângulo de incidência das partículas α é grande e sua energia se aproxima das "energias de autoplating-out".

A variação de θ_c para $E > 4,5$ MeV também explica a diferença entre a eficiência intrínseca do CR-39, quando este é exposto entre as placas paralelas, para $d = 0,4$ cm, e na geometria cilíndrica. Nesse último caso (ver capítulo 4), $\varepsilon = 68,3\%$. Essa diferença pode ser explicada pelo fato de que a geometria de placas paralelas privilegia ângulos próximos a 90° (pode ser vista, então, como uma geometria "horizontal"), enquanto que a geometria cilíndrica (uma geometria "vertical", [Bi(86)]) favorece a incidência de partículas α com $\theta \sim 0^\circ$.

A dependência de θ_c com E , portanto, faz com que a eficiência intrínseca do CR-39 dependa da distância entre as placas, no caso da geometria de placas planas paralelas. Isso é ainda mais agravado pelo fato de que as partículas α , emitidas da placa oposta à do detetor, e que incidem no mesmo com ângulos próximos de θ_c , chegam ao detetor com energias significativamente mais baixas que a energia média correspondente às partículas α incidentes, tomadas como um todo. Por exemplo, para $d = 0,4$ cm, as partículas α emitidas pelos átomos de Po-218 depositadas na placa oposta, que incidem no CR-39 a 62° (equação 10.41), percorrem uma distância no ar correspondente a $d/\cos\theta = 0,88$ cm. Isso indica, ver figura 9-11, que, para $T = 15^\circ\text{C}$ por exemplo, a energia dessas partículas α ao incidir sobre o detetor é de aproximadamente 5,2 MeV; valor este que é bastante diferente de 6,4 MeV, que é a energia média neste caso. O ângulo crítico de detecção associado com a energia de 5,2 MeV deve ser significativamente maior que 62° . Isso significa que partículas α do Po-218 que são emitidas da placa oposta podem produzir traços no CR-39 mesmo que o ângulo de incidência seja $> 62^\circ$.

Assim sendo, o fato de se ter obtido um valor de $\theta_c = 62^\circ$, para $d = 0,4$ cm, não significa que 62° seja um valor limite correspondente tanto às emissões ocorridas no ar Rn-222, quanto às emissões ocorridas na placa oposta ou na própria superfície do detetor. O valor de 62° representa apenas uma média de todas as emissões ocorridas. De um modo geral, podemos esperar que as emissões ocorridas na placa oposta produzam traços no CR-39 quando $\theta \leq \theta'$, onde $62^\circ \leq \theta' \leq 76^\circ$ e, ao mesmo tempo, que as emissões ocorridas na própria superfície do detetor produzam traços apenas quando $\theta \leq \theta''$, onde $\theta'' < 62^\circ$. Os valores de θ'_1 (Po-218) e θ'_9 (Po-214) devem ser valores fixos, pois é bem específica a energia com que as partículas α , correspondentes ao autoplato-out, incidem sobre o detetor. Mas, por outro lado, os valores de θ'_1 e θ'_9 podem ser BASTANTE variáveis com relação à distância entre as placas. Assim sendo, mesmo para valores pequenos de d , ε pode variar de forma considerável. De fato, num experimento em que $d = 0,15$ cm, observou-se que $\varepsilon = (49 \pm 4)\%$. Este resultado é coerente com o que foi comentado acima, uma vez que a geometria utilizada ($d = 0,15$ cm) privilegia ainda mais os ângulos zenitais próximos a 90° , do que aquela em que $d = 0,4$ cm.

Assim sendo, o valor de 55% deve ser utilizado para uma montagem com $d \simeq 0,4$ cm, se se deseja uma medida precisa da atividade do Rn-222 presente no ar (equação 10.15).

II - MEDIDA DO AUTOPLATE-OUT:

Como foi visto no capítulo 9 (figura 9-22), o histograma do produto dos diâmetros (S) dos traços aproximadamente circulares^o apresenta dois picos. Um desses picos (situado entre ~ 60 e ~ 100 μm^2) corresponde à atividade dos filhos do Rn-222 depositados sobre a própria superfície do detetor (autoplate-out). Assim sendo, a avaliação do número de traços que corresponde a esse pico pode permitir a medida da atividade dos filhos do Rn-222 (G_i) depositada sobre a superfície do CR-39.

Se o CR-39 é exposto sobre uma parede de um ambiente, podemos supor, em princípio, que a TAXA DE DEPOSIÇÃO dos filhos do Rn-222 nessa parede é igual à taxa de deposição sobre a própria superfície do CR-39. Desta forma, a medida do número de traços correspondente ao referido pico do histograma S pode permitir a avaliação dessa importante grandeza dentro do estudo da contaminação ambiental por Rn-222 e filhos: a taxa de deposição.

Contudo, para que isso seja possível, é preciso se determinar o FATOR DE CALIBRAÇÃO (χ) correspondente a essa medida, ou seja, é preciso determinar o valor numérico da grandeza que relaciona a densidade de traços que corresponde ao autoplate-out (ρ_p) com G:

$$\rho_p = \frac{1}{2} G t \chi_p \quad 10.44$$

^oou simplesmente "histograma S".

onde o fator 1/2 vem do fato de que as emissões podem se dar tanto na direção do CR-39 como na direção contrária.

Para se obter uma medida razoavelmente precisa de χ_p é necessário, em primeiro lugar, que se adote um CRITÉRIO OBJETIVO de observação dos traços. Pelos resultados do capítulo anterior, sabemos que só se obtém bons resultados na utilização do CR-39 como um espectrômetro se se considera um intervalo restrito de ângulos de incidência, como, por exemplo, a consideração dos traços aproximadamente circulares. Contudo, o critério que leva em conta os traços que são ~ circulares não é um critério objetivo, pois um certo observador A pode considerar determinado traço como "circular", enquanto que um observador B pode achar que esse traço tem uma certa excentricidade. Assim sendo, para evitar esse tipo de subjetividade, vamos adotar o critério de apenas considerar os traços cujos diâmetros obedecem à seguinte condição:

$$e = D_+/D_- \leq 1,100 \quad 10.45$$

Esse valor limite (1,100) foi escolhido porque ele é suficientemente pequeno para selecionar traços cujo ângulo de incidência não seja excessivamente diferente do ângulo normal e, por outro lado, porque ele é suficientemente grande para permitir que sejam RECONHECIDOS os diâmetros maior e menor dos traços com $e \simeq 1,1$. Se tivéssemos adotado o critério, por exemplo, de considerar os traços que satisfazem à condição $e \leq 1,01$, seria muito difícil distinguir os traços com $e < 1,01$, daqueles com $e > 1,01$, pois, para um traço com $e \simeq 1,01$, é muito difícil se definir o diâmetro maior e o diâmetro menor do traço. Além disso, não se pode tomar um valor limite muito pequeno, pois isso implica numa maior restrição angular e, conseqüentemente, num menor número de traços "válidos", o que empobrece a estatística da medida. Enfim, de um modo geral, com base nos resultados experimentais que obtivemos utilizando esse critério, podemos dizer que 1,1 é um bom valor-limite.

Para a medida de χ_p correspondente a esse critério, foi feito um procedimento análogo ao da parte I deste capítulo. Expôs-se conjuntamente uma amostra de CR-39 e uma amostra de emulsão nuclear numa

geometria de placas paralelas onde $d = 4,5 \text{ cm}^7$. Na emulsão nuclear foi feito um histograma do comprimento (R) dos traços (figura 10-4) e no CR-39 foi confeccionado um histograma S (figura 10-5), adotando-se o critério mencionado acima (equação 10.45). Nesse histograma, foram considerados apenas os traços mais escuros, cuja coloração corresponde a energias $> 3 \text{ MeV}$ (traços pretos) e de ~ 1 a $\sim 3 \text{ MeV}$ (traços cinzentos). Os traços mais claros e rasos ($E < \sim 1 \text{ MeV}$) não foram considerados porque eles podem assumir valores de S equivalentes aos traços devido ao

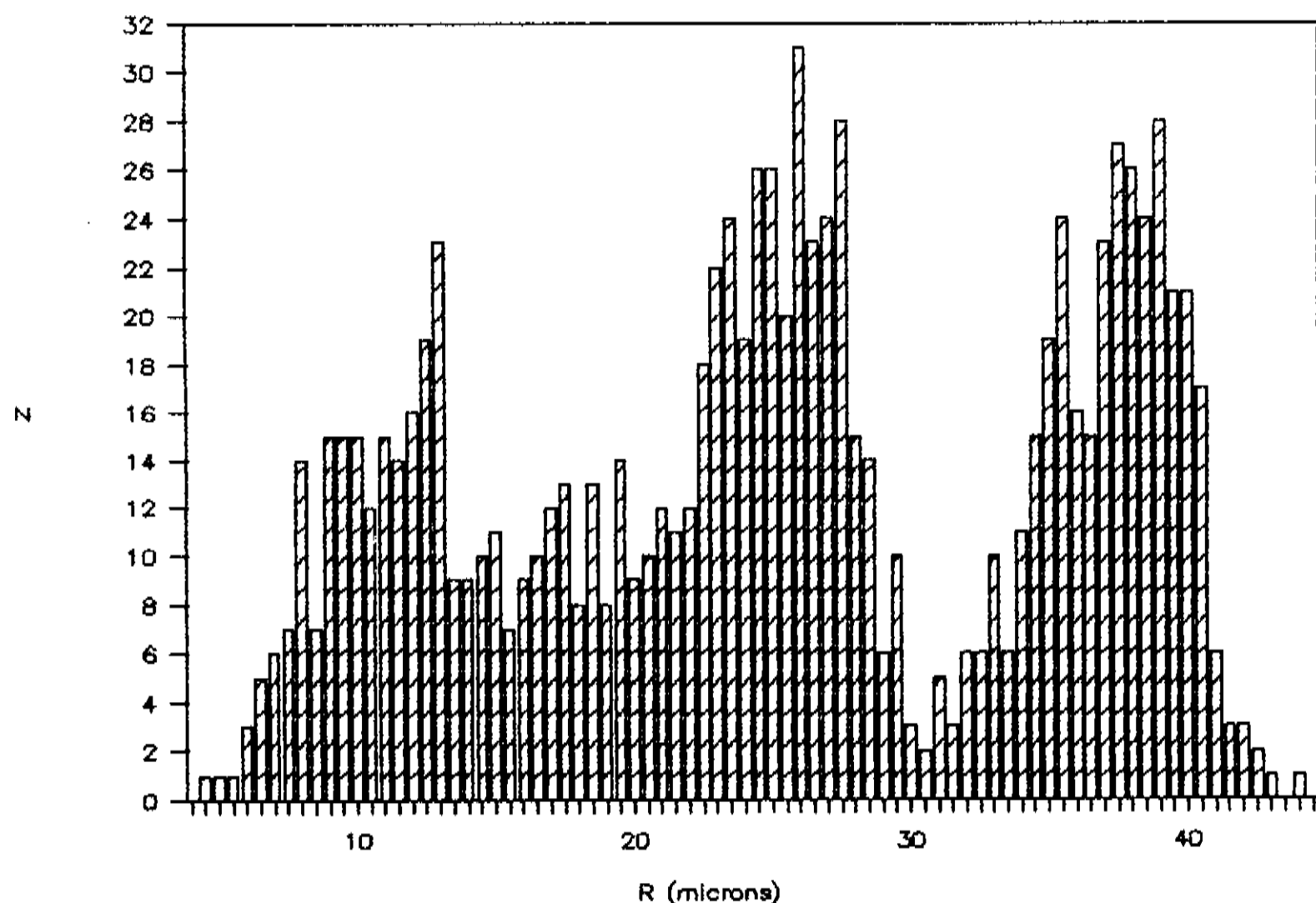


Figura 10-4: Alcance dos traços do Rn-222 e filhos observados na emulsão nuclear. Exposição na geometria de placas planas paralelas, $d = 4,5 \text{ cm}$.

⁷Devido à sensibilidade da emulsão nuclear, o experimento foi feito a 5°C , que é a temperatura ideal para esse tipo de detetor. Essa mesma temperatura foi utilizada no experimento da parte I deste capítulo, onde se determinou ϵ .

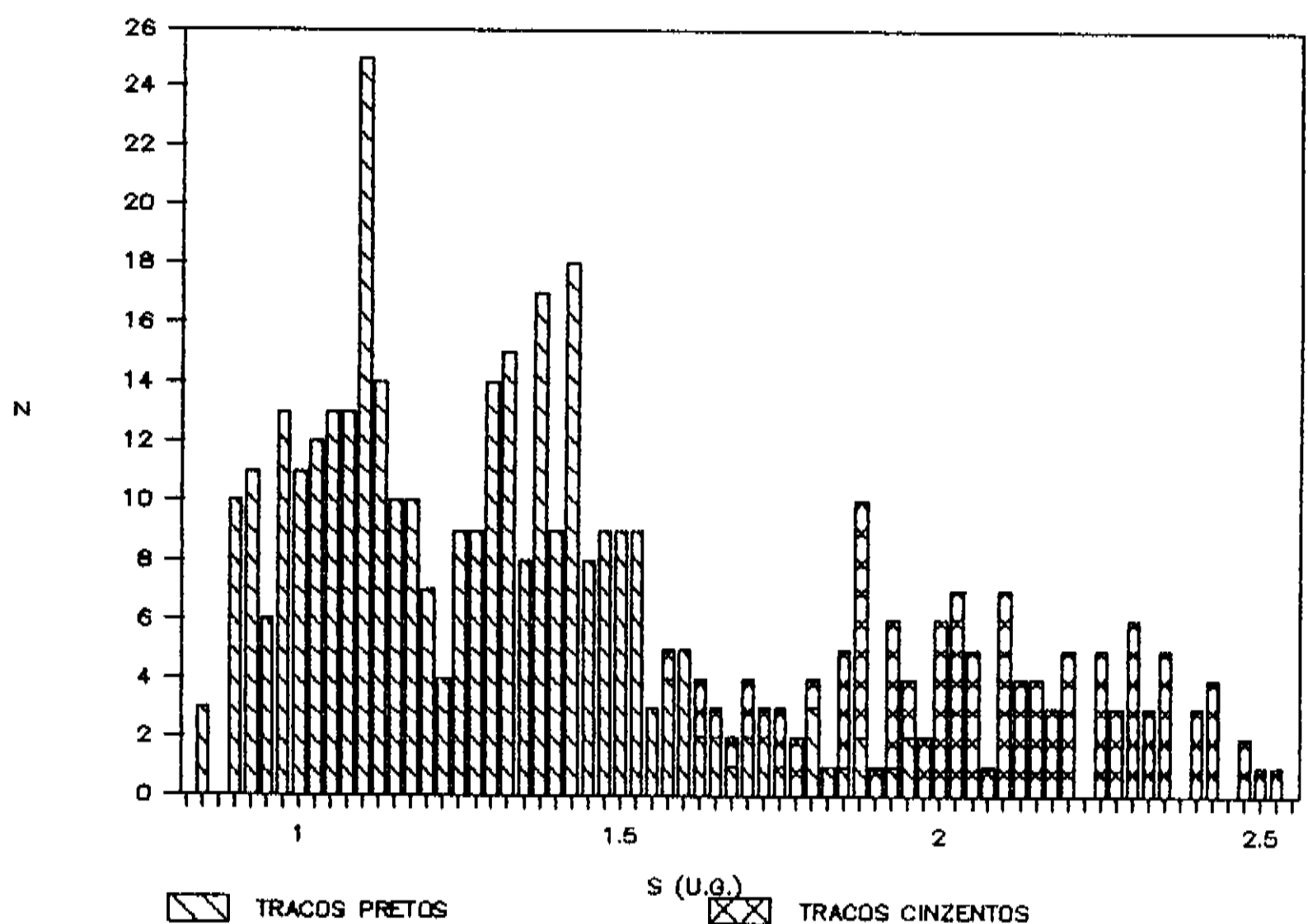


Figura 10-5: Histograma S para CR-39 exposto em conjunto com a emulsão da figura 10-4. As condições de ataque químico são: 6,25N NaOH - 70°C, por 400 minutos. 1 U.G. $\equiv$ 59 μm^2 .

autoplate-out, conforme se verifica na figura 9-20.

Na figura 10-4, pode-se observar dois picos mais pronunciados, um entre 31 e 45 μm e outro entre ~ 21 e 31 μm . Conforme já foi mencionado (ver capítulo 5), o alcance dos traços na emulsão nuclear é tão maior quanto maior seja a energia da partícula incidente. Assim, pode-se constatar imediatamente que os dois picos referidos correspondem, respectivamente, ao autoplate-out do Po-214 e do Po-218, que são as duas "fontes" de partículas α de maior energia. Os traços correspondentes a $R < 21 \mu\text{m}$ estão relacionados às emissões α ocorridas no ar ou na placa oposta à dos detetores.

Na figura 10-5, observa-se também 2 picos mais pronunciados: um entre ~ 1,25 e ~ 1,6 U.G. e outro para $S < 1,25$ U.G., além dos quais há um pico menos pronunciado em $S > 1,6$ U.G. Conhecendo-se a relação entre a energia residual e a distância que as

partículas α percorrem no ar (figura 9-11), pode-se concluir que existem 3 "intervalos de energia" no presente caso: O primeiro se refere aos átomos de Po-214 e Po-218 depositados na própria superfície do detetor (autoplate-out), que contribuem para a incidência de partículas α na faixa de energia de 6,0 a 7,7 MeV. O segundo "intervalo de energia" corresponde às partículas α que perderam uma parcela significativa de sua energia no ar, incidindo no detetor com $E < \sim 3$ MeV e produzindo traços com $S > 1,6$ U.G. - que é o caso dos átomos de Rn-222 e Po-218 que não se encontram nas proximidades da superfície do detetor. Além desses dois "intervalos de energia", existe um intervalo intermediário ($3 < E < 6,6$ MeV), que corresponde principalmente aos átomos de Po-214 depositados na PLACA OPOSTA à que se encontra o detetor (não existe uma contribuição significativa das emissões devido aos átomos de Po-218 depositados na placa oposta devido ao fato de que o alcance das partículas α deste elemento no ar ser comparável a 4,5 cm - ver fig. 9-11). Para este terceiro intervalo também contribuem as emissões do Rn-222 e Po-218 ocorridas no ar, nas proximidades do detetor e ainda uma parte das emissões do Po-214 ocorridas no ar. Assim sendo, pode-se concluir que o pico situado em $S < \sim 1,25$ U.G. está relacionado com o autoplate-out, enquanto que os picos situados em $\sim 1,25$ U.G. $< S < 1,6$ U.G. e $S > 1,6$ U.G. correspondem, respectivamente, ao terceiro e segundo "intervalos de energia" acima citados.

Assim, como a eficiência da emulsão para esse tipo de detecção é, em termos práticos, igual a 100% (ver parte I deste capítulo), temos que:

$$\chi_p = \frac{\rho_{PCR}}{\rho_{PEM}} \quad 10.46$$

onde ρ_{PCR} é a densidade de traços correspondente ao autoplate-out no CR-39 e ρ_{PEM} é a quantidade equivalente, na emulsão.

Desta forma, através da equação, 10.46, obteve-se que:

$$\chi_p = (6,4 \pm 0,5)\% \quad 10.47$$

Esse valor é bastante pequeno. Ele indica que são contadas apenas 6,4% das partículas α incidentes, devido ao autoplate-out, quando

se utiliza o critério $e \leq 1,100$. Esse valor de χ_p está relacionado com um valor pequeno para o ângulo limite associado ao critério de seleção de traços ($\theta_{1,1}$). Da mesma forma como foi feito na parte I deste capítulo (equação 10.41), podemos estabelecer uma relação entre $\theta_{1,1}$ e χ_p .

A equação 10.41 se origina do fato de que a DISTRIBUIÇÃO ANGULAR das partículas α incidentes é de "tipo seno", conforme pode ser visto pela equação 10.36:

$$\rho(\theta) d\theta = C \sin\theta d\theta \quad 10.48$$

onde C é uma constante.

O fato de que é de tipo seno a distribuição angular das partículas α incidentes, devido às emissões ocorridas na placa oposta e no ar, pode ser verificado pelas equações anteriores. Mas o que não ficou claro, na parte I, é como é a distribuição angular das partículas α incidentes devido ao próprio autoplata-out. A dedução teórica dessa distribuição não parece óbvia, pelo menos para nós; no entanto, ela pode ser averiguada EXPERIMENTALMENTE. Isso foi feito medindo-se o ângulo, em relação à normal, dos traços devido ao autoplata-out do Po-214, numa emulsão nuclear exposta na geometria de placas paralelas, com $d = 4,5$ cm (ver nota 2 do capítulo 5). Na figura 10-6-a, pode ser visto o histograma, obtido experimentalmente, dos traços mencionados. Na figura 10-6-b, vemos a distribuição angular teórica, admitindo-se que ela seja de "tipo seno" (equação 10.48).

Pode ser claramente observado, desta figura, que os perfis gerais da distribuição experimental e teórica são concordantes. O histograma 10-6-a configura a distribuição angular do tipo seno, pois ela revela, de um modo geral, que traços com θ pequeno são menos frequentes que traços com θ grandes.

Outras medidas da distribuição angular dos traços devido ao autoplata-out do Po-214 também mostraram perfis bastante condizentes com a função do tipo seno, como, por exemplo, a da figura 10-7, obtida numa emulsão nuclear exposta na geometria $2\pi^8$.

⁸Lembrar que o termo "geometria 2π " designa a exposição "aberta" do detetor, sem que nenhum objeto limite a incidência de partículas α .

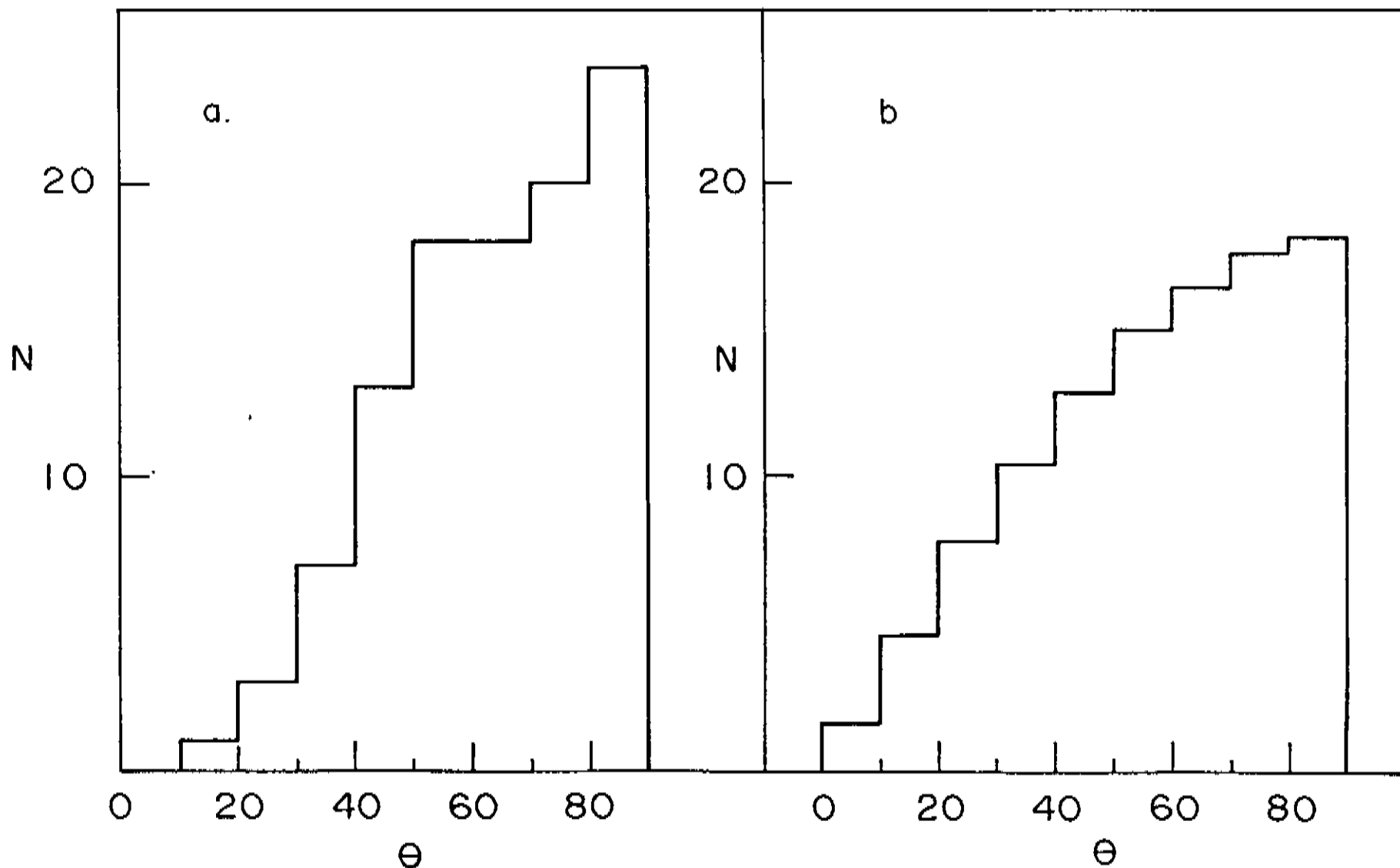


Figura 10-6: Distribuição angular dos traços devido ao autoplato-out do Po-214, observada experimentalmente numa emulsão nuclear (a), e teórica (b), admitindo-se uma função de tipo seno.

Assim sendo, assumindo de fato que a distribuição angular associada ao autoplato-out é de tipo seno, de acordo com a equação 10.38, temos que:

$$\chi_p = 1 - \cos\theta_{1,1} \quad 10.49$$

Assim, pela expressão 10.47:

$$\theta_{1,1} = (20,6 \pm 0,8)^\circ \quad 10.50$$

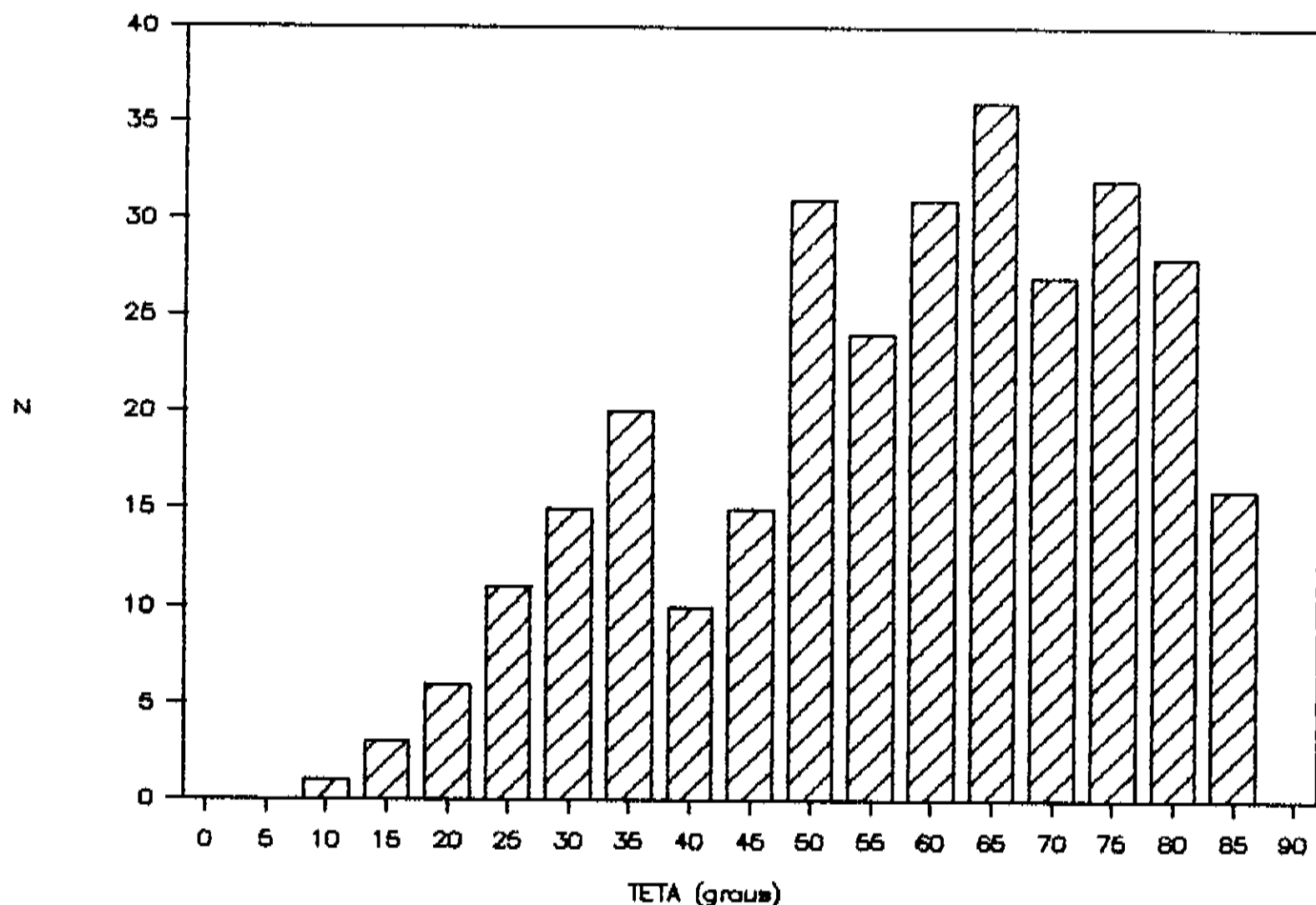


Figura 10-7: Distribuição angular dos traços, devido ao autoplato-out do Po-214, observada experimentalmente numa emulsão nuclear exposta na geometria 2π .

Desta forma, podemos constatar que o valor de χ_p é pequeno porque o critério de seleção de traços adotado (equação 10.45), delimita uma estreita faixa angular. Além disso, temos como agravante o fato de que a distribuição angular associada com o autoplato-out privilegia as partículas α cujo ângulo de incidência não seja próximo da normal.

O conhecimento de χ_p nos permite obter, através da equação 10.44, a atividade dos átomos dos filhos do Rn-222 depositados sobre a própria superfície do detetor com uma precisão razoável: cerca de 8%, segundo 10.47.

Através da equação 10.44, portanto, pode-se medir a atividade somada de ambos os filhos do Rn-222 depositados sobre a própria superfície do detetor, ou seja, pode-se medir $G = G_1 + G_2$. Essa medida, entretanto, pode ser melhorada com a possibilidade de se medir, separadamente, o autoplato-out de apenas um dos filhos do Rn-222. Isso pode ser feito, segundo os nossos resultados experimentais, aumentando-se o tempo de ataque.

Para averiguar esse fato, foi feita uma sequência de ataques químicos (mantendo-se a mesma concentração e temperatura do reagente - 6,25N NaOH - 70°C), em intervalos de 200 minutos, numa amostra de CR-39 exposta numa montagem de placas paralelas com $d = 0,15$ cm. Nessa geometria, conforme já mencionado, as partículas α incidem no detetor com energias próximas de 7,7, 6,0 e 5,5 MeV. Nas condições do nosso ataque padrão (400 min.), o histograma S de amostras de CR-39, expostas nessa geometria, apresenta um único pico (figura 9.18).

Foi feito, então, um histograma S para cada tempo de ataque, que são mostrados nas figuras 10-8-a a 10-8-h, entre 600 min. e 2000 min., respectivamente.

Como pode ser claramente observado, o histograma S apresenta um único pico até 600 min. A partir de 800 min., começa uma configuração de 2 picos, sendo que, para 1200 min. a separação entre eles torna-se bastante distinta. O grau de separação entre os dois picos parece se manter constante entre 1400 e 1800 min. e aumentar em 2000 min.; muito embora, para esse tempo de ataque, o histograma parece apresentar uma dispersão maior, sobretudo em relação ao pico da direita.

Analisando esses histogramas como um todo, podemos constatar que, a partir de 1400 min., a separação entre os picos é tal que o CR-39 pode ser utilizado para se obter informações mais precisas com respeito ao autoplato-out.

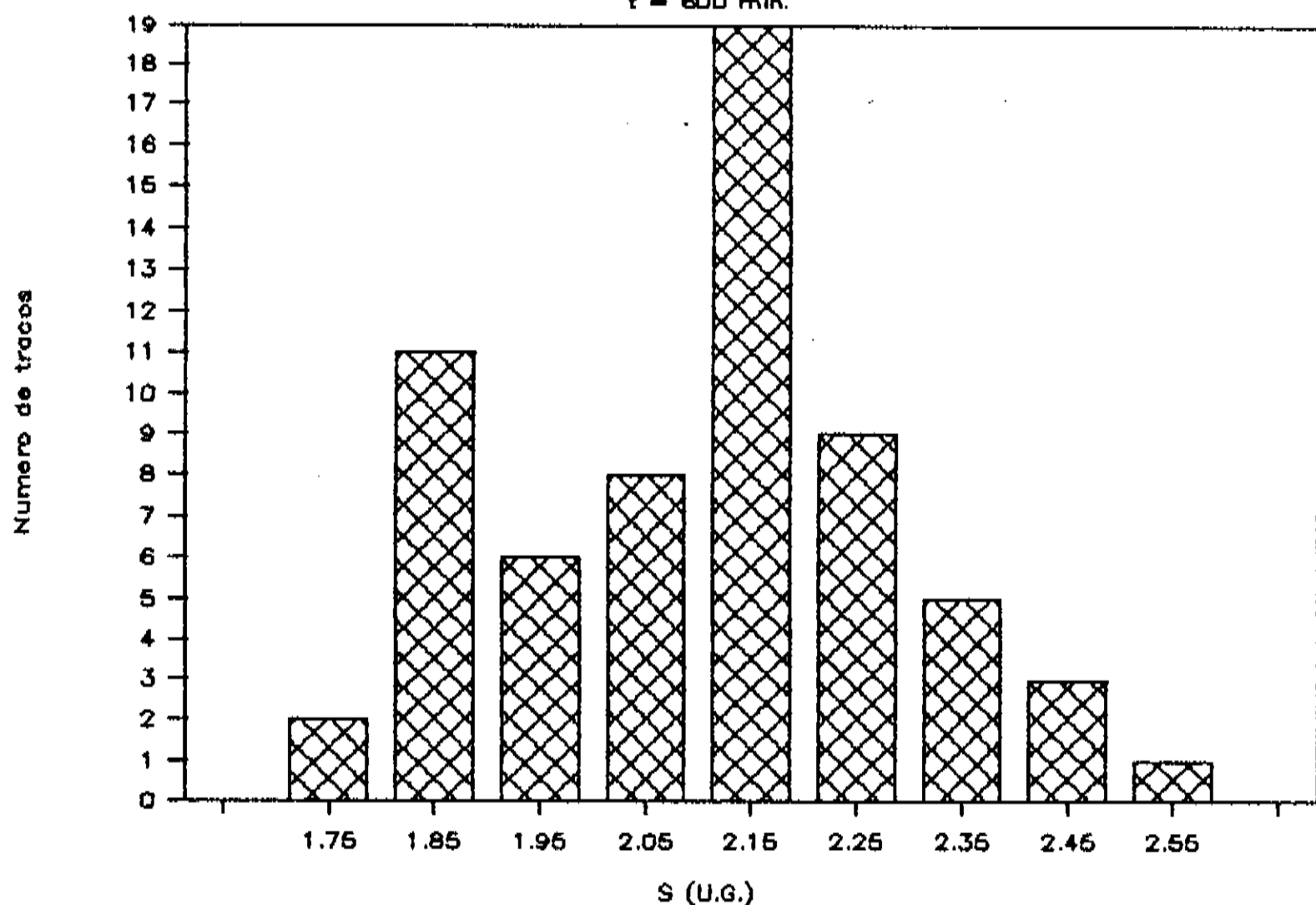
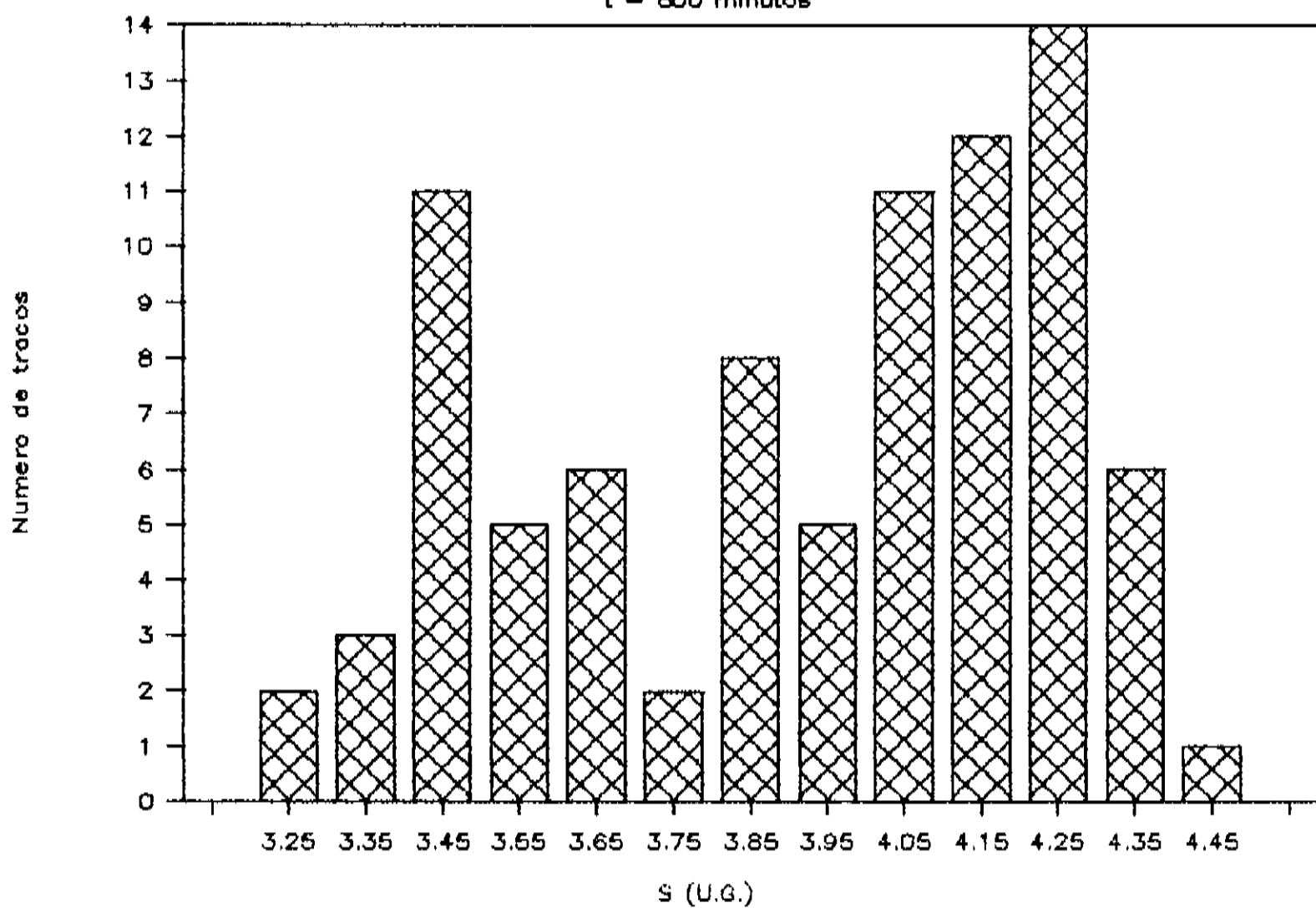


Figura 10-8 (a a h): Histograma S como uma função do tempo de ataque (6,25N NaOH - 70°C). Amostra de CR-39 exposta na montagem de placas paralelas: d = 0,15cm. (Nesta e nas próximas páginas).

O fato de que, para a geometria de exposição em questão, as partículas α incidem no CR-39 com energias de 7,7; 6,0 e 5,5 MeV permite que se possa afirmar que o pico à esquerda se refere à energia de 7,7 MeV (que corresponde à energia do autoplato-out do Po-214) e o pico da direita às energias de 6,0 e 5,5 MeV. Assim sendo, a utilização de tempos de ataque prolongados torna factível a medida separada do autoplato-out do Po-214. Quanto ao autoplato-out do Po-218, conforme veremos adiante, esse tipo de técnica pode não ser eficaz para a sua medida *in separatio*, porque o pico relativo ao autoplato-out desse radionuclídeo pode aparecer "misturado" com as emissões ocorridas no ar.

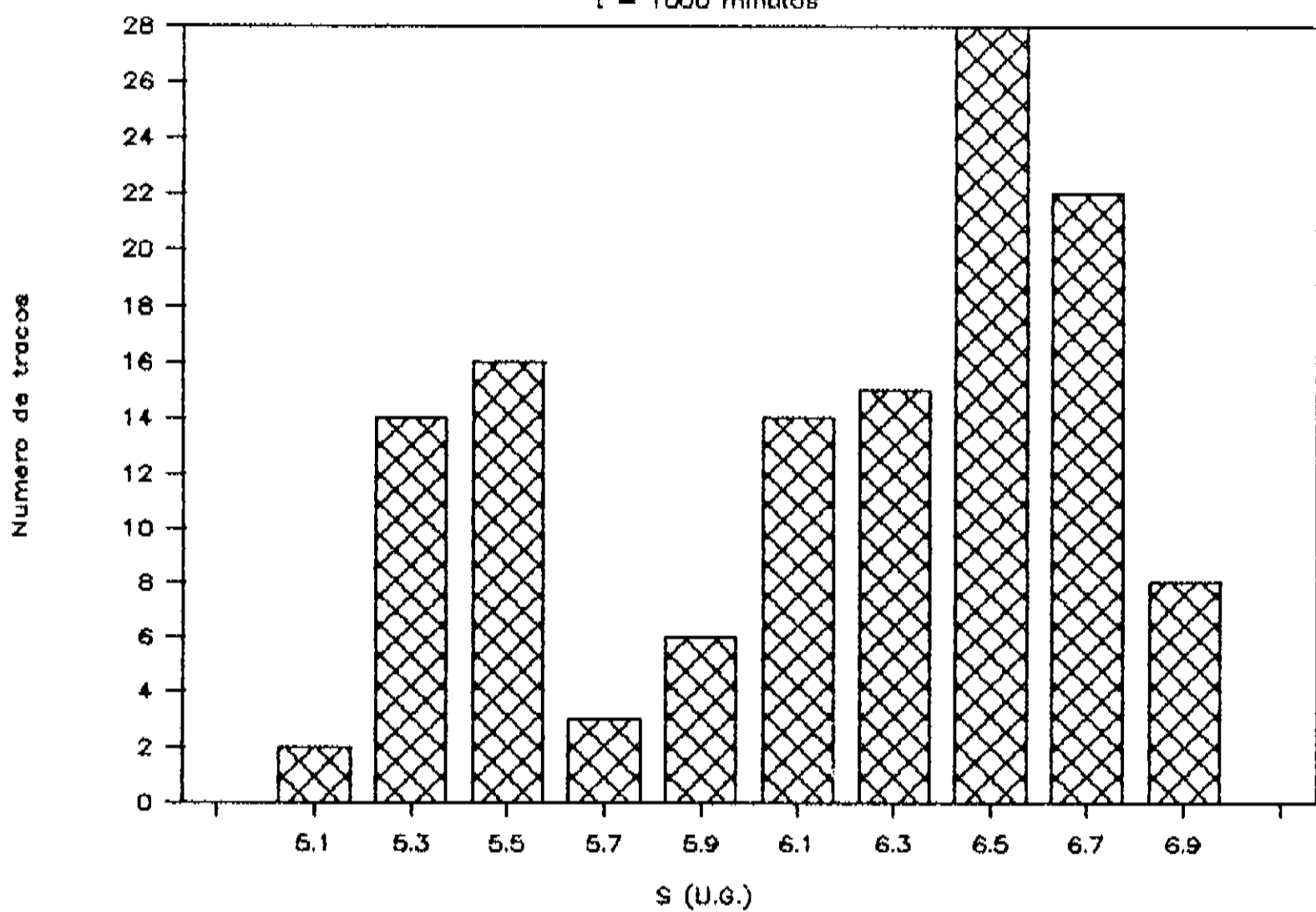
10-8-b

t = 800 minutos



10-8-c

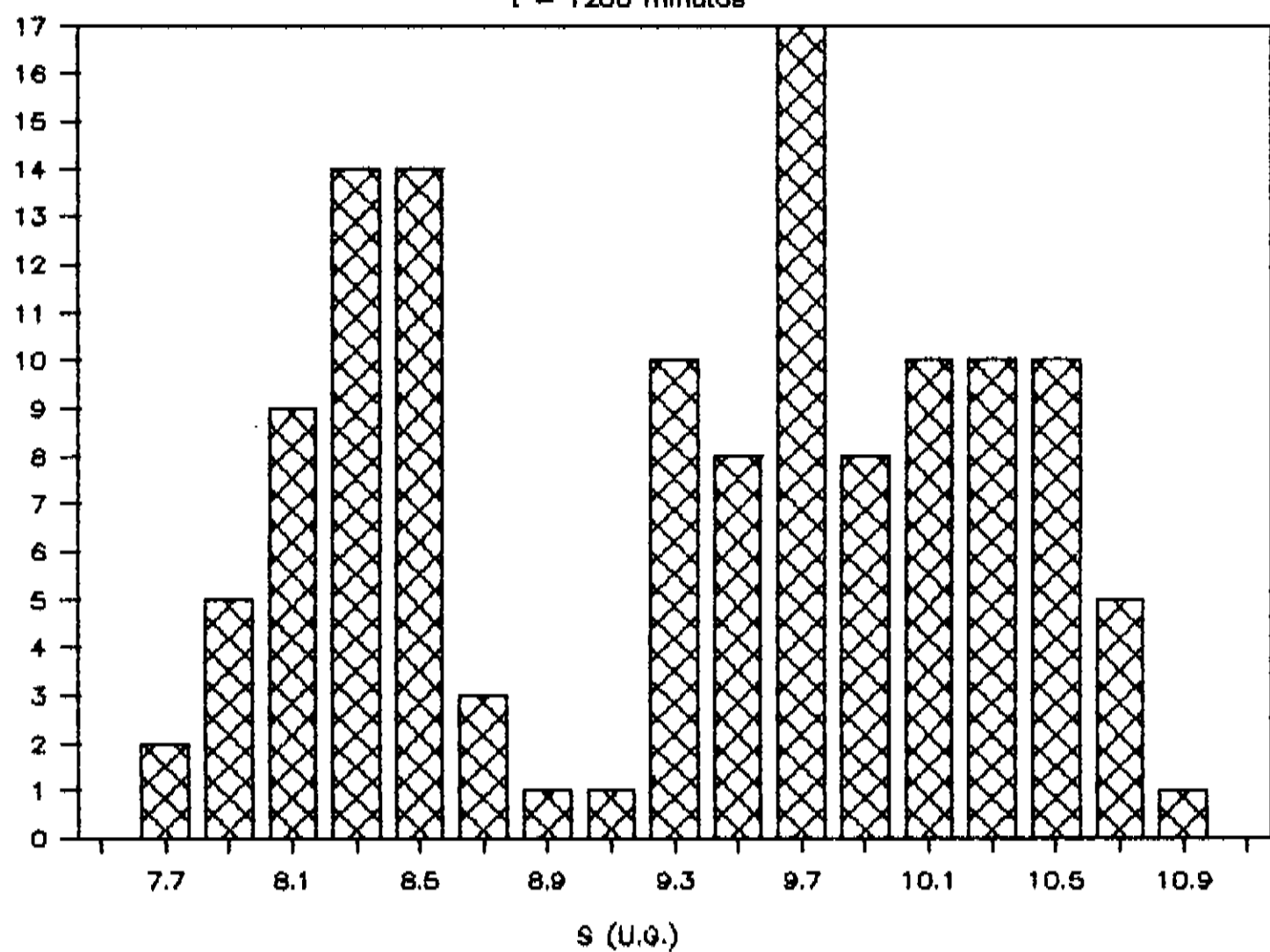
t = 1000 minutos



10-8-d

t = 1200 minutos

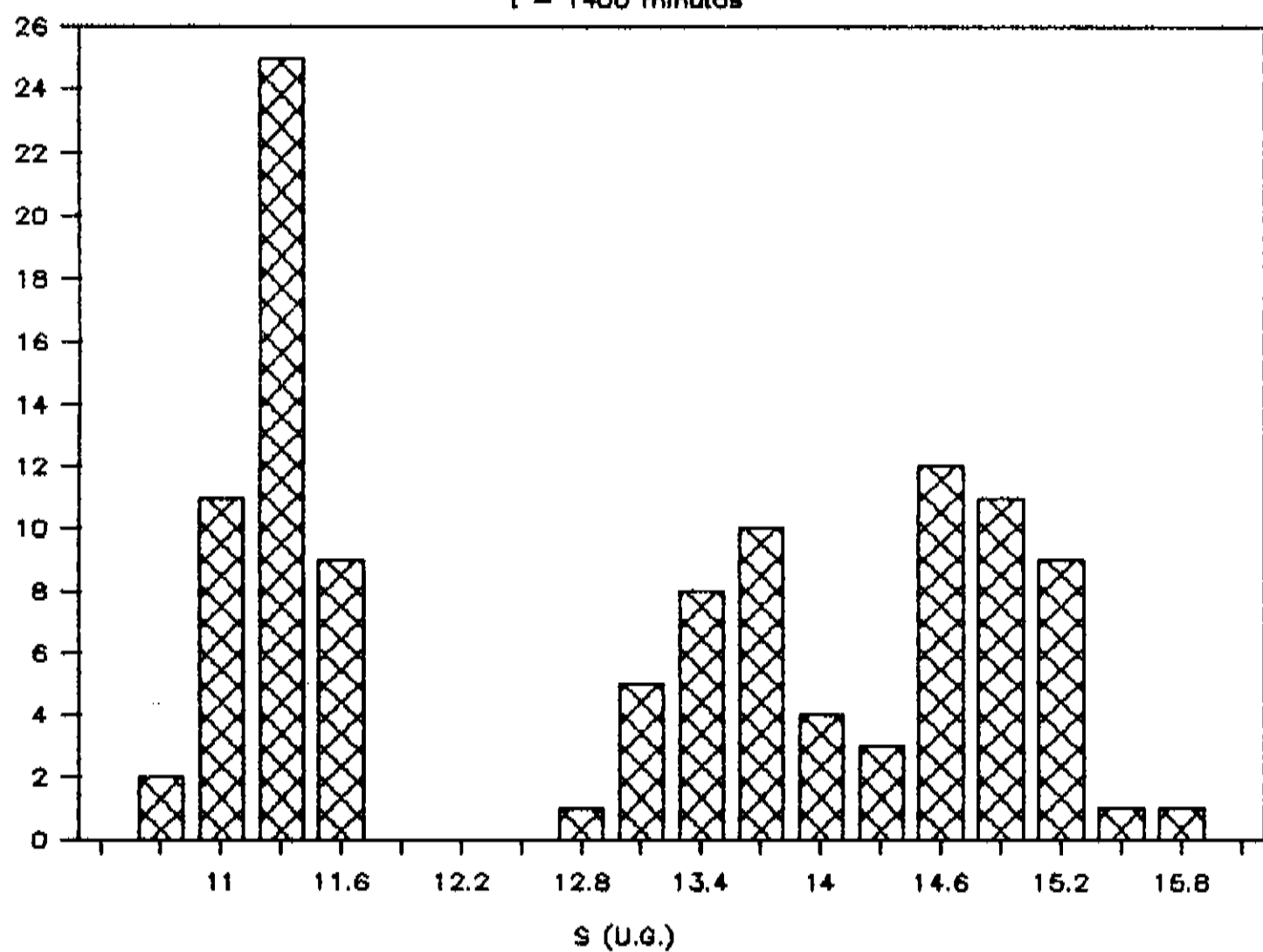
Numero de tracos



10-8-e

t = 1400 minutos

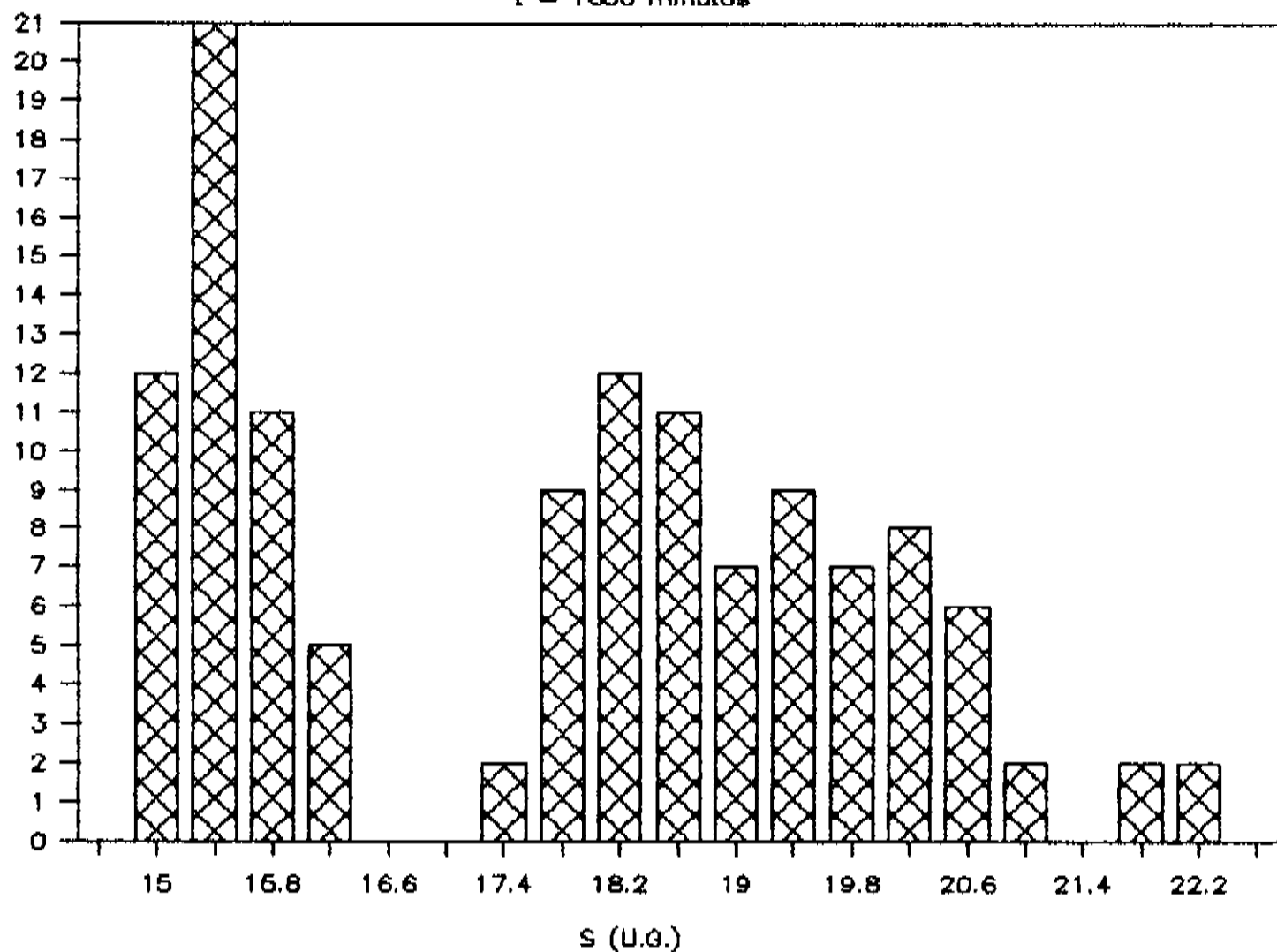
Numero de tracos



10-8-f

t = 1600 minutos

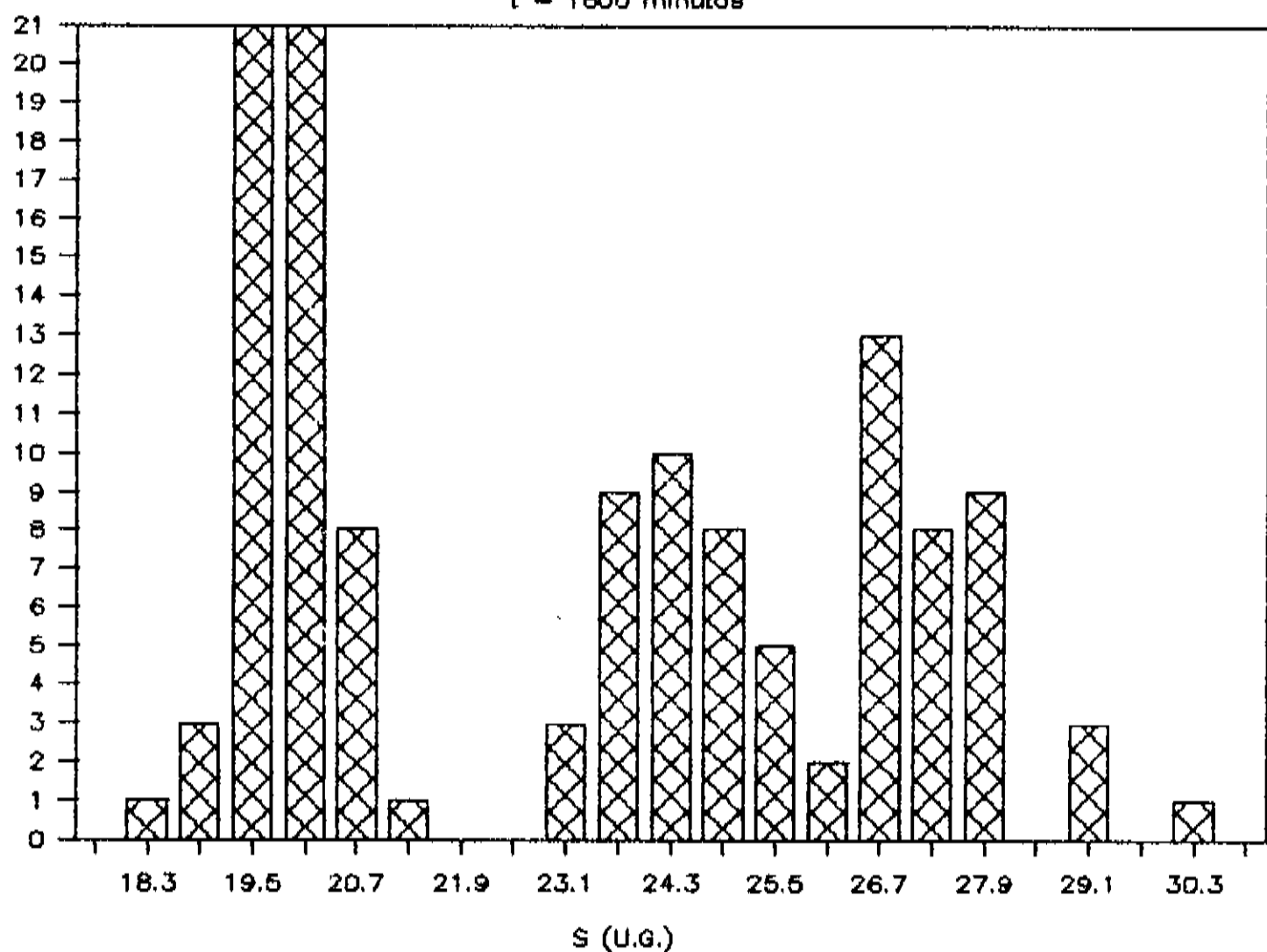
Numero de trazos

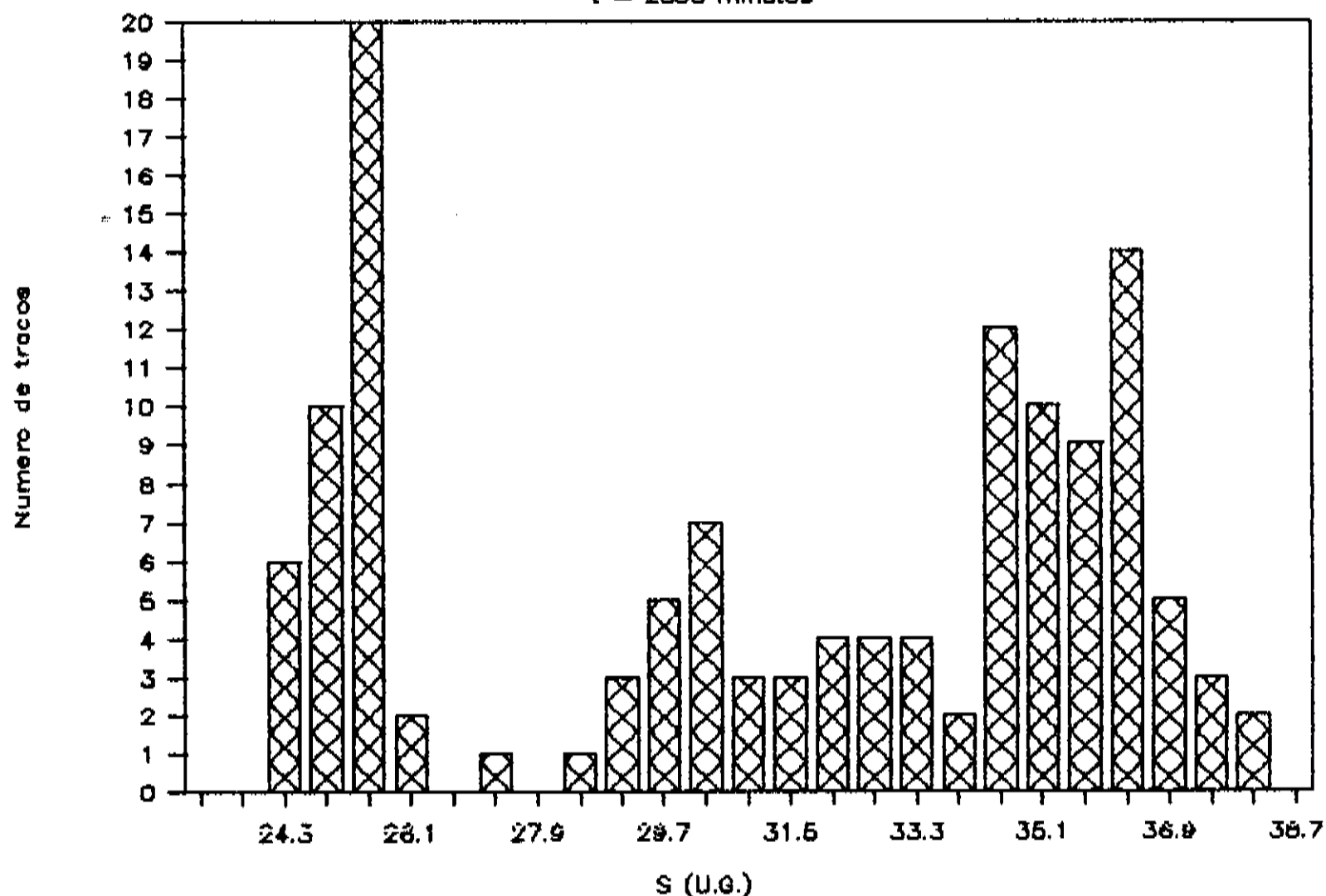


10-8-g

t = 1800 minutos

Numero de trazos





Analizando os histogramas apresentados em termos da aparência dos traços, constatamos que o tempo de ataque ideal é o de 1800 min., pois, nessa condição, os traços devido ao autoplata-out do Po-214 são bastante distintos dos demais: Eles têm coloração escura (pretos), enquanto que os demais são cinzentos ou claros (ver figura 10-9). No tempo de ataque de 2000 min., esta distinção já não é tão nítida.

O fato de que a distinção entre traços correspondentes a $E = 7,7$ MeV e $E \simeq 6,0$ MeV depende do tempo de ataque parece, a primeira vista, estar em contradição com o resultado obtido no gráfico 9-21. O fato de que S é proporcional a $-dE/dx$ deve independer do tempo de ataque. Se essa proporcionalidade está condicionada ao ataque químico, ela não pode ser tomada como um princípio geral do mecanismo de formação de traços. Assim, nesse caso, a proporcionalidade observada na figura 9-21 poderia se tratar apenas de uma mera coincidência.

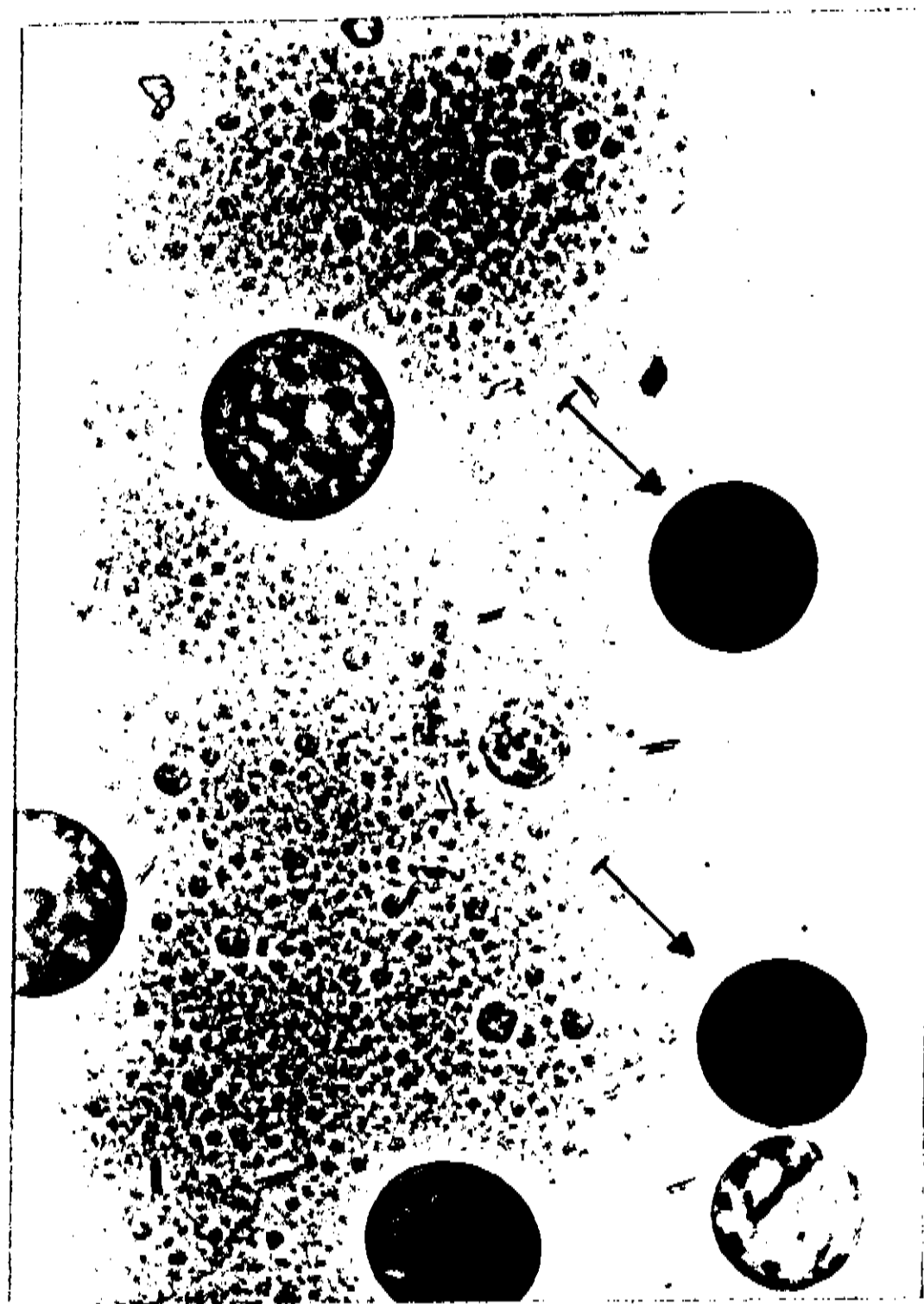
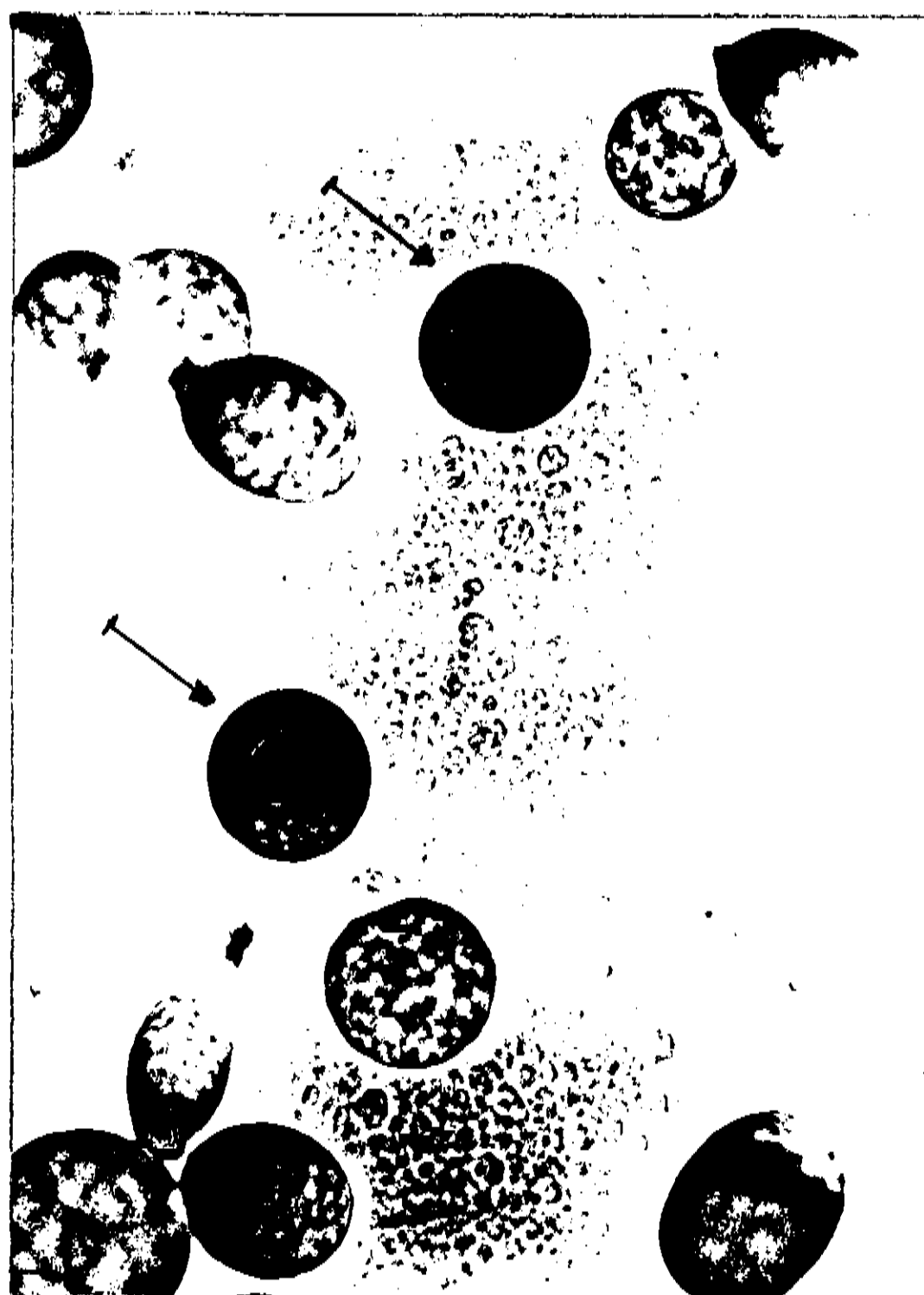
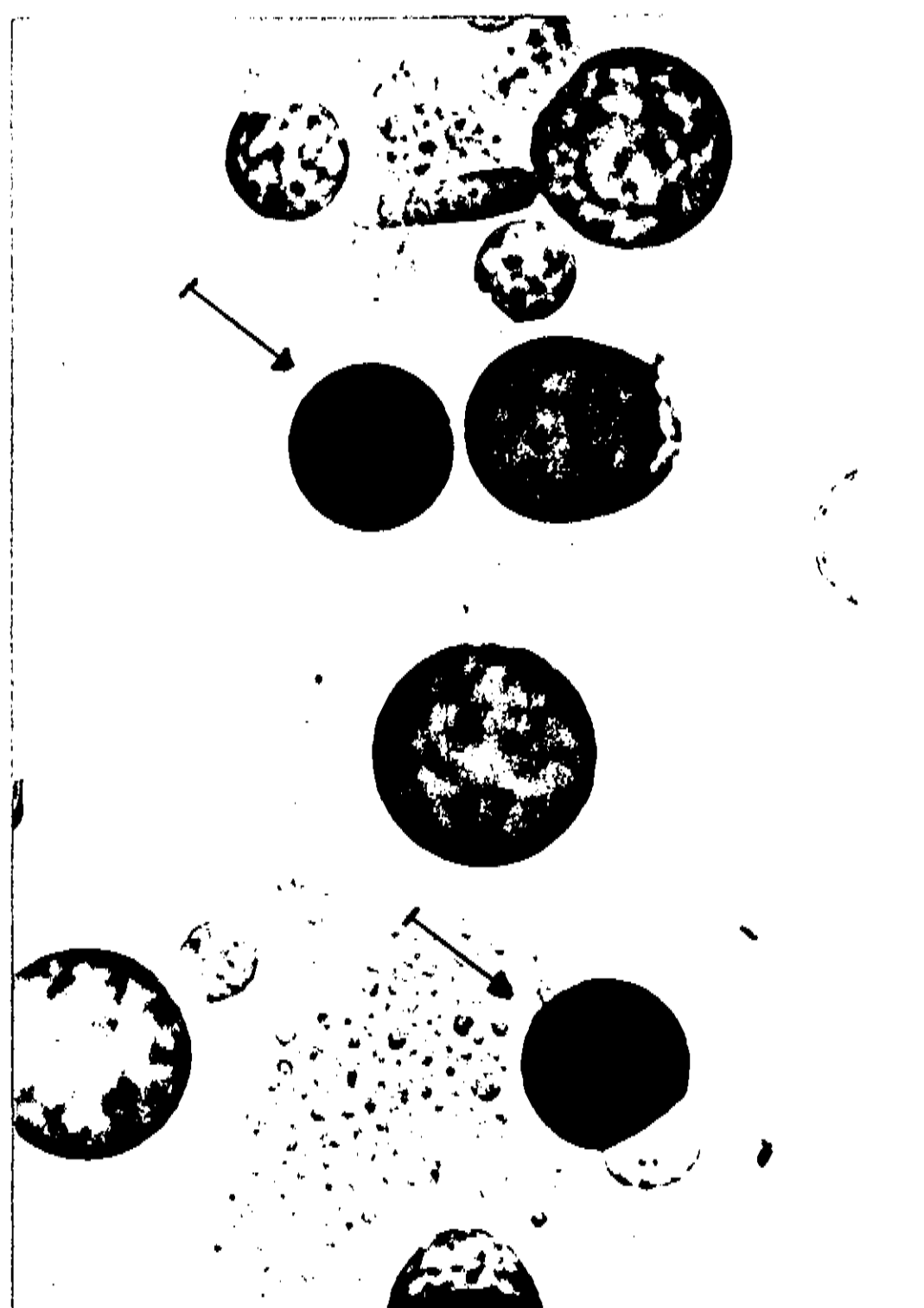
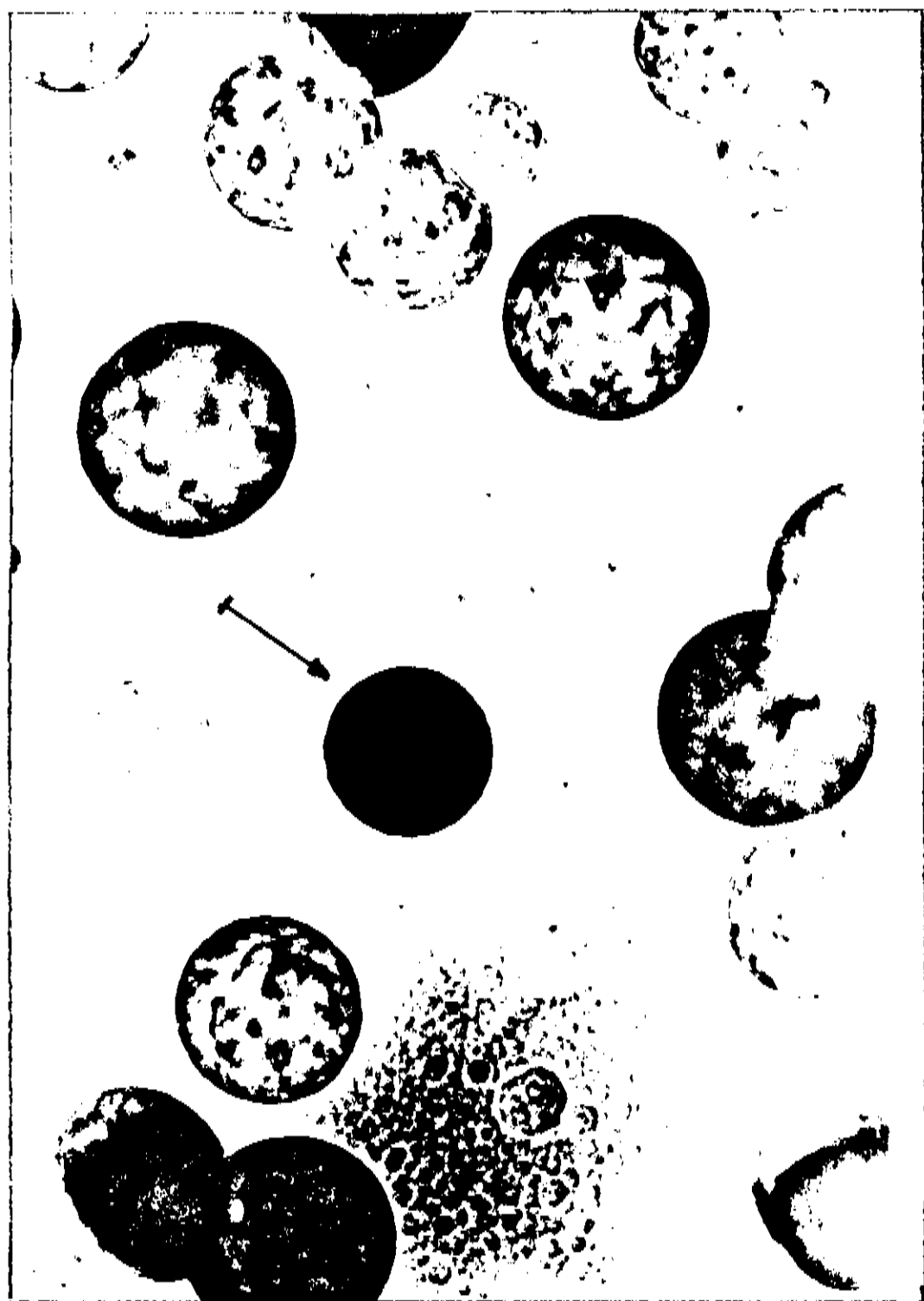


Figura 10-9: Fotomicrografias de traços no CR-39 para um tempo de ataque prolongado. Os traços devido ao autoplating-out do Po-214 - que estão assinalados - correspondem a um valor médio de S de aproximadamente $1200 \mu\text{m}^2$.

No caso em que S é proporcional a $-dE/dx$, a diferença relativa entre $S(E = 7,7\text{MeV})$ e $S(E = 6,0\text{MeV})$ deve ser aproximadamente igual a 20%, em relação ao menor valor, segundo a equação 9.18. De fato, se calcularmos a distância relativa entre os picos, digamos, para 1800 min., obtemos o seguinte valor: $(24,3 - 19,8)/19,8 \simeq 23\%$. A distância relativa entre os picos em todos os outros tempos de ataque também se situa em torno de 20%. Assim sendo, constata-se que a proporcionalidade entre S e $-dE/dx$ é mantida conforme se aumenta o tempo de ataque. Então, por que motivo os picos demonstram um maior grau de separação quando se aumenta o tempo de ataque? Isso provavelmente se deve ao fato de que a DISTÂNCIA ABSOLUTA entre os picos, com o aumento do ataque químico, supera a DISPERSÃO DE ENERGIA das partículas α no corpo do plástico, que é o fenômeno responsável pela LARGURA dos picos.

A proporcionalidade entre S e $-dE/dx$ não deve se manter, no entanto, indefinidamente, conforme seja prolongado o tempo de ataque. Conforme comentado no capítulo 9, a proporcionalidade entre S e $-dE/dx$ somente deve ser válida para os traços cujo alcance das partículas α correspondentes, ao longo do CR-39, seja maior que a camada corroída pelo ataque químico. Segundo o que se sabe sobre perda de energia em plásticos [So(73)], o alcance de partículas α de 6,0 MeV, no CR-39, deve ser aproximadamente igual a 40 μm . Se adotarmos o valor de 1,4 $\mu\text{m}/\text{hora}$ [Il(89)] como a velocidade de ataque da superfície desse plástico, em nossas condições, então temos que 1800 minutos corresponde a uma camada corroída de 42 μm . Ou seja, para esse tempo de ataque, o alcance das partículas α referentes ao autoplating-out do Po-218 deve ser equivalente à camada de CR-39 corroída pelo ataque químico. Isso significa que, para tempos de ataque significativamente maiores que 1800 min., a proporcionalidade entre S e $-dE/dx$ deve deixar de existir. Esse fato salienta ainda mais a adoção desse tempo de ataque como o mais adequado.

De um modo geral, a influência do tempo de ataque sobre a relação entre S e E (ou seja, sobre o gráfico 9-20) provavelmente pode ser descrita pelas curvas da figura 10-10. Nessa figura, estão representadas qualitativamente curvas $S \times E$ para tempos de ataque cada vez maiores (considerando as curvas da esquerda para a direita). Obviamente, com o aumento do tempo de ataque, todos os traços devem ficar maiores, mas isso não está representado na figura 10-10, onde a escala de S

representa apenas o valor relativo ao valor máximo de S, tomado individualmente para cada curva.

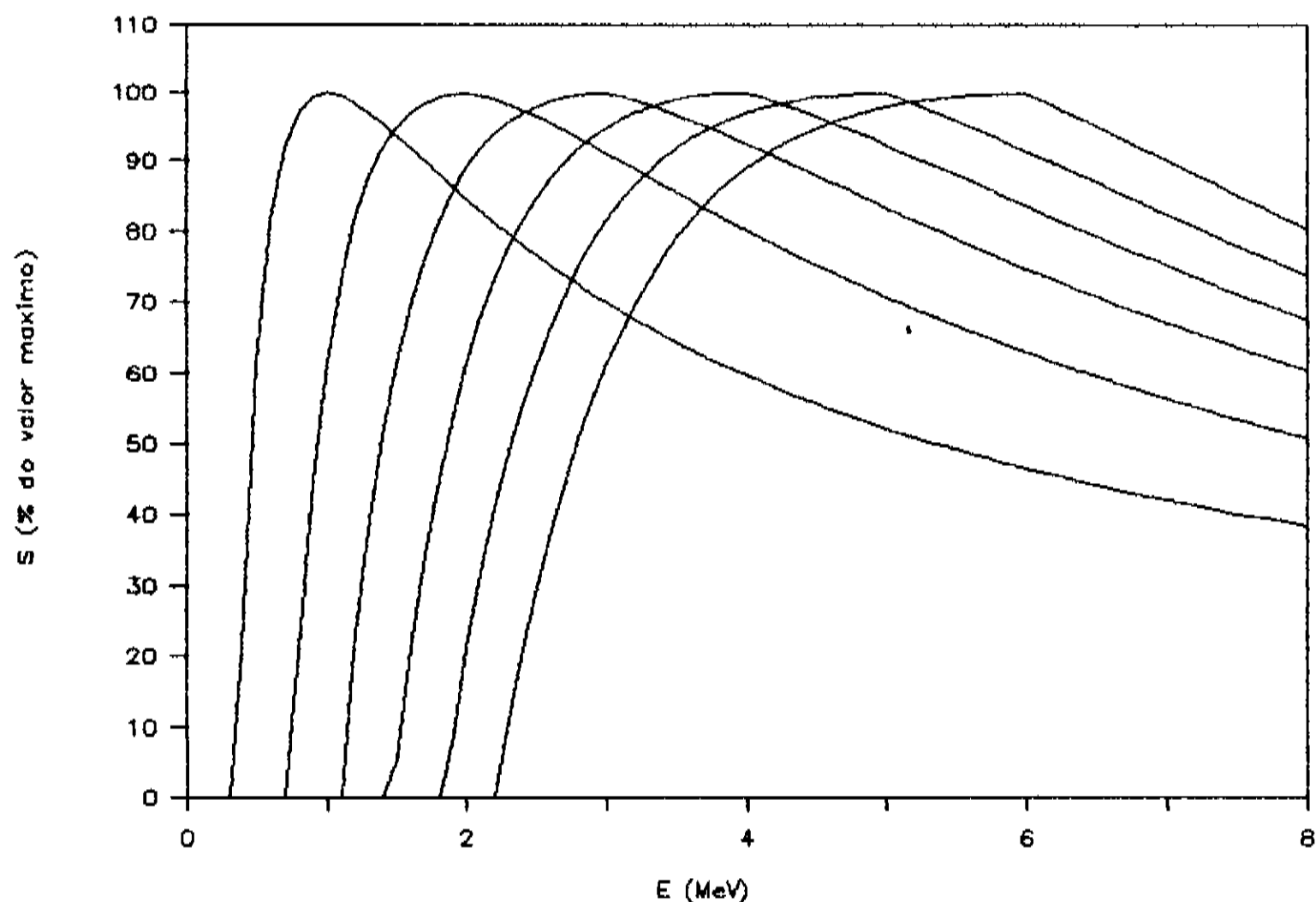


Figura 10-10: Efeito provável do tempo de ataque sobre a relação entre S e E. As curvas representadas, da esquerda para a direita, mostram qualitativamente a relação entre S e E, para tempos de ataque cada vez maiores.

O que deve ser ressaltado, com respeito a essa figura, é a MIGRAÇÃO do máximo de cada curva em direção a valores maiores de energia, conforme se aumenta o ataque químico. Conforme foi visto no capítulo 9, a região em que é válida a proporcionalidade entre S e $-dE/dx$ se restringe à parte, do gráfico $S \times E$, situada à direita do máximo. A região situada à esquerda do máximo corresponde aos traços cujo alcance é inferior à camada de plástico corroída pelo ataque. Conforme aumenta-se o tempo de ataque, como pode ser visto na figura 10-10, a região em que S é proporcional a $-dE/dx$ fica cada vez mais restrita. Assim, a curva situada

mais à direita - com um máximo entre 5 e 6 MeV - deve proporcionar uma representação qualitativa bastante razoável da relação entre S e E para um tempo de ataque aproximadamente igual a 1800 min.

Após a escolha do tempo de ataque ideal, utilizou-se, para a medida da eficiência do CR-39 para esse tipo de detecção, a mesma amostra de CR-39 que foi empregada na medida anterior (equação 10.47), a qual foi exposta na geometria de placas paralelas, com $d = 4,5$ cm.

Essa amostra foi submetida a uma sequência de ataques químicos, inicialmente duas etapas de 400 min. e, depois, ataques de 200 min. Constatou-se que, para um tempo de 1600 min., as dimensões dos traços ~ circulares correspondiam às dimensões dos traços relativos ao ataque de 1800 min. do experimento anterior (figura 10-8-g).

Como já foi comentado no capítulo anterior, a influência do ataque químico sobre as dimensões dos traços está sujeita a variações difíceis de serem controladas. Assim sendo, o procedimento que parece ser o mais correto é se determinar o tempo de ataque ideal em função da própria dimensão dos traços. Então, atacando-se as amostras de CR-39 de forma com que os traços sempre apresentem tamanhos compatíveis com um determinado padrão (no nosso caso, $S \approx 20$ U.G. $\approx 1200 \mu\text{m}^2$, para os traços pretos), estaremos agindo de forma a manter constantes os efeitos do ataque químico sobre a evolução dos traços. Assim sendo, a amostra de CR-39 em questão foi atacada somente até 1600 min. O histograma S correspondente a essa amostra, adotando-se o critério $e \leq 1,100$, pode ser visto na figura 10-11.

O histograma foi dividido em duas partes: a e b. O histograma a representa os traços mais escuros e o histograma b, os traços mais claros (ou rasos). Essa separação é necessária porque traços relativos a partículas α de baixa energia - traços rasos - podem ter o mesmo tamanho que traços devido ao autoplata-out do Po-214, conforme já comentado.

O histograma 10-11 apresenta um pequeno pico em torno de $S \approx 19,5$ U.G. que corresponde ao autoplata-out do Po-214 - que são, na verdade, os únicos traços que interessam. Os demais traços correspondem ao autoplata-out do Po-218, às emissões ocorridas no ar e também ao plate-out do Po-214 na placa oposta.

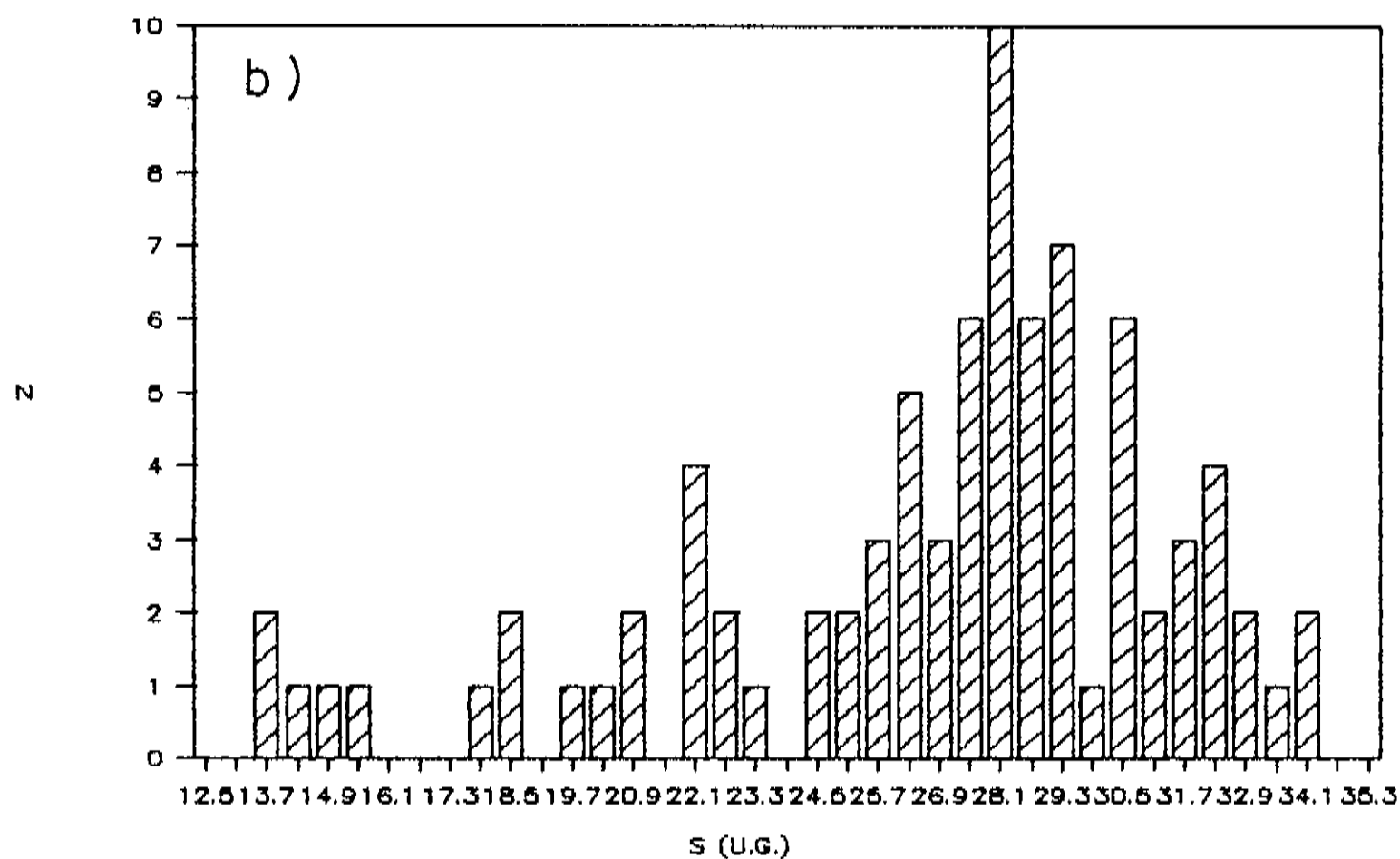
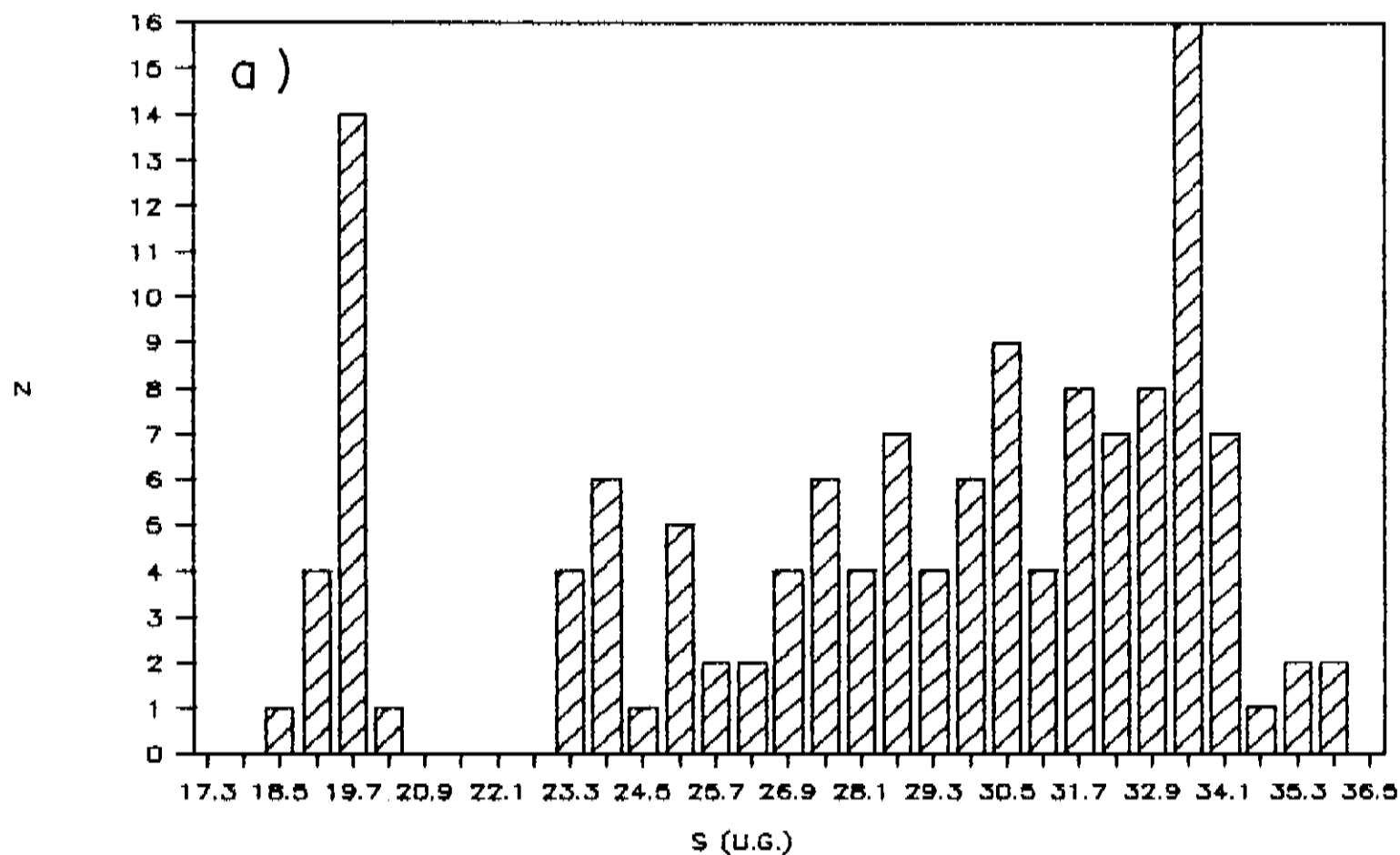


Figura 10-11: Histograma S, para uma amostra de CR-39 exposta na geometria de placas paralelas ($d = 4,5$ cm), com um tempo de ataque prolongado. O histograma a representa os traços mais escuros e o histograma b, os traços mais claros. O pico situado em $S \simeq 19$ U.G., no histograma a, corresponde ao autoplate-out do Po-214.

Conforme pode ser observado, a posição do pico relativo ao autoplato-out do Po-214 é condizente com a posição do pico correspondente, no gráfico 10-8-g.

Após a obtenção do histograma 10-11, foi contada uma maior quantidade de traços pretos (autoplato-out do Po-214), utilizando-se o critério em que apenas os traços com $e \leq 1,100$ são considerados. Através da razão entre a densidade desses traços (ρ_{ps}) e a densidade de traços correspondente, observada na emulsão nuclear (gráfico 10-4, pico à direita), obteve-se que:

$$\chi_{ps} = (5,2 \pm 0,5)\% \quad 10.51$$

onde χ_{ps} é o fator de calibração relacionado à medida do autoplato-out do Po-214.

Através desse fator de calibração, a atividade (G_g) do Po-214 depositada sobre a própria superfície do detetor pode ser calculada em função do valor de ρ_{ps} observado em amostras de CR-39 expostas em ambientes:

$$\rho_{ps} = \frac{1}{2} G_g t \chi_{ps} \quad 10.52$$

Através da equação 10.49, podemos constatar que o valor obtido (expressão 10.51) está relacionado ao ângulo:

$$\theta_{1,1} = (18,6 \pm 0,9)^\circ \quad 10.53$$

que é um valor compatível com 10.50 (voltaremos a esse assunto na parte III deste capítulo).

A utilização conjunta das equações 10.52 e 10.44, torna possível a medida separada das atividades depositadas dos dois filhos do Rn-222 (lembrando que $G = G_1 + G_g$). Esse tipo de medida é muito importante, no que diz respeito ao estudo da contaminação ambiental por Rn-222 e filhos, visto que esta área de pesquisa carece de medidas

diretas sobre taxas de deposição em ambientes de convívio humano [Lau(89)].

Os aspectos práticos da utilização desses resultados são discutidos no capítulo 11.

III - MEDIDA DA ATIVIDADE DOS FILHOS DO Rn-222

PRESENTES NO AR:

Vamos retornar, agora, ao gráfico 9-22-a. Conforme já mencionado, o pico à esquerda desse gráfico está relacionado ao autoplata-out. Assim, pelos resultados obtidos na parte II deste capítulo, podemos, através da contagem da densidade de traços associada a esse pico, determinar o autoplata-out dos filhos do Rn-222. Na verdade, podemos fazer o mesmo para os traços que se encontram à direita no gráfico 9-22-a, determinando assim a atividade do Rn-222 e filhos presentes no ar (e também separadamente a atividade dos filhos do Rn-222, já que este último pode ser medido independentemente, conforme foi mostrado no início deste capítulo).

Vamos, então, adotar o mesmo critério de seleção de traços utilizado para a medida do autoplata-out; ou seja, a consideração apenas dos traços com $e \leq 1,100$.

Além disso, vamos supor que a eficiência intrínseca (equação 4.3) do CR-39, para a detecção de traços com $e \leq 1,100$, seja igual a 100%. Essa suposição é bastante razoável, visto que, de acordo com o gráfico 9-20, o CR-39 não é capaz de registrar apenas as partículas α que incidem sobre a sua superfície com ângulos maiores que $\sim 75^\circ$, para as emissões ocorridas no ar. Na realidade, ao adotar o critério $e \leq 1,100$, estamos considerando apenas os traços correspondentes a ângulos de incidência significativamente menores que 75° .

Sendo, portanto, igual a 100% a eficiência intrínseca do CR-39, a relação entre a densidade de traços e a atividade α presente no

ar assume um caráter puramente geométrico. Assim sendo, de acordo com a equação 9.1, temos que:

$$\rho_i = \iiint_{V_{1,1}} A_i t \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} dV \tag{10.54}$$

Para a resolução dessa integral, temos que saber, em primeiro lugar, quais são os seus LIMITES DE INTEGRAÇÃO. Como os traços dizem respeito a emissões ocorridas no ar, isto equivale a dizer que temos que saber os limites do volume ($V(1,1)$) do ar, dentro do qual as emissões ocorridas produzem traços, no CR-39, com $e \leq 1,100$.

Uma representação qualitativa do volume $V(1,1)$ pode ser vista na Figura 10-12. Nessa figura, dS representa uma área unitária sobre a superfície do CR-39 (situado em $z = 0$).

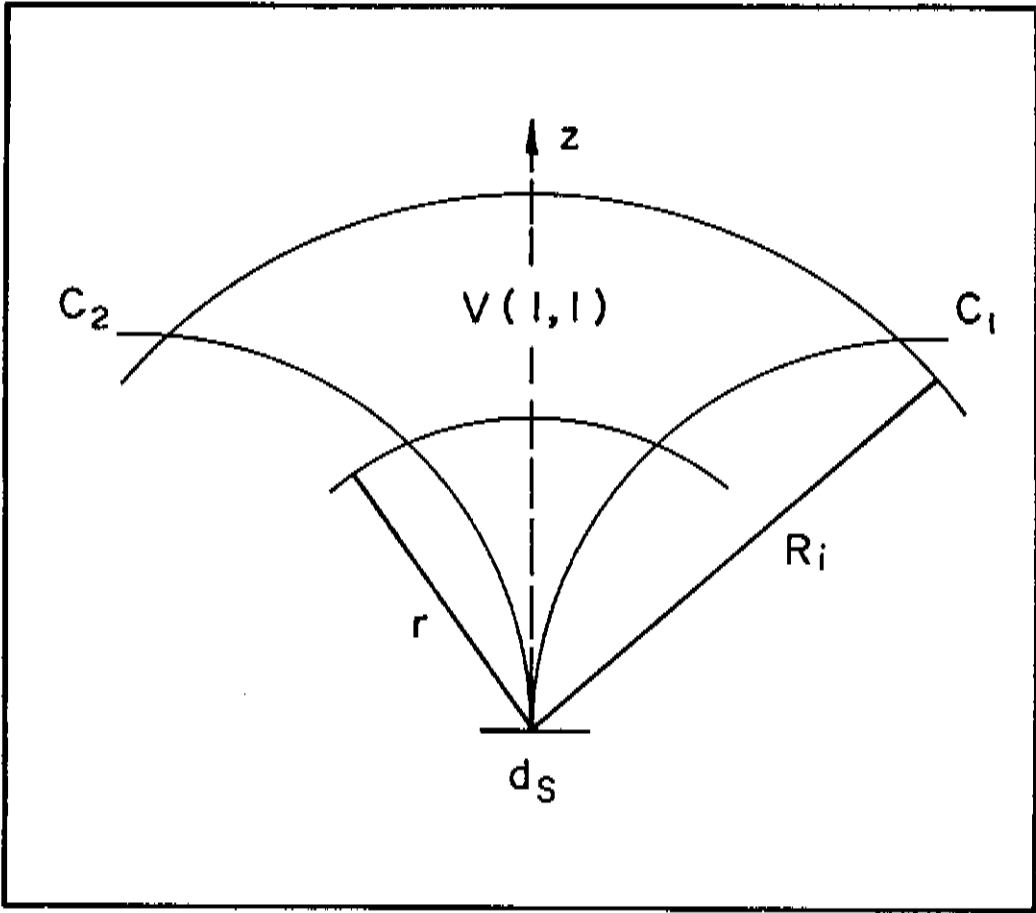


Figura 10-12: Representação qualitativa do volume $V(1,1)$ situado no ar, dentro do qual as emissões α ocorridas produzem traços, no CR-39, com $e \leq 1,100$.

O LIMITE SUPERIOR do volume $V(1,1)$ é determinado pelo próprio alcance das partículas α no ar (R_i). As emissões ocorridas ALÉM de R_i não podem produzir traços no detetor. O LIMITE INFERIOR de $V(1,1)$ pode ser estabelecido definindo-se um valor MÍNIMO de S , abaixo do qual os traços não são contados. Segundo o gráfico 9-20, estabelecer um valor mínimo para S significa impor um valor MÁXIMO para a energia (E) das partículas α incidentes. Se um valor máximo de E é estabelecido, significa, segundo os gráficos 9-11 e 9-12, que estamos fixando um valor, r , para a distância percorrida pelas partículas α no ar, que pode ser tomado como o limite inferior de $V(1,1)$.

Quanto aos LIMITES LATERAIS de $V(1,1)$, eles são constituídos pelas curvas C_1 e C_2 . Essas curvas se afastam uma da outra à medida em que aumenta a distância ao detetor. Essas curvas têm obrigatoriamente essa forma pois, conforme os resultados experimentais anteriores (figuras 9-13 e 9-14), os traços relativos a valores pequenos de E são menos excêntricos que os traços correspondentes a energias maiores. Isso significa que as partículas α emitidas a grandes distâncias do detetor - e que vão incidir no mesmo com energias pequenas - vão produzir traços que são, em média, menos excêntricos do que os traços produzidos por partículas α emitidas a pequenas distâncias do detetor. Assim sendo, as partículas α que são emitidas, por exemplo, a uma distância, d_1 , da área unitária sobre o detetor (figura 10-13-a e b), vão produzir traços com $e \leq 1,100$ se o ângulo de incidência é menor que um certo valor, θ_1 . Se as partículas α são emitidas a uma distância $d_2 > d_1$, o ângulo limite será $\theta_2 > \theta_1$, justamente porque os traços produzidos são, em média, menos excêntricos.

Para determinar os limites laterais de $V(1,1)$, devemos determinar os pontos P (figura 10-13-b), que constituem as curvas C_1 e C_2 . Essas curvas representam os pontos onde as emissões ocorridas produzem traços cuja razão entre os diâmetros é EXATAMENTE igual a 1,100. As emissões ocorridas ENTRE as curvas produzem traços com $e < 1,100$, e as emissões ocorridas ALÉM das curvas, traços com $e > 1,100$. Assim sendo, para determinar os pontos P , devemos estabelecer a relação entre os ângulos $\theta_{1,1}$ (correspondentes a $e = 1,100$) em função de d (figura 10-13-b), ou, como existe uma relação bem definida entre d e a energia E das partículas α incidentes (gráficos 9-11 e 9-12), devemos estabelecer

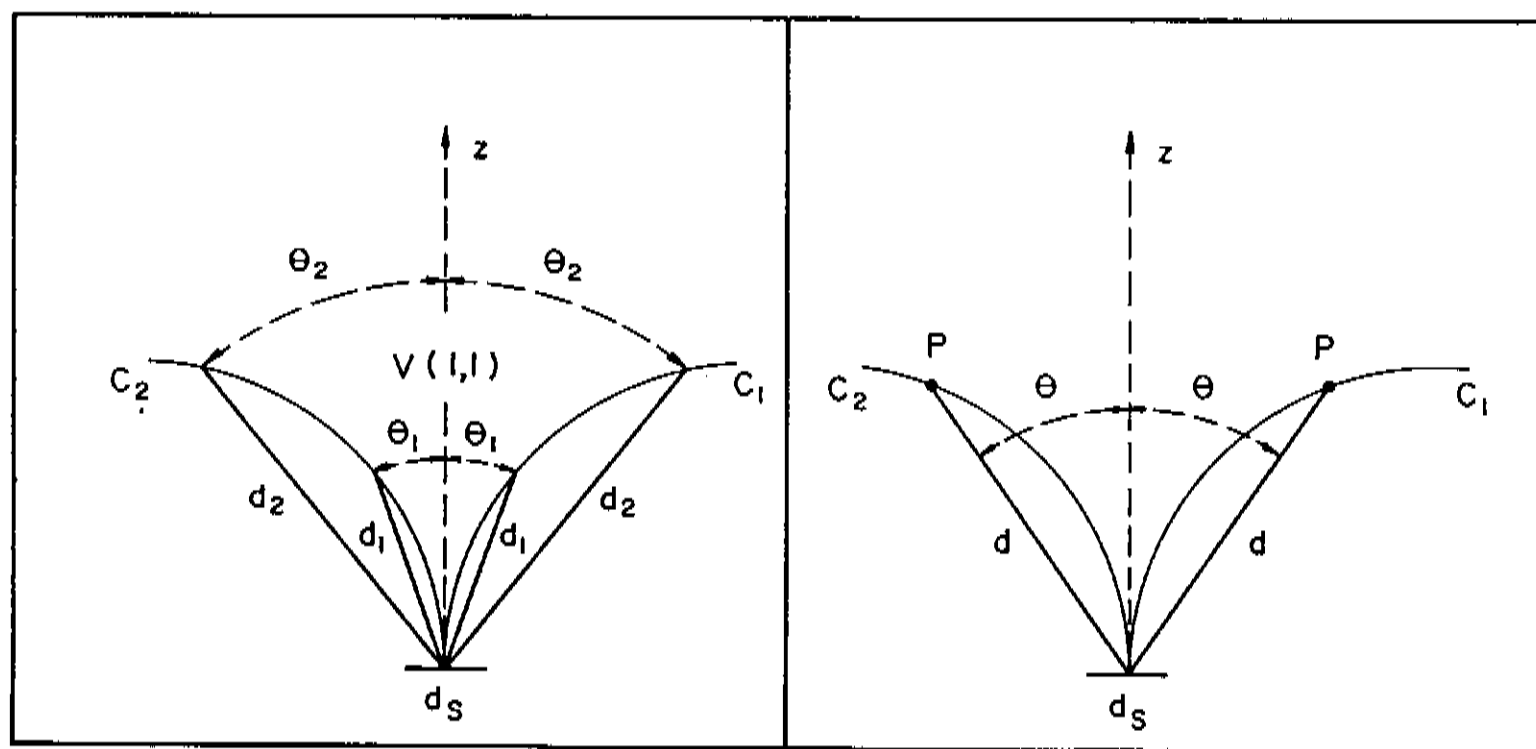


Figura 10-13 (a e b): Determinação dos limites laterais do volume $V(1,1)$.

Isso foi feito expondo-se amostras de CR-39 a filmes finos de urânio (figura 9-9). Foram feitas exposições fixando o valor de θ e variando E . Para cada amostra de CR-39, foi feito um histograma da razão dos diâmetros dos traços (e). Assim sendo, para cada ângulo de incidência explorado, foi obtida uma correlação entre e e E . Exemplos desse procedimento podem ser vistos nas figuras 10-14, 10-15 e 10-16, que mostram os histogramas e obtidos em função da energia, para três valores de θ . Deve-se lembrar que os filmes de urânio têm dois emissores α . Desta forma, ocasionalmente numa única exposição, o histograma e (como o histograma S) pode apresentar dois picos. Os valores de $\bar{E}$, $\bar{e}$ e θ são dados nas legendas das figuras.

A partir desses dados, obteve-se graficamente a relação entre e e E - figuras 10-17, 10-18 e 10-19.

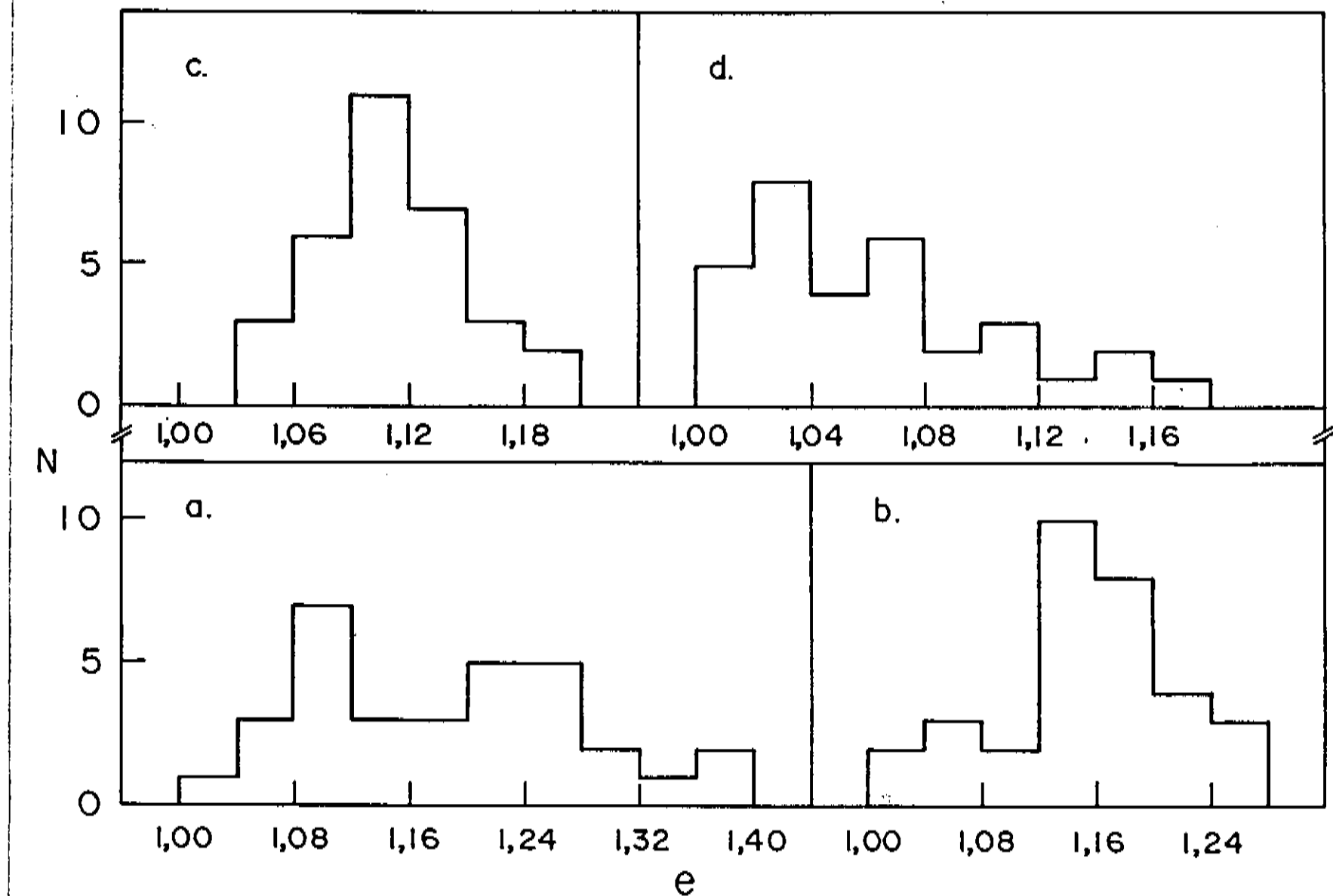


Figura 10-14: Histogramas da razão dos diâmetros maior e menor dos traços (e), como uma função da energia das partículas α incidentes. $\theta = (25,0 \pm 3,5)^\circ$. Histograma a: $E \simeq 3,1$ MeV; $e \simeq 1,184$. Histograma b: $E \simeq 2,8$ MeV; $e \simeq 1,152$. Histograma c: $E \simeq 2,4$ MeV; $e \simeq 1,115$. Histograma d: $E \simeq 1,6$ MeV; $e \simeq 1,067$. Os erros dos valores médios de E e e são mostrados na figura 10-17.

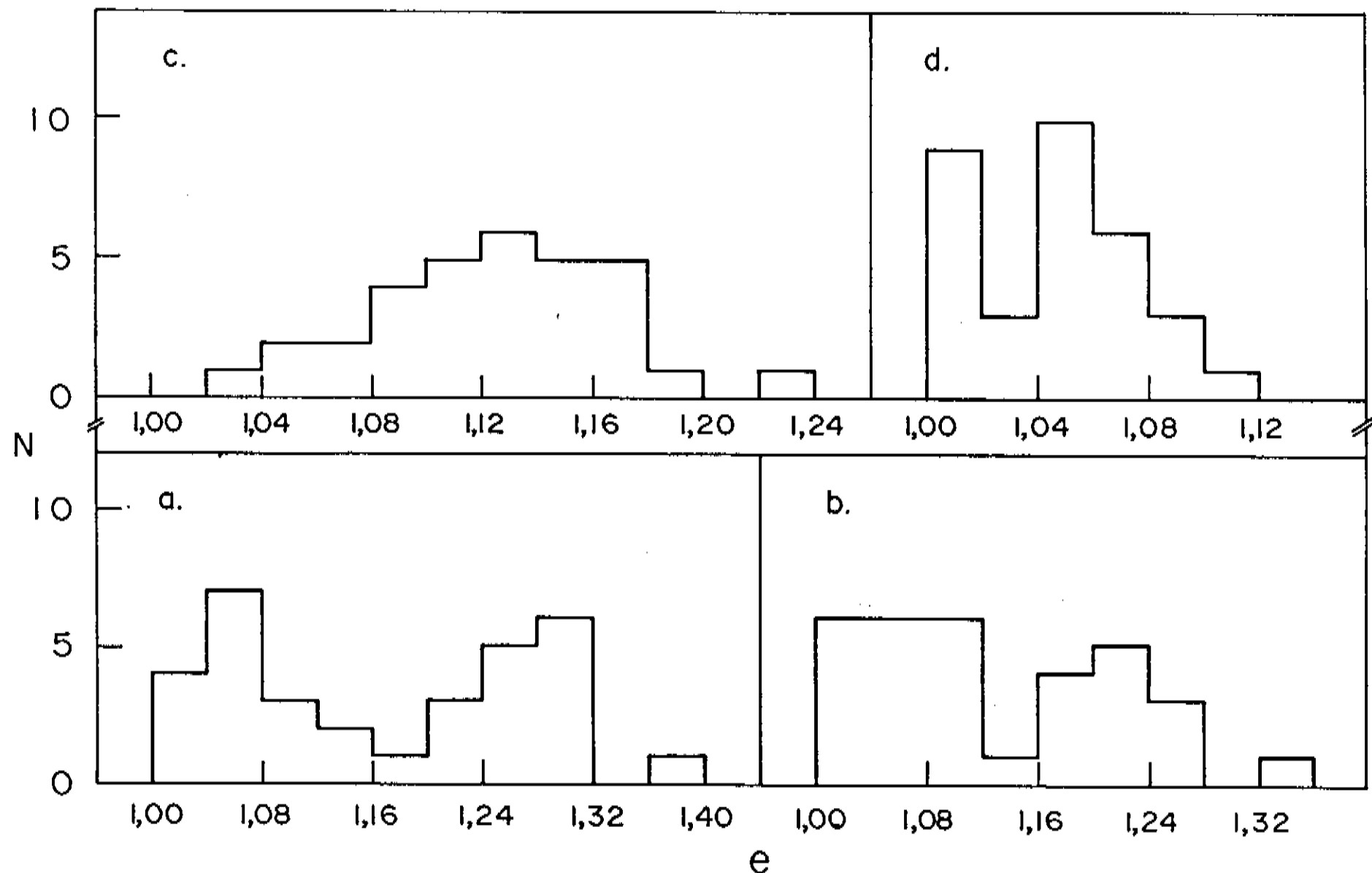


Figura 10-15: Idem. $\theta = (35,4 \pm 4,0)^\circ$.
 Histograma a: Pico à esquerda: $E \simeq 1,1$ MeV; $e \simeq 1,071$. Pico à direita: $E \simeq 2,2$ MeV; $e \simeq 1,283$. Histograma b: Pico à esquerda: $E \simeq 0,7$ MeV; $e \simeq 1,061$. Pico à direita: $E \simeq 1,9$ MeV; $e \simeq 1,216$. Histograma c: $E \simeq 1,2$ MeV; $e \simeq 1,126$. Histograma d: $E \simeq 0,4$ MeV; $e \simeq 1,047$. Os erros dos valores médios de E e e são mostrados na figura 10-18.

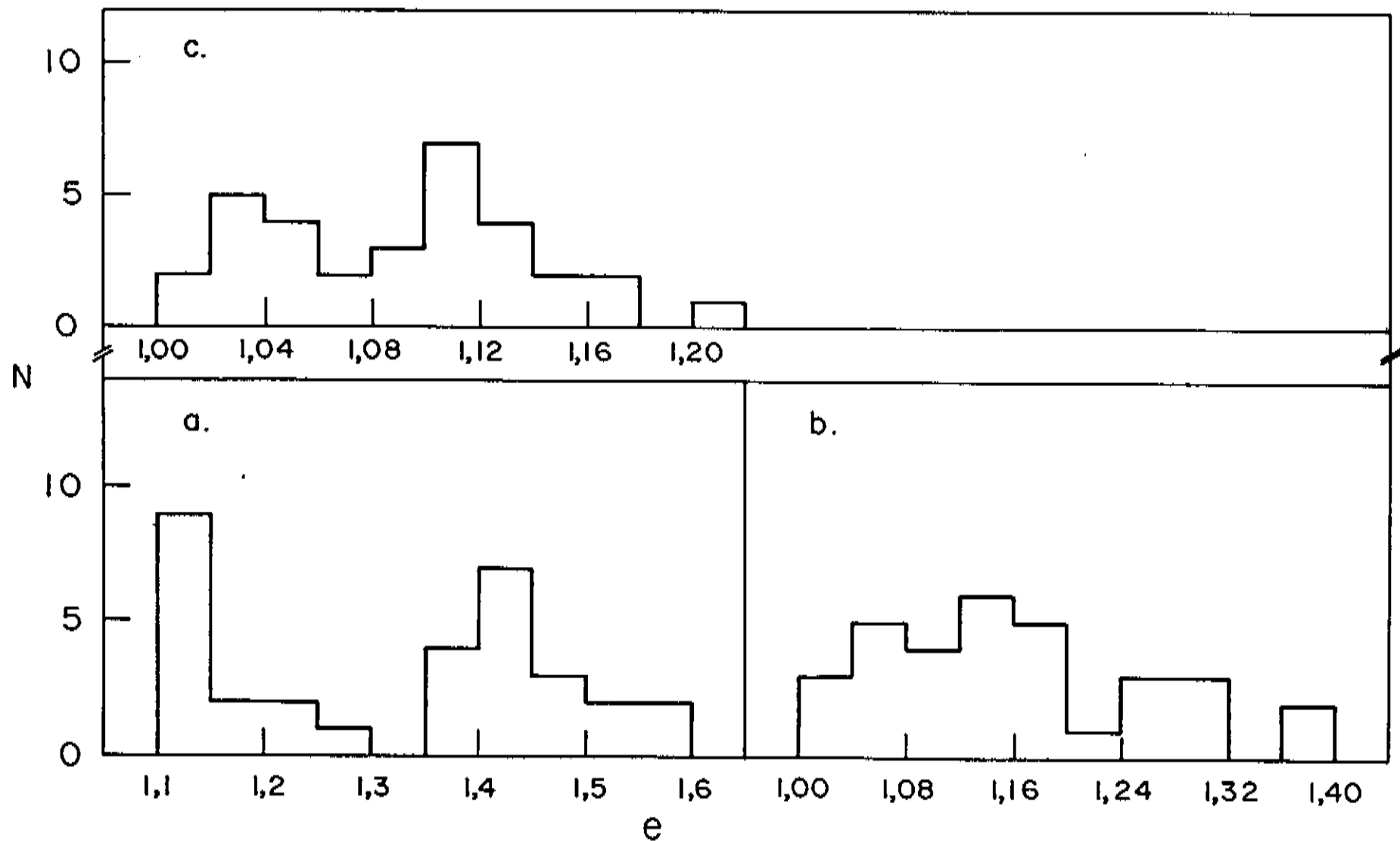


Figura 10-16: Idem. $\theta = (45,6 \pm 3,5)^\circ$.
 Histograma a: Pico à esquerda: $E \simeq 1,0$ MeV; $e \simeq 1,149$. Pico à direita: $E \simeq 2,1$ MeV; $e \simeq 1,442$. Histograma b: $E \simeq 1,0$ MeV; $e \simeq 1,161$. Histograma c: $E \simeq 0,7$ MeV; $e \simeq 1,090$. Os erros dos valores médios de E e e são mostrados na figura 10-19.

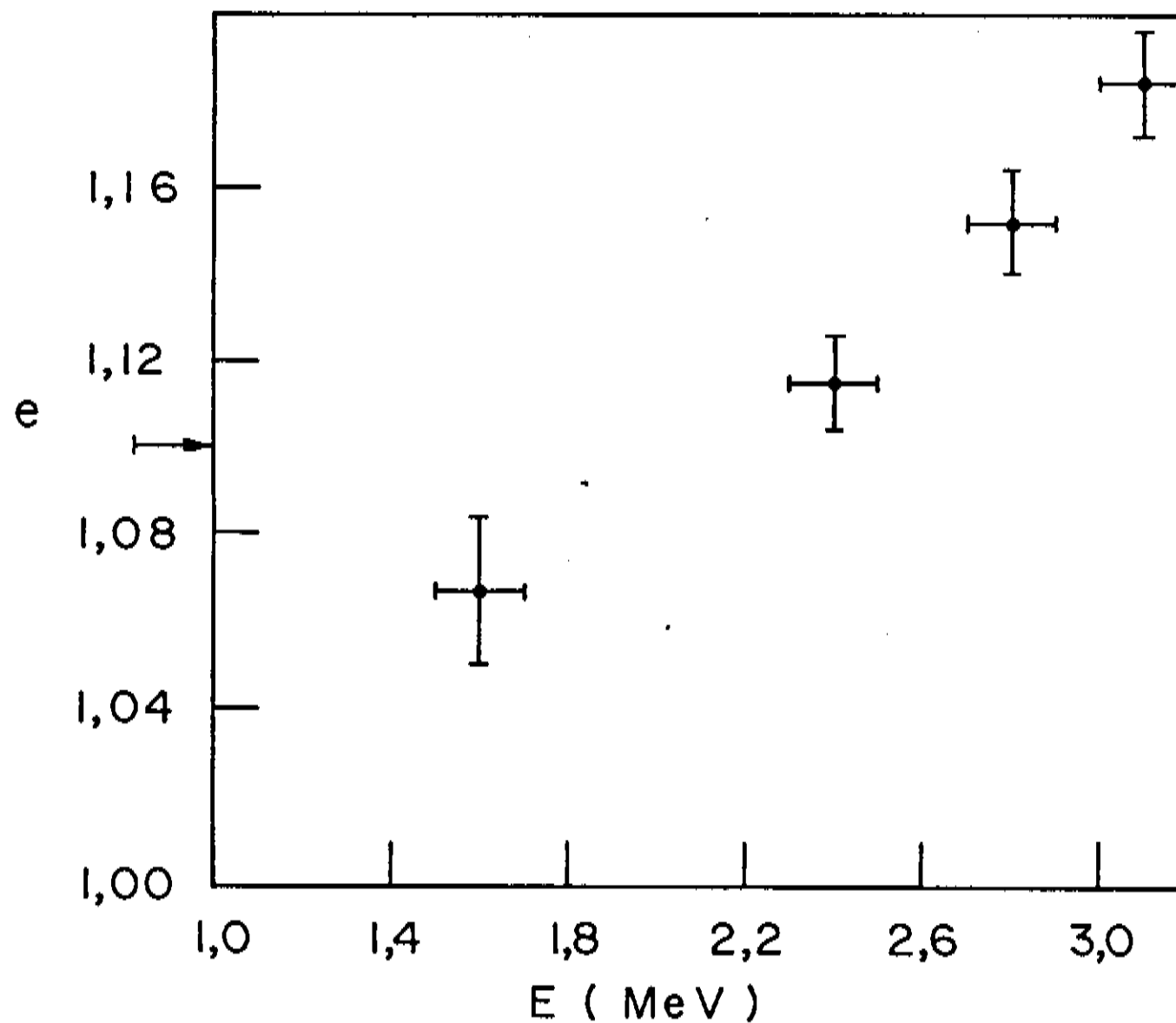


Figura 10-17: Relação entre a razão dos diâmetros dos traços, e , e a energia das partículas α incidentes, E , para $\theta = (25,0 \pm 3,5)^\circ$; obtida a partir dos gráficos anteriores. $e = 1,1$ é indicado por uma seta.

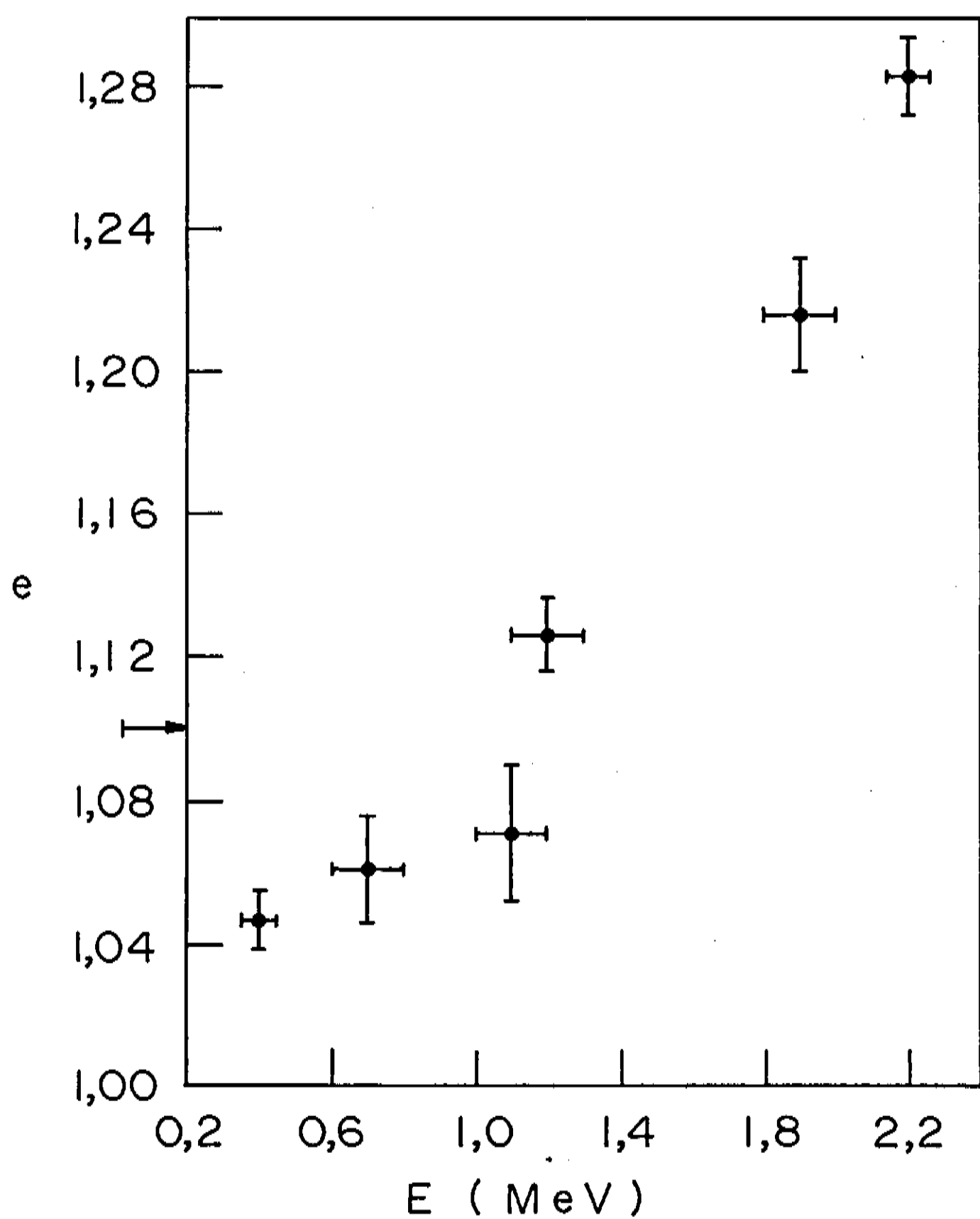


Figura 10-18: Idem, para $\theta = (35,4 \pm 4,0)^\circ$.

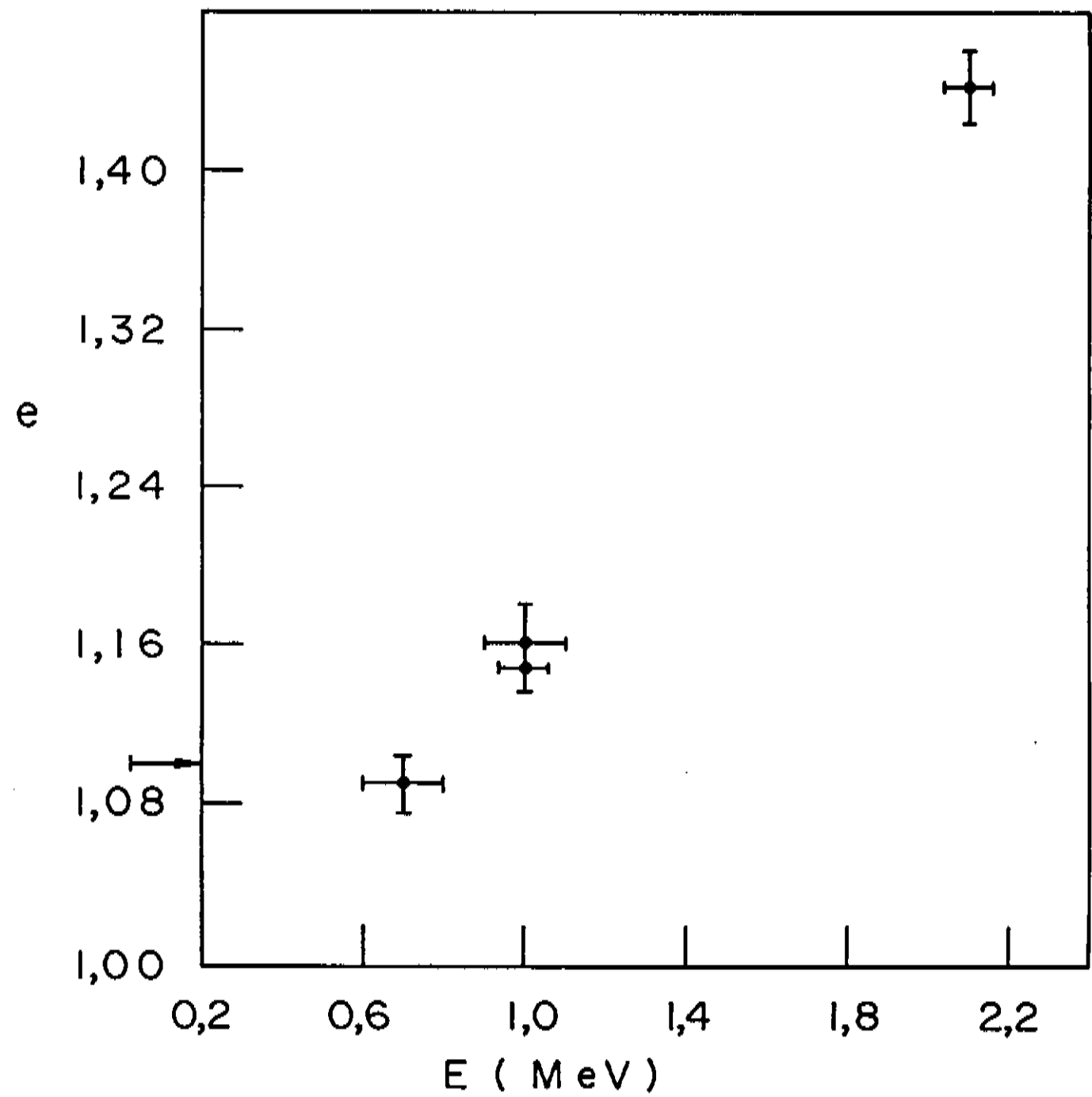


Figura 10-19: Idem, para $\theta = (45,6 \pm 3,5)^\circ$.

Esses gráficos apresentam um perfil coerente com o fato, observado anteriormente, de que quanto maior E , maior a excentricidade dos traços. Além disso, esses gráficos revelam um interessante aspecto: Para valores de E suficientemente grandes, a relação entre e e E parece ser LINEAR.

Os gráficos 10-17, 10-18, 10-19 e outros gráficos do mesmo tipo foram utilizados, então, para se determinar valores de E que correspondem a $e = 1,1$. Por exemplo, para $\theta = 25^\circ$, o valor de E que corresponde a $e = 1,1$ é $\simeq 2,2$ MeV. Isso significa que, para $E = 2,2$ MeV, $\theta_{1,1} \simeq 25^\circ$. Assim, construiu-se o gráfico 10-20, que torna possível a determinação dos limites laterais de $V(1,1)$.

De todos os pontos que compõem o gráfico 10-20 (de A a I), o único que foi obtido empregando-se uma técnica diferente daquela que foi descrita acima é o ponto A, relativo a $E = 4,49$ MeV. Esse ponto foi obtido através da razão entre as densidades de traços apresentadas por uma amostra de CR-39 e uma de emulsão nuclear, acopladas a um filme fino de urânio (4,49 MeV corresponde a energia média com que as partículas α são emitidas pelos filmes de urânio). Utilizou-se, para a obtenção do valor numérico de $\theta_{1,1}$ para essa energia, a equação 10.49 (sabendo-se que a distribuição angular das partículas α emitidas pelos filmes finos é de tipo seno⁹).

O gráfico 10-20 revela que, para uma energia tão baixa quanto 0,3 MeV, $e \leq 1,1$ corresponde a uma larga faixa angular, ou seja, partículas α com θ até 60° resultam em traços com excentricidade menor que 10%. Por outro lado, para valores de E maiores que 3,0 MeV, $\theta_{1,1}$ parece INDEPENDER de E , ou seja, o ângulo de incidência das partículas α que produzem traços com $e = 1,1$ é cerca de 20° , independentemente do valor de E . Esse resultado é confirmado pelos resultados obtidos na parte

⁹Um detetor acoplado a um filme fino é análogo ao caso de um detetor exposto ao Rn-222 confinado numa geometria de placas paralelas. O Rn-222 se distribui homogeneamente entre as placas, enquanto que os átomos de urânio estão homogeneamente distribuídos ao longo do corpo do filme. Pela equação 10.1, pode se demonstrar que a distribuição angular é de tipo seno: Para um filme FINO, a segunda integral da equação 10.1 tende a zero e a integração da primeira integral em r e φ resulta na equação 10.48.

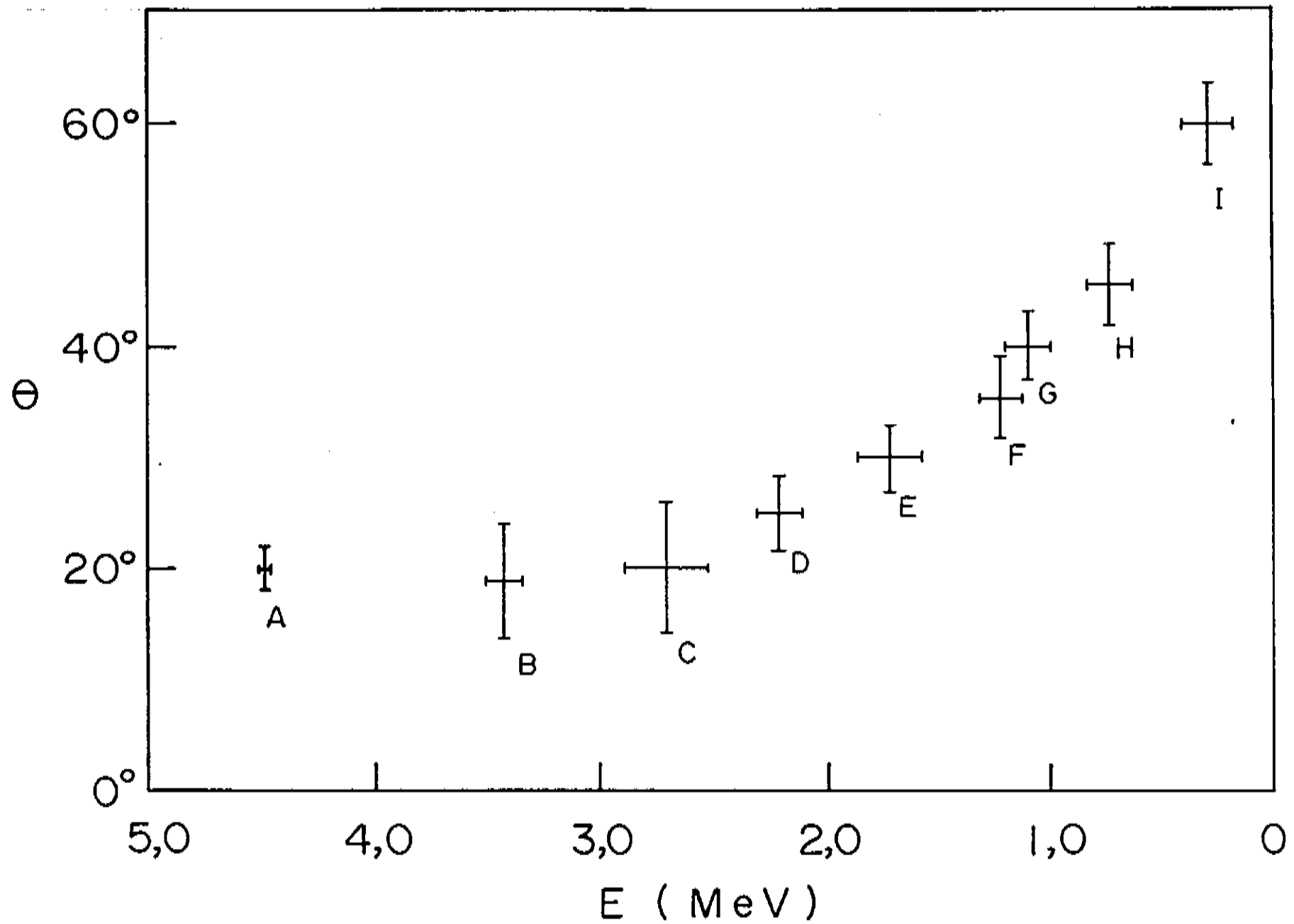


Figura 10-20: Relação entre $\theta_{1,1}$ e a energia das partículas α incidentes.

II deste capítulo. Lá os valores dos fatores de calibração relacionados com o autoplato-out (equação 10.50 para $\bar{E} = 6,9$ MeV, que é a energia média das partículas α do Po-214 e Po-218, e equação 10.53 para $E = 7,7$ MeV, que se refere à partícula α do Po-214) mostram que realmente $\theta_{1,1} \simeq 20^\circ$.

Determinação do limite inferior de $V(1,1)$:

Conforme foi mencionado, o estabelecimento de um limite inferior para o volume $V(1,1)$ equivale à imposição de um valor MÁXIMO para a energia das partículas α incidentes, acima do qual os traços correspondentes não são considerados. Observando os histogramas S relativos a amostras de CR-39 expostas na geometria 2π (a geometria em que esses detetores são normalmente expostos quando se deseja uma medida visando o cálculo da dose), vemos que existe um vale entre os picos relativos ao autoplato-out e as emissões ocorridas no ar (histogramas 9-8-b e 9-22-a). Sendo assim, é desejável que o limite inferior do volume $V(1,1)$ seja tal que sejam considerados apenas os traços que estão à direita do vale. O limite inferior, então, corresponderia à energia que está relacionada a esse vale. Utilizando-se os histogramas mencionados e a equação 9.18, essa energia pode ser estimada.

Como já foi comentado, possíveis variações no ataque químico fazem com que a relação entre S e E possa eventualmente mudar; no entanto, a proporcionalidade entre S e $-dE/dx$ é um fato independente do ataque químico. Como consequência, temos que a forma da equação 9.18 não depende do ataque químico, mas o valor numérico de A depende. Uma vez que o valor de A é estabelecido para cada histograma (9-8-b e 9-22-a), pode-se estimar a energia correspondente ao vale entre os picos da seguinte maneira:

Vamos considerar, em primeiro lugar, o histograma 9-8-b. Pode-se observar que a energia média correspondente ao autoplato-out (6,9 MeV - pico à esquerda) equivale a aproximadamente $S = 1,4$ U.G. A partir desses dados, utilizando a equação 9.18, temos que $A \simeq 0,0166$ MeV U.G. Utilizando esse valor de A e utilizando-se novamente a equação 9.18, temos que a energia correspondente ao vale ($S \simeq 2,4$ U.G.) equivale a

$E_{\text{vale}} \simeq 3,2 \text{ MeV}$. Procedendo-se da mesma forma, para o histograma 9-22-a, temos que $E = 6,9 \text{ MeV} \equiv S \simeq 75 \mu\text{m}^2 \rightarrow A = 0,889 \text{ MeV } \mu\text{m}^2 \rightarrow E_{\text{vale}} \simeq 3,6 \text{ MeV}$ ($S_{\text{vale}} \simeq 120 \mu\text{m}^2$),

Com base nesses resultados, verificamos que, para fazer com que o limite inferior de $V(1,1)$ corresponda ao vale entre os picos, devemos utilizar, como um limite para a energia, um valor em torno de 3,4 MeV. Assim sendo, o limite inferior de $V(1,1)$ foi estabelecido tomando-se 3,5 MeV, como valor máximo da energia das partículas α incidentes.

Utilizando-se esse valor e também os resultados mostrados na figura 10-20, o volume $V(1,1)$ foi estabelecido, para cada um dos emissores α , para uma temperatura ambiente de 15°C , conforme mostram as figuras 10-21, 10-22 e 10-23.

Evidentemente o volume $V(1,1)$ é diferente para cada um dos emissores α , pois a relação entre a energia residual das partículas α e a distância que elas percorrem no ar depende da energia com que elas são emitidas.

Os pontos demarcados com losangos, nessas figuras, correspondem aos pontos B a I, do gráfico 10-20. As "pontas" laterais dos volumes (encontro entre o limite superior e limites laterais), foram estabelecidos supondo-se que a junção entre os limites superior e laterais se dá num ângulo próximo do ângulo crítico de detecção (75°). Apesar desta ser uma suposição de certa forma arbitrária - apesar de razoável - o erro máximo que ela pode acarretar à solução da integral da equação 10.54 é menor que 2%.

O volume $V(1,1)$ deve ser entendido, a partir das figuras 10-21, 10-22 e 10-23, como correspondente à rotação das áreas apresentadas por essas figuras em torno do eixo z.

Conforme pode ser visto nessas figuras, a distância do limite inferior de $V(1,1)$ até $z = 0$ (onde supostamente se encontra uma parede sobre a qual está instalado o CR-39) é equivalente ou superior à distância máxima efetiva (DME) do efeito do plate-out. Isso significa que a depleção da atividade dos filhos do Rn-222 (ver capítulo 6) nas imediações das paredes, NAS NOSSAS CONDIÇÕES, ocorre FORA do volume

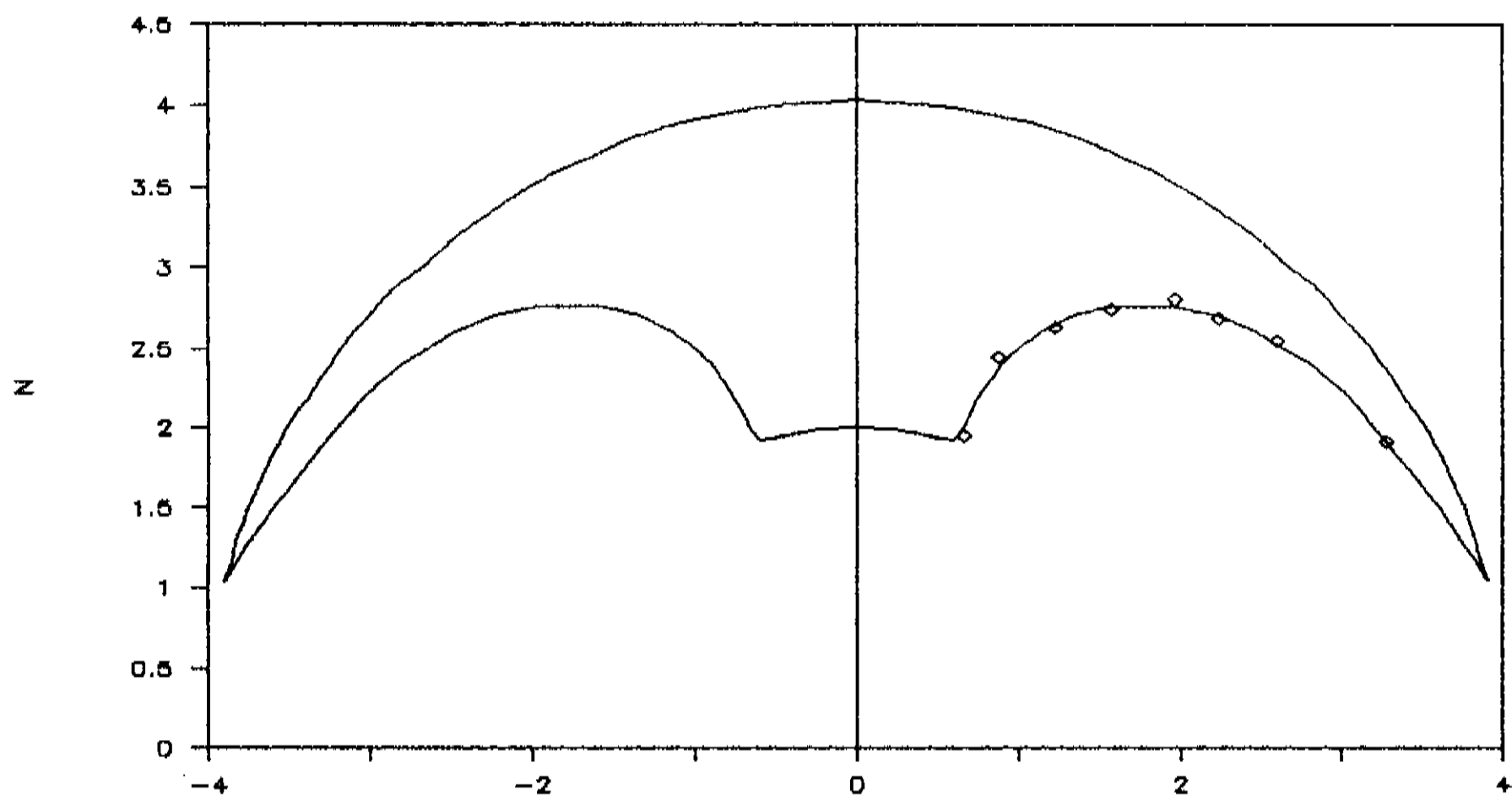


Figura 10-21: Volume $V(1,1)$, no interior do qual as emissões α ocorridas produzem traços, no CR-39, com $e \leq 1,100$, para o Rn-222, para uma temperatura ambiente de 15°C . A superfície do detector se encontra na origem. As escalas horizontal e vertical são dadas em centímetros.

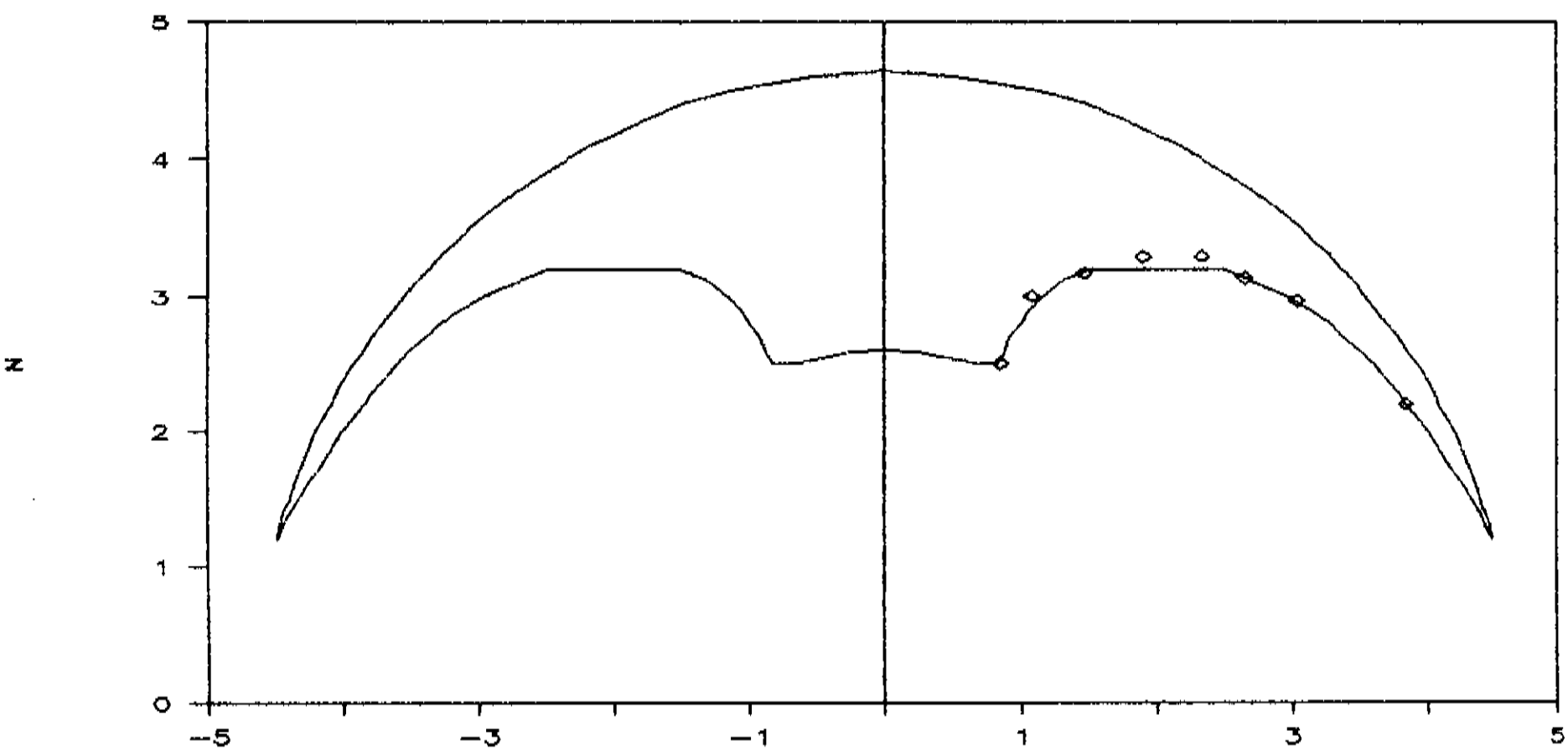


Figura 10-22: Volume $V(1,1)$ para o Po-218.

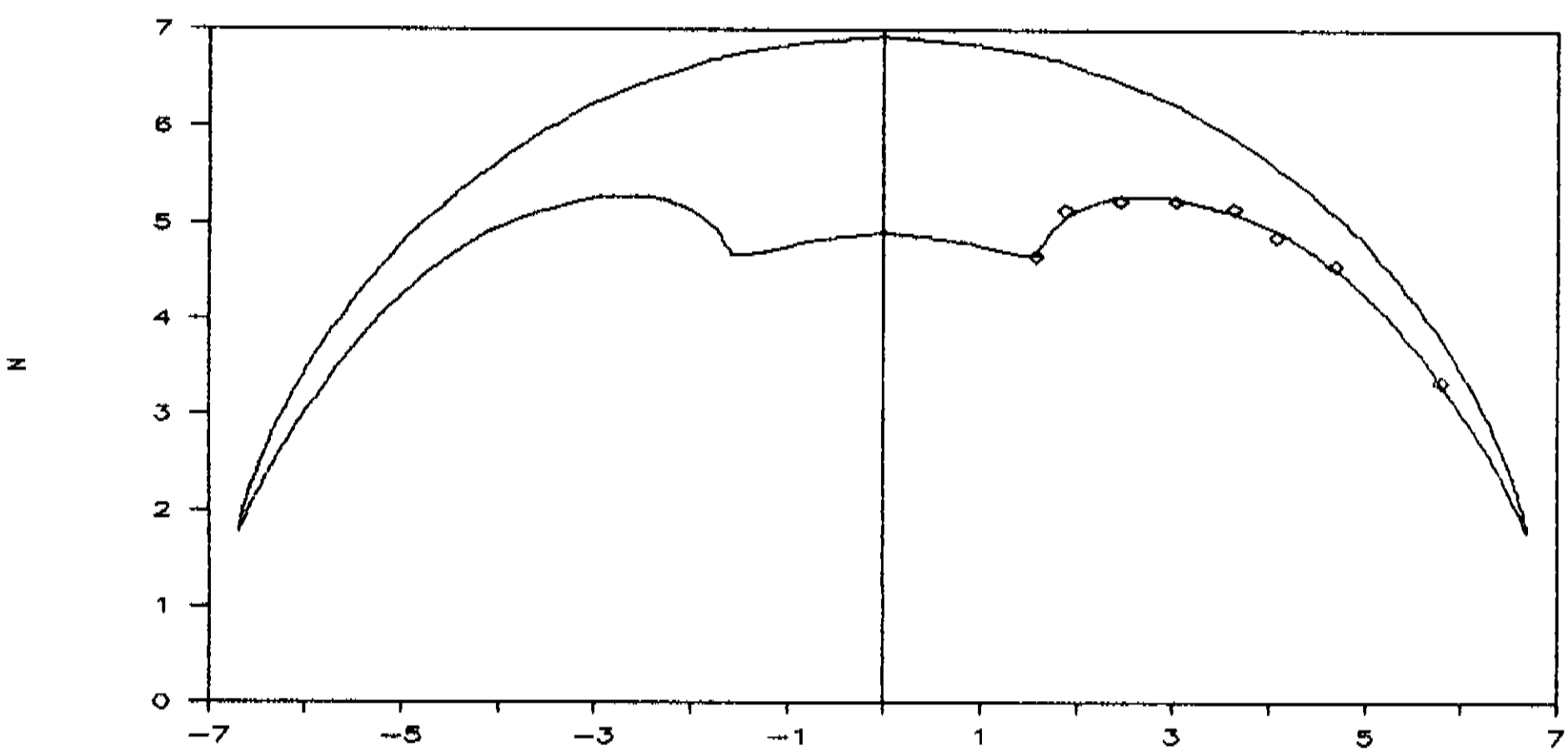


Figura 10-23: Volume $V(1,1)$ para o Po-214.

$V(1,1)$; ou seja, no interior de $V(1,1)$, a atividade dos filhos do $Rn-222$ é aproximadamente constante no espaço. Assim sendo, a equação 10.54 fica:

$$\rho_i = A_i t \int \int \int_{V_i(1,1)} \frac{\cos \theta}{4\pi r^2} dV = \bar{A}_i t \chi_i \quad 10.55$$

$A(s)$ integral(is) pode(m) ser avaliada(s) a partir dos limites de $V_i(1,1)$, dados pelas figuras 10-21, 10-22 e 10-23. χ_i pode(m) ser calculado(s) numericamente, dividindo-se os volumes $V_i(1,1)$ em j faixas horizontais, com largura igual a Δz . A integral χ_i correspondente a cada uma dessas faixas será:

$$\chi_{ij} = \int \int \int_{\text{FAIXA } j} \frac{\cos \theta}{4\pi r^2} dV = \int_0^{2\pi} \int_{\rho_{ij\text{MIN}}}^{\rho_{ij\text{MAX}}} \frac{\bar{z}_{ij} \Delta z}{4\pi (\rho^2 + \bar{z}_{ij}^2)^{3/2}} d\rho d\varphi \quad 10.56$$

onde foram utilizadas coordenadas cilíndricas e as equações 10.19 e 10.20. $\bar{z}_{ij}$ é a distância entre a faixa j à parede ($z = 0$) e $\rho_{ij\text{MAX}}$ e $\rho_{ij\text{MIN}}$ são os valores máximo e mínimo da coordenada ρ para cada faixa.

A equação 10.56 tem como solução:

$$\chi_{ij} = \frac{1}{2} \bar{z}_{ij} \Delta z \left[\frac{1}{(\rho_{ij\text{MIN}}^2 + \bar{z}_{ij}^2)^{1/2}} - \frac{1}{(\rho_{ij\text{MAX}}^2 + \bar{z}_{ij}^2)^{1/2}} \right] \quad 10.57$$

Assim sendo, o valor de χ_i será:

$$\chi_i = \sum_j \frac{1}{2} \bar{z}_{ij} \Delta z \left[\frac{1}{(\rho_{ij\text{MIN}}^2 + \bar{z}_{ij}^2)^{1/2}} - \frac{1}{(\rho_{ij\text{MAX}}^2 + \bar{z}_{ij}^2)^{1/2}} \right] \quad 10.58$$

Utilizando-se as equações 10.58 (para $\Delta z = 0,1$ cm) e os limites do volume $V(1,1)$ dados pelas figuras 10-21, 10-22 e 10-23, temos, para $T = 15^{\circ}\text{C}$, que:

$$\chi_0 = (0,160 \pm 0,016) \text{ cm} \quad 10.59$$

$$\chi_1 = (0,159 \pm 0,016) \text{ cm} \quad 10.60$$

$$\chi_9 = (0,160 \pm 0,016) \text{ cm} \quad 10.61$$

Note que o valor de χ_i é dado em centímetros, pois χ_i representa a relação entre a densidade de traços medida no detetor (traços POR CENTÍMETRO QUADRADO) e a atividade α POR CENTÍMETRO CÚBICO de ar.

Os erros indicados nas expressões 10.59, 10.60 e 10.61 - cerca de 10% - foram estimados aplicando-se a fórmula de propagação de erros à equação 10.57, com base nos erros indicados no gráfico 10-20. Os valores de χ_0 , χ_1 e χ_9 também foram calculados para $T = 25^{\circ}\text{C}^1$, utilizando a relação alcance x energia das partículas α no ar, dada pela figura 9-12:

$$\chi_0 = (0,161 \pm 0,016) \text{ cm} \quad 10.62$$

$$\chi_1 = (0,160 \pm 0,016) \text{ cm} \quad 10.63$$

$$\chi_9 = (0,165 \pm 0,016) \text{ cm} \quad 10.64$$

Como se vê, todos os valores de χ_i são aproximadamente iguais (levando-se em conta os erros que estão a eles associados). Assim, 0,16 cm parece ser um bom valor para ser adotado para todos os χ_i .

¹Esses valores para a temperatura (15 e 25°C) foram escolhidos pois 15°C representa a temperatura média existente na Europa e EUA (locais de origem da maior parte dos pesquisadores desta área) e 25°C parece ser um bom valor para designar a temperatura média na região sul/sudeste do Brasil.

Devido à aproximação feita na equação 10.55, os valores de χ_i obtidos são válidos apenas numa condição em que a DME é menor que a distância entre a superfície do detetor e o limite inferior de $V(1,1)$. O caso mais geral, onde a deplexão pode atingir $V(1,1)$, bem como os aspectos relacionados à utilização prática dos resultados obtidos, são discutidos no capítulo 11.

CAPÍTULO 11

OBSERVAÇÕES GERAIS COM RESPEITO À UTILIZAÇÃO PRÁTICA DOS RESULTADOS OBTIDOS

A partir dos resultados obtidos no capítulo 10, o CR-39 pode ser utilizado como um detetor absoluto da atividade do Rn-222 e filhos presentes no ar e depositados sobre as superfícies internas de um ambiente. Entretanto, um mero conhecimento dos fatores de calibração associados ao CR-39 não é suficiente para que as medidas das atividades dos filhos do Rn-222 sejam obtidas com um certo grau de confiabilidade. Além dos fatores de calibração, é necessário que os pesquisadores tenham um grau mínimo de conhecimento a respeito do plate-out e das propriedades de transporte dos átomos do Rn-222 e filhos através do ar (capítulos 6 e 8). Com base nesse conhecimento, os resultados obtidos no capítulo 10 podem ser utilizados não apenas para uma simples medida da atividade dos filhos do Rn-222, mas também para obter informações adicionais importantes, tanto sobre o fator de equilíbrio, como sobre a fração de átomos dos filhos do Rn-222 "attached" e "unattached".

Contudo, como a questão da eficiência absoluta do CR-39 envolve uma grande quantidade de parâmetros, para facilitar qualquer comentário a respeito desse assunto, devemos em primeiro lugar listar a definição desses parâmetros:

ρ_o = densidade TOTAL de traços num CR-39 exposto numa geometria de placas paralelas, com $d \simeq 0,4$ cm;

ε = eficiência intrínseca do CR-39 para a detecção do Rn-222 entre placas paralelas, com $d \simeq 0,4$ cm ($\varepsilon \simeq 55\%$);

ρ = densidade de traços referente ao pico à direita do histograma S. Corresponde à atividade do Rn-222 e filhos no interior do volume $V(1,1)$;

χ_i = fator de calibração referente ao radionuclídeo i presente no interior do volume $V(1,1)$ ($\chi_i \simeq 0,16$ cm);

ρ_p = densidade de traços referente ao pico à esquerda do histograma S. Corresponde ao autoplate-out;

χ_p = fator de calibração referente ao autoplate-out ($\chi_p \simeq 6,4\%$);

ρ_{p9} = densidade de traços referente ao autoplate-out do Po-214, para um tempo de ataque tal que S (p/ o Po-214) seja de aproximadamente 19,5 U.G. $\simeq 1200 \mu m^2$;

χ_{p9} = fator de calibração referente ao autoplate-out do Po-214 ($\chi_{p9} \simeq 5,2\%$);

t = tempo de exposição.

Medida da atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar:

Para a utilização desses fatores de calibração para a monitoração de Rn-222 e filhos presentes num ambiente de convívio humano, é necessário, pelo menos, duas amostras de CR-39. Uma delas - chamemos de "detetor interno" - deve ser colocada no interior de uma montagem de placas paralelas, com $d \simeq 0,4$ cm; e outra amostra de CR-39 - "detetor externo" - deve ser colocada sobre uma das paredes do ambiente (geometria 2π).

O detetor interno serve para medir a atividade do Rn-222. Para isso, deve-se lembrar que a geometria de placas paralelas deve ser um sistema ISOLADO para os filhos do Rn-222; conseqüentemente, as dimensões das placas devem ser maiores que a DME. A atividade do Rn-222, A_0 , pode ser calculada em função de ρ_0 através da equação 10.15, desde que $d \simeq 0,4$ cm.

No detetor externo, deve-se medir S, o produto entre os diâmetros dos traços com $e \leq 1,100$. O pico à direita do histograma S corresponde às emissões ocorridas dentro dos volumes $V_i(1,1)$, tanto as que se devem aos filhos do Rn-222, quanto as que se devem ao próprio Rn-222. Assim, para se determinar APENAS a atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar, deve-se DESCONTAR a contribuição do Rn-222 para o pico à direita do histograma S. Isso pode ser feito conhecendo-se a atividade do Rn-222 (A_0), que é medida pelo detetor interno. A atividade dos filhos do Rn-222 no ar ($A_1 + A_9$), então, será, de acordo com as expressões 10.55 e 10.59 a 10.64:

$$(A_1 + A_9) = \frac{\rho/t - A_0(0,16)}{(0,16)} \quad 11.1$$

onde A_i é dado em número de desintegrações por unidade de tempo por cm^3 de ar.

Para que a equação 11.1 seja válida, supõe-se que a atividade do Rn-222 seja a mesma tanto no interior do volume $V_0(1,1)$, quanto na camada de ar delimitada pelas placas paralelas. Assim sendo, é conveniente que não se coloque a geometria de placas paralelas muito longe do detetor externo, pois, conforme foi visto no capítulo 6, a

distâncias da ordem metros, é possível a existência de variações significativas em A_0 (lembrar que, sendo o coeficiente de difusão do Rn-222 aproximadamente igual a $0,1 \text{ cm}^2/\text{seg.}$, o "diffusion length" desse radionuclídeo é ≈ 2 metros).

Um outro cuidado que deve ser tomado diz respeito à ventilação. Em certos ambientes, a existência de correntes de ar pode fazer com que a montagem de placas paralelas não seja um sistema isolado, no que diz respeito aos filhos do Rn-222. Em outras palavras, as correntes de ar podem fazer com que átomos de filhos do Rn-222 presentes FORA da montagem sejam deslocados até o interior da mesma.

Nessas condições, no entanto, a atividade do Rn-222 pode ser medida utilizando-se outras técnicas. Como o Rn-222 não está sujeito aos efeitos do plate-out, a medida da atividade do Rn-222 em geral não apresenta problemas significativos de reproduzibilidade e de calibração, como as técnicas que se destinam a medir os filhos do Rn-222. O que pode ser feito, por exemplo, em condições onde a ventilação é significativa, é colocar-se a montagem de placas paralelas no interior de um saco fechado - feito geralmente de plástico comum - que é permeável ao Rn-222 [Tom(86)]. Nesse caso, a relação entre a densidade de traços apresentada pelo detetor interno e a atividade do Rn-222 FORA do saco plástico é igual à equação 10.15 multiplicada por um fator que representa o grau de permeabilidade do plástico ao Rn-222.

Uma outra observação importante diz respeito ao próprio critério de observação dos traços. Convém lembrar que no detetor interno deve-se contar todos os traços, enquanto que no detetor externo, apenas aqueles para os quais $e \leq 1,100$. No detetor interno, não deve haver uma quantidade significativa de traços RASOS (exceto aqueles que correspondem ao background), pois as partículas α incidentes não têm baixa energia. Contudo, no detetor externo, uma vez que o limite superior do volume $V(1,1)$ corresponde ao próprio alcance das partículas α no ar, deve-se considerar - desde que $e \leq 1,100$ - INCLUSIVE os traços rasos. Deve-se tomar algum cuidado na contagem desses traços, pois, conforme demonstra a própria experiência pessoal com microscopia, possíveis riscos ou imperfeições na superfície do CR-39 produzem figuras de ataque semelhantes aos traços rasos. O microscopista deve ter, portanto, alguma

maturidade profissional para poder diferir os traços rasos dessas imperfeições.

Esse problema poderia ser evitado, se o limite superior de $V(1,1)$ fosse estabelecido de tal forma a excluir os traços rasos, ou então, os traços correspondentes a $E < 1$ MeV, que em tamanho são menores que um certo valor limite. Poder-se-ia, por exemplo, determinar o volume $V(1,1)$ de forma a se considerar apenas as partículas α que incidem no CR-39 com $E > 0,5$ MeV. Nesse caso, o limite superior de $V(1,1)$ se situaria num nível um pouco mais baixo do que o representado nas figuras 10-21 a 10-23. Isso implicaria na obtenção de novos valores de χ_i , correspondentes a um critério de observação de traços que excluiria, de acordo com a figura 9-20, os traços "brancos"¹ com $S < 150 \mu\text{m}^2$, ou seja: os traços mais rasos; evitando assim o problema da distinção entre esses traços e riscos ou outras imperfeições.

Se adotamos, entretanto, esse critério, devemos conhecer a relação entre S e E em todo o intervalo angular correspondente a $e \leq 1,100$. O problema é que a relação entre S e E representada na figura 9-20 é válida apenas quando $\theta \simeq 0^\circ$ e, no entanto, $e \leq 1,100$, para $E < 1$ MeV, corresponde a um largo intervalo angular (ver figuras 10-21 a 10-23). Assim, nesta faixa de energia pelo menos, nessecitar-se-ia obter uma relação entre S e E para toda a faixa angular entre 0 e $\sim 75^\circ$. Os resultados experimentais colhidos para esta tese são insuficientes para isso, assim sendo, deve-se, pelo menos por enquanto, utilizar o critério que considera todos os traços rasos (exceto evidentemente aqueles relativos ao background), que é o critério que corresponde aos χ_i obtidos (expressões 10.59 a 10.64).

Ainda sobre o critério de observação dos traços, deve-se tomar um certo cuidado com respeito à correta identificação dos diâmetros maior (D_y) e menor (D_z) dos traços. Se os diâmetros não são corretamente identificados (conforme exageradamente mostrado na figura 11-1), haverá uma tendência geral em se SUBESTIMAR a razão entre os diâmetros (comparar a figura 11-1 com a figura 9-1). Uma vez que isso ocorra, haverá uma SUPERESTIMATIVA da densidade de traços correspondente a $e \leq 1,100$ e,

¹Sobre a coloração dos traços, ver capítulo 9.

consequentemente, uma superestimativa do autoplata-out e da atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar. Esse fato é tão mais crítico quanto menor for o tamanho dos traços em relação à régua utilizada para medi-los. Se se utilizar, por exemplo, um aumento do microscópio óptico tal que os traços se apresentem visualmente em tamanhos muito pequenos, é realmente difícil se identificar corretamente os diâmetros.

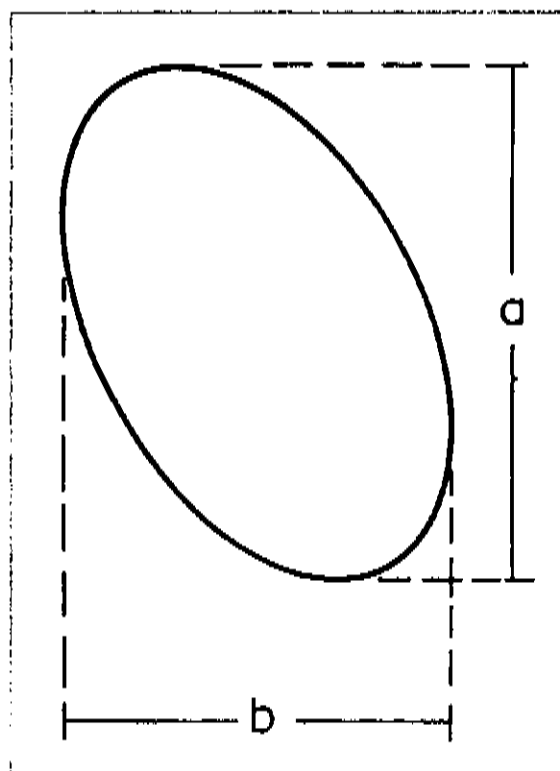


Figura 11-1: Identificação incorreta dos diâmetros maior e menor de um traço.

Ainda com respeito à equação 11.1, algumas críticas podem ser levantadas em relação ao próprio alcance das partículas α no ar. Como é bem conhecido, e de certa forma intuitivo, o alcance das partículas α no ar deve depender de fatores ambientais não considerados, como a umidade relativa do ar e a pressão por exemplo. Contudo, esses fatores influenciam de um modo geral a detecção do Rn-222 e filhos pela utilização de SSNTDs, ou seja, esse não é um problema que se refere especificamente ao tipo de dosimetria que estamos propondo com este trabalho.

Como, através da equação 11.1, se obtém uma medida independente dos filhos do Rn-222, pode-se estimar um FATOR DE EQUILÍBRIO MÉDIO, na seguinte forma:

$$\bar{F} = \frac{A_1 + A_9}{2A_0} \quad 11.2$$

onde $(A_1 + A_9)/2$ representa a atividade MÉDIA dos filhos do Rn-222. Obviamente, a expressão 11.2 não é EXATAMENTE igual ao fator de equilíbrio, tal como ele é usualmente definido (equação 6.50), onde é levado em conta também a atividade do Pb-214 (A_2)². No entanto, o valor numérico de $\bar{F}$, obtido pela equação 11.2, proporciona uma avaliação aproximada do fator de equilíbrio real.

Medida do autoplata-out:

Para a medida das atividades dos filhos do Rn-222 depositados sobre a própria superfície do detetor, devemos medir a densidade de traços correspondente ao pico à esquerda do histograma S, mantendo-se o critério $e \leq 1,100$. Uma boa maneira de se avaliar essa densidade de traços consiste em se ajustar uma gaussiana no pico à esquerda. Deve-se tomar o cuidado, no entanto, com o fato de que nem todos os traços que não se devem às emissões ocorridas no interior do volume V(1,1) se devem ao autoplata-out. Existe uma certa quantidade de traços que se devem a emissões ocorridas no ar, e que resultam na incidência de partículas α com energias $> 3,5$ MeV. A maioria desses

²Deve-se lembrar que a atividade do Po-214 - que é detetada pelo CR-39 - é, em termos práticos, igual à atividade do Bi-214 (A_9) - ver capítulo 6.

traços se situa, por exemplo no gráfico 9-22-a, entre $S \simeq 100 \mu\text{m}^2$ e $S \simeq 120 \mu\text{m}^2$. Esses traços não devem ser considerados quando a avaliação do autoplate-out está para ser efetuada.

Esse problema já não existe quando é medido o autoplate-out do Po-214 utilizando-se um tempo de ataque mais prolongado. Na figura 10-11-a, por exemplo, pode-se observar que o pico referente ao autoplate-out do Po-214 ($S \simeq 19,5$ U.G.) é um pico ISOLADO, onde a densidade de traços correspondentes, ρ_{p9} , pode ser facilmente obtida. A partir de ρ_p e ρ_{p9} , as atividades dos átomos de Po-218 e Po-214 podem ser calculados da seguinte forma (equações 10.47 e 10.51):

$$G_9 = 2\rho_{p9}/(0,052)t \quad 11.3$$

$$G_1 = 2\rho_p/(0,064)t - G_9 \quad 11.4$$

Para que se obtenha, no entanto, os dados com um grau máximo de reproduzibilidade, deve-se lembrar que o TEMPO DE ATAQUE deve ser CALIBRADO em função do próprio TAMANHO dos traços. Assim, para a obtenção de ρ e ρ_p , deve-se atacar o CR-39 (6,25N NaOH - 70°C) até um tempo tal que o pico à esquerda do histograma S corresponda a $S \simeq 75 \mu\text{m}^2$ e ρ_{p9} , até um tempo em que o pico referente ao autoplate-out do Po-214 corresponda a $S \simeq 19,5 \times 59 = 1.150 \mu\text{m}^2$.

Conforme já comentado, esse procedimento é importante pois temos observado que, mesmo controlando-se todos os parâmetros do ataque químico, o tamanho médio dos traços apresenta variações, mesmo se tratando de detetores cuja exposição a Rn-222 e filhos é feita no laboratório, em curtos intervalos de tempo (~ 1 semana) e a temperatura controlada. Essas variações no tamanho dos traços pode ser ainda mais críticas quando se expõe amostras de CR-39 em ambientes de convívio humano em tempos de exposição de até vários meses: Em alguns casos, temos observado que CRs-39 apresentam traços com formato e tamanho com características anômalas (ver figura 11-2). O motivo pelo qual esses traços anômalos são produzidos nos é desconhecido.

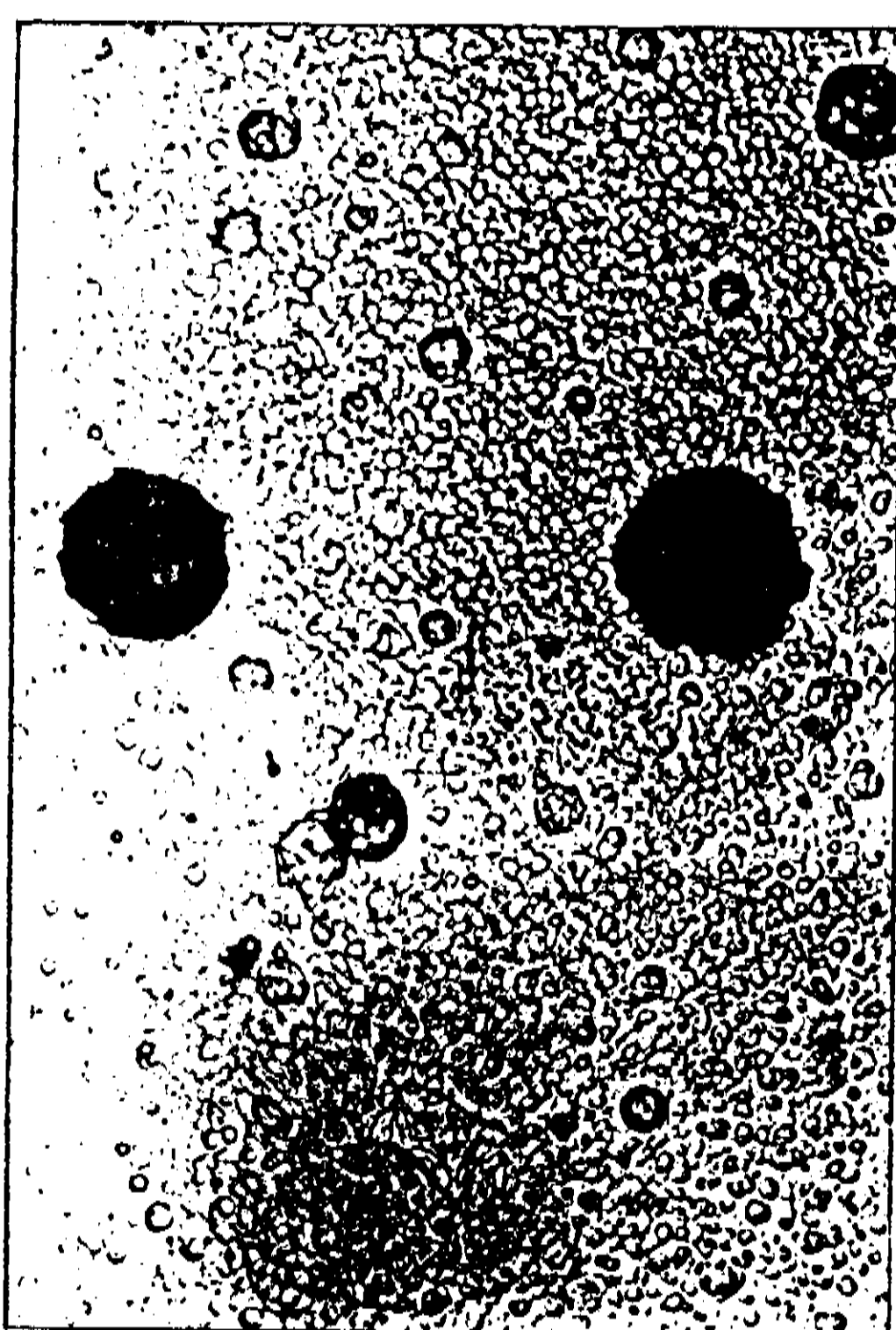
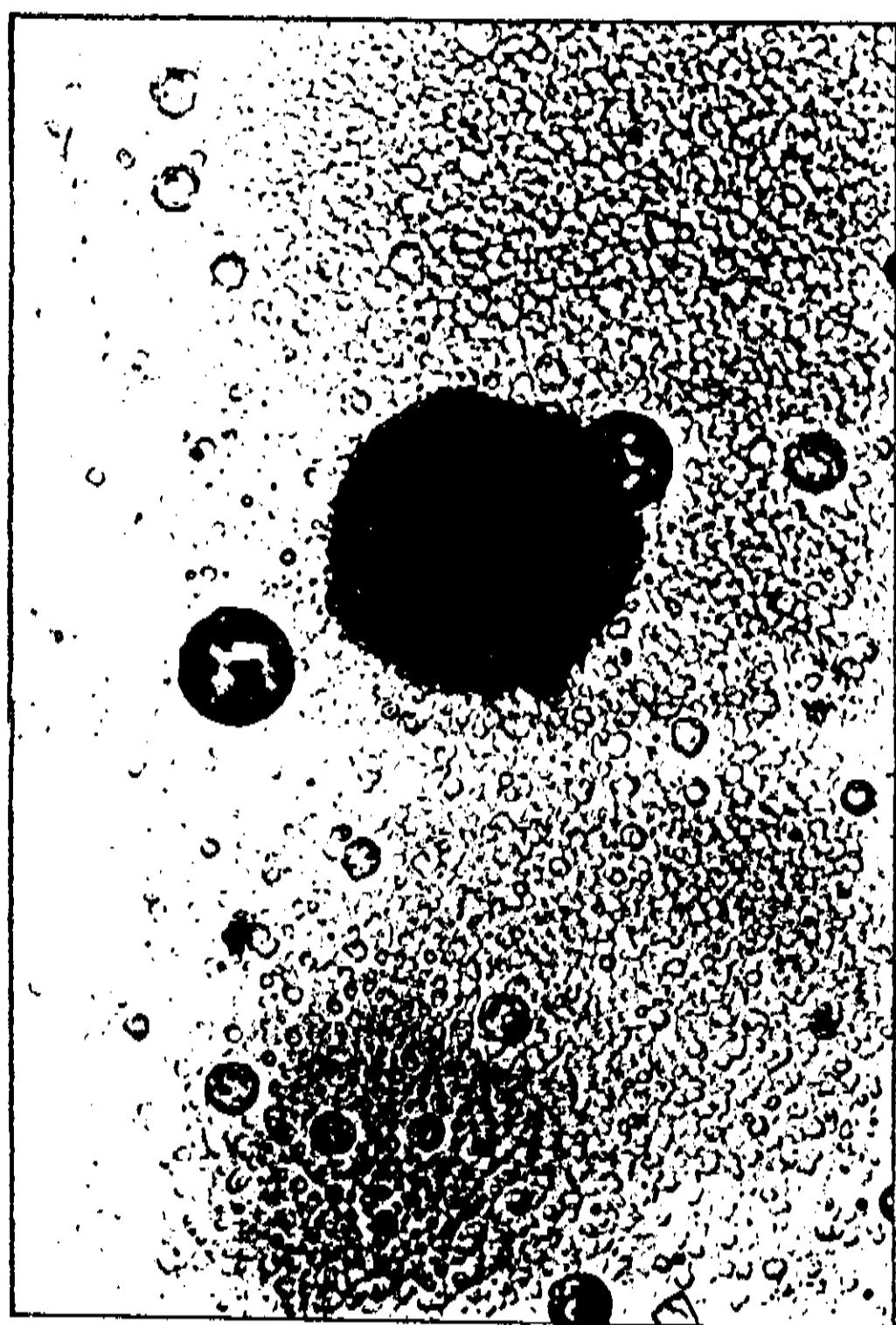
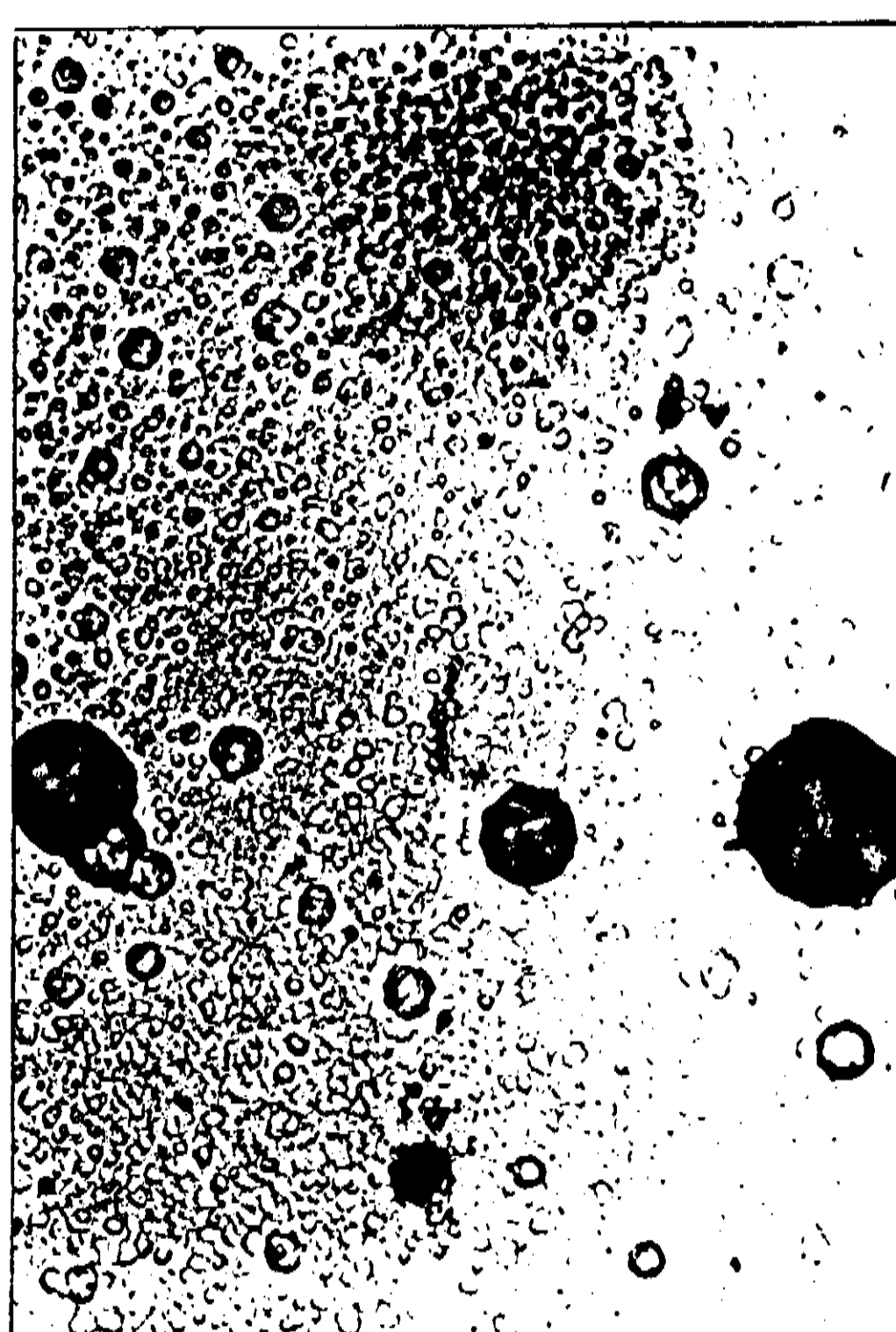
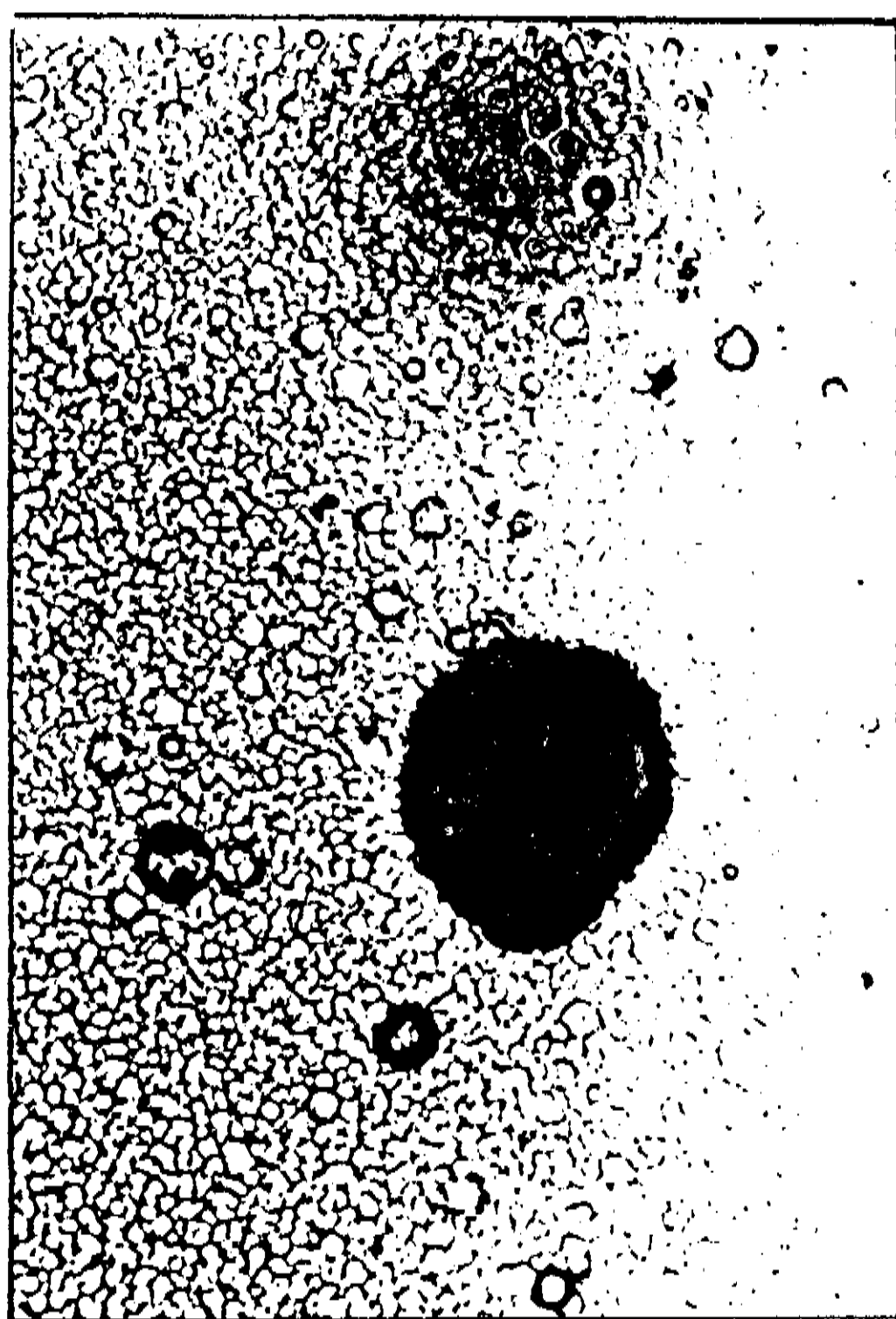


Figura 11-2: Fotomicrografias de traços "anômalos" observados em amostras de CR-39 expostas em ambientes de convívio humano durante alguns meses.

Como os traços relativos a esse ataque mais prolongado são traços grandes, do ponto de vista microscópico, é importante que se tenha um certo cuidado com relação à densidade de traços, para que a sua obtenção não seja dificultada pela superposição de traços. Como, de acordo com a figura 10-11, o valor de S para esses traços atinge valores de até $2000 \mu\text{m}^2$, é desejável que a densidade de traços TOTAL (incluindo os traços que se devem ao autoplate-out do Po-218 e às emissões ocorridas no ar) não ultrapasse a ~ 10000 traços/ cm^2 .

REPRESENTAÇÃO EXPONENCIAL DA ATIVIDADE
DOS FILHOS DO Rn-222:

Através das equações 11.1, 11.3 e 11.4 podemos obter, portanto, informações preciosas a respeito da contaminação ambiental por Rn-222 e filhos, independentemente dos efeitos do plate-out e das condições ambientais.

Poderíamos nos contentar com o que foi obtido até aqui. Contudo, levando-se em consideração os cálculos do capítulo 6, podemos melhorar os resultados anteriores de forma a obter informações mais precisas com respeito ao cálculo de dose.

No capítulo 6 foi visto que a distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222, nas proximidades de uma superfície infinita, tem forma exponencial, quer o fenômeno de transporte desses átomos através do ar seja ou não influenciado pela ventilação ou pela presença de forças eletrostáticas. Assim sendo, parece razoável se representar a atividade dos filhos do Rn-222 presentes no ar como funções do seguinte tipo:

$$A_1(z) = A_1^{\infty} (1 - e^{-k_1^* z}) \quad 11.5$$

e

$$A_9(z) = A_9^{\infty} (1 - e^{-k_9^* z}) \quad 11.6$$

onde se supõe que a superfície infinita se situa em $z = 0$. k_1^* e k_9^* representam os coeficientes de mobilidade efetivos dos filhos do Rn-222, que são funções do coeficiente de difusão médio (D) e da velocidade de deslocamento média (w) desses átomos devido à ventilação e à presença de forças eletrostáticas.

Na realidade, as equações 11.5 e 11.6 não são rigorosamente válidas, porque, conforme foi visto no capítulo 6, os

filhos do Rn-222 se locomovem através do ar portando valores de mobilidade contidos num longo intervalo. Isso ocorre devido à grande variedade do coeficiente de difusão dos aerossóis comumente presentes no ar e, também, devido a variações na velocidade de deslocamento dos átomos dos filhos do Rn-222 devido à ventilação e forças eletrostáticas. Para uma descrição mais rigorosa da distribuição espacial desses átomos no ar, deveríamos conhecer a FUNÇÃO DISTRIBUIÇÃO DE MOBILIDADE, $f(k)$. Assim, $A_1(z)$ e $A_9(z)$ seriam:

$$A_1(z) = A_1^\infty \int_0^\infty f(k_1) (1 - e^{-k_1 z}) dk_1 \quad 11.7$$

$$A_9(z) = A_9^\infty \int_0^\infty f(k_9) (1 - e^{-k_9 z}) dk_9 \quad 11.8$$

Como a função $f(k_i)$ é, em princípio, desconhecida (trata-se de algo muito difícil de ser medido), devemos nos contentar com as aproximações⁹ 11.5 e 11.6, desde que, é claro, respeitemos as suas limitações.

Para a representação, por exemplo, da atividade do Po-214 talvez fosse mais adequada a utilização de uma equação do tipo da equação 6.113. Contudo essa equação envolve uma quantidade muito grande de parâmetros, os quais não poderiam ser obtidos separadamente através das informações que podemos extrair pela utilização do CR-39 como um espectrômetro. A equação 11.6, no entanto, que envolve apenas 2 parâmetros a serem determinados (A_9^∞ e k_9^*), de um modo geral, deve representar bem a distribuição espacial da atividade do Po-214, nas proximidades dos CRs-39 expostos, mesmo numa situação tão complicada como aquela mostrada na figura 6-11.

⁹O sinal * nos k_i das equações 11.5 e 11.6 expressam o fato de que essas duas equações são meras aproximações.

Determinação de k_1^* e k_9^* :

Uma vez que as equações 11.5 e 11.6 sejam utilizadas, devemos determinar, portanto, quatro grandezas diferentes: A_1^∞ , k_1^* , A_9^∞ e k_9^* . Assim, em princípio, deveríamos fazer quatro medidas independentes. Se apenas um CR-39 externo é utilizado, a avaliação dessas quatro grandezas torna-se inviável.

Uma forma de se resolver esse problema é a exposição de CRs-39 de mesmo tamanho a várias distâncias das paredes do ambiente a ser estudado.

k_1^* e k_9^* podem ser determinados separadamente se, nesses detetores situados a várias distâncias de uma parede, medirmos as quantidades G_1 e G_9 (equações 11.3 e 11.4).

Como a presença material da parede faz com que a atividade dos filhos do Rn-222 esteja deplecionada até uma distância máxima efetiva (DME_1 para o Po-218 e DME_9 para o Po-214); G_1 , observado nas várias amostras de CR-39 situadas a várias distâncias z da parede, deve crescer até uma distância máxima efetiva $z = DME_1$ e G_9 até DME_9 .

Se o TAMANHO dos CRs-39 é fixo, então podemos supor que o efeito do autoplata-out deve ser aproximadamente igual para todos os detetores. Assim:

$$G_1(z) \propto (1 - e^{-k_1^* z}) \quad 11.9$$

$$e \quad G_9(z) \propto (1 - e^{-k_9^* z}) \quad 11.10$$

Assim, medindo-se $G_1(z)$ e $G_9(z)$, podemos calcular k_1^* e k_9^* .

A_1^∞ e A_9^∞ podem ser avaliados de duas maneiras diferentes:

a) Através da medida de G_1 e G_9 relativa ao CR-39 colocado sobre a parede (isto é: $G_1(d=0)$ e $G_9(d=0)$) e b) através das emissões ocorridas no ar vistas, também, pelo detetor situado em $d = 0$.

a) Avaliação de A_1^∞ e A_9^∞ através de $G_1(d=0)$ e $G_9(d=0)$:

De acordo com a equação 6.145, temos que:

$$G_1(d=0) = \int_0^\infty [A_1^\infty - A_1(z)] dz \quad 11.11$$

$$G_9(d=0) = \int_0^\infty [A_9^\infty - A_9(z)] dz \quad 11.12$$

Essas quantidades, de acordo com as equações 11.5 e 11.6, são:

$$G_1(d=0) = A_1^\infty / k_1^* \quad 11.13$$

$$G_9(d=0) = A_9^\infty / k_9^* \quad 11.14$$

Como k_1^* e k_9^* podem ser avaliados separadamente (equações 11.9 e 11.10), temos que A_1^∞ e A_9^∞ podem ser obtidos, também separadamente, através das equações 11.13 e 11.14.

b) Avaliação de A_1^∞ e A_9^∞ através de $\rho(d=0)$:

De acordo com a equação 11.1, a quantidade $A_1^\infty + A_9^\infty$ pode ser avaliada por:

$$A_1^\infty + A_9^\infty = \frac{\rho/t - A_0(0,16)}{(0,16)} \quad 11.15$$

No entanto, essa equação é válida quando A_1 e A_9 são HOMOGÊNEAS no interior do volume $V(1,1)$ (equação 10.55), condição essa que nem sempre é verdadeira. Para que ela seja válida, a distância máxima efetiva dos efeitos do plate-out deve ser menor que a distância que separa a parede ao limite inferior do volume $V(1,1)$, ou seja, de acordo com as figuras 10-21 a 10-23, $DME_1 < 2$ cm e $DME_9 < 4$ cm, aproximadamente. Se estabelecemos como critério que a relação entre DME_i e k_i^* é analoga à da equação 8.14, ou seja:

$$k_i^* = 3/DME_i, \quad 11.16$$

temos que a equação 11.15 é válida para $k_1^* > 1,5 \text{ cm}^{-1}$ e $k_9^* > 0,75 \text{ cm}^{-1}$, aproximadamente.

No caso em que k_i^* excede a esses valores limites, a equação 10.55 deve ser reescrita da seguinte forma:

$$\rho = A_1^\infty t \chi_1(k_1^*) + A_9^\infty t \chi_9(k_9^*) + A_0 t (0,16) \quad 11.17$$

onde:

$$\chi_1(k_1^*) = \iiint_{V_1(1,1)} \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} (1 - e^{-k_1^* z}) dV \quad 11.18$$

$$\chi_9(k_9^*) = \iiint_{V_9(1,1)} \frac{\cos\theta}{4\pi r^2} (1 - e^{-k_9^* z}) dV \quad 11.19$$

Os valores de χ_i foram calculados numericamente utilizando-se as equações 11.18 e 11.19. O resultado pode ser visto nas figuras 11-3 e 11-4. Os gráficos são dados em função de DME_i , mas podem ser facilmente convertidos em k_i^* pela equação 11.16.

Digamos, por exemplo, que a medida de $G_1(d)$ e $G_9(d)$ nos detetores situados a várias distâncias das paredes resultou em:

$$k_1^* = 0,75 \text{ cm}^{-1} \text{ e } k_9^* = 0,25 \text{ cm}^{-1}$$

Utilizando a equação 11.16, temos que:

$$DME_1 = 4 \text{ cm} \text{ e } DME_9 = 12 \text{ cm}$$

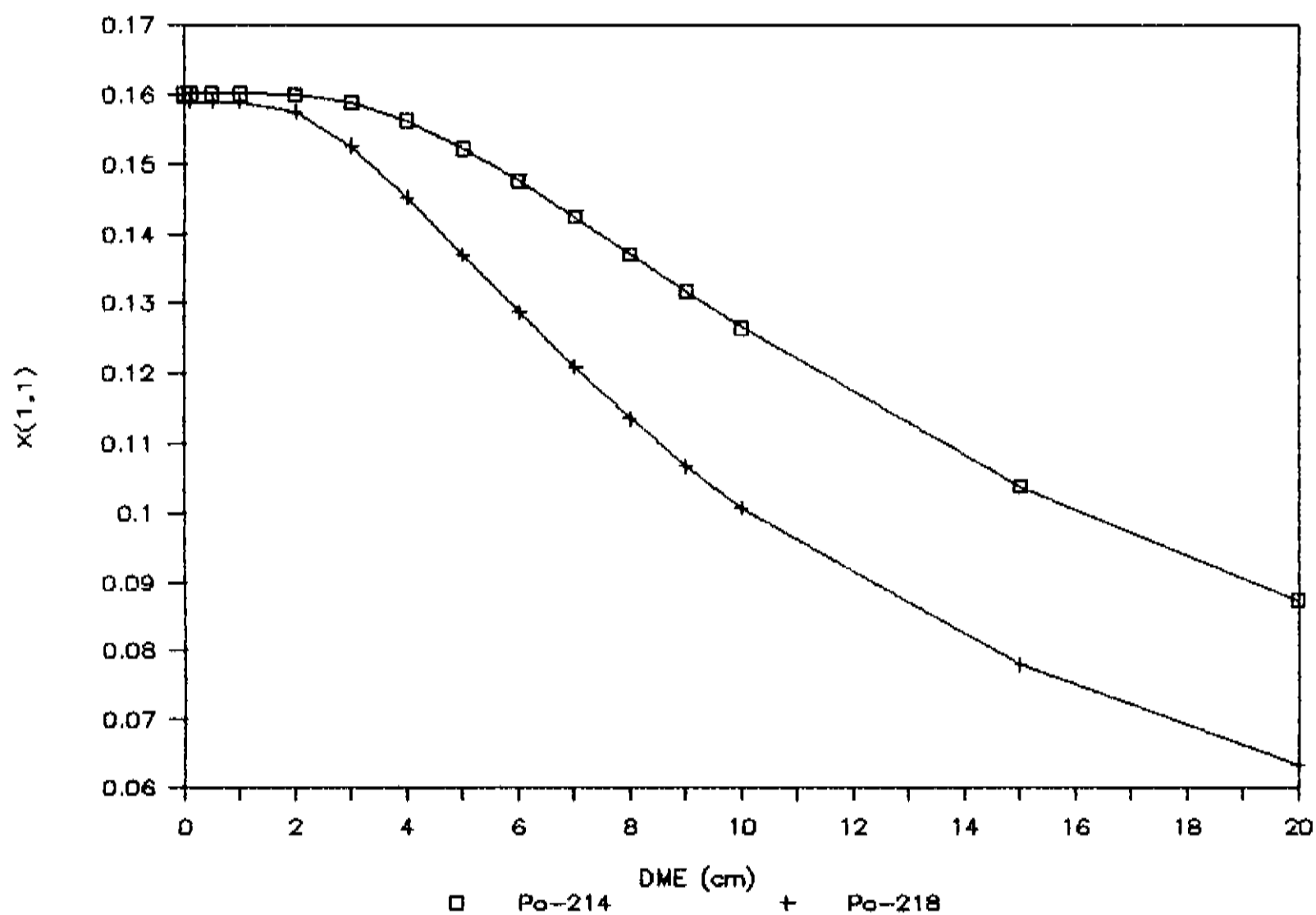


Figura 11-3 (e 11-4): Relação entre $\chi(1,1)$ e DME , para o Po-218 e o Po-214.

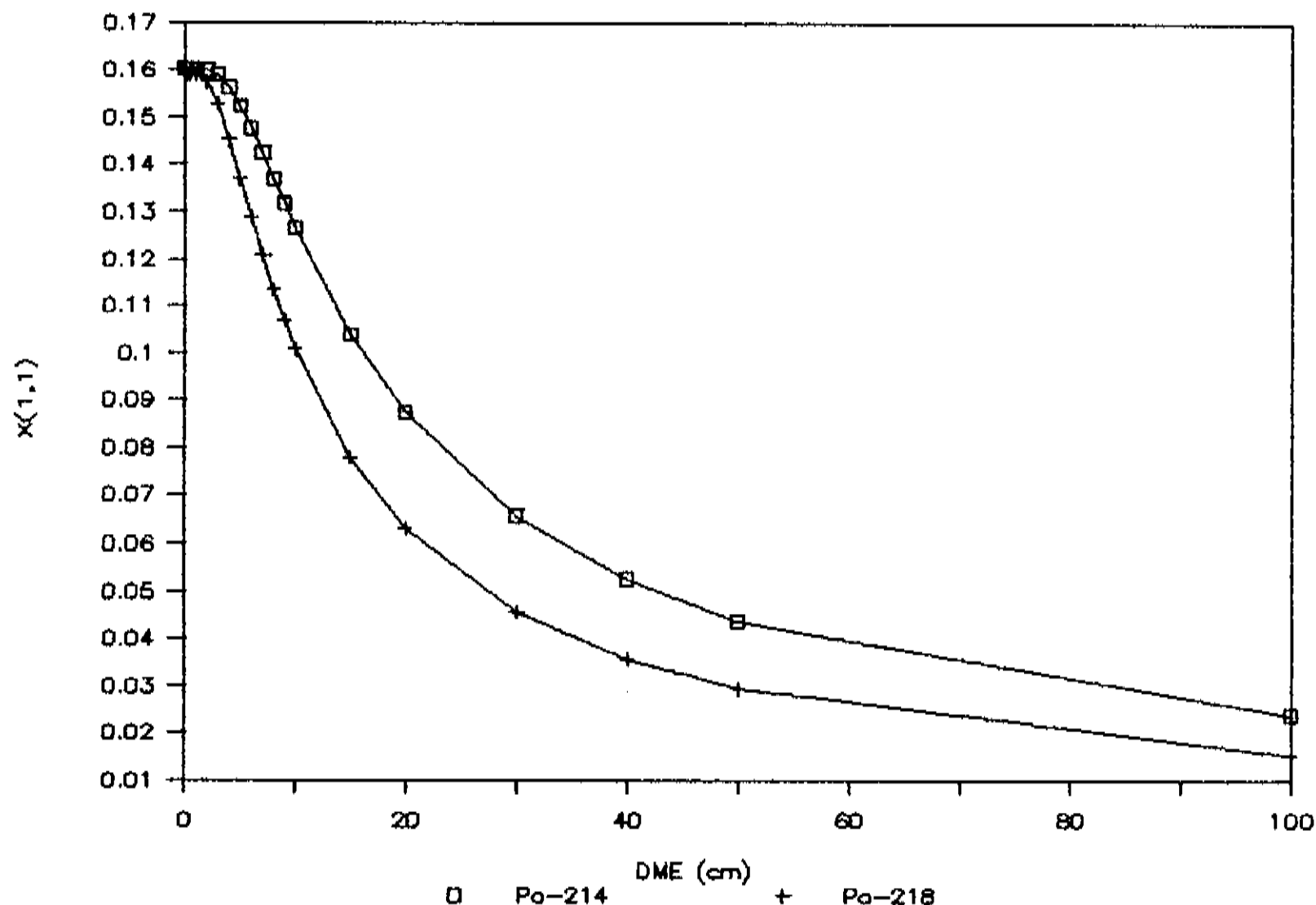


Figura 11-4: Aqui se repete a figura 11-3 com escala de DME mais estendida.

Assim, pela figura 11-3, temos que:

$$\chi_1(1,1) = 0,145 \text{ cm} \quad \text{e} \quad \chi_9(1,1) = 0,12 \text{ cm}$$

Pela equação 11.17, temos então que:

$$(A_1^\infty \chi_1 + A_9^\infty \chi_9) = \rho/t - A_0(0,16) \quad 11.20$$

Assim sendo, através da determinação de ρ , obtém-se uma COMBINAÇÃO LINEAR de A_1^∞ e A_9^∞ .

Através das equações 11.13 e 11.14, poder-se-ia concluir que seria preciso apenas determinar o autoplata-out (G_1 e G_9) para se obter todos os dados necessários para a determinação da distribuição espacial das atividades dos filhos do Rn-222, SEM a necessidade da contagem dos traços que se devem as emissões ocorridas no ar (ρ). No entanto, essa conclusão seria, de todo, precipitada.

Vamos imaginar, por exemplo, um caso em que a mobilidade dos átomos dos filhos do Rn-222 se distribua em torno não de um único valor médio, mas de DOIS (ou mais), como no caso em que temos, na ausência da ventilação, os átomos dos filhos do Rn-222 divididos em dois grupos distintos: a "attached fraction" e a "unattached fraction"⁴. Se um ambiente não é muito rico em aerossóis, mas os aerossóis presentes nesse ambiente possuem mobilidade (coeficiente de difusão) bastante baixa, é de se esperar que a DME relativa à unattached fraction seja significativamente maior que a DME da attached fraction. Isso significa que o autoplata-out relativo à unattached fraction é muito maior que o relativo à attached fraction. Consequentemente, o autoplata-out (G_i) é constituído praticamente por apenas átomos de filhos do Rn-222 pertencentes à unattached fraction apenas (ou seja, a taxa de deposição da attached fraction é desprezível). Isso significa que, através das equações 11.13 e 11.14, vamos obter apenas os A_i^∞ relativos à unattached fraction; enquanto que, na equação 11.20, vamos obter uma combinação linear de A_1^∞ e A_9^∞ , ambos relativos à atividade α TOTAL (attached + unattached fractions), pois, apesar de ser desprezível a contribuição da attached fraction à taxa de deposição total, a sua contribuição à atividade α presente no ar NÃO é desprezível.

Nesse caso, portanto, vamos obter um resultado, pela equação 11.20, que não é compatível com os resultados obtidos pelas equações 11.13 e 11.14. Nesse aspecto, então, a equação 11.20 se apresenta como uma forma de se avaliar se, num dado ambiente, os átomos dos filhos do Rn-222 se encontram ou não divididos em duas ou mais faixas de mobilidade, como na attached e unattached fractions.

⁴O que equivale a dizer que A_i^∞ relativo à attached fraction é COMPARÁVEL ao A_i^∞ relativo à unattached fraction.

Em caso afirmativo, evidentemente a melhor forma de se estimar a atividade α total dos filhos do Rn-222 presentes no ar é através da equação 11.20, não pelas equações 11.13 e 11.14. É através da equação 11.20 que se pode avaliar o fator de equilíbrio médio. Nesse aspecto, A_1^∞ e A_9^∞ representam as atividades dos filhos do Rn-222 longe de qualquer objeto, ou, em outras palavras, A_i^∞ representa a atividade dos filhos do Rn-222 APÓS O DESCONTO DOS EFEITOS DO PLATE-OUT, os quais, dentro da representação exponencial que estamos utilizando, são dados pelos fatores:

$$(1 - e^{-k_i^* z})$$

Assim sendo, se se obtém (através da equação 11.20) que A_1^∞ e A_9^∞ não são iguais a A_0 (a atividade do Rn-222), isso significa que a troca de ar com o ambiente externo é importante, uma vez que os efeitos "internos" (devido ao plate-out em seus múltiplos aspectos - difusão, convecção e forças eletrostáticas) já estão descontados. É claro também, que esta afirmação está limitada pelo fato de que, dependendo das condições ambientais internas, pode haver um efeito de outras paredes e objetos sobre A_i^∞ , caso este em que as atividades do Rn-222 e filhos num ambiente podem ser tão ou mais complicadas que aquelas representadas na figura 6-11.

A utilização do CR-39 como um espectrômetro, então, habilita-nos a obter separadamente a atividade do Po-218 e do Po-214 depositada sobre a própria superfície do detetor (G_1 e G_9). Admitindo que G_1 e G_9 são os mesmos tanto na superfície do detetor quanto na própria superfície da parede onde o detetor está colocado, podemos avaliar a TAXA DE DEPOSIÇÃO (Γ_i), do radionuclídeo i , sobre as paredes do ambiente. A taxa de deposição (dada em número de átomos por cm^2 por segundo), do Po-218 pode ser calculada diretamente, em função de G_1 , através da equação 6.134:

$$|\vec{\Gamma}_1| = G_1 \quad 11.21$$

Já a taxa de deposição do Po-214, de acordo com a equação 6.143 é:

$$|\vec{\Gamma}_9| = G_9 - G_2 \quad 11.22$$

onde G_2 é a atividade do Pb-214 depositada, por cm^2 , sobre a superfície do detetor.

Assim sendo, para a determinação de Γ_9 não é suficiente o conhecimento apenas de G_9 . Apesar do fato de que G_2 não pode ser medido pelo CR-39 (o Pb-214 é emissor β^-), G_2 pode ser ESTIMADO através dos resultados do capítulo 6.

Como nas imediações do detetor, A_0 pode ser considerada como homogênea ($k_0 = k'_0 = 0$, na equação 6.101), de acordo com os resultados do capítulo 6, G_1 , G_2 e G_9 podem ser dados por:

$$G_1 = \frac{A_1^\infty}{k_1} \quad 11.23$$

$$G_2 = - \frac{\lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \frac{A_2^\infty}{k_1} + \frac{\lambda_1}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \frac{A_2^\infty}{k_2} \quad 11.24$$

$$G_9 = \frac{\lambda_2 \lambda_9}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_9)} \frac{A_9^\infty}{k_1} + \frac{\lambda_1 \lambda_9}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_9 - \lambda_2)} \frac{A_9^\infty}{k_2} - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_9)(\lambda_9 - \lambda_2)} \frac{A_9^\infty}{k_9} \quad 11.25$$

$$\text{onde: } k_i = \frac{-w + \sqrt{w^2 + 4D\lambda_i}}{2D} \quad 11.26$$

Atribuindo-se valores a D e a w podemos obter, através das equações 11.23 a 11.36, uma correlação entre G_9/G_1 (que é medida experimentalmente) e G_2/G_9 (fator que permite a avaliação de G_2).

No caso em que os filhos do Rn-222 presentes no ar, longe de qualquer objeto, estão em equilíbrio de atividades ($A_1^\infty = A_2^\infty = A_9^\infty$, condição essa que pode ser verificada pelas equações 11.13 e 11.14), a relação entre G_2/G_9 e G_9/G_1 é dada pela figura 11-5.

No caso em que $A_1^\infty \neq A_2^\infty \neq A_9^\infty$, temos, pelas equações 11.23 a 11.25, que:

$$G_2/G_9 = \left(A_2^\infty / A_9^\infty \right) \left(G_2/G_9 \right)_{eq} \quad 11.27$$

$$\text{e} \quad G_9/G_1 = \left(A_9^\infty / A_1^\infty \right) \left(G_9/G_1 \right)_{eq}$$

onde $\left(G_i/G_j \right)_{eq}$ corresponde aos valores observados na figura 11-5.

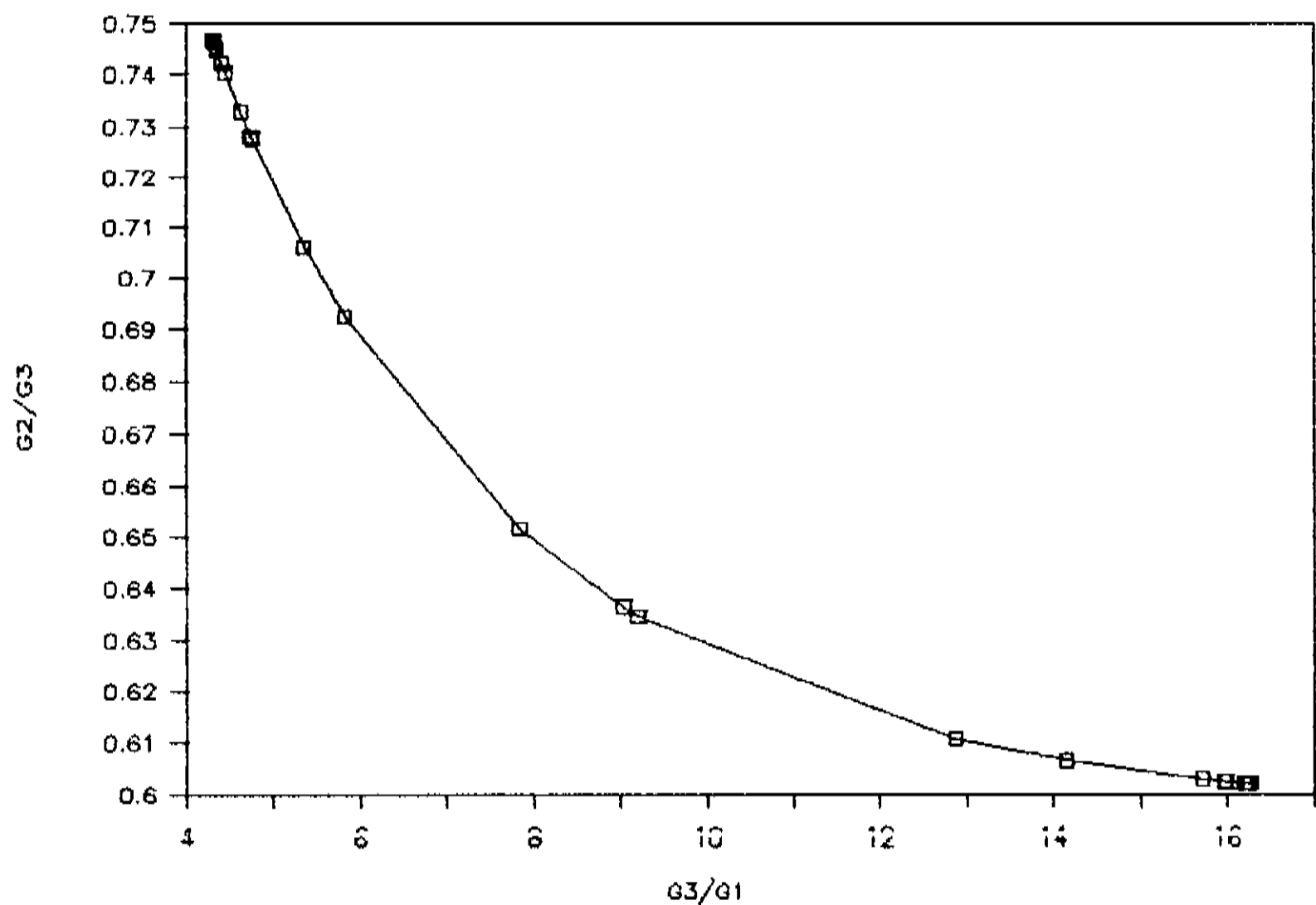


Figura 11-5: Relação entre as atividades do Pb-214 e do Po-214 em função da razão entre as atividades do Po-214 e do Po-218. Situação em que as atividades dos filhos do Rn-222 longe de qualquer objeto estão em equilíbrio.

Na equação 11.27, $A_2^{\infty}/A_3^{\infty}$ pode ser ESTIMADO, admitindo-se que o desequilíbrio numa região longe de qualquer objeto deve ser causado pela ventilação (provavelmente troca de ar com o meio externo), e não pela difusão. De acordo com os resultados do capítulo 6, a probabilidade de um átomo do radionuclídeo i ser retirado pela ventilação de um elemento de volume no espaço, num certo intervalo de tempo, é inversamente proporcional a sua constante de decaimento ($k_i = \lambda_i/u$ - equação 6.67). Para ser mais preciso, essa probabilidade é proporcional ao tempo médio correspondente ao intervalo que compreende desde a produção de um átomo de Po-218 pelo decaimento do Rn-222 até o decaimento do elemento em questão. Para o Po-218, esse intervalo de tempo

corresponde a 4,4 minutos (que representa a própria VIDA MÉDIA desse elemento [Ev(55)]), mas, para o Pb-214, esse tempo corresponde grosseiramente a $4,4 + 38,7 = 43$ minutos (a soma das vidas médias, τ , do Po-218 e do Pb-214). Fazendo-se essa consideração, e também sabendo-se que $\tau = 1/\lambda$, temos que, grosseiramente:

$$A_2^\infty \simeq \frac{1}{\xi} \left\{ \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} A_1^\infty + \frac{\tau_1 + \tau_2 + \tau_9}{\tau_1 + \tau_2} A_9^\infty \right\} \quad 11.29$$

$$A_2^\infty \simeq \frac{1}{\xi} \left\{ \frac{\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} A_1^\infty + \left[1 + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_9 (\lambda_1 + \lambda_2)} \right] A_9^\infty \right\} \quad 11.30$$

$$\text{onde: } \xi = \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} + \frac{\tau_1 + \tau_2 + \tau_9}{\tau_1 + \tau_2} = 1 + \frac{\lambda_2 (\lambda_1 + \lambda_9)}{\lambda_9 (\lambda_1 + \lambda_2)} \quad 11.31$$

Para a dedução dessas expressões, foi considerado apenas que A_2^∞ pode ser expressa como uma média pesada entre A_1^∞ e A_9^∞ , onde os "pesos" são dados de acordo com a suposição, anteriormente feita, sobre a probabilidade de um átomo ser retirado de um volume unitário do ar.

Assim, para estimar G_2/G_9 , deve-se seguir o seguinte procedimento:

- 1) Determinar G_1 e G_9 ;
- 2) Calcular então G_9/G_1 , A_1^∞ e A_9^∞ através das equações 11.13 e 11.14;
- 3) Calcular $(G_9/G_1)_{eq}$ através da equação 11.28;
- 4) Encontrar $(G_2/G_9)_{eq}$ através da figura 11-5;
- 5) Calcular A_2^∞ através da equação 11.30;
- 6) Pelos resultados 4) e 5), calcular G_2 através da equação 11.27.

Determinando-se G_2 , Γ_9 pode ser calculado (equação 11.22).

Obviamente, essas equações não têm um valor exato, elas apenas servem para estimar o valor mais provável de certas quantidades, cujo conhecimento, ao menos superficial, é importante dentro do estudo da contaminação ambiental devido ao Rn-222 e filhos.

Um outro tópico que pode ser investigado é a questão da participação da ventilação no que diz respeito ao plate-out. Conforme visto no capítulo 8, se os filhos do Rn-222 presentes longe de qualquer superfície estão em equilíbrio de atividades, então se a DIFUSÃO é o fenômeno predominante:

$$G_9/G_1 \simeq 4,3$$

Mas, se a VENTILAÇÃO é o fenômeno predominante:

$$G_9/G_1 \simeq 16,2$$

Se os átomos dos filhos do Rn-222 longe de qualquer superfície não estão em equilíbrio, então, se a difusão é o fenômeno predominante:

$$(G_9/G_1) (A_1^\infty/A_9^\infty) = k_1^*/k_9^* \simeq 4,3 \quad 11.32$$

E, se a ventilação é o fenômeno predominante:

$$(G_9/G_1) (A_1^\infty/A_9^\infty) = k_1^*/k_9^* \simeq 16,2 \quad 11.33$$

As equações 11.32 e 11.33, portanto, servem como os extremos de uma escala que permite avaliar, pelo menos em termos qualitativos, qual o "peso" que a ventilação tem, dentro do processo de remoção dos átomos dos filhos do Rn-222 do ar por meio do plate-out.

É claro que a validade das equações 11.32 e 11.33 está condicionada às limitações dos cálculos efetuados no capítulo 8 e no capítulo 6 (ver os comentários finais do capítulo 6), principalmente no

que diz respeito à depleção dos AEROSÓIS presentes no ar nas imediações das paredes, fenômeno esse que não é considerado nos cálculos. No entanto, devido ao fato de que as equações 8.22 e 8.26 independem do coeficiente de difusão e da velocidade de deslocamento dos átomos dos filhos do Rn-222 imposta pela ventilação (ou forças eletrostáticas), acreditamos que as equações 11.32 e 11.33 sejam aproximadamente válidas, exceto no caso em que, nas proximidades do detetor, a unattached fraction do Po-218 seja consideravelmente maior que a unattached fraction do Po-214 (o que faz com que o coeficiente de difusão médio do Po-218 seja maior que o do Po-214), o que pode ocorrer, sob certas circunstâncias, devido à depleção dos aerossóis. Nessa condição, a equação 11.32 não é válida.

Conforme visto, o autoplata-out do Po-218 é determinado por meio da contagem da densidade de traços (ρ_p) correspondente ao pico à esquerda do histograma S. Esse pico possui uma certa largura; assim, uma questão que se pode levantar é se não existe uma contribuição de traços, nesse pico, que se deve a emissões ocorridas no ar. Como esse pico é constituído basicamente pelo autoplata-out do Po-214 ($E = 7,7$ MeV) e do Po-218 ($E = 6,0$ MeV), não deve se esperar uma contribuição significativa de traços devido ao Rn-222 e ao Po-218 presentes no ar. No entanto, pode haver uma contribuição devido ao Po-214 presente no ar. Um átomo de Po-214, por exemplo, que emite uma partícula α na direção do detetor a uma distância < 3 cm, é responsável pela incidência de partículas α com energia $> 5,5$ MeV. Assim, átomos de Po-214 situados à distância de alguns centímetros do CR-39 podem ser responsáveis por traços que se incluem no pico à esquerda do histograma S.

Nas condições em que χ_p foi obtido, essa contribuição não deve ser importante (ver comentários com respeito à figura 10-5), visto que, em nossas condições, a atividade do Po-214 se encontra deplecionada. Mesmo assim, o valor de $\theta_{1,1}$ relativo a χ_p ($20,6^\circ \pm 0,8^\circ$) parece estar ligeiramente superestimado, se o comparamos com os resultados da figura 10-20 e com o valor de $\theta_{1,1}$ relativo a χ_{p9} ($18,6^\circ \pm 0,9^\circ$). Um valor mais coerente com a figura 10-20 e com χ_{p9} deveria se situar entre 19° e 20° . O valor de $20,6^\circ$ pode indicar uma pequena contribuição devido a emissões do Po-214 ocorridas no ar.

Essa contribuição, contudo, pode se tornar significativa num caso em que é baixa a mobilidade dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar, o que faz com que seja pequena a taxa de deposição. Nessa condição, o pico à esquerda do histograma S deve ser pequeno também e a contribuição, para esse pico, de emissões ocorridas no ar pode não ser negligenciável. Entretanto, essa condição é justamente aquela em que o plate-out não exerce um papel muito importante no que diz respeito à distribuição espacial dos átomos dos filhos do Rn-222 presentes no ar e, assim sendo, o que é de maior interesse, nesse caso, é a determinação da atividade α presente no ar.

Com a utilização do CR-39 como um espectrômetro esperamos ter demonstrado que informações quanto ao fator de equilíbrio e taxas de deposição podem ser obtidas de forma tão eficiente quanto a técnica que se utiliza da detecção ativa (ver capítulo 2). O CR-39 tem, na verdade, certas vantagens sobre as técnicas de detecção ativa devido ao seu baixo custo, fácil manuseio, mas principalmente devido ao fato de que o CR-39 pode ser utilizado em um número muito grande de ambientes, enquanto que as técnicas de detecção ativas podem ser feitas apenas numa região limitada em torno dos laboratórios, uma vez que amostras de ar desses ambientes devem ser transportadas até os laboratórios (operação essa que é bastante restringida pelas meias-vidas dos átomos do Rn-222 e filhos). Além disso, as técnicas de detecção ativa se constituem num processo que PERTURBA enormemente as reais condições do ambiente, uma vez que o processo de detecção consiste na SUCCÃO de uma grande quantidade de ar.

Uma outra limitação importante das técnicas de detecção ativa se deve ao fato de que essas técnicas têm uma CURTA AMOSTRAGEM TEMPORAL, ou seja, essa técnica registra condições particulares relativas a um curto período de coleta de ar, enquanto que na verdade se sabe que as condições ambientais mudam significativamente com o tempo (veja, por exemplo, a figura 5-17). Esse problema é bastante mais ameno no que diz respeito ao CR-39, pois esse detetor faz, na verdade, uma integração da atividade α no tempo, obtendo assim uma atividade média que deve ser muito mais representativa com respeito à dose média recebida pelas pessoas que convivem nos ambientes estudados.

A utilização passiva do CR-39, porém, apresenta uma grande desvantagem: ela representa uma CURTA AMOSTRAGEM ESPACIAL. O "campo de visão" do CR-39 se restringe ao alcance das partículas α no ar (que não passa de 7 cm). Isso faz com que o CR-39 tenha uma amostragem muito limitada da atividade α presente em todo o ambiente, a qual pode apresentar variações significativas de ponto a ponto (ver figura 6-11). Os pesquisadores que desejarem, então, obter uma boa amostragem da

atividade α presente num ambiente, são obrigados a colocar várias amostras de CR-39 espalhadas pelo ambiente.

De todas as fontes de erros relacionadas à técnica de detecção proposta nesse trabalho (incluindo os erros associados aos fatores de calibração - ϵ , χ_i , χ_p e χ_{ps}), seguramente, em condições normais, o maior erro deve corresponder às variações espaciais da distribuição dos átomos dos filhos do Rn-222 no ar, a menos que o ambiente não seja ventilado e que a taxa de emissão de Rn-222 não seja muito diferente de uma parede para a outra, ou das paredes para o piso.

Uma outra limitação da utilização do CR-39 como um espectrômetro está relacionada ao fato de que a análise de uma quantidade razoável de traços representa um trabalho bastante longo e cansativo. Em condições normais, a medida de um "bom" número de traços (300) com $\epsilon \leq 1,100$, numa única amostra, pode representar cerca de um mês de trabalho para um microscopista experiente.

Essa dificuldade, entretanto, pode ser sanada com a utilização de um sistema automático de análise de traços, uma técnica que tem sido obtida com bons resultados, no CR-39, por pesquisadores da área [Ad(80)].

O caso do torônio:

O Rn-222 não é o único gás radioativo que pode emanar do solo e de materiais de construção. Outros isótopos do radônio podem, em certas circunstâncias, contaminar ambientes de convívio humano. Um desses isótopos é o Rn-220 (o torônio), o isótopo do radônio que pertence à série do Th-232. O Rn-220 tem uma meia-vida de 52 segundos [Ka(83)]. Em condições normais, onde o conteúdo de U-238 e Th-232 no solo tem a mesma ordem de grandeza, a taxa de emissão do Rn-220 deve ser muito menor que a taxa de emissão do Rn-222, justamente devido às suas meias-vidas. Assim, em condições normais, a contribuição do Rn-220 e filhas para a dose de radioatividade recebida pelo aparelho respiratório humano é desprezível frente à contribuição do Rn-222 e filhas.

No entanto, no Brasil, especialmente na região sudeste, o solo é particularmente rico em Th-232. Em locais onde o solo possui a MONAZITA (areia monazítica), o teor de tório pode chegar a 5% [Abr(62), p.633]. Como o teor normal de urânio é da ordem de 5 ppm, tem-se que, em algumas localidades no Brasil, é possível que a contribuição do Rn-220 e filhas à dose total seja comparável ou mesmo maior que a contribuição do Rn-222 e filhas. Assim sendo, para se avaliar corretamente a dose de radioatividade recebida pelas pessoas que convivem nesses ambientes, é preciso que, de alguma forma, se avalie a contribuição do Rn-220 e filhas.

Na tabela abaixo são dadas algumas referências com respeito aos átomos do Rn-220 e filhas [Ka(83)].

Pelos dados apresentados por essa tabela, é possível se concluir que a utilização do CR-39 como um espectrômetro é capaz de fornecer informações a respeito da participação dos filhas do Rn-220 na dose total de radioatividade:

O Pb-212 possui uma meia-vida relativamente longa (10,6 horas). Como foi visto no capítulo 6, a TAXA DE DEPOSIÇÃO de um radionuclídeo depende da sua meia-vida e das meias-vidas dos seus pais. Quanto maior forem estas meias-vidas, maior será a taxa de deposição (equações 6.139 e 6.144). Assim sendo, a taxa de deposição do Pb-212 (e, conseqüentemente, do Po-212) deve ser relativamente grande.

TABELA 11-I

ISÓTOPO	NOME TRADICIONAL	MEIA-VIDA	λ (seg. ⁻¹)	RADIAÇÃO	ENERGIA
Rn-220	Radônio	51,5 s.	$1,34 \times 10^{-2}$	α	6,28MeV
Po-216	Tório A	0,16 s.	4,33	α	6,77MeV
Pb-212	Tório B	10,6 h.	$1,82 \times 10^{-5}$	β, γ	
Bi-212	Tório C	60,5 m.	$1,91 \times 10^{-4}$	α, β, γ	6,09MeV
Po-212	Tório C'	0,3 μ s.	$2,31 \times 10^6$	α	8,78MeV
Tl-208	Tório C''	3,10 m.	$3,73 \times 10^{-9}$	β, γ	
Pb-208	Tório D	estável			

Obs: O Bi-212 decai (α) 33,7% para Tl-208 e (β) 66,3% para Po-212.

O Po-212 emite partículas α com uma energia $\simeq 8,8$ MeV. Este fato, aliado ao fato de que deve-se esperar uma grande taxa de deposição do Po-212, indica que a medida do produto dos diâmetros dos traços no CR-39 para um tempo de ataque prolongado (figura 10-11) pode proporcionar uma distinção entre o pico do Po-214 (situado em $S \simeq 19,5$ U.G.) e o pico do Po-212 (situado hipoteticamente em algum ponto em $S < 19,5$ U.G.). Devido à proporcionalidade entre S e $-dE/dx$, o pico do Po-212 (8,8 MeV), para esse tempo de ataque, deve corresponder a $\simeq 17,5$ U.G.

Portanto, a exposição de amostras de CR-39 em ambientes contendo uma concentração significativa de Rn-220 e filhos, proporciona uma distinção entre as contribuições do Rn-222 e filhos e do Rn-220 e filhos, por meio dos picos do Po-214 e do Po-212 no histograma S . A diferença entre a posição dos picos (de 19,5 U.G. a 17,5 U.G.) pode parecer excessivamente pequena, mas tempos de ataque ainda mais prolongados podem melhorar essa definição. De qualquer forma, no histograma S que corresponde à figura 10-11, a presença única de um pico em 19,5 U.G. é substancialmente diferente da presença de um pico em 19,5 U.G. e OUTRO pico em 17,5 U.G. A diferença entre um e outro caso deve ser distinta no histograma S .

CONCLUSÃO:

Procurou-se demonstrar, neste trabalho, que o CR-39 pode ser utilizado como um detetor absoluto de Rn-222 e filhos; ou seja: que a medida da atividade do Rn-222 e filhos presentes no ar pode ser feita utilizando-se fatores de calibração que são independentes de condições ambientais. De acordo com os resultados experimentais obtidos, importantes dados com respeito às condições ambientais podem ser colhidos se o CR-39 é utilizado como um espectrômetro α . Esses dados são importantes pois eles permitem uma melhor avaliação da dose de radioatividade a que estão sujeitas as pessoas em ambientes de convívio humano.

Apesar de ser um passo importante dentro dos objetivos de se aprimorar as técnicas de detecção do Rn-222 e filhos, a possibilidade de se utilizar um detetor de traços de forma absoluta não significa que estejam resolvidos todos os problemas e incertezas com respeito ao assunto. Devido à complexidade do assunto, há muitos tópicos que ainda são pouco compreendidos pelos pesquisadores da área. Acreditamos, no entanto, que a utilização dos resultados obtidos nesta tese pode auxiliar na compreensão desses tópicos.

Referências

- Ab(81) - Abu-Jarad, F. and J.H.Fremlin (1981) - "A working level monitor for radon measurements inside houses" - Radiation Protection Dosimetry, vol.1, No.3, pp.221-226.
- Ab(82) - Abu-Jarad, F. (1982) - "Variation in long-term radon and daughters concentration with position inside a room" - Radiation Protection Dosimetry, vol.3, No.4, pp.227-231.
- Ab(86) - Abu-Jarad, F. and M.I.Al-Jarralah (1986) - "Radon in saudi houses" - Radiation Protection Dosimetry, vol.14, No.3, pp.243-249.
- Ab(88) - Abu-Jarad, F.A. (1988) - "Application of nuclear track detectors for radon related measurements" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, Vol.15, Nos.1-4, pp.525-534.
- Abr(62) - Abreu, S.F. (1962) - "Recursos Minerais do Brasil" - Vol.II - Ministério da Indústria e Comércio - Instituto Nacional de Tecnologia - Rio de Janeiro.
- Ad(80) - Adams, Jr., J.H. (1980) - "Automated track measurements in CR-39" - Nuclear Tracks, vol.4, pp.67-76.
- Al(64) - Altschuler, B., N.Nelson and M.Kuschner (1964) - "Estimation of lung tissue dose from the inhalation of radon and daughters" - Health Physics, vol.10, pp.1137-1161.
- Au(71) - Auxier, J.A., K.Becker, E.M.Robinson, D.R.Johnson, R.H.Boyett, and C.H.Abner (1971) - "A new radon progeny personnel dosimeter" - Health Physics, vol.21, pp.126-128.
- Be(55) - Bethe, H.A. and J.Ashkin (1955) - "Passage of radiations through matter" - from "Experimental nuclear physics" - Vol.I - edited by E.Segrè - John Wiley & Sons, New York, Chapman & Hall, London, pp.166-248.

Bi(67) - Bigazzi, G. (1967) - "Length of fission tracks and age of muscovite samples" - Earth and Planetary Science Letters, 3, pp.434-438.

Bi(86) - Bigazzi, G., J.C.Hadler, A.L.F.Marques and S.R.Paulo (1986) - "Measurement of the relative efficiencies between plastic nuclear track detectors (LR-115 and CR-39) and KO Ilford nuclear emulsion for the detection of radon and daughters alpha radioactivity in air" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.713-716.

Bi(88) - Bigazzi, G., J.C.Hadler N. and S.R.Paulo (1988) - "On indoor radon contamination monitoring with plastic nuclear track detectors: the influence of plate-out effect" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol. 15, Nos.1-4, pp.539-542.

Bi(89) - Bigazzi, G., J.C.Hadler N. and S.R.Paulo (1989) - "On indoor radon contamination monitoring with SSNTDs: Experimental results concerning plate-out and self-plate-out effects" - Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A280, pp.506-509.

Bi(90) - Bigazzi, G., J.C.Hadler N. and S.R.Paulo (1990) - "A discussion about one consequence of the RD plate-out effect: The inhomogeneity of the RD spatial distribution" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989 - World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.561-574.

Bi(91) - Bigazzi, G., J.C.Hadler N., P.J.Iunes and A.M.Osorio A. (1991) - "Fission track D_s/D_I measurements in artificial glass under conditions free from fading and radiation" - Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B53, pp.67-70.

Bo(64) - Boltzmann, L. (1964)- "Lectures on gas theory" - University of California Press, Berkeley and Los Angeles.

Boc(89) - Bochicchio, F. and S.Risica (1989) - "Active radon monitors" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989 - World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.110-122.

Br(83) - Bruno, R.C. (1983) - "Verifying a model of radon decay product behaviour indoors" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.471-480.

Bu(83) - Busigin, C.J., A.Busigin and C.R.Phillips (1983) - "Measurement of charged and unattached fractions of radon and thoron daughters in two canadian uranium mines" - Health Physics, vol.44, No.2, pp.165-167.

Ca(78) - Cartwright, B.G., E.K.Shirk and P.B.Price (1978) - "A nuclear-track-recording polymer of unique sensitivity and resolution" - Nuclear Instruments and Methods, 153, pp.457-460.

Cas(78) - Cassou, R.M. and E.V.Benton (1978) - "Properties and applications of CR-39 polymeric nuclear track detector" - Nuclear Tracks Detection, vol.2, pp.173-179.

Ch(56) - Chamberlain, A.C. and E.D.Dyson (1956) - "The dose to the trachea and bronchi from the decay products of radon and thoron" - British Journal of Radiology, vol.XXIX, No. 342, pp.317-325.

Cl(83) - Cliff, K.D., A.D.Wrixon, B.M.R.Green and J.C.H.Miles (1983) - "Radon daughters exposures in the U.K." - Health Physics, vol.45, No.2, pp.323-330.

Co(72) - Cohen, L.D., S.Barr, R.Krablin and H.Newstein (1972) - "Steady-state vertical turbulent diffusion of radon" - Journal of Geophysical Research, vol.77, No.15, pp.2654-2668.

Co(80) - Cohen, B.L. (1980) - "Health effects of radon from insulation of buildings" - Health Physics, vol.39, pp.937-941.

Co(83) - Cohen, B.L. and E.S.Cohen (1983) - "Theory and practice of radon monitoring with charcoal adsorption" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.501-508.

Co(86a) - Cohen, B.L. and R.Nason (1986) - "A diffusion barrier charcoal adsorption collector for measuring Rn concentrations in indoor air" - Health Physics, vol.50, No.4, pp.457-463.

Co(86b) - Cohen, B.L. (1986) - "A national survey of ^{222}Rn in U.S. homes and correlating factors" - Health Physics, vol.51, No.2, pp.175-183.

Cos(75) - Costa-Ribeiro, C. and N.Lobão (1975) - "Testing of the LR-115 Kodak-Pathé red dyed cellulose nitrate for alpha particle detection" - Health Physics, vol.28, pp.162-166.

Cr(84) - Cross, F.T. (1984) - "Radioactivity in cigarette smoke issue" - Health Physics, vol.46, No.1, pp.205-208.

Do(79) - Domanski, T. (1979) - "Correlation between the equilibrium factor F and the relative concentration of radon daughters in mine air" - Health Physics, vol.37, pp.177-179.

Do(84) - Domanski, T., A.Wodja, W.Chruscielewski and A.Zorawski (1984) - "Plate-out effects in the passive track detectors for radon and its daughters" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.9, No.1, pp.1-14.

Du(84) - Durrani, S.A. and P.F.Green (1984) - "The effect of etching conditions on the response of LR-115" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.8, Nos.1-4, pp.21-24.

Ei(89) - Eisenbud, M. and A.S.Paschoa (1989) - "Environmental radioactivity" - Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A280, pp.470-482.

En(80) - Enge, W. (1980) - "Introduction to plastic nuclear track detectors" - Nuclear Tracks, vol.4, No.4, pp.283-308.

Ev(55) - Evans, R.D. (1955) - "The atomic nucleus" - McGraw-Hill Book Company.

Fl(75) - Fleischer, R.L., P.B.Price and R.M.Walker (1975) - "Nuclear tracks in solids, principles and applications" - University of California Press, Berkeley.

Fr(77) - Frank, A.L. and E.V.Benton (1977) - "Radon dosimetry using plastic nuclear track detectors" - Nuclear Track Detetion, vol.1, n.3/4, pp.149-179.

Ge(67) - George, A.C. and A.J.Breslin (1967) - "Deposition of natural radon daughters in human subjects" - Health Physics, vol.13, pp.375-378.

Ge(83) - George, A.C., E.O.Knutson and K.W.Tu (1983) - "Radon daughter plateout I" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.439-444.

Ges(83) - Gesell, T.F. (1983) - "Background atmospheric ²²²Rn concentrations outdoors and indoors: A review" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.289-302.

Gi(86) - Ginevan, M.E. and W.A.Mills (1986) - "Assessing the risks of Rn exposure: The influence of cigarette smoking" - Health Physics, vol.51, No.2, pp.163-174.

Go(72) - Goumnerova, L. and L.Minev (1972) - "A more accurate determination of the atmospheric concentrations of radon daughters by an α -spectrometric extrapolation method" - Nuclear Instruments and Methods, 103, pp.253-256.

Gre(82) - Green, P.F., A.G.Ramli, S.A.R. Al-Najar, F.Abu-Jarad and S.A.Durrani (1982) - "A study of bulk-etch rates and track-etch rates in CR-39" - Nuclear Instruments and Methods, 203, pp.551-559.

Gr(73) - Groer, P.G., R.D.Evans and D.A.Gordon (1973) - "An instant working level meter for uranium mines" - Health Physics, vol.24, pp.387-395.

Ha(67) - Haque, A.K.M. and A.J.L.Collinson (1967) - "Radiation dose to the respiratory system due to radon and its daughter products" - Health Physics, vol.13, pp.431-443.

Had(79) - Hadler N., J.C. (1979) - "Estudo sobre traços anômalos em emulsões carregadas com urânio" - Master Thesis, IFGW, Universidade Estadual de Campinas. Campinas-SP, Brazil.

Had(82) - Hadler N., J.C. (1982) - "Medida da constante de desintegração do U-238 por fissão espontânea" - Ph.D. Thesis, IFGW, Universidade Estadual de Campinas. Campinas-SP, Brazil.

Had(86) - Hadler N., J.C. and S.R. Paulo (1986) - "Contaminação ambiental pela radioatividade natural" - Livro de Resumos da 38a. Reunião Anual da SBPC (pág. 440) - 1986 - Curitiba-PR e Livro de Contribuições da IX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil (pág. 82 - contribuições de Física Nuclear Aplicada e Instrumentação), realizada em Caxambú-MG, em 1986.

Had(91) - Hadler N., J.C., P.J.Iunes, A.M.Osorio A. and S.R.Paulo (1991) - "Relationship between track size and energy for alpha particles in CR-39" - 15TH International Conference on SSNTDs - realizada em Marburg, Alemanha, em setembro de 1990 - a ser publicado na Nuclear Tracks and Radiation Measurements, em 1991.

Haf(86) - Hafez, A.F. and G.Somogyi (1986) - "Determination of radon and thoron permeability through some plastics by track technique" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.697-700.

Har(72) - Harley, N.H. and B.S.Pasternack (1972) - "Alpha absorption measurements applied to lung dose from radon daughters" - Health Physics, vol.23, pp.771-782.

Har(74) - Harley, J.H. and N.H.Harley (1974) - "Permissible levels for occupational exposure to radon daughters" - Health Physics, vol.27, pp.593-598.

- Has(86) - Hassib, G.M. (1986) - "The application of the Karlsruhe radon diffusion chamber in sub-surface uranium exploration" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.681-684.
- Her(86) - Hertzman, S. and C.Samuelsson (1986) - "The use of open track films for ²²²Rn-measurements in dwellings" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.755-758.
- He(83) - Hess, C.T., C.V.Weiffenbach and S.A.Norton (1983) - "Environmental radon and cancer correlations in Maine" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.339-348.
- Hi(39) - Hirst, W. and G.E.Harrison (1939) - "The diffusion of radon gas mixtures" - Proc. Royal Society of London (A), vol.169, pp.573-586.
- Ho(78) - Handbook of Optics (1978) - Optical Society of America - McGraw Hill Book Company, p.14-9.
- Hu(69) - Hursh, J.B., A.Schraub, E.L.Sattler and H.P.Hoffmann (1969) - "Fate of ²¹²Pb inhaled by human subjects" - Health Physics, vol.16, pp.257-267.
- Hus(80) - Hussain, G. and H.A.Khan (1980) - "Enhancement in the energy resolution of cellulose nitrate track detectors for alpha particles" - Nuclear Instruments and Methods, 173, pp.103-109.
- Il(89) - Ilic, R. (1989) - "Damage track detectors for alpha particle registration-track formation and detector processing" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989 - World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.133-144.
- In(83a) - Ingersoll, J.G. (1983) - "A survey of radionuclide contents and radon emanation rates in building materials used in the U.S." - Health Physics, vol.45, No.2, pp.363-368.

In(83b) - Ingersoll, J.G., B.D.Stitt and G.H.Zapalac (1983) - "A fast and accurate method for measuring radon exhalation rates from building materials" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.550-552.

Is(85) - Israelli, M. (1985) - "Deposition rates of Rn progeny in houses" - Health Physics, vol.49, pp.1069-1083.

Iu(90) - Iunes, P.J. (1990) - "Datação com o método de traços de fissão: Estudo da dosimetria de neutrons com filmes finos de urânio natural" - Master Thesis, IFGW, Universidade Estadual de Campinas. Campinas-SP, Brazil.

Ja(63) - Jacobi, W. and K.Andre (1963) - "The vertical distribution of radon-222, radon-220 and their decay products in the atmosphere" - Journal of Geophysical Research, vol.68, No.13, pp.3799-3814.

Ja(72a) - Jacobi, W. (1972) - "Activity and potential α -energy of radon-222 and radon-220-daughters in different air atmospheres" - Health Physics, vol.22, pp.441-450.

Ja(72b) - Jacobi, W. (1972) - "Relations between the inhaled potential α -energy of Rn-222 and Rn-220-daughters and the absorbed α -energy in the bronchial and pulmonary region" - Health Physics, vol.23, pp.3-11.

Jac(75) - Jackson, J.D. (1975) - "Classical Eletrodynamics" - John Wiley & Sons - 2nd edition.

Jo(70) - Jonassen, N. and M.H.Wilkening (1970) - "Airborne measurements of radon 222 daughter ions in the atmosphere" - Journal of Geophysical Research, vol.75, pp.1745-1752.

Jo(72a) - Jonassen, N. and E.Hayes (1972) - "Relative concentrations of radon-222 daughter ions in air" - Journal of Geophysical Research, vol.77, No.15, pp.2648-2653.

Jo(72b) - Jonassen, N. and E.Hayes (1972) - "Mobility distribution of radon-222 daughters small ions in laboratory air" - Journal of Geophysical Research, vol.77, No.30, pp.5876-5882.

Jo(74a) - Jonassen, N. and E.Hayes (1974) - "The measurement of low concentration of the short-lived radon-222 daughters in the air by alpha spectroscopy" - Health Physics, vol.26, pp.104-110.

Jo(74b) - Jonassen, N. and E.Hayes (1974) - "A correction when measuring ²²²Rn daughter concentrations by alpha spectroscopy of filter samples" - Health Physics, vol.27, pp.310-313.

Jo(74c) - Jonassen, N. and W.E.Clements (1974) - "Determination of radon-222 concentrations by an integrated count method" - Health Physics, vol.27, pp.347-351.

Jo(83a) - Jonassen, N. (1983) - "The determination of radon exhalation rates" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.369-376.

Jo(83b) - Jonassen, N. (1983) - "The effect of electric fields on Rn-222 daughter products in indoor air" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.487-491.

Jon(86) - Jönsson, G. (1986) - "Indoor radon measurements with Kodak track film - some results" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.759-762.

Ka(83) - Kaplan, I. (1983) - "Física Nuclear" - Ed. Guanabara Dois - Segunda edição.

Ken(38) - Kennard, E.H. (1938) - "Kinetic theory of gases" - McGraw-Hill Book Company, Inc.

Ker(88) - Kerr, R.A. (1988) - "Indoor radon: the deadliest pollutant" - Science, vol.240, pp.606-608.

Kh(84) - Khan, A. and C.R.Phillips (1984) - "Electrets for passive radon daughter dosimetry" - Health Physics, vol.46, No.1, pp.141-149.

Kh(89) - Khan, H.A. (1989) - "Uranium prospecting/exploration using alpha sensitive plastic films (ASPF)" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989 - World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.231-243.

Ki(89) - King, C. (1989) - "Gas-geochemical approaches to earthquake prediction" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989 - World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.244-274.

Ku(56) - Kusnetz, H.L. (1956) - "Radon daughters in mine atmospheres" - Industrial Hygiene Quarterly, march-1956, pp.85-88.

La(75) - Lamarsh, J.R. (1975) - "Introduction to nuclear engineering" - Addison-Wesley Publishing Company.

Lau(89) - McLaughlin, J.P. (1989) - "Aspects of radon and its decay products in indoor air" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989 - World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.51-69.

Lo(61) - Loeb, L.B. (1961) - "The kinetic theory of gases" - Dover Publications, Inc. - 3th edition.

Lov(69) - Lovett, D.B. (1969) - "Track etch detectors for alpha exposure estimation" - Health Physics, vol.16, pp.623-628.

Lu(57) - Lucas, H.F. (1957) - "Improved low-level alpha-scintillation counter for radon" - The Review of Scientific Instruments, vol.28, No.9, pp.680-683.

Ma(71) - Marmier, P. and E.Sheldon (1971) - "Physics of nuclei and particles" - vol.I - Academic Press - 2nd edition.

Maj(86) - Majborn, B. (1986) - "Measurement of radon in dwellings with CR-39 track detectors" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.763-766.

Mak(86) - Mäkeläinen, I. (1986) - "Experiences with track etch detectors for radon measurements" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.717-720.

Mar(69) - Martz, D.E., D.F.Holleman, D.E.McCurdy and K.J.Schiager (1969) - "Analysis of atmospheric concentrations of RaA, RaB and RaC by alpha spectroscopy" - Health Physics, vol.17, pp.131-138.

Mat(70) - Mattsson, R. (1970) - "Seasonal variation of short-lived radon progeny, Pb^{210} and Po^{210} , in ground level air in Finland" - Journal of Geophysical Research, vol.75, No.9, pp.1741-1744.

Mi(89) - Miles, J. (1989) - "The NRPB radon environmental chamber and its use in international comparisons" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989 - World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.98-109.

Mos(88) - Moraes, M.A.P.V. e M.T.F.C. Khouri (1988) - "Resultados da aplicação da técnica de registro de traços na detecção de radônio em solos, para a prospeção de urânio em Caetité (BA)" - Publicação IPEN 227 - São Paulo - SP.

Mor(69) - Morken D.A. (1969) - "The relation of lung dose rate to working level" - Health Physics, vol.16, pp.796-798.

Mo(60) - Moses, H., A.F.Stehney and H.F.Lucas, Jr. (1960) - "The effect of meteorological variables upon the vertical and temporal distributions of atmospheric radon" - Journal of Geophysical Research, vol.65, No.4, pp.1223-1238.

Na(80) - Nazaroff, W.W. (1980) - "An improved technique for measuring working levels of radon daughters in residences" - Health Physics, vol.39, pp.683-686.

Na(84) - Nazaroff, W.W. (1984) - "Optimizing the total-alpha three-count technique for measuring concentrations of radon progeny in residences" - Health Physics, vol.46, No.2, pp.395-405.

Na(88) - Nazaroff, W.W. and A.V.Nero (1988) - "Radon and its decay products in indoor air" - John Wiley & Sons.

Ne(83a) - Nero, A.V. (1983) - "Indoor radiation exposures from ²²²Rn and its daughters: A view for the issue" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.277-288.

Ne(83b) - Nero, A.V. (1983) - "Airborne radionuclides and radiation in buildings: A review" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.303-322.

Ne(83c) - Nero, A.V., M.L.Boegel, C.D.Hollowell, J.G.Ingersoll and W.W.Nazaroff (1983) - "Radon concentrations and infiltration rates measured in conventional and energy-efficient houses" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.401-405.

Pal(64) - Palmer, H.E., R.W.Perkins and B.O.Stuart (1964) - "The distribution and deposition of radon daughters attached to dust particles in the respiratory system of humans exposed to uranium mine atmospheres" - Health Physics, vol.10, pp.1129-1135.

Pa(84) - Paschoa, A.S., M.E.Wrenn and J.A.Torrey (1984) - "A mathematical model of indoor radon and daughters" - Radiation Protection Dosimetry, vol.7, Nos.1-4, pp.139-142.

Pe(89) - Pettinelli, E. (1989) - "Radon monitoring aimed to study seismic precursors" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.275-294.

Per(84) - Pereira, E., D.J.R.Nordemann, A.M.Takashima, L.S.V.Dutra e S.L.Mantelli Neto (1984) - "Um sistema para monitoração do radônio e seus produtos de decaimento na atmosfera" - Revista Brasileira de Geofísica, vol.2, pp.59-64.

Ph(80) - McPherson, R.B. (1980) - "Environmental radon and radon daughter dosimetry in the respiratory tract" - Health Physics, vol.39, pp.929-936.

Po(78) - Porstendorfer, J., A.Wicke and A.Schraub (1978) - "The influence of exhalation, ventilation and deposition processes upon the concentration of radon (Rn-222), thoron (Rn-220) and their decay products in room air" - Health Physics, vol.34, pp.465-473.

Po(79) - Porstendorfer, J. and T.T.Mercer (1979) - "Influence of electric charge and humidity upon the diffusion coefficient of radon decay products" - Health Physics, vol.37, pp.191-199.

Pr(85) - Prichard, H.M. and K.Marien (1985) - "A passive diffusion ²²²Rn sampler based on activated carbon adsorption" - Health Physics, vol.48, No.6, pp.797-803.

Pro(79) - Profio, A.E. (1979) - "Radiation shielding and dosimetry" - John Wiley & Sons, New York.

Pu(75) - Pueschel, R.F. and P.M.Kuhn (1975) - "Infrared absorption of tropospheric aerosols: urban and rural aerosols of Phoenix, Arizona" - Journal of Geophysical Research, vol.80, No.21, pp.2960-2962.

Qa(76) - Qaqish, A.Y. and C.B.Besant (1976) - "Detection efficiency and range determination of alpha particles in cellulose nitrate" - Nuclear Instruments and Methods, 138, pp.493-505.

Raa(68) - Raabe, O.G. (1968) - "Measurement of the diffusion coefficient of radium A" - Nature, vol.217, pp.1143-

Raa(69) - Raabe, O.G. (1969) - "Concerning the interactions that occur between radon decay products and aerosols" - Health Physics, vol.17, pp.177-185.

Rae(85) - Raes, F. (1985) - "Description of the properties of unattached Po-218 and Pb-212 particles by means of the classical theory of cluster formation" - Health Physics, vol.49, No.6, pp.1177-1187.

Raj(86) - Rajala, M., K.Janka, M.Lehtimäki, V.Kulmala and G.Graeffe (1986) - "The influence of an electrostatic precipitator and a mechanical filter on Rn decay products" - Health Physics, vol.50, No.4, pp.447-455.

Ran(86) - Rannou, A., L.Jeanmaire, G.Tymen, A.Mouden, E.Naour, N.Parmentier and H.Renouard (1986) - "Use of cellulose nitrate as radon and radon daughters detectors for indoor measurements" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.747-750.

Re(83) - Revzan, K.L. and W.W.Nazaroff (1983) - "A rapid spectroscopic technique for determining the potential α -energy concentration of radon decay products" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.509-523.

Rea(90) - Read, C. (1990) - "Linear link found between radon exposure and leukaemia" - New Scientist, 5 May, p.32.

Ro(72) - Roffman, A. (1972) - "Short-lived daughter ions of radon-222 in relation to some atmospheric processes" - Journal of Geophysical Research, vol.77, No.30, pp.5883-5899.

Ru(83) - Rudnick, S.N., W.C.Hinds, E.F.Maher and M.W.First (1983) - "Effect of plateout, air motion and dust removal on radon decay product concentration in a simulated residence" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.463-470.

Sc(83) - Sciocchetti, G., G.F.Clemente, G.Ingrao and F.Scacco (1983) - "Results of a survey on radioactivity of building materials in Italy" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.385-388.

Se(84) - Segovia, N. and J.Cejudo (1984) - "Radon measurements in the interior of household dwellings" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.8, Nos.1-4, pp.407-410.

Si(59) - Silk, E.C.H. and R.S.Barnes (1959) - "Examination of fission fragment tracks with an electron microscope" - Philosophical Magazine, vol.4, pp.970-972.

Sin(84) - Singh, N.P., M.Singh, S.Singh and H.S.Virk (1984) - "Uranium and radon estimation in water and plante using SSNTD" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.8, Nos.1-4, pp.483-486.

Sin(86) - Singh, M., N.P.Singh, S.Singh and H.S.Virk (1986) - "Calibration of radon detectors" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.739-742.

So(66) - Somogyi, G. (1966) - "A new possibility for the determination of energy distributions of charged particles in solid state nuclear track detectors" - Nuclear Instruments and Methods, vol.42, pp.312-314.

So(73) - Somogyi, G. and S.A.Szalay (1973) - "Track-diameter kinetics in dielectric track detectors" - Nuclear Instruments and Methods, 109, pp.211-232.

So(84) - Somogyi, G., B.Paripás and Zs.Varga (1984) - "Measurement of radon, radon daughters and thoron concentrations by multi-detector devices" - Nuclear Tracks and Radiations Measurements, vol.8, Nos.1-4, pp.423-427.

So(86) - Somogyi, G. and L.Lénárt (1986) - "Time-integrated radon measurements in spring and well waters by track technique" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.731-734.

- Sr(84) - Srivastava, G.K., M.Raghavayya, A.H.Khan and P.Kotrappa (1984) - "A low-level radon detection System" - Health Physics, vol.46, No.1, pp.225-228.
- St(80) - Stranden, E. and L.Berteig (1980) - "Radon in dwellings and influencing factors" - Health Physics, vol.39, pp. 275-284.
- St(82) - Stranden, E. and L.Berteig (1982) - "Radon daughter equilibrium and unattached fraction in mine atmospheres" - Health Physics, vol.42, No.4, pp.479-487.
- Ste(83) - Steinhäusler, F., W.Hofmann, E.Pohl and J.Pohl-Rüling (1983) - "Radiation exposure of the respiratory tract and associated carcinogenic risk due to inhaled radon daughters" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.331-337.
- Ste(89) - Steinhäusler, F. (1989) - "Indoor radon: health effects and future research trends" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.32-50.
- Sw(83) - Swedjemark, G.A. (1983) - "The equilibrium factor F." - Health Physics, vol.45, No.2, pp.453-462.
- Sw(86) - Swedjemark, G.A. (1986) - "Swedish limitation schemes to decrease Rn daughters in indoor air" - Health Physics, vol.51, No.5, pp.569-578.
- Ta(66) - Task Group of Lung Dynamics of ICRP (1966) - "Deposition and retention models for internal dosimetry of the human respiratory tract" - Health Physics, vol.12, pp.173-207.

Tha(88) - Thanh, P.L., A.Chambaudet and C.Vuilleumier (1988) - "A method of determining the average energy of radon and daughter alpha particles using two passive detectors: CR-39 nuclear track detector and LiF thermoluminescent detector" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.15, Nos.1-4, pp.543-546.

Th(85) - Thomas, D.C., K.G.McNeill and C.Dougherty (1985) - "Estimates of lifetime lung cancer risks resulting from Rn progeny exposure" - Health Physics, vol.49, No.5, pp.825-846.

Th(89) - Thomas, D.M. (1989) - "Radon gas as a tracer for volcanic processes" - Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp.295-314.

Tho(72) - Thomas, J.W. (1972) - "Measurement of radon daughters in air" - Health Physics, vol.23, pp.783-789.

Ti(78) - Tipler, P.A. (1978) - "Física" - Vol.2 - Ed.brasileira, Guanabara Dois - RJ.

Tom(70) - Tommasino, L. (1970) - "Electrochemical etching of damage track detectors by H.V. pulse and sinusoidal waveform", Internal Rept. Lab. Dosimetria e Standardizzazione, CNEN, Casaccia, Rome.

Tom(86) - Tommasino, L., D.E.Cherouati, J.L.Seidel and M.Monnin (1986) - "A plastic-bag sampler for passive radon monitoring" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.12, Nos.1-6, pp.681-684.

To(76) - Toon, O.B., J.B.Pollack and B.N.Khare (1976) - "The optical constants of several atmospheric aerosol species: ammonium sulfate, aluminum oxide and sodium chloride" - Journal of Geophysical Research, vol.81, No.33, pp.5733-5748.

Tot(72) - Tóth, Á. (1972) - "Determining the respiratory dosage from RaA, RaB and RaC inhaled by the population in Hungary" - Health Physics, vol.23, pp.281-289.

Ts(83) - Tsoulfanidis, N. (1983) - "Measurement and detection of radiation" - McGraw-Hill Book Company.

Va(88) - Varhegyi, A., I.Baranyi, I.Gerzson, G.Somogyi, J.Haki and I.Hunyadi (1988) - "Application of underwater radon measurements in geology" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.15, Nos.1-4, pp.609-612.

Vo(72) - Volz, F.E. (1972) - "Infrared refractive index of atmospheric aerosol substances" - Applied Optics, vol.11, No.4, pp.755-759.

Wa(86) - Watnick, S., N.Latner and R.T.Graveson (1986) - "A ^{222}Rn monitor using α spectroscopy" - Health Physics, vol.50, No.5, pp.645-646.

Wi(70) - Wilkening, M.H. (1970) - "Radon 222 concentrations in the convective patterns of a mountain environment" - Journal of Geophysical Research, vol.75, No.9, pp.1733-1740.

Wr(69) - Wrenn, M.E., J.C.Rosen and W.R. Van Pelt (1969) - "Steady state solutions for the diffusion equations of radon-222 daughters" - Health Physics, vol.16, pp.647-656.

Yo(58) - Young, D.A. (1958) - "Etching of radiation damage in Lithium Fluoride", Nature, vol.182, pp.375-377.

Zam(86) - Zamani, M. and S.Charalambous (1986) - "Light particle discrimination using CR-39" - Nuclear Tracks and Radiation Measurements, vol.11, Nos.1/2, pp.35-38.

Za(83) - Zapalac, G.H. (1983) - "A time-dependent method for characterizing the diffusion of ^{222}Rn in concrete" - Health Physics, vol.45, No.2, pp.377-383.

ÍNDICE ANALÍTICO:

- Acúmulo de Rn-222...6
- Aerosóis...110, 142
 - influência dos...111, 122
 - concentração no ar...112, 116
- Água
 - como fonte de Rn-222...6
- Alcance das partículas α
 - no ar...216, 251, 308
 - no CR-39...238, 277
 - na emulsão...245
- Ambiental(is)
 - condições...85, 124, 126, 127, 141
 - x densidade de traços...85,
 - contaminação...1
- Angular, restrição...209, 226, 232
- Ângulo crítico...39, 219, 234, 257, 259
- Ângulo sólido...200
- Ângulo $\theta_{1,1}$...268, 280
 - medida do...286
 - x E...293
- Aparelho respiratório...122, 169
- Ataque eletroquímico...27
- Ataque químico...25, 27, 29
 - calibração do...279, 310
 - variações do...233
 - influência sobre o histograma S...270, 277
 - velocidade de...27, 238, 277
- Atividade
 - x altura...86
 - x densidade de traços...199, 201, 250, 284, 300
 - distribuição, em ambientes de convívio humano...86
 - equilíbrio...7, 124, 140, 189, 308
 - dos filhos do Rn-222
 - no ar...305, 316
 - x dose...15, 171
 - depositados sobre superfícies materiais...63, 154, 184, 189, 194
 - representação exponencial...313
 - variação
 - espacial...107, 130, 136, 313
 - temporal...87
- Attached fraction...112, 320
- Autodifusão...114
- Autoplate-out...69
 - x distância a uma parede...315
 - medida do...262, 266, 309
 - do Pb-214...323
 - do Po-214...270, 279
 - do Po-218...328
 - x tamanho do detetor...70, 75, 77, 81, 184

Background...33	Colisão entre moléculas...95
Bethe, fórmula de...235	Condução de temperatura, de eletricidade...100
Boltzmann...94	Contagem automática dos traços no CR-39...330
Bordas, efeito de...78	Contaminação ambiental...1
Calibração, fator de...42, 262, 266	Contorno, condições de...106
--p/ autoplate-out do Po-214...280	Convecção...127
--p/ filhos do Rn-222 presentes no ar...300	--termo de...129, 138
Câmaras de difusão...20, 243	Correlação entre concentração de Rn-222 e filhos e incidência de câncer (ou dose)...2, 15
Câmaras de ionização...19	CR-39...31, 178
Campânula...48	--como um detetor absoluto...242
Campo de observação (ao microscópio)...29	--composição molecular...236
Câncer...1, 15, 163	--eficiência do...70, 219, 234, 239, 250, 257, 259, 266, 280, 283
--causas do...14, 164	--espessura...219
--incidência de, x concentração de Rn-222 e filhos...2	--como espectrômetro...203
--incidência em mineiros...2	--milimétrico...229
--nos ossos...16	Critério de observação dos traços...263, 306
--nos rins...16	Curva de ataque...29, 32
Carga elétrica dos filhos do Rn-222 e aerossóis...142	dE/dx...38, 215, 234, 277, 295
--efetiva média...146	Decaimento biológico...166
Carvão ativado...21	Decaimento radioativo...7, 11
Células de Lucas...19	Densidade de traços
Chi-quadrado...89	--x atividade...199, 284, 300
Chumbo (Pb-210)...8, 15	--x atividade do Rn-222...201, 250
Coeficiente de difusão...100, 110	--x plate-out...176, 242
--dos aerossóis...112	--x tamanho do detetor...184
--do Rn-222...135	Deplexão...53, 66, 91, 101
--da unattached fraction...108	--dos aerossóis...116
--variação espacial...121	
Coleta de filhos do Rn-222 por campos eletrostáticos...20	

Deposição

- dos filhos do Rn-222 nas vias respiratórias...122
- taxa de...58, 154, 176, 262, 322, 331

Deteção

- ativa...18, 174
- do Rn-222...18, 20, 243
- dos filhos do Rn-222...20
- passiva...20, 174
- técnicas de...18

Detetores plásticos...24, 28

- eficiência dos...38

Diffusion lenght...110, 136, 306

Difusão

- câmaras de...20, 243
- coeficiente de...100, 108, 110
- equação de...100, 103
- forçada...142
- Teoria de...94

Distância máxima efetiva...55, 93, 315, 317

Distribuição

- angular das partículas α incidentes...267
- D_y ...206
- D_z ...207
- espacial dos aerossóis...116
- espacial da atividade α ...53, 104
- espacial dos filhos do Rn-222...48, 89, 107, 130, 145, 149, 162
- espacial do Rn-222...133, 136
- de mobilidade...314
- da radioatividade no interior do corpo humano...15, 122

--S p/ CR milimétrico...229

--S sem restrição angular...208

--S com restrição angular...209, 239

--de tamanho dos aerossóis...111

--de velocidade...100

DME...55, 93, 110, 132, 315

--x mobilidade...317

--x tamanho de uma superfície...180, 183

--x ventilação...159

Dose...7, 8, 122, 164

--x atividade dos filhos do Rn-222...15, 171

--x attached fraction...171

--máxima permitida...13

--x mobilidade dos filhos do Rn-222...170

--em outros órgãos...15

--x unattached fraction...171

--x Working Level...168

e...205

--x E...286

Eficiência

--absoluta...239

--do CR-39...70, 219, 239, 250, 257, 259, 266, 280, 283

--dos detetores plásticos...38

--geométrica...40

--intrínseca...40, 250

--do LR-115...41, 55

--de observação dos traços...44

Eletroquímico, ataque...27

Eletrostático(as)

--campos(forças)...142

--coleta de filhos do Rn-222 por campos...20

Emissão de Rn-222...4, 134
 Emulsão nuclear...44, 245
 --revelação...44
 Energia
 --crítica de detecção...38, 234
 --Efetiva Equivalente...164
 --das partículas α ...8
 --das p. α incidentes...219
 --perda de $(-dE/dx)$...38, 215
 --potencial...9, 168
 --residual...216
 --x e...286
 --x S...212, 226, 232, 237,
 277, 295
 Equilíbrio de atividade...7, 58,
 124, 140, 189, 194, 308
 Equivalência
 --entre difusão e ação de uma
 força...143
 --entre forças eletrostáticas e
 ventilação...144
 Erros...89
 --associados à utilização do
 CR-39 como um detetor
 absoluto...330
 --avaliação...89
 --experimental...90
 ----individual...231
 --de Poisson...89
 Espectrometria α ...20, 203
 Estado estacionário...105
 Estatística...89
 --de Poisson...89
 Estimativa do número anual de
 mortes...15
 Estudo do Rn-222 e filhos...2
 Excentricidade dos traços no
 CR-39...221, 225
 Exponencial, representação
 --da ativ. dos filhos do
 Rn-222...313
 Exposição
 --geometria de...46, 199
 Fabricantes de SSNTDs...27, 31
 Fading no CR-39...34
 Fator
 --de calibração...42, 262, 266
 ----p/ autoplate-out do
 Po-214...280
 ----p/ filhos do Rn-222
 presentes no ar...300
 --de equilíbrio...124, 140
 --de equilíbrio médio...308
 --de qualidade...9, 164
 --de retenção...166, 169
 Fick, lei de...103
 Filhos do Rn-222
 --no ar...7, 112, 149, 283,
 305, 316
 --inalação...7, 167
 --detecção...20, 21, 262, 283
 --depositados sobre superfícies
 infinitas...154
 --retenção no aparelho
 respiratório...7, 122, 165
 Filtros
 --métodos de...20
 --método de dois...19
 Fluxo de partículas
 (moléculas/átomos)
 --devido à difusão...101
 --devido à convecção...127

--devido à ação de uma
 força...143
 Fontes de radioatividade...1, 6
 Forças eletrostáticas...142
 Forças intermoleculares...95
 Formação dos átomos do
 Rn-222...4
 Formação do traço latente...25
 Fumar, hábito de...14
 Função distribuição de
 mobilidade...314
 Geometria de exposição...46, 199
 --de placas paralelas...228,
 244, 250, 252, 257
 Gormley e Kennedy, equação
 de...170
 H_2SO_4 - p/ controle de
 umidade...49
 Histograma S...239, 270
 Inalação de Rn-222 e filhos...7,
 122, 167
 Incidência de partículas α sobre
 a superfície do detetor...256
 Ionização, potenciais de...235
 Jacobi, modelo de...173
 Latência, período de...14
 Latente, traço...25
 Lei
 --de decaimento radioativo...7,
 11, 105
 Leucemia...16
 Limitação da descrição da
 distribuição espacial dos filhos
 do Rn-222...162
 Limite de energia crítica de
 detecção...38
 Livre caminho médio...94
 --dos aerossóis...113
 LR-115...28, 178
 --eficiência do...41, 55
 Lucas, células de...19
 Massa pulmonar...169
 Materiais
 --de construção...4
 --influência do plate-out sobre
 diversos tipos de...61, 147
 Medida dos diâmetros dos traços
 no CR-39...204
 Meia-vida...8
 Metabolismo orgânico...15
 Método de contagem
 integrada...20
 Mineiros, incidência de câncer
 em...2
 Mobilidade
 --dos átomos dos filhos do
 Rn-222...85, 112, 315
 ----x DME...317
 ----x dose...170
 --coeficiente de...145
 Monazita (monazítita,
 areia)...331
 Morte, risco de...1, 3, 15
 Nomenclatura...304
 Normalidade...28
 Origem
 --dos átomos do Rn-222...4
 --do estudo do Rn-222 e
 filhos...2
 --da Teoria de Difusão...94
 Ossos, câncer nos...16
 Pb-210 (e filhos)...8, 15

Penetrabilidade dos filhos do
Rn-222 no ap. respiratório...
170

Plásticos, detetores...24, 28

Plate-out...50, 54, 92, 321

- anulação dos efeitos do...252
- dos aerossóis...116
- x densidade de traços...176
- efeitos do
 - sobre o CR-39...178, 321
 - sobre o LR-115...178
 - sobre superfícies finitas...179, 239
- medida do...242
- x mobilidade dos filhos do Rn-222...85
- sobre diversos materiais...61, 147

Poisson, estatística de...89

Polarização dos aerossóis...142

Potenciais de ionização...235

Probabilidade

- de uma partícula α chegar até a superfície do detetor...199, 201
- de retenção de filhos do Rn-222 sobre superfícies materiais...66, 77

Produção

- dos átomos do Rn-222...4

Propriedade(s)

- químicas dos filhos do Rn-222...92

Pulmão...169

Qualidade, fator de...9, 164

Químicas, propriedades - dos filhos do Rn-222...92

RAD...164

Radioatividade

- decaimento radioativo...7, 11 105
- fontes de...1, 6

Radônio

- Rn-220...331
- Rn-222
 - acúmulo...6
 - no ar...4, 7, 133, 136
 - no ar externo...6
 - deteção...18, 20, 243, 305
 - diffusion lenght...306
 - emanação...4, 134
 - formação dos átomos do...4, 6
 - propriedades...4, 135
- Rn-222 e filhos...1
 - no ar...7, 283, 300, 305
 - inalação...7, 167
 - origem do estudo de...2

Relação entre densidade de traços e

- atividade do Rn-222...68, 201, 305
- atividade α do Rn-222 e filhos...40, 58, 199, 283, 300
- autoplate-out...68, 184, 270
- tamanho do detetor...184

Relação entre S e E...212, 226, 232, 237, 277, 295

REM...165

Reprodutibilidade...197

Restrição angular...209, 226, 232

Retenção dos filhos do Rn-222 no aparelho respiratório...7, 165	--ventilação...127
--fator de...166, 169	Técnicas de detecção...18, 23, 174
Revelação da emulsão...44	--limitações das...329
Rins, câncer nos...16	--método de dois filtros...19
Risco	--método de contagem integrada...20
--de aparecimento de câncer...15	--técnica de contagem tripla...20
--de morte...1, 3	Temperatura
S...205, 212, 226, 232, 234, 237, 270, 277, 295	--efeito dos gradientes de...141
Séries radioativas	--x alcance das partículas α no ar...216
--do U-238...5	Tório (série do Th-232)...331
--do Th-232...331	Torônio...331
Sólido, ângulo...200	Traço(s)
Solo	--densidade de
--teor de U-238...4	----x condições ambientais...85 124, 176
SSNTDs...24	----x tamanho do CR-39...78, 81, 179, 187
--fabricantes...27	--latente...25
--tipos...27	--no CR-39
Superfícies esféricas, efeito do plate-out sobre...182	----t. anômalos...310
Superfícies finitas, efeito do plate-out sobre...179, 189, 239	----aparência...204, 234, 275
Tamanho do detetor, influência do...70, 75, 77, 81, 180, 183	----coloração...221
Taxa de	----contagem automática...330
--deposição...58, 154, 176, 262, 322, 331	----diâmetro...204
--emanação do Rn-222...4, 134	----excentricidade...221, 225, 285
--entrada de filhos do Rn-222 no ap. respiratório...166	Transporte do Rn-222 e filhos através do ar...91
--mortalidade...1	Umidade
--perda de energia ($-dE/dx$)...38	--controle da...49
--respiração...167	--efeito da...126
	Unattached fraction...112, 320

Urânio

- filmes de...214, 293
- U-238...4, 5

Variação da atividade α

- espacial...107, 130, 136
- temporal...87

Variação espacial do coeficiente de difusão...121

Velocidade

- de ataque...27, 238, 277
- de deslocamento dos filhos do
Rn-222...93
- térmica dos filhos do
Rn-222...94

Ventilação...6, 7, 127, 137, 159, 194, 306, 326

Viscosidade...100

Volume $V(1,1)$...284, 295

Working Level...11, 124

- x dose...168

Working Level Month...12, 171